Thèse de Doctorat

Présentée devant
L'Université du Maine

Pour obtenir
Le grade de Docteur

École doctorale SPIGA
Spécialité : Acoustique

Présentée par
Francis Golay

Caractérisation de l'émission acoustique des véhicules étendus par des sources ponctuelles équivalentes

Version finale

Soutenance le 31 août 2010
à l'Université du Maine

Devant le Jury composé de :

Christophe Ayrault	Maître de Conférences (UM)	Co-Directeur de thèse
Michel Bérengier	Directeur de Recherche (LCPC)	Examinateur
Dick Botteldooren	Professeur des Universités (UGent)	Rapporteur
Guillaume Dutilleux	Docteur Ingénieur de Recherche (LRS)	Co-Directeur de thèse
Alexandre Garcia	Professeur des Universités (CNAM)	Rapporteur
Kurt Heutschi	Professeur des Universités (EMPA)	Examinateur
Franck Poisson	Docteur Ingénieur de Recherche (SNCF)	Examinateur
Laurent Simon	Professeur des Universités (UM)	Directeur de thèse

Résumé

L'évaluation et la gestion du bruit constituent aujourd'hui une préoccupation majeure des pouvoirs publics, qui s'est concrétisée au niveau européen par l'adoption de la directive 2002/49/CE. Les états doivent cartographier acoustiquement les villes et les axes de transports terrestres les plus importants. La volonté d'utiliser une méthode commune a débouché sur les projets Harmonoise/Imagine et sur le modèle CNOSSOS, actuellement en cours de développement. La modélisation de l'émission sonore est plus complexe que dans les modèles nationaux utilisés jusqu'ici. Cette complexité a un prix. La mesure au passage utilisée abondamment jusqu'à présent pour la caractérisation de l'émission acoustique des véhicules devient caduque. Une autre méthode est nécessaire pour alimenter ce modèle d'émission plus complexe. Parallèlement au besoin d'une nouvelle technique de mesure, des voix s'élèvent contre l'utilisation des seuls indicateurs moyennés (L_{den}, L_{night}), exigés par la directive européenne. Ces indicateurs, adaptés pour des vitesses de véhicules constantes, sont peu pertinents face à la dynamique du milieu urbain. Ce travail se propose de contribuer à l'émergence d'une nouvelle méthode d'ingénierie, qui puisse caractériser simplement des sources complexes, et de manière dynamique (reconstituer des niveaux fréquentiels continus équivalents variant dans le temps par exemple). Une des principales motivations de cette thèse est aussi l'étude des véhicules étendus (poids lourds, bus, tramways) pour lesquels ces besoins sont les plus criants.

L'objectif de ce travail est d'arriver à simuler plus finement les niveaux de bruit produits par les sources routières ou ferroviaires. On modélise les sources réelles par des sources équivalentes. Les sources physiques ne sont pas directement prises en compte. Par exemple un moteur de voiture est environ à 50 cm du sol, mais la source équivalente qui modélise la voiture peut se situer à quelques centimètres du sol.

Pour la caractérisation de l'émission des sources sonores, la hauteur de source apparaît comme un paramètre de première importance, tant du point de vue de la propagation à longue distance, qu'à courtes distances en présence d'un écran acoustique. Pourtant, ce paramètre est loin de faire l'unanimité parmi les modèles existants. Pour essayer d'expliquer ces différences, nous sommes partis d'une méthode inverse existante, basée sur l'optimisation des spectres d'atténuation mesurés et calculés entre deux microphones. Cette méthode permet d'estimer la hauteur de sources équivalentes en supposant que les spectres sont identiques et que les sources sont situées à la même hauteur. Dans le cadre de ce travail, cette méthode a été améliorée en termes de robustesse, étendue au cas des sources en mouvement, puis testée numériquement et validée par des mesures expérimentales. La prise en compte du mouvement a nécessité le développement d'un modèle simplifié de l'équation Doppler Weyl van der Pol. L'application de cette méthode sur des véhicules en mouvement ou à l'arrêt, moteur allumé, donne cependant invariablement des hauteurs proches du sol. Ceci met en évidence les limites de la modélisation des véhicules par une seule source sonore ponctuelle équivalente.

Une nouvelle méthode est aussi développée. Celle-ci permet de calculer le nombre de sources ponctuelles équivalentes, leur position et leur spectre, à partir de la signature au passage en N_M

microphones (N_M étant petit en regard du nombre de microphones classiquement utilisée en antennerie, typiquement 3 à 4). Si la directivité des sources est connue, elle peut être prise en compte. Cette méthode considère pour l'instant les sources fixes, mais la vitesse pourra être facilement introduite. La méthode inverse définie consiste à minimiser l'écart entre les spectres mesurés et modélisés dans un espace de solutions qui précisent le nombre des source équivalentes, et leur position. Appliquée à des sources réelles fixes, cette méthode donne des résultats satisfaisants sur quelques simulations. Des validations numériques sont encore nécessaires : tester différentes configurations sources-récepteurs, diminuer la taille de l'espace des solutions... La méthode doit aussi être confrontée à des mesures sur des sources réelles. En cas de succès, parmi les développements envisageables, la possibilité d'optimiser la directivité des sources ponctuelles équivalentes semble particulièrement intéressante. L'adaptation des modèles fréquentiels existants (Rudnick et Rasmussen) à des sources à large bande, développée dans le cadre de ce travail, pourrait aussi améliorer la méthode.

Remerciements

Tout d'abord, un grand merci à la dynamique et non moins joyeuse équipe du Mans qui m'a encadré, Laurent et Christophe, pour leur aide précieuse et le recul minimum qu'ils m'ont apporté tout au long de ce travail,

Merci à Franck pour ses avis et suggestions toujours pertinents lors des comités de suivi,

Merci à Fabienne pour ses nombreux encouragements et conseils, qui m'ont beaucoup aidé dans les moments de doute,

Merci à Guillaume,

Merci à David pour toutes les références qu'il m'a communiquées.

Merci aussi à tous ceux qui ont travaillé ou échangé avec moi (Frédéric, Guénolé, Gaëlle, Xavier...), en particulier lors des campagnes de mesures (une pensée particulière pour Thierry et son sens de l'organisation).

Et bien sûr, un grand merci à tous mes prédecesseurs qui ont permis de préparer ce travail : doctorants, stagiaires ... !

Cette thèse ne se serait pas terminée de la même façon sans l'arrivée de Christophe, et de son soutien pratiquement journalier, tant en informatique, qu'en acoustique, et qu'en suivi psychologique ! Merci !

Je tiens aussi à remercier chaleureusement tous les membres du jury pour leurs remarques, et pour avoir permis de rendre ce moment inoubliable.

Enfin, merci à Charlotte, Auguste, Gustave et Bertille ... pour leur patience, particulièrement pendant la période de rédaction !

Sommaire

I Etat de l'art **1**

1 Modélisation de l'émission acoustique des sources de transports terrestres **3**
1.1 Introduction . . . 3
1.2 Modélisation de l'émission acoustique des sources de transports terrestres . . . 3
1.3 Propagation en champ proche . . . 13
1.4 Prise en compte du mouvement . . . 24
1.5 Caractérisation de l'émission sonore des sources équivalentes . . . 30
1.6 Conclusion . . . 36

II Amélioration des modèles fréquentiels **39**

Introduction **41**

2 Modèle Temporel Simplifié pour une Source harmonique en Mouvement [1] **43**
2.1 Introduction . . . 43
2.2 État de l'art . . . 44
2.3 Modéle temporel simplifié . . . 49
2.4 Simulations numériques . . . 51
2.5 Conclusion . . . 58

Annexes **59**
2.A Simplifications dans le domaine temporel . . . 59
2.B Fenêtre de Hann . . . 62
2.C Comparaison entre la propagation de la pression et du potentiel de vitesse . . . 63

3 Propagation d'un bruit à large bande **65**
3.1 Théorie . . . 65
3.2 Simulations numériques . . . 67
3.3 Conclusion . . . 68

III Estimation de la hauteur de source(s) **73**

Introduction **75**

1. Ce chapitre constitue un article qui a été soumis à JSV le 11/03/2010. C'est pourquoi il est rédigé en anglais.

4 Détermination de la hauteur de source de plusieurs sources situées à la même hauteur [2] 77
4.1 Introduction . . . 77
4.2 Modèles de propagation . . . 78
4.3 Méthode à deux microphones . . . 81
4.4 Influence de la configuration retenue . . . 83
4.5 Étude de sensitivité . . . 84
4.6 Validation expérimentale . . . 88
4.7 Conclusion . . . 91
4.8 Remerciements . . . 93

5 Hauteur de sources réelles fixes ou en mouvement 95
5.1 Introduction . . . 95
5.2 Hauteur de sources en mouvement : théorie . . . 96
5.3 Simulations numériques . . . 102
5.4 Application expérimentale . . . 109
5.5 Conclusion . . . 113
5.A Estimation de l'instant de passage . . . 116
5.B Périodogramme moyenné réarrangé . . . 117

IV Méthode énergétique 119

Introduction 121

6 Méthode Énergétique pour la Caractérisation des Sources acoustiques 123
6.1 Introduction . . . 123
6.2 Méthode énergétique . . . 124
6.3 Simulations numériques : descriptif . . . 126
6.4 Simulations numériques . . . 128
6.5 Étude paramétrique . . . 133
6.6 Cas d'une source complexe . . . 139
6.7 Conclusion . . . 142

Annexes 142
6.A Étude de quelques variantes . . . 142

7 La MÉCS : perspectives 149
7.1 Optimisation et validation de la MÉCS . . . 149
7.2 Développements théoriques possibles . . . 151
7.3 Conclusion . . . 153

Conclusion générale 155

Références bibliographiques 157

2. Ce chapitre constitue un article qui a été accepté à Acta Acustica United with Acustica en avril 2010. C'est pourquoi il est rédigé en anglais.

Table des matières **172**

A Résolution du problème des moindres carrés **I**

B Détermination des cœfficients Harmonoise/Imagine : proposition d'une solution analytique **III**

C Variables **V**

D Acronymes **IX**

E Liste des publications **XI**
E.1 Articles dans des revues internationales avec comité de lecture : XI
E.2 Communication à des congrès avec actes : XI
E.3 Rapports de recherche : XI

F Synoptique du travail réalisé **XIII**

2. Ce chapitre constitue un article qui a été accepté à Acta Acustica United with Acustica le 19/04/2010. C'est pourquoi il est rédigé en anglais.

Introduction

Un matin, en début de thèse, j'entends une voie étrangère à l'autre bout du couloir. Un visiteur algérien venait découvrir les activités du laboratoire. Arrivé au groupe acoustique, celui-ci s'étonne qu'une si grande équipe (une dizaine de personnes) travaille sur la problématique du bruit routier. En effet, pour lui, la route était une source de progrès qui occultait tous les aspects négatifs (bruit, pollution atmosphérique...). Pourtant, avec le temps, les nuisances s'imposent comme des évidences. Le bruit présente bien aujourd'hui un enjeu sociétal fort comme l'a confirmé en France le Grenelle de l'environnement en 2007. Il est d'ailleurs devenu une des premières causes de nuisance citée par les Français. Le contexte législatif est en revanche assez récent : en France, la première loi bruit, dite loi « Royal » date de 1992, soit il y a moins de 20 ans ; la première directive européenne n°2002/49/CE sur le bruit date de 2002. Cette dernière exige que les états recensent les zones soumises au bruit des transports, les traitent et informent la population. En 2007, pour la première échéance fixée par cette directive, 160 villes de plus de 250 000 habitants et plus de 85 000 kms de routes importantes ont dû être cartographiés (Leeuwen et de Vos, 2009). La prochaine échéance concernant les villes de plus de 100 000 habitants européennes et le réseau routier secondaire est fixée à 2012. L'élaboration de cartographies pertinentes impose donc de disposer de critères d'évaluation du bruit et de modèles d'émission des sources et de propagation adaptés au milieu urbain.

Le présent travail se focalise sur les modèles d'émission d'ingénierie des sources. La modélisation actuelle des véhicules convient bien en milieu interurbain, quand les vitesses sont stables. En milieu urbain en revanche, la modélisation présente certaines limites. Les indicateurs utilisés dans la réglementation sont des niveaux moyens sur des périodes de plusieurs heures (L_{den}, L_{night}...). Ils ne traduisent pas du tout la dynamique rencontrée en ville, où les nombreux aménagements urbains rythment un trafic bigarré. Pour aboutir à de nouveaux indicateurs (type $L_{Feq}(t)$), une nouvelle modélisation est nécessaire, ainsi qu'une technique de mesures simple associée. Par ailleurs, même s'il ne prend pas en compte la dynamique du trafic, le modèle européen CNOSSOS en cours de finalisation, augmente la finesse de la modélisation. Là encore, une technique de mesure simple est nécessaire pour alimenter ce modèle.

L'émission des sources sonores peut être modélisée par la connaissance des sources réelles ou par l'emploi de sources équivalentes fictives permettant de reproduire le champ sonore émis. Dans le premier cas, les techniques d'antennerie sont largement utilisées. La formation de voies est ainsi employée pour la modélisation des Poids-Lourds (Hamet et coll., 1998) ou des tramways (Pallas et coll., 2007). Certains auteurs soulignent que la formation de voies est plus adaptée pour la localisation des sources que pour leur caractérisation (directivité, spectre...) (Antoni, 2010). D'autres techniques existent : *Equivalent Source Method*, holographie acoustique, traitement d'antenne pour localiser les sources combiné à une méthode inverse pour calculer leurs spectres d'émission (Brühl et Röder, 2000)... Néanmoins, l'ensemble de ces techniques fait intervenir un nombre souvent important de capteurs, et nécessite un équipement spécifique, avec en particulier un calibrage en phase des microphones. Le besoin d'une méthode de caractérisation plus simple,

avec un nombre de capteurs réduit, aussi bien pour le déploiement sur le terrain que pour le dépouillement des mesures, serait d'une grande utilité. Une des principales motivations de cette thèse est aussi plus particulièrement l'étude des véhicules étendus (Poids-Lourds, bus, tramways) pour lesquels ces besoins sont les plus criants.

L'émission sonore des véhicules est donc généralement modélisée sous la forme d'une ou beaucoup plus rarement de plusieurs sources équivalentes ponctuelles. Les modèles les plus raffinés associent même à ces sources une directivité, ainsi que de nombreux facteurs d'émission. Les techniques d'antennerie ou tout autre traitement sophistiqués peuvent s'avérer utiles pour déterminer les paramètres de ces modèles. Dans le modèle européen CNOSSOS par exemple, les hauteurs de source pour les différentes catégories de véhicules ont été fixées par des techniques d'antennerie. La hauteur de source est justement un paramètre parmi les plus importants de ces modèles. Elle influe en effet tant sur la propagation à longue distance que sur le dimensionnement des écrans à courte distance. Si l'importance de la hauteur de source ne fait pas de doute, les modèles d'ingénierie existants proposent des valeurs très variées (Dutilleux et coll., Accepted in 2010 ; Jonasson, 2007 ; Heutschi, 2004).

Les travaux sur la méthode de hauteur de source à deux microphones (K. M. Li et Heap, 1991 ; Gaulin, 2000) constituent le point de départ de la thèse. Il s'agit d'une méthode inverse, basée sur la comparaison des spectres d'atténuation entre deux microphones mesurés et modélisés. L'application de cette méthode à des sources réelles donnait une hauteur systématiquement proche du sol (Gaulin, 2000). Par la suite, Guillaume Dutilleux, David Écotière et Frédéric Guntzer ont validé et développé la méthode : nombreuses campagnes de mesures avec des sources maîtrisées ou non, généralisation de la méthode à plusieurs sources situées à la même hauteur (Dutilleux, 2004a) (pour une application aux tramways), optimisation de la position des microphones, introduction d'une discontinuité d'impédance Guntzer et coll. (2006) (configuration courante le long des routes).

La thèse se divise en quatre parties. *Deux chapitres sont en anglais, car ils correspondent à des articles soumis à des revues scientifiques à comité de lecture. L'un a été accepté, l'autre est soumis.* La première partie présente l'état de l'art. Elle traite de la modélisation des sources réelles par des sources équivalentes. Afin de comparer mesures et calculs, des modèles de propagation simplifiés sont présentés. La nécessité de la prise en compte du mouvement est aussi discutée. Un aperçu des méthodes de caractérisation des sources permet de comprendre la nécessité d'une nouvelle approche. La deuxième partie se propose d'améliorer les modélisations fréquentielles existantes, tout d'abord au travers d'une formulation simplifiée pour une source harmonique en mouvement, et ensuite par la prise en compte du caractère large bande des sources réelles, à qui l'on applique trop souvent des modèles initialement développés pour des sources harmoniques. La troisième partie est dédiée à la méthode d'estimation de la hauteur de source à deux microphones. Ma contribution à la finalisation de cette méthode existante a pour l'essentiel consisté à optimiser l'estimation des densités spectrales de puissance (DSP) en introduisant le périodogramme moyenné, à valider expérimentalement la méthode dans le cas de trois sources en présence d'une discontinuité d'impédance et à expliquer les problèmes associés, à prendre en compte le mouvement, à redépouiller toutes les campagnes de mesure avec un code unifié et optimisé, et enfin à appliquer cette méthode à des sources réelles. La quatrième partie développe une nouvelle méthode pour la caractérisation d'une source réelle par plusieurs sources sonores équivalentes. Cette méthode inverse permet d'optimiser le nombre et la position des sources équivalentes, ainsi que leurs spectres, à partir de mesures de pression en plusieurs microphones. Cette méthode n'est pour l'instant étudiée qu'au travers de simulations numériques. D'ores-et-déjà, elle présente des potentiels théoriques intéressants. Les annexes sont placées à la fin de chaque chapitre, sauf les annexes à portée plus générale qui sont situées en fin de livre. Les différents sigles

introduits dans le cadre de cette thèse sont récapitulés en Annexe F.

Ce travail a été financé en quasi totalité par l'opération de recherche 11M061 « Prévoir le bruit en milieu urbain », animée par le Laboratoire Central des Ponts et Chaussées et le Laboratoire Régional de Strasbourg.

Partie I

Etat de l'art

Chapitre 1

Modélisation de l'émission acoustique des sources de transports terrestres

1.1 Introduction

La caractérisation sonore des sources constitue une des grandes problèmatiques de l'acoustique. Dans le cadre de ce travail, on s'intéresse uniquement à la caractérisation physique, et pas à la caractérisation de la gêne ou des effets sur la santé qui constituent une tout autre approche. Pour la caractérisation physique des sources sonores, on peut distinguer deux types d'approche fondamentalement différentes. La première consiste à localiser précisément une source existante, ceci par exemple afin d'optimiser l'émission acoustique d'un véhicule. La seconde approche est fondamentalement différente. Il s'agit de modéliser une source sonore réelle et donc complexe par une ou plusieurs sources équivalentes, de manière à pouvoir prévoir le champ acoustique en certains points de l'espace. C'est cette approche qui nous intéresse, dans la perspective de la directive européenne et de la prévision des nuisances. *A priori*, une source équivalente peut être localisée à un endroit qui ne correspond à aucune réalité physique. Ainsi David Gaulin (Gaulin, 2000) a estimé que la hauteur de source équivalente pour une mobylette moteur allumé à l'arrêt était située au niveau du sol (moins de 3 cm).

Dans ce chapitre, on va détailler les outils actuels de modélisation des sources réelles par des sources équivalentes. Afin de pouvoir les caractériser, des modèles de propagation simplifiés sont ensuite proposés (sol plat, pas d'effets atmosphériques). L'importance de la prise en compte du mouvement est ensuite discutée. Enfin, un aperçu des méthodes de caractérisation de sources sera présenté.

1.2 Modélisation de l'émission acoustique des sources de transports terrestres

Afin de prévoir le bruit engendrés par les moyens de transports terrestres (voitures, tramways, bus...), il est nécessaire de modéliser l'émission acoustique d'une grande variété de véhicules. En France, la prévision du bruit des moyens de transport est somme toute assez récente, elle date du début des années 80 (Favre, 1983). La première loi Bruit, dite loi "Royal", date seulement de 1992. Récemment, dans plusieurs pays, des modèles ont été mis à jour ou définis

- *Traffic Noise Model*, le modèle américain,
- Nord2000 dans les pays nordiques, et qui a servi de base au modèle européen Harmonoise/Imagine (Jonasson et Taraldsen, 2006),

- le modèle suisse SonRoad (Heutschi, 2004),
- le modèle européen Harmonoise/Imagine, défini à partir des projets du même nom [1] ; le volume 93 (2007) d'Acta Acustica United with Acustica y est consacré,
- la Nouvelle Méthode de Prévision du Bruit en France, version 2008 (Sétra, 2009a,b),

Globalement, et surtout avec Nord2000 et Harmonoise, on assiste à une complexification des modèles (plus de sources, prise en compte de la directivité, augmentation du nombre de catégories de véhicules ou des facteurs d'émission...).

L'objectif ici n'est évidemment pas de décrire les particularités d'un ou de plusieurs modèles dans le détail [2]. Il s'agit plutôt de montrer les similitudes entre modèles et surtout... leurs différences. Les exemples fournis concernent principalement les véhicules étendus, que sont les tramways et les Poids Lourds (PL). Tous ces exemples proviennent majoritairement de deux bibliographies récentes réalisées dans le cadre de mon travail (Golay, 2006, 2009).

1.2.1 Diversité des sources

Quand l'on s'intéresse aux véhicules de transports terrestres, force est de constater leur diversité. Prenons l'exemple des PL (Golay, 2006). Au niveau fonctionnel, ils peuvent être subdivisés en six catégories principales : les PL fermés ou fourgons, les PL utilitaires, les citerniers, les véhicules de chantier, les PL de déménagement, les véhicules spécialisés. Bien sûr, sur le plan acoustique, d'autres facteurs peuvent intervenir, comme la motorisation, l'âge du véhicule... Pour un véhicule comme le tramway (Golay, 2009), la diversité est elle-aussi importante, alors que son renouveau date seulement des années 80 [3]. On distingue : les tramways sur rail, les tramways sur pneus, les trams-trains (ou trains-trams, ou tramways suburbains). Le tramway sur rail est certes le plus répandu, mais il en existe de diverses sortes : plancher bas, alimentation par le sol, types de pose de voies différentes...

1.2.2 Types de sources

Pour les véhicules de transports terrestres, on distingue classiquement quatre types de source

- le bruit de roulement, généré par le contact pneu/chaussée,
- le bruit moteur,
- le bruit aérodynamique,
- le bruit des équipements.

Les figures 1.1(a) illustrent l'importance relative de ces différentes sources respectivement pour les trains (Imagine) et les PL (NMPB08). L'allure des courbes est la même pour les deux types de véhicules. À basse vitesse, le bruit moteur est prépondérant. Puis, le bruit de roulement devient prépondérant. Enfin, à grande vitesse, le bruit aérodynamique se fait sentir à partir de 300 km.h^{-1}. Pour le bruit routier, le bruit aérodynamique peut être négligé.

1. Harmonoise (2001-2004) s'est plus intéressé à l'émission des véhicules routiers et ferroviaires, et Imagine (2004-2006) aux sources industrielles et aux avions. À partir de ces projets, la définition d'un modèle commun européen, baptisé CNOSSOS, est en cours.

2. Dans le projet Harmonoise, une étude bibliographique des modèles existants a d'ailleurs été réalisée (Harmonoise, 2004a).

3. Au début du XX$^{\text{ème}}$ siècle, une cinquantaine de villes possédait un tramway. Soudainement, avec l'apparition de la voiture, les lignes ont fermé une à une, avant le début de la seconde guerre mondiale. Seules trois villes ont conservé un tramway : Marseille, Lille et Saint-Étienne.

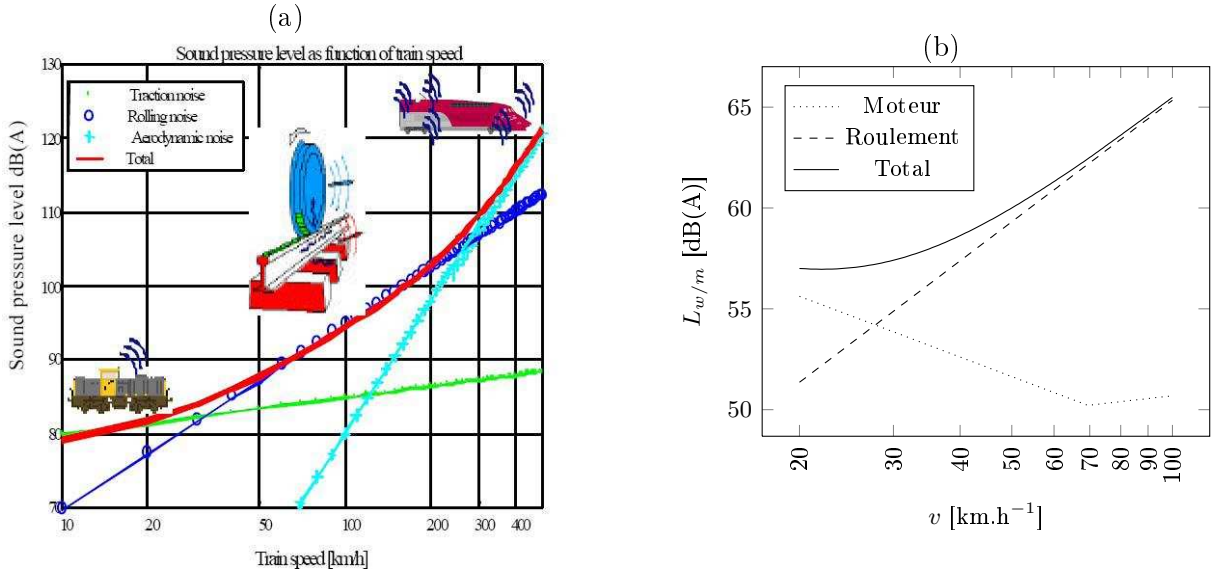


FIGURE 1.1 – Importance relative des principaux types de bruits en fonction de la vitesse. (a) Imagine, trains - (b) NMPB08, Poids Lourds (Sétra, 2009a), exprimés en dBA par tiers d'octave.

1.2.3 Émission(s) acoustique(s)

On parle souvent de l'émission acoustique des véhicules. En fait, il serait plus juste de parler des émissions acoustiques. En effet, les différents modèles d'émission sont très différents suivant les pays, ce qui rend toute comparaison difficile. Par ailleurs, les indicateurs employés sont couramment critiqués : des indicateurs complémentaires sont nécessaires et exigent une modélisation plus fine.

Dans (Aballéa et coll., 2010), les auteurs constatent que tous les modèles existants de véhicules routiers sont très difficiles à comparer. *La difficulté principale réside dans le fait que chaque modèle d'émission est propre au modèle de propagation correspondant. En effet, les distances de référence, hauteur de la/les source(s), le type de soure (ponctuelle en champ libre, ponctuelle en espace semi-infini...), les grandeurs fournies (L_{eq}, L_w, L_{10}...) le regroupement de véhicules en catégories, le revêtement de référence, etc. utilisés pour calculer les niveaux d'émission d'un tronçon de route varient d'un modèle à l'autre.* Néanmoins, dans tous les pays[4], les modèles de trafic sont définis afin de prédire des niveaux sonores moyennés sur des périodes de plusieurs heures (L_{Aeq}(6h-22h), L_{den}...). En Europe, tous les modèles peuvent donc a priori prétendre répondre à la directive européenne 2002/49/CE, qui impose aux états un recensement des zones exposées au bruit.

De plus, si l'on considère un modèle d'émission donné, des corrections régionales sont nécessaires. C'est ce qui a été constaté lors de l'application du modèle Harmonoise (Jonasson, 2007) aux véhicules du Danemark et de la Suède. Même si les différences sont peu perceptibles en termes de niveaux pondérés A, elles deviennent importantes par bande de tiers d'octave. Des mesures sont nécessaires dans chaque pays pour tenir compte de la flotte des véhicules, ainsi que des types de revêtements de chaussées.

Par ailleurs, depuis plusieurs années, les niveaux sonores moyennés (de type L_{Aeq}) sont régulièrement remis en question. Par exemple, la pondération, chargée de traduire les sensations perçues par une oreille humaine moyenne et utilisée pour le calcul du L_{Aeq}, devrait normalement

4. Dans certains pays nordiques, le L_{Amax} fait partie des indicateurs réglementaires.

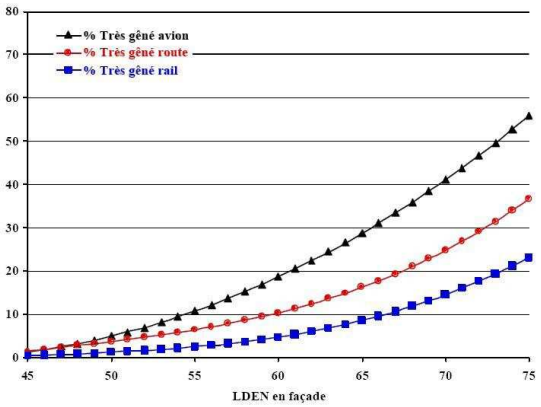


FIGURE 1.2 – Gêne due au bruit des différents moyens de transports, European Commission, 2002 (Agence Française de Sécurité Sanitaire de l'Environnement, 2004).

varier en fonction du niveau de bruit. De plus, en milieu urbain, avec une circulation pulsée, les indicateurs de type L_{Aeq} ne permettent pas de traduire la dynamique du bruit, et donc la gêne. La figure 1.2 présente par exemple le pourcentage de gens très gênés par les avions, la route ou le rail, exprimée en fonction du L_{den}. Pour un même L_{den} de 75 dB, le pourcentage de gens très gênés varie de 23% pour le rail à 55% pour l'avion. Concernant les tramways, une autre étude montre clairement les limites du L_{Aeq} pour traduire la gêne de long terme des personnes interrogées : seulement 4% de la gêne de long terme est expliquée par cet indicateur. Ce chiffre monte à 31% si l'on prend en compte des variables perceptives basées sur les caractéristiques acoustiques du tramway et exprimées par les riverains. Pour une étude plus approfondie des effets du bruit (santé et gêne), on pourra se référer à l'étude bibliographique (Marquis-Favre et coll., 2005b,a).

Des indicateurs acoustiques complémentaires sont donc nécessaires. On n'aborde pas dans le cadre de ce travail les réflexions psycho-acoustiques, mais uniquement la modélisation physique. Depuis quelques années, des travaux sur des indicateurs de trafic dynamique sont menés (Botteldooren et coll., 2006 ; Can et coll., 2009). Dans (Can et coll., 2009), de nombreux indicateurs physiques sont étudiés, basés pour la plupart sur les niveaux L_{Aeq} calculés sur des intervalles de 1 s. En réponse à ces nouveaux besoins, une amélioration des modèles d'émission est nécessaire [5].

1.2.4 Introduction aux modèles multi-souces

On distingue deux types de modélisation des véhicules. Il existe tout d'abord des modèles physiques, ou modèles de référence. Ces modèles permettent une meilleure compréhension des phénomènes. Ils permettent d'étudier l'influence de tel ou tel paramètre sur l'émission du bruit. Pour le bruit de roulement roue/rail, le modèle de référence s'appelle TWINS (Track-Wheel Interaction Noise Software) (Margiocchi et Gautier, 2006). Ce modèle a fait l'objet de nombreuses études ces dernières années, et a atteint un stade de maturité (Thompson et Jones, 2000). Un rappel bibliographique des principales étapes de l'étude du bruit de roulement est réalisé dans (Thompson et Jones, 2000). TWINS, prévu à l'origine pour les trains, a d'ailleurs déjà été adapté aux tramways (Frid et coll., 2006). Dans le domaine routier, les modèles de

5. Dans (Can et coll., 2009), deux modèles d'émission très simples sont pris en compte. Le premier modélise les véhicules par une ligne source associée au véhicule. Ce modèle est consommateur en temps de calcul. Le second modèle modélise l'émission par des lignes sources fixes, auxquelles on associé un niveau d'émission. Cette seconde approche permet des calculs rapides, et jugés relativement précis.

contact pneumatique-chaussée sont plus nombreux. On peut citer par exemple le modèle HyRoNe développé à l'INRETS (Klein, 2010). Les modèles physiques sont malheureusement trop consommateurs en temps de calculs, et surtout très gourmands en termes de nombre de données d'entrées. Ils ne sont généralement réservés qu'à dans des cas bien précis (optimisation de la structure de la route, optimisation des roues de train...).

Les modèles d'ingénierie sont par compte beaucoup plus simples. Certes, les sources d'origine routière, et en particulier les PL, sont des sources sonores complexes (étendues, avec des effets de directivité...). La modélisation vise à les réduire en un système acoustique simple, qui permette des calculs rapides sur de grandes surfaces. Les véhicules sont modélisés par des sources sonores ponctuelles équivalentes. On parle aussi de modèle multi-sources. Ces modèles ne permettent pas, bien souvent, de modéliser les solutions de réduction du bruit à la source (comme les absorbeurs sur les roues pour les trams par exemple). Leur usage se limite à la modélisation du bruit dans l'environnement. C'est cette approche qui nous intéresse dans le cadre de la thèse.

L'objectif des modèles multi-sources est de prévoir un niveau sonore moyen de type L_{Aeq}. Ce type d'indicateur est très moyenné (il est calculé sur des périodes de plusieurs heures). Ceci peut expliquer les écarts importants de caractéristiques des sources équivalentes dans les différents modèles multi-sources existants : nombre de sources, position... Tous simulent les niveaux sonores de manière satisfaisante en termes de L_{Aeq}, malgré leurs différences importantes.

Derrière le concept de modèles multi-sources se cache en fait le concept de ligne source incohérente (Salomons et coll., 2010). Puisque l'on cherche à prédire des niveaux sonores moyennés sur des périodes de plusieurs heures, la modélisation des infrastructures de transport par des lignes sources incohérentes est suffisante. L'émission de ces lignes sources est alors calculée à partir des données de trafic et des données d'émission des véhicules correspondants, modélisés par une ou plusieurs sources ponctuelles équivalentes.

1.2.5 Description des modèles multi-sources

Dans les modèles d'ingénierie, la représentation du bruit routier par un ensemble de sources ponctuelles n'est pas évidente a priori. Si on comprend volontiers qu'elle permette de simplifier les calculs, qu'en est-il de la précision sur la prévision du champ sonore ? En fait, les études expérimentales montrent que l'approximation de véhicules routiers par des sources ponctuelles omnidirectionnelles est satisfaisante (Favre, 1983 ; Hamet et coll., 1998). Les tramways aussi peuvent être modélisés par des sources ponctuelles (Golay, 2009) : une par boggie est satisfaisante, certaines modélisations vont jusqu'à une source ponctuelle par essieux.

Tous les modèles multi-sources considèrent que les sources ponctuelles sont deux à deux décorrélées : l'énergie totale reçue en un microphone est la somme des énergies émises par chacune des sources. Par contre, ce n'est pas le cas pour des ondes provenant de la même source. La cohérence des ondes acoustiques est alors souvent partiellement prise en compte. Ainsi dans la NMPB08 (Dutilleux et coll., Accepted in 2010 ; Sétra, 2009b), les interférences entre l'onde directe et l'onde réfléchie par le sol sont partiellement prises en compte par l'intermédiaire d'un terme d'effet de sol. Par contre, les interférences imputables à des réflections (ou diffraction) sur des obstacles ou des maisons ne sont pas prises en compte. Pour d'autres, si l'on s'intéresse aux niveaux en tiers d'octave et pour des sources non tonales, les interférences peuvent même être négligées (Botteldooren et van Renterghem, 2009).

Les données d'émission de ces modèles multi-sources sont déterminées à partir de mesures en bord de voie. L'environnement se limite alors à un sol plan homogène. Dans ce cas simple, les sources ponctuelles engendrent des figures d'interférence marquées, et ce d'autant plus que leur hauteur est élevée. Pour les sources réelles, non ponctuelles par définition, les interférences

doivent être moins nettes (Gaulin, 2000, p.65), encore diminuées par l'influence de la turbulence (Salomons et coll., 2010). Néanmoins, peu de modèles corrigent les sources ponctuelles pour s'approcher des sources réelles. Seul Harmonoise (et Nord2000) proposent une solution pour essayer de pallier ce problème, et ce à deux niveaux. Premièrement, le modèle d'émission considère deux sources : S_1 correspondant au bruit de roulement et située à 1 cm de hauteur, et S_2 correspondant au bruit moteur et située à 75 cm de hauteur pour les PL. Afin de prendre en compte le fait que les sources réelles ne sont pas ponctuelles, les composantes bruit de roulement et bruit moteur sont réparties entre les deux sources : 80% du bruit de roulement est attribué à S_1 et 20% à S_2, 20% du bruit de roulement est à S_1 et 80% à S_2. Il est précisé que cette répartition est arbitraire (Jonasson, 2007, 3.2). Deuxièmement, le modèle de propagation inclut une perte de cohérence entre le rayon direct et réfléchi (paragraphe 1.3.8).

Dans le cas ferroviaire, une des limites avérée aux modèles multi-sources est la modélisation de l'émission du rail. En effet la propagation d'une onde dans le rail fait que par définition, l'émission du rail aux différentes abscisses est fortement corrélée. De nouvelles approches sont en cours de développement à l'INRETS (Faure et coll., 2010).

Pour terminer, les principales caractéristiques des sources équivalentes que doivent fournir les modèles multi-sources sont

- le nombre de sources : le but est évidemment de réussir à modéliser les véhicules avec le moins de sources possibles,
- la localisation des sources, et plus particulièrement leur hauteur,
- le spectre de puissance des sources,
- la directivité des sources,
- la prise en compte des facteurs d'émission qui influent sur les sources.

Souvent, dans les modèles multi-sources courants, tous ces paramètres sont fournis, exepté les spectres qui sont déterminés à partir de mesures.

1.2.6 Nombre de sources

Le nombre de sources est variable suivant les modèles. Les véhicules routiers ou ferroviaires sont modélisés par

- 1 source équivalente : modèle de Favre (Favre, 1983),
- 2 sources équivalentes confondues : (Dutilleux et coll., Accepted in 2010), Oshino et Tachibana (Oshino et Tachibana, 1993),
- 2 sources équivalentes : modèle de Tachibana et Oshino (Tachibana et Oshino, 1992), Harmonoise (Jonasson, 2007),
- 3 sources équivalentes : Pallas (Pallas et coll., 2005),
- 1 source par boggie, et des sources proches pour modéliser le rayonnement du rail (Pallas et coll., 2007).

Dans les modèles d'ingénierie, les modèles les plus répandus sont les modèles à une source (ou à deux sources confondues). Le nombre de sources correspond en fait au nombre de sources qui ont une hauteur différente. Ainsi, une voiture comporte quatre pneus, mais on ne considère qu'une seule source équivalente pour le bruit de roulement. Les modèles ne fournissent que la hauteur des sources équivalentes (position suivant Oz). Les positions suivant Oy (distance entre microphone et l'axe de passage) et Ox (position sur l'axe de passage) ne sont pas importantes. Suivant Oy, on suppose en effet que les sources équivalentes circulent au milieu de la voie. La position suivant Ox est encore moins importante, puisque l'on travaille en niveaux moyennés et que la totalité du passage du véhicule est prise en compte. C'est pourquoi seule la hauteur de source importe vraiment.

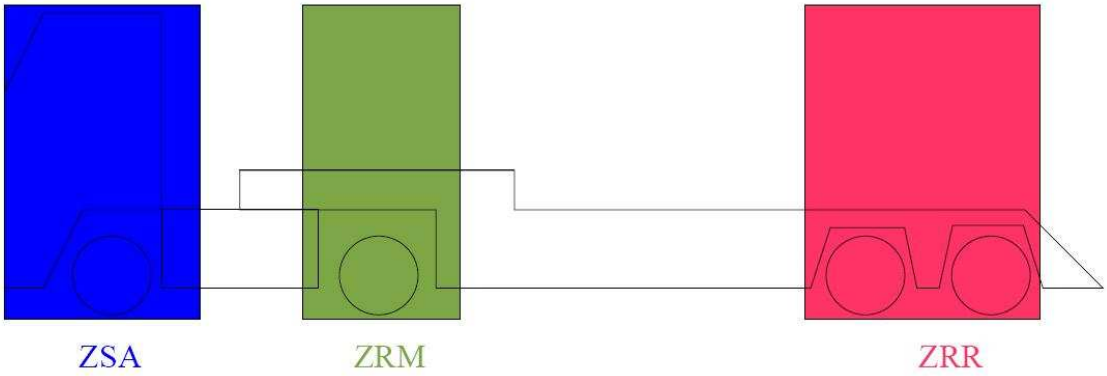


FIGURE 1.3 – Positions des sources du modèle développé par l'INRETS sur un PL (Pallas et coll., 2005), avec une antenne linéaire horizontale posée sur le sol. Trois zones sources principales : Zone Source Avant (ZSA), Zone Roues Motrices (ZRM) et Zone Roues Remorque (ZRR).

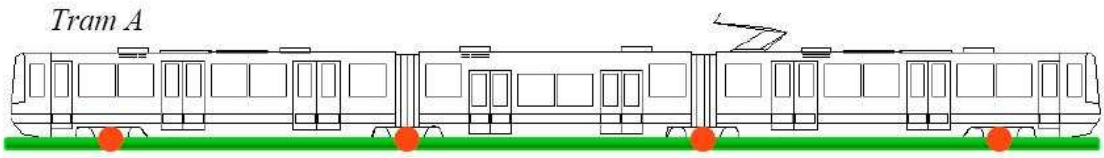


FIGURE 1.4 – Positions des sources du modèle développé par l'INRETS sur un tramway français standard (Pallas et coll., 2007), avec une antenne 2D en croix. Un source par bogie (en rouge), et des sources ponctuelles rapprochées pour modéliser le rail.

Dans les différents modèles, les principales sources identifiées correspondent au bruit de roulement ou au bruit moteur. À part ces deux composantes, d'autres sources sont parfois prises en compte. Dans le modèle Harmonoise (Jonasson, 2007), pour certains PL avec un pot d'échappement situé en hauteur, une troisième source équivalente est située à 3.5 m de hauteur. Dans Imagine (Dittrich, 2007), pour les trains, cinq hauteurs de sources différentes sont définies, comprises de 0 à 4 m.

Mis à part les modèles d'ingénierie, des modèles plus fins ont été développés, afin de reconstituer une signature acoustique au passage. À notre connaissance, seule M.A. Pallas a proposé ce type d'approche, à la fois pour les PL (Pallas et coll., 2005) et les tramways (Pallas et coll., 2007). Pour les tracteurs routiers avec remorque, trois zones d'émission sont identifiées (figure 1.3) : la Zone Source Avant qui inclut le bruit moteur et le bruit de roulement des roues avant, la Zone Roues Motrices qui inclut le bruit lié aux roues motrices, et enfin la Zone Roues Arrières qui inclut le bruit de roulement des roues de la remorque. Pour les tramways, en plus des sources ponctuelles au niveau des boggies, une série de sources ponctuelles incohérentes équiréparties est placée au niveau du rail (figure 1.4).

Les modèles avec plus de sources sont-ils meilleurs ? La justesse physique est sans doute améliorée, mais qu'en est-il de la prévision des niveaux sonores moyennés (du type L_{Aeq}) ? Le modèle Harmonoise est-il meilleur parce qu'il prend en compte plus de sources ? Des modèles dont le nombre de sources équivalentes correspond au nombre de sources physiques peuvent être avantageux, par exemple si les lois d'émission de chacune des sources sont connues, ou si

on veut aussi utiliser la modélisation de l'émission acoustique pour réduire le bruit à la source. Néanmoins, en général, plus le nombre de sources équivalentes est élevé, plus chacune des sources est difficile à caractériser, et plus les temps de calculs sont longs.

1.2.7 Hauteur de source

Comme expliqué dans le paragraphe précédent, le seul paramètre de la position de la source qu'il est important de préciser est sa hauteur. Ce pour deux raisons. La première raison est la propagation à longue distance (typiquement une centaine de mètres) (Gaulin, 2000 ; Scholes et Parkin, 1967). Si on compare les L_{Aeq} mesurés et modélisés sur une durée d'une heure (Gaulin, 2000), les écarts sur les niveaux sont de l'ordre de 1 dB(A) pour une source équivalente située 3 cm au-dessus du sol, alors qu'ils atteignent 3-4 dB(A), si l'on considère la source équivalente à 20 cm. La deuxième raison est le dimensionnement des protections acoustiques à la source (écrans ou buttes de terre) (Glegg et Yoon, 1990b).

C'est pourquoi les modèles d'ingénierie imposent la plupart du temps une (ou plusieurs) hauteur(s) de source(s) pour un type de véhicule donné. Or, ces hauteurs de sources équivalentes sont très différentes suivant les modèles. Pour les PL, la NMPB08 prévoit une seule hauteur de source, située à 5 cm du sol (Sétra, 2009b). Dans Harmonoise (Jonasson, 2007), les PL sont modélisés par 2 à 3 sources situées respectivement à 1 cm, 0.75 m et éventuellement une source à 3.5 m pour mesure l'échappement. Le modèle suisse SonRoad (Heutschi, 2004) utilise une hauteur de source située à 45 cm de hauteur, même s'il est précisé que la hauteur est différente pour VL et PL, mais qu'une seule hauteur est retenue afin de simplifier les simulations. À notre connaissance, le modèle américain TNM est le seul à proposer une hauteur de source différente suivant la fréquence (Harmonoise, 2004a). Par exemple pour les PL (avec plus de 6 pneus) : pour les fréquences inférieures à 800 Hz, la hauteur de source est 1.38 m ; pour les fréquences supérieures à 1000 Hz, la hauteur de source est 1.01 m

Pour les tramways, le bruit de roulement est aussi déterminé avec des hauteurs de sources proches du sol (Golay, 2009 ; Pallas et coll., 2007 ; Dutilleux, 2004a). Des sources en hauteur pour tenir compte des bruits d'équipement sont parfois mentionnées (Pallas et coll., 2007 ; Schall 03), mais on trouve peu de précisions dans la littérature. Elles semblent a priori négligeables en première approximation.

1.2.8 Spectres des sources

Les spectres des sources sont relativement à large bande, comme le montre les spectres des figures 1.5(a) et (b) pour les véhicules routiers (NMPB08) et une mesure sur un tramway réalisée au LRPC de Strasbourg. L'allure est à peu près la même. En dB(A), les spectres présentent un maximum autour de 1000 Hz (figure 1.5(a)). En dB, les niveaux de bruit sont importants jusqu'à 1000 Hz puis, décroissent. En effet, la pondération A diminue l'importance des basses fréquences. Suivant les modèles, l'étendue des spectres pris en compte est variable suivant les modèles : entre 125 Hz et 4 000 Hz pour la NMPB08 et entre 25 Hz et 10 000 Hz pour le modèle Harmonoise.

La composante bruit de roulement de l'émission acoustique des véhicules de transport est systématiquement exprimée en fonction du logarithme décimal de la vitesse v

$$L_R = a_R + b_R \, log_{10} v. \tag{1.1}$$

Pour les véhicules routiers, le cœfficient b_R est compris entre 26 et 33, dans la NMPB08 (Sétra, 2009a). En France, pour les tramways, le cœfficient b_R est couramment pris égal à 30 par défaut, par référence au bruit de roulement des trains. En Allemagne, par contre la Schall03 (Schall 03)

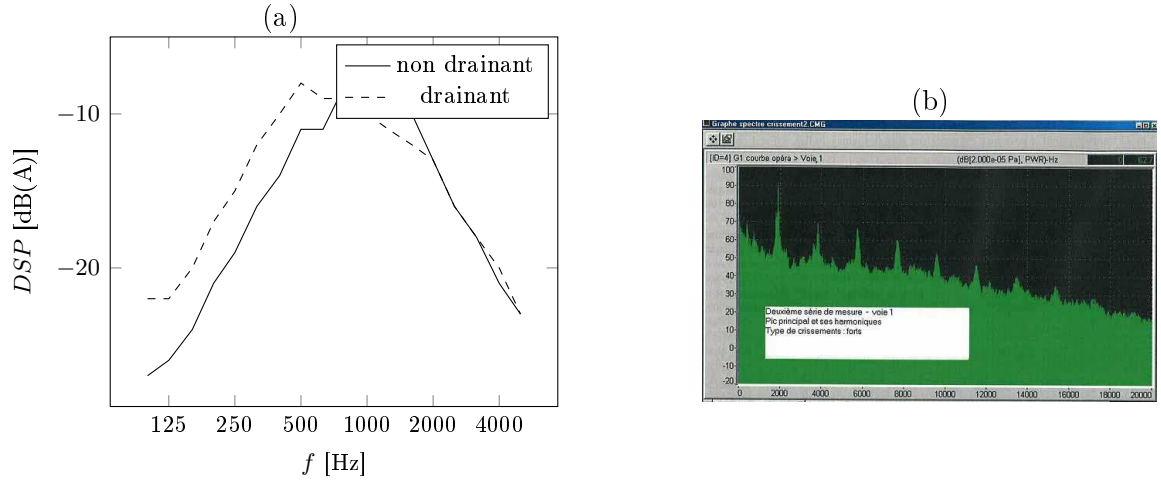


FIGURE 1.5 – Spectres : (a) Spectre PL (d'une somme globale de 0 dB(A)) (Sétra, 2009a), exprimés en dBA par tiers d'octave - (b) Spectre mesuré d'un tramway avec crissement, spectres en dB, LRPC de Strasbourg.

précise explicitement b_R pour les tramways. Sa valeur varie en fonction de la fréquence entre 0 et 20. Les mesures ont cependant montré que b_R pouvait varier entre 16 et 45, même si pour la grande majorité des mesures, l'intervalle est plutôt entre 20 et 35 (Golay et coll., 2009). La variabilité est nettement plus importante que pour les véhicules routiers. Par ailleurs, pour les tramways a_R et b_R peuvent aussi être modifiés au cours du temps (par exemple après un meulage) (Golay, 2009).

Les lois d'émission de la composante bruit moteur sont par contre beaucoup plus diversifiées. On peut par exemple en citer deux, utilisées pour les PL :

– dans Harmonoise (Jonasson, 2007), le niveau de puissance du bruit moteur L_M s'écrit

$$L_M = a_M(f) + b_M(f)v, \tag{1.2}$$

avec L_M exprimé en dB. a_M et b_M sont des cœfficients qui dépendent à la fois de la fréquence et de la vitesse,

– dans (Sétra, 2009a), L_M s'écrit

$$L_M = a_M + b_M \log_{10} v, \tag{1.3}$$

avec L_M exprimé en dB(A). a_M et b_M sont des cœfficients indépendants de la fréquence, et qui sont différents pour $20 \leq v \leq 70$ et pour $70 \leq v \leq 100$ (v étant exprimée en km/h).

Il est vrai que dans le cas de la NMPB08, les auteurs précisent que la décomposition en bruit de roulement et bruit moteur a été faite par une méthode inverse, et qu'il n'y a aucune garantie que cette décomposition soit la bonne.

À notre connaissance, aucun modèle d'ingénierie ne prend en compte de composante tonale, pour les transports terrestres. Pour les avions, une référence récente a été trouvée à ce sujet (Guérin et coll., 2005). Néanmoins, lors de mesures, des composantes tonales peuvent apparaître. Elles peuvent correspondre au bruit moteur. La position de la raie fondamentale est déterminée par la relation (Gaulin, 2000, ch.3),

$$f = \frac{S}{60}\frac{n_{cyl}}{2}, \tag{1.4}$$

où S est le régime moteur en tr.min^{-1}, n_{cyl} le nombre de cylindres du véhicule considéré (4 le plus souvent pour un véhicule léger). Le facteur 2 est représentatif d'un moteur à quatre temps. En effet, le processus complet de combustion, pour ce type de moteur, déclenche une explosion tous les 2 allers-retours du piston.

Les composantes tonales peuvent aussi correspondre au bruit de crissement sur le tramway. Ce dernier est visible figure 1.5(b). Sur cette figure, le crissement se produit à une fréquence légèrement inférieure à 2000 Hz. On distingue aussi nettement 7 harmoniques.

1.2.9 Directivité

Pour les véhicules de transport terrestre, les sources équivalentes sont considérées comme omnidirectionnelles (ou monopolaires) dans la majorité des modèles (Favre, 1983 ; Dutilleux et coll., Accepted in 2010)... Une exception notable est le bruit de roulement ferroviaire : une directivité horizontale en $\cos\theta$ est prise en compte (NF S31-133, 2007 ; Schall 03) ; dans le plan vertical, la source est supposée omnidirectionnelle. Ce type de directivité a été transposé dans le cas des tramways.

Le modèle européen développé dans le cadre du projet Harmonoise fait exception. Il considère une directivité pour toutes les sources équivalentes. Les valeurs des directivités horizontales et verticales sont approximées par des fonctions. Globalement, la correction est comprise entre -4 et 0 dB.

1.2.10 Mouvement

Sur le plan théorique, les deux effets liés au mouvement (modulations fréquentielles - ou effet Doppler -, et modulation d'amplitude) peuvent être négligés dans les modèles d'ingénierie qui calculent un L_{eq} (van der Heijden et van Son, 1982). Les auteurs considèrent une source à large bande et des vitesses de l'ordre de 100 km.h^{-1}. Néanmoins dans (Piercy et coll., 1977), sur le plan expérimental, les auteurs notent des problèmes de variabilité lors de la caractérisation expérimentale des sources sonores mobiles. Au niveau des modèles d'ingénierie, la vitesse est négligée.

1.2.11 Facteurs d'émission

Une des premières difficultés quand on s'intéresse à la modélisation des sources consiste à définir des catégories de véhicules acoustiquement équivalentes. Il faut aussi respecter une contrainte forte : baser la catégorisation sur des données accessibles. Il ne sert par exemple à rien de distinguer 3 types de PL, si l'on est incapable lors des études d'ingénierie de quantifier leur répartition. En France, le trafic routier est décomposé en deux classes : les Véhicules Légers et les PL (plus de 3.5 t) (Sétra, 2009a). Le modèle européen Harmonoise (Jonasson, 2007) distingue quant à lui 5 classes de véhicules (véhicules légers, véhicules médium, véhicules lourds, autres véhicules, deux-roues), et 18 sous-classes [6].

Pour les véhicules de transport, les facteurs d'émission sont nombreux. Pour plus de détails, se reporter aux deux études bibliographiques suivantes : (Golay, 2006) pour les PL et (Golay, 2009) pour les tramways. Pour les PL, les principaux facteurs d'émission sont : la vitesse, le type de PL et l'exploitation (style de conduite, état du véhicule). Pour les tramways, les principaux facteurs sont : la vitesse, les types de plate-forme (revêtements + fixation des rails), l'état des voies

6. Le modèle européen, qui dérive de Harmonoise et Imagine, est en fait en cours d'élaboration. La version actuelle, baptisée CNOSSOS ne comporte que 4 classes de véhicules.

(rôdage des roues et des voies à respecter impérativement, et mesure de la rugosité préférable). Ce dernier paramètre peut se révéler déterminant.

La deuxième difficulté consiste à collecter suffisamment de données pour avoir une correction fiable. Le modèle européen Harmonoise (Jonasson, 2007) prend en compte une multitude de termes correctifs. Parmi ceux-ci : le nombre d'essieux, la température, type de chaussée, l'âge de la route, accélération/décélération. On peut s'interroger sur la fiabilité de ces corrections. Tous les états membres ne pourront mesurer à leur tour tous ces paramètres sur leur flotte de véhicules.

Enfin la dernière difficulté pour prendre en compte les facteurs d'émission est la simulation des conditions de conduite réelles. Afin de quantifier l'influence d'un paramètre d'émission, les mesures sont souvent faites avec des véhicules maîtrisés, ou des véhicules isolés du flot. Les mesures de l'émission sonore dans des conditions réelles (et donc avec la prise en compte de l'interaction avec les autres véhicules, signalisations...) constitue aujourd'hui un enjeu.

1.2.12 Conclusion

La modélisation des sources réelles par des sources ponctuelles équivalentes s'avère suffisante pour prévoir les indicateurs réglementaires (L_{Aeq}, L_{den}...), malgré les nombreuses simplifications réalisées : modélisation par des sources fixes, approximation du trafic par des lignes sources... Les modèles d'ingénierie existants modélisent les sources de manière extrêment différente : nombre de sources, hauteurs, prise en compte d'une directivité ou pas... Avec le modèle européen Harmonoise/Imagine (CNOSSOS [7]), la modélisation des sources se complexifie nettement : plusieurs sources équivalentes, nombreuses catégories de véhicules, spectres qui varient en fonction de la vitesse, plus de tiers d'octaves pris en compte, nombreuses corrections pour les facteurs d'émission...

Une telle complexification des modèles d'émission est peu adaptée avec les modèles d'ingiénerie. C'est pourquoi, certains proposent de simplifier le futur modèle européen (Leeuwen et de Vos, 2009). Néanmoins, si ce modèle est retenu, une méthode de caractérisation adaptée pour déterminer plusieurs sources équivalentes est nécessaire. Par ailleurs, le besoin de nouveaux indicateurs pour le milieu urbain exige l'amélioration de la modélisation acoustique. Les indicateurs actuels sont, rappelons-le, des niveaux sonores moyens sur des périodes de plusieurs heures. Ils sont peu adaptés à la dynamique du trafic urbain.

1.3 Propagation en champ proche

Même si ce travail concerne l'émission des sources, une modélisation simplifiée de la propagation est nécessaire. Un point de départ recommandable pour la compréhension de la propagation en milieu extérieur complexe se trouve dans les synthèses réalisées à la fin des années 70 (Embleton, 1976 ; Piercy et coll., 1977 ; Delaney, 1977), ou de synthèses plus récentes (Attenborough et coll., 2007 ; Buret, 2002). Les effets considérés sont principalement la divergence géométrique, l'absorption atmosphérique, l'effet de sol, les effets météorologiques (réfraction, turbulence) et la topographie. Cette partie détaille les points sensibles aux courtes distances (de l'ordre d'une dizaine de mètres).

7. A priori, le modèle CNOSSOS serait une version simplifiée du modèle Harmonoise/Imagine.

1.3.1 Équations régissant la propagation

On considère une source acoustique ponctuelle stationnaire $S(x_S, y_S, z_S)$ émettant en champ libre un signal de débit $q(t)$. La source est supposée fixe. En atmosphère homogène, le potentiel de vitesse ϕ est solution de l'équation (Morse et Ingard, 1968)

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = q(t)\delta(x - x_S)\delta(y - y_S)\delta(z - z_S), \tag{1.5}$$

avec c la célérité du son dans l'air, et δ est la distribution de Dirac.

Pour une source harmonique de vitesse angulaire ω, la dépendance temporelle $q(t)$ peut s'écrire

$$q(t) = A\, e^{-\jmath(\omega t + \psi)}, \tag{1.6}$$

avec $\jmath^2 = 1$. La solution de l'équation (1.5) s'écrit alors

$$\phi = \phi_0 \frac{e^{\jmath(\kappa R^d - \omega\, t)}}{4\,\pi\, R^d}, \tag{1.7}$$

où $\kappa = \omega/c$ est le nombre d'onde dans l'air, ϕ_0 est l'amplitude du potentiel de vitesse définie par

$$\phi_0 = -\frac{A}{\rho} e^{-\jmath\psi} \tag{1.8}$$

et R^d est la distance de la source au microphone $M(x_M, y_M, z_M)$ définie par

$$R^d = \sqrt{(x_M - x_S)^2 + (y_M - y_S)^2 + (z_M - z_S)^2}. \tag{1.9}$$

Dans la suite, la dépence en $e^{-\jmath\omega t}$ est souvent sous-entendue. La pression acoustique au microphone M se calcule à partir du potentiel de vitesse suivant (Morse et Ingard, 1968)

$$p(t) = -\rho\frac{\partial\phi}{\partial t}, \tag{1.10}$$

avec ρ la densité de l'air.

1.3.2 Divergence géométrique

La divergence géométrique correspond à la diminution de l'intensité acoustique quand la distance source - récepteur augmente. Considérons le niveau de pression acoustique L_p, exprimé en dB, et défini par (NF EN 61672-1, 2003)

$$L_p = 20\, \log_{10}\left(\frac{p_{eff}}{p_0}\right), \tag{1.11}$$

avec p_{eff} la pression acoustique efficace, et p_0 la pression acoustique de référence dans l'air, égale à 2 x 10^{-5} Pa.

En champ libre, L_p diminue de 6 dB par doublement de distance source - récepteur pour une source ponctuelle. Si l'on considère une source linéique (ce qui est souvent le cas pour l'étude d'infrastructures de transports), alors cette décroissance n'est que de 3 dB par doublement de distance. Ces résultats restent valables pour des sources à large bande au-dessus d'un sol plat homogène.

1.3.3 Atténuation atmosphérique

L'atténuation atmosphérique, notée Att_{atm} est surtout importante à longue distance. Elle prend en compte les effets de viscosité, la diffusion thermique et les échanges d'énergie entre les molécules des fluides traversés. Att_{atm} dépend principalement de quatre facteurs : la distance à la source, la fréquence, la température de l'air T, et l'humidité relative h_{rel}. Att_{atm} peut être approximée en dB, par une dépendance linéaire en fonction de la distance. La norme ISO 9613-1 (ISO 9613-1, 1993) donne des valeurs à ces cœfficients de linéarité, exprimés en $\mathrm{dB.m^{-1}}$. La figure 1.6 montre l'atténuation atmosphérique, exprimée en $\mathrm{dB.m^{-1}}$ entre 50 Hz et 10 000 Hz. L'atténuation atmosphérique augmente avec la fréquence. À 4 000 Hz, pour $T = 14\,^{\circ}$ C et h_{rel}=90%, Att_{atm} vaut 0.023 $\mathrm{dB.m^{-1}}$. Si l'on considère des distances d'une dizaine de mètres, l'erreur est d'environ 0.25 dB, ce qui est négligeable devant les incertitudes de mesure. Pour les gammes de fréquence des bruits routiers, l'atténuation atmosphérique peut être négligée pour des distances inférieures à 10 m.

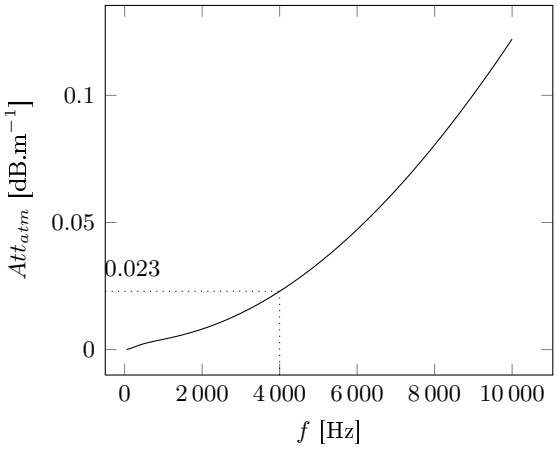


FIGURE 1.6 – Atténuation atmosphérique suivant l'ISO 9613-1 (ISO 9613-1, 1993). Température : 14°C, pression atmosphérique : 1 bar, humidité relative : 90%.

1.3.4 Solution en présence d'un sol plan homogène

En présence d'un sol d'impédance Z, le champ de pression en un point est la somme d'une onde directe et d'une onde réfléchie (figure 1.7).

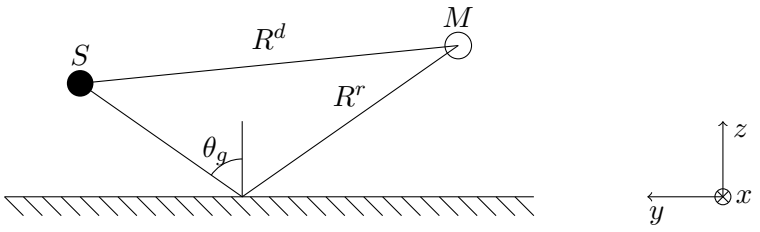


FIGURE 1.7 – Propagation multi-trajet : configuration avec une source et un microphone.

Le cas le plus simple est celui d'un sol parfaitement réfléchissant. Le potentiel de vitesse est

alors solution de l'équation (1.5), et doit respecter sur la frontière

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial z}\right|_{z=0} = 0. \tag{1.12}$$

Le potentiel de vitesse solution s'écrit alors comme la somme d'une onde directe et d'une onde réfléchie

$$\phi = \phi_0\, H, \tag{1.13}$$

avec

$$H = \left(\phi^d + \phi^r\right), \tag{1.14}$$

et

$$\phi^d = \frac{e^{\jmath\kappa R^d}}{4\pi R^d}, \tag{1.15}$$

et

$$\phi^r = Q\,\frac{e^{\jmath\kappa R^r}}{4\pi R^r}. \tag{1.16}$$

Q est le cœfficient de réflexion. Dans le cas d'un sol parfaitement réfléchissant, $Q = 1$.

Dans le cas d'un sol impédant, on peut définir l'impédance normale comme le rapport de la pression acoustique p par la vitesse normale V_n.

$$Z = \frac{p}{V_n}. \tag{1.17}$$

Si l'on suppose le sol à réaction localisée, l'impédance est indépendante de l'angle d'incidence de l'onde réfléchie. Le calcul de l'impédance est précisé au paragraphe 1.3.5. Pour la propagation en milieu extérieur, l'hypothèse d'un sol à réaction localisée est couramment retenue (Embleton, 1996 ; Attenborough et coll., 2007). Elle a été vérifiée dans le cas d'un sol herbeux (Embleton, 1996 ; Piercy et coll., 1977). Bien sûr, cette approximation n'est pas parfaite (Botteldooren et van Renterghem, 2009).

En présence d'un sol d'une impédance Z normalisée par rapport à l'impédance de l'air ρc, la condition aux limites (1.12) devient

$$\left.\frac{1}{c}\frac{\partial\phi}{\partial t}\right|_{z=0} + \beta\left.\frac{\partial\phi}{\partial z}\right|_{z=0} = 0, \tag{1.18}$$

avec β l'admittance normalisée définie par

$$\beta = \frac{1}{Z}. \tag{1.19}$$

Dans ce cas, la solution pour un sol réfléchissant (1.13) reste valable. Q est alors égal au cœfficient de réflexion pour une onde sphérique qui, pour une source ponctuelle stationnaire, peut être approximé par [8]

$$Q = R_p + (1 - R_p)F(w), \tag{1.20}$$

8. Historiquement, le coefficient de réflexion Q a tout d'abord été calculé pour des ondes planes. Pour expliquer les différences entre le champ acoustique mesuré (plus proche d'ondes sphériques) et celui prévu en considérant les ondes planes, le terme onde de sol a été introduit (*ground wave* en anglais).

avec R_p le cœfficient de réflexion pour les ondes planes

$$R_p = \frac{\cos\theta - \beta}{\cos\theta + \beta}, \tag{1.21}$$

où θ l'angle d'incidence de l'onde réfléchie, illustré figure 1.7, et avec $F(w)$ le facteur de perte aux frontières donné par (Rudnick, 1947)

$$F(w) = 1 + 2\mathrm{j}\sqrt{w}e^{-w}\mathrm{erfc}(-\mathrm{j}\sqrt{w}), \tag{1.22}$$

où

$$\mathrm{erfc}(x) = \int_x^\infty e^{-u^2}\,du. \tag{1.23}$$

Dans (1.22), w est appelé la distance numérique [9]. Pour un sol à réaction localisée, on a (Embleton, 1976)

$$w = \frac{\mathrm{j}\kappa R^r}{2}\left(\frac{1}{\beta} + \cos\theta_g\right)^2. \tag{1.24}$$

R^r est la distance entre la source image et le récepteur. θ_g est l'angle de réflexion de l'onde réfléchie sur le sol, par rapport à la normale au sol. R^r et θ_g sont illustrés figure 1.7.

Le signe de w est lié à la convention de la dépendance temporelle, ici supposée en $e^{-\jmath\omega t}$. Un calcul rapide de $e^{-w}\mathrm{erfc}(-\mathrm{j}\sqrt{w})$ est disponible dans (Chien et Soroka, 1980b). On utilise une formulation plus récente (Poppe et Wijers, 1990), pour des raisons de facilité de programmation.

L'approximation donnée pour une source ponctuelle stationnaire au-dessus d'un sol impédant dans (1.13) est valable sous les conditions suivantes (Chien et Soroka, 1975)

$$\begin{cases} \kappa R^r & \gg & 1 \\ |\beta|^2 & \ll & 1. \end{cases} \tag{1.25}$$

Une autre formulation plus générale a été formulée (Chien et Soroka, 1975, 1980b), pour des valeurs d'admittance β quelconques. Néanmoins, les calculs étant inutilement compliqués, le modèle de Rudnick nous est apparu suffisant. Il a d'ailleurs l'avantage de traduire une modélisation plus physique du phénomène (Attenborough et coll., 2007) : le son apparaît comme la superposition d'une onde directe et d'une onde réfléchie. De nombreux autres modèles pour une source au-dessus d'un sol impédant ont été développés (Thomasson, 1976, 1980 ; Nobile et Hayek, 1985)... L'usage d'un modèle plutôt qu'un autre dépend des pratiques (des habitudes ?) des uns et des autres. À notre connaissance, aucune comparaison systématique de tous ces modèles (*benchmark*) n'a été effectuée à ce jour. Récemment une nouvelle approche fondée sur l'équation de Sommerfeld a été proposée (Allard, 2010). Cette approche améliore le modèle de Chien et Soroka adapté pour des réactions de sol non localisées, et donc tout particulièrement pour les matériaux poreux.

Même dans le cas simple présenté ici (sol plan homogène, pas d'effets atmosphériques...), une composante supplémentaire du champ acoustique est introduite à grande distance (plusieurs centaines de mètres), pour corriger les niveaux aux basses fréquences. Il s'agit de l'onde de surface, qui se propage dans le sol (Embleton, 1996). L'onde de surface n'est pas prise en compte ici, puisque l'on travaille sur l'émission sonore, et on se situe donc en champ proche.

9. En fait, deux expressions de la distance numérique sont rencontrées dans la littérature : soit l'expression donnée dans (1.24), soit la racine carrée de cette même expression.

1.3.5 Modèle d'impédance du sol

De nombreux modèles d'impédance de sol existent (Attenborough et coll., 2007). Pour des mesures opérationnelles, on préfère utiliser des modèles avec peu de paramètres. Pour le calcul de β, l'admittance normalisée du sol, le modèle de Delany-Bazley à un paramètre, mis à jour par Miki (Miki, 1990), est utilisé et s'écrit

$$\beta = \left(1 + 5.5 \left(\frac{f}{\sigma} \right)^{-0.632} + \jmath \, 8.43 \left(\frac{f}{\sigma} \right)^{-0.632} \right)^{-1}, \tag{1.26}$$

avec σ la résistance spécifique au passage de l'air exprimée en kNsm^{-4}. L'expression donnée ici est valable avec la convention d'une dépendance temporelle en $e^{-\jmath\omega t}$. Si la convention était en $e^{\jmath\omega t}$, alors le signe de la partie imaginaire de β serait négatif.

Ce modèle, initialement développé pour des matériaux poreux, a été utilisé pour la propagation en milieu extérieur (Chessel, 1977). Pour les chaussées poreuses, le modèle de J.F. Hamet et M. Bérengier est couramment utilisé (Hamet et Bérengier, 1993 ; Bérengier et coll., 1997), comme dans Harmonoise par exemple (Jonasson, 2007).

D'autres modèles d'impédance existent, définis pour un plus grand nombre de paramètres. Parmi ces paramètres, la porosité et la résitance au passage sont souvent les facteurs les plus importants, et suffisent à eux deux à caractériser les surfaces. Ces deux paramètres peuvent être utilement combinés en un seul. On parle alors de résistance effective spécifique au passage (Embleton, 1996).

Le tableau 1.1 présente quelques valeurs de résistances effectives spécifiques. La figure 1.8 illustre quant à elle les parties réelles et imaginaires de quelques valeurs d'impédance.

Surface	Résistance spécifique effective [kNs.m^{-4}]
neige (poudreuse)	25-50
herbe	150-300
terre compactée	4000-8000
asphalte	30000

TABLE 1.1 – Quelques valeurs de résistances spécifiques effectives. Extrait de (Embleton, 1996).

Sur le terrain, la mesure de l'impédance n'est pas simple. Les techniques sont souvent différentes pour des hautes ou des basses fréquences, ainsi que pour des chaussées réfléchissantes ou absorbantes. La norme (NT ACOU 104, 1999) propose une méthode inverse pour la mesure de l'impédance avec une source à 50 cm de hauteur et espacée de deux microphones situées sur une verticale à une distance de 17.5 m, et ayant pour hauteur respectives 50 cm et 20 cm. La méthode est donnée comme fiable sur les tiers d'octave compris entre 200 Hz et 2 500 Hz. Cette norme fournit des critères de validité de la mesure.

Les figures 1.9(a) et (b) illustrent l'influence de l'impédance dans deux configurations source - microphone sur l'atténuation excédentaire $EA(f)$, définie comme la différence (en dB) du niveau avec sol $P(f)^2$ et du niveau en champ libre $P^d(f)^2$

$$EA(f) = 10 \log_{10} \frac{P(f)^2}{P^d(f)^2}. \tag{1.27}$$

L'atténuation excédentaire est indépendante du spectre d'émission de la source.

Si l'onde réfléchie forme un angle rasant avec le sol, l'influence de σ est importante sur les niveaux mesurés (figure 1.9(a)). Si cet angle est plus important (figure 1.9(b)), l'influence est

moins importante. Les erreurs de $\pm 50\%$ sur σ modifient alors peu l'EA. Dans tous les cas, une sur-estimation de σ est préférable à une sous-estimation. Cette remarque est importante. En effet, les mesures d'impédance sont difficiles à réaliser sur des routes circulées, car il faut alors bloquer la circulation. On est donc souvent amené dans la pratique à choisir pour σ une valeur qualitative, uniquement à partir du type de surface considérée.

Historiquement, les modèles d'impédance ont été développé dans le domaine fréquentiel. Même si nous n'allons pas les utiliser, il existe aujourd'hui des modèles temporels (Heutschi et coll., 2005).

1.3.6 Figures d'interférences

Par rapport au champ libre, la présence d'un sol complexifie le champ sonore. En tout point, le champ sonore est la somme d'une onde directe et d'une onde réfléchie. Si les deux ondes sont en phase, le niveau sonore est augmenté ; si les deux ondes sont en opposition de phase, le niveau est réduit. Cette alternance spatiale et fréquentielle de minima et de maxima des niveaux sonores constitue la figure d'interférences. Cette propriété acoustique est déterminante pour l'étude des sources.

Dans le cas d'un sol parfaitement réfléchissant et pour une configuration source - récepteur donnée, la fréquence des minima des niveaux sonores en fonction de la fréquence se calcule simplement. En effet, au niveau des minima d'interférences, on a par définition la relation suivante entre les phases des ondes directe et réfléchie

$$\arg(p^d) = \arg(p^r) - \pi \ \ [\text{mod } 2\pi], \tag{1.28}$$

soit à partir des équations (1.15) et (1.16)

$$\kappa = \frac{\pi}{R^r - R^d} \ \left[\text{mod } \frac{2\pi}{R^r - R^d}\right]. \tag{1.29}$$

Les figures 1.10(a) à (c) montrent l'atténuation excédentaire EA obtenue pour diverses configurations sources-microphones en fonction de la fréquence. On considère ici une réflection spéculaire parfaite ($\sigma = \infty$) ou le modèle de Rudnick avec différentes valeurs de σ. Lorsque l'angle d'incidence n'est pas rasant, et si S et M (figure 1.10(c)) ne sont pas trop proches du sol, la valeur de l'impédance du sol n'a aucune influence sur la position des minima et des maxima, pour des valeurs de σ supérieures à 400 kNs.m^{-4}. Seule l'amplitude est légèrement modifiée. Par contre lorsque l'angle est rasant ou que la source est plus proche du sol (resp. figures 1.10(a) et (b)), les figures d'interférences sont nettement modifiées. L'alternance des minima et des maxima n'est plus régulière en fonction de la fréquence. Par ailleurs, la résistance spécifique équivalente du sol modifie sensiblement la figure d'interférence.

1.3.7 Effets météorologiques négligés

Comme l'on s'intéresse à l'émission sonore des véhicules, les mesures sont faites en champ proche (une dizaine de mètres maximum). Les effets météorologiques (réfraction et turbulence) sont donc négligés. Concernant la réfraction, l'effet de la réfraction à courte distance (moins de 5 cm et angle rasant) sur un sol très réfléchissant peut être visible (Hartwig et Bolton, 1997). Néanmoins, cet effet est principalement visible au-delà de 5000 Hz. Comme on étudie le bruit routier, centré autour de 1000 Hz, négliger la réfraction reste une hypothèse satisfaisante.

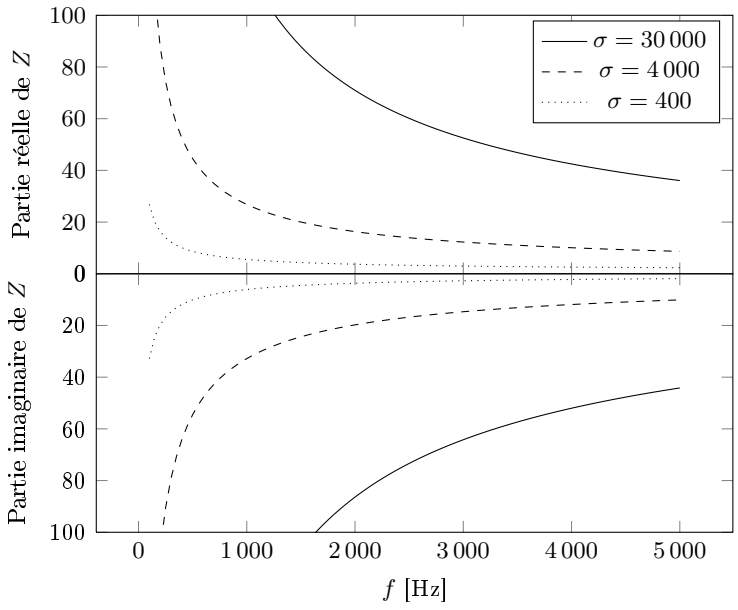


FIGURE 1.8 – Parties réelle et imaginaire de l'impédance normalisée Z pour différentes résistances effectives au passage de l'air. Modèle de Delany-Bazley-Miki.

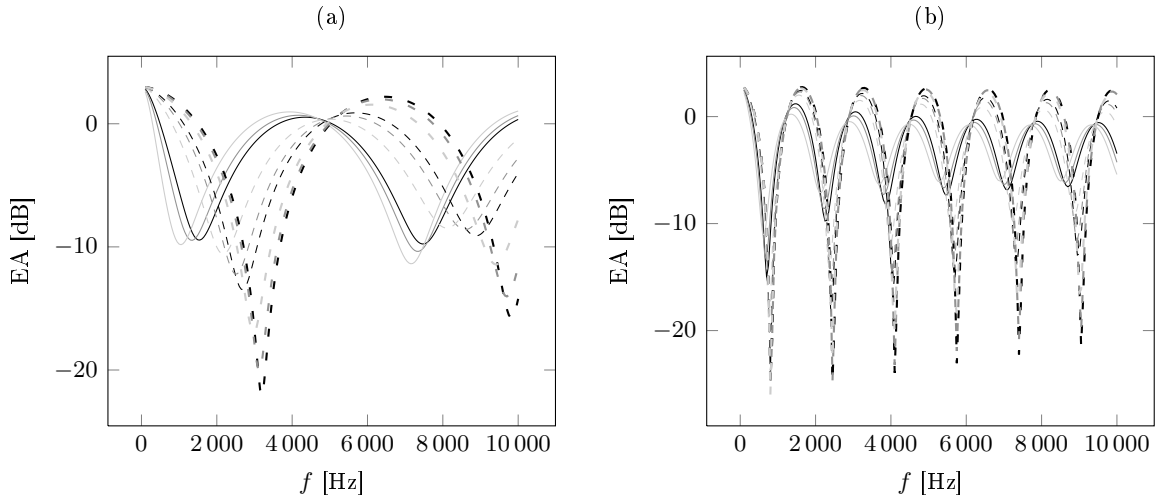


Figure 1.9: Influence de la valeur de σ sur l'EA calculée en un microphone en présence d'une source ponctuelle au-dessus d'un sol plan homogène. Trois valeurs de référence pour σ : σ = 400 kNs.m^{-4} (ligne continue), σ = 4000 kNs.m^{-4} (ligne avec pointillés), σ=30 000 kNs.m^{-4} (ligne avec pointillés espacés). Pour étudier l'influence d'une incertitude sur σ, trois valeurs sont représentées pour chaque valeur de référence : -50% (gris clair), +0% (gris foncé), +50% (noir). Deux configurations source-microphone : (a) $S(0, 0, 0.31)$ et $M(0, 15.2, 1.22)$ - (b) $S(0, 0, 0.75)$ et $M(0, 7.2, 1)$.

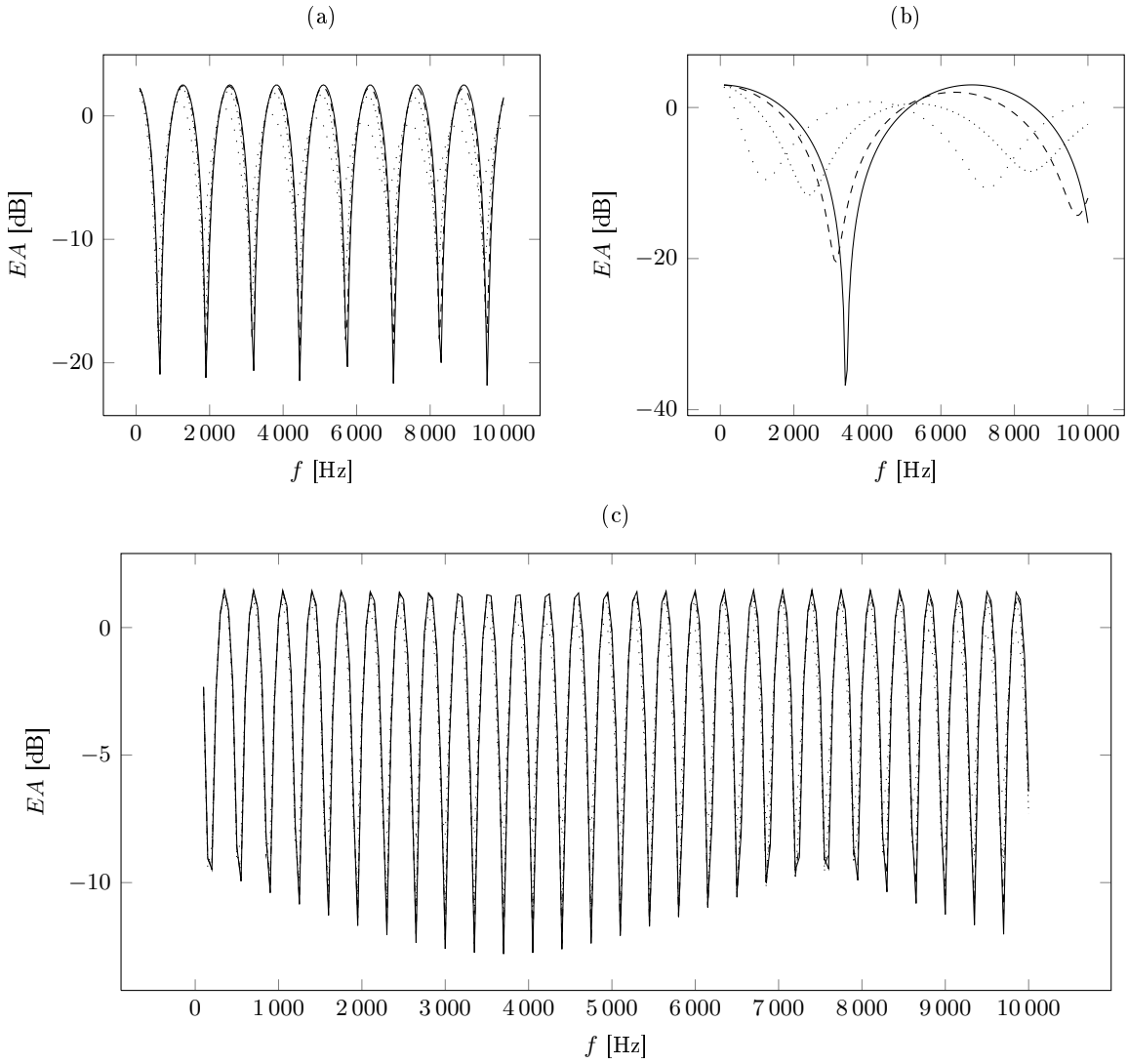


Figure 1.10: Modèle de Rudnick : figures d'interférence produites par une source au-dessus d'un sol plan homogène pour différentes résistances spécifiques (en kNsm^{-4}) : $\sigma = \infty$ (——), $\sigma = 32000$ (- - -), $\sigma = 3200$ (·····), $\sigma = 320$ (· · ·) ; et pour différentes configurations source - récepteur : (a) $M(0, 0, 0.3)$ et $S(0, 2, 1)$ - (b) $M(0, 0, 0.31)$ et $S(0, 15.2, 1.22)$ (Embleton, 1996) - (c) $M(0, 0, 1.2)$ et $S(0, 2, 1)$.

1.3.8 Perte de cohérence

Le modèle d'ingénierie de Harmonoise prend en compte une perte de cohérence entre l'onde directe et réfléchie (van Maercke et Defrance, 2007). (1.13), écrite pour la pression, devient

$$\begin{aligned} \left\langle |P(f)|^2 \right\rangle &= \left| A(f) \frac{e^{\jmath \kappa R^d}}{4\pi R^d} \right|^2 \quad \left\langle |1+R|^2 \right\rangle \\ &= \quad |P_0(f)|^2 \quad \left\langle |1+R|^2 \right\rangle, \end{aligned} \tag{1.30}$$

où R est le coefficient de réflexion apparent défini par

$$R(f) = \frac{P^r(f)}{P^d(f)} = Q \, \frac{e^{\jmath \kappa R^r}}{e^{\jmath \kappa R^d}} \, \frac{R^d}{R^r} e^{\jmath(\psi_R - \psi_{R0})}. \tag{1.31}$$

$\psi_R(f)$ est la phase de $R(f)$, et $\psi_{R0}(f)$ la phase moyenne de $R(f)$. $R(f)$ a une amplitude connue et une phase $\psi_R(f)$ inconnue.

En développant (1.30), on obtient

$$\left\langle |P(f)|^2 \right\rangle = |P_0(f)|^2 \left(1 + |R|^2 + 2\,|R| \; < \cos \psi_R > \right). \tag{1.32}$$

Le facteur de cohérence C est défini par

$$C = \langle \cos(\psi_R - \psi_{R0}) \rangle \, . \tag{1.33}$$

Par définition, ψ_{R0} est défini par

$$\langle \sin(\psi_R - \psi_{R0}) \rangle = 0. \tag{1.34}$$

En développant (1.34) et en remplaçant l'expression de $\sin \psi_R$ obtenue à partir de (1.33), on obtient

$$\langle \cos \psi_R \rangle = C \cos \psi_{R0}. \tag{1.35}$$

(1.32) devient

$$\left\langle |P(f)|^2 \right\rangle = |P_0(f)|^2 \left(1 + |R|^2 + 2\,|R|\, C \, \cos \psi_{R0}\right). \tag{1.36}$$

L'évaluation du facteur de cohérence C nécessite malheureusement la connaissance de la fonction de distribution de la variable aléatoire ψ_R, qui n'est pas connue. Les auteurs proposent de l'approximer par une forme gaussienne

$$C = e^{-\sigma_m(\psi_R)^2/2}. \tag{1.37}$$

En première approximation, $\sigma_m(\psi_R)$ peut s'écrire

$$\left(\frac{\sigma_m(\psi_R)}{\psi_{R0}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_m(f)}{f_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m(c)}{c_0}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m(R^d)}{R_0^d}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m(z_S)}{z_{S0}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_m(z_M)}{z_{M0}}\right)^2. \tag{1.38}$$

Pour chaque fraction, les dénominateurs correspondent à la moyenne des numérateurs. Le premier terme du membre de gauche peut permettre de simuler l'intégration sur une bande de fréquences. En effet, les modèles sont définis en bandes fines, mais utilisés pour calculer des niveaux en tiers d'octave. Le second terme permet de prendre en compte des variations de la vitesse du son lors de la propagation du son au récepteur. Ce terme est souvent négligeable. Les trois termes suivants correspondent à des incertitudes sur la position des sources et des récepteurs.

Ce type d'approche pourrait être intéressant pour prendre en compte le fait que les sources réelles ne sont pas ponctuelles. Les interférences sont moins marquées que pour ces dernières. L'introduction de C pourrait permettre d'améliorer la comparaison modèle/mesure.

1.3.9 Discontinuité d'impédance

Un autre cas couramment rencontré le long des routes est un sol plat avec une discontinuité d'impédance (1.11), typiquement la route réfléchissante bordée d'un sol herbeux. Dans ce dernier cas, le modèle de Rasmussen peut être utilisé (Rasmussen, 1982). Le modèle de Rasmussen est préféré au modèle de De Jong parce que ce dernier n'est pas précis en incidence rasante (Bérengier et coll., 1989).

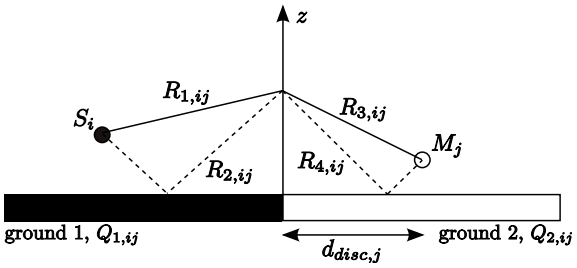


FIGURE 1.11 – Géométrie avec une discontinuité d'impédance.

La fonction de transfert H_{ij} entre une source S_i et un microphone M_j s'écrit (Rasmussen, 1982)

$$H_{ij} = \frac{-\jmath\,\omega\,\sqrt{8\,\pi\,\kappa}\,d_{disc,j}\,e^{-\jmath\frac{\pi}{4}}}{16\,\pi^2}\int_0^\infty G_{ij}(z)\,dz, \tag{1.39}$$

avec $d_{disc,j}$ la distance de la discontinuité au microphone et avec

$$\begin{aligned} G_{ij}(z) &= \frac{e^{\jmath\,\kappa(R_{1,ij}+R_{3,ij})}}{\sqrt{R_{3,ij}^3 R_{1,ij}(R_{1,ij}+R_{3,ij})}} \\ &+ Q_{2,ij}\frac{e^{\jmath\,\kappa(R_{1,ij}+R_{4,ij})}}{\sqrt{R_{4,ij}^3 R_{1,ij}(R_{1,ij}+R_{4,ij})}} \\ &+ Q_{1,ij}\frac{e^{\jmath\,\kappa(R_{2,ij}+R_{3,ij})}}{\sqrt{R_{3,ij}^3 R_{2,ij}(R_{2,ij}+R_{3,ij})}} \\ &+ Q_{1,ij}Q_{2,ij}\frac{e^{\jmath\,\kappa(R_{2,ij}+R_{4,ij})}}{\sqrt{R_{4,ij}^3 R_{2,ij}(R_{2,ij}+R_{4,ij})}}. \end{aligned} \tag{1.40}$$

$Q_{1,ij}$ (resp. $Q_{2,ij}$) est le cœfficient de réflexion en onde sphérique en considérant les ondes directes et réfléchies au-dessus du sol 1 (resp. du sol 2) à partir de la source (resp. du microphone) et d'un point situé à la verticale de la discontinuité (1.11). $Q_{1,ij}$ et $Q_{2,ij}$ sont calculés à partir de (2.13). Les distances $R_{k,ij}$ ($k \in \{1,2,3,4\}$) sont expliquées figure 1.11. Tous les $R_{k,ij}$ dépendent par ailleurs de z.

Rasmussen a montré par des simulations que l'angle entre la discontinuité et la droite source-microphone n'influence pas le résultat : les écarts atteignent seulement 0.5 dB pour des angles compris entre 90° et 10°, et pour des fréquences comprises entre 100 Hz et 4000 Hz.

1.3.10 Environnements complexes

Le champ de pression peut s'exprimer sous forme analytique dans le cas de géométries simples : sol plan homogène (partie 1.3.4), sol plan plan avec discontinuité d'impédance (par-

tie 1.3.9). Dans le cadre de notre travail sur l'émission, ces modèles suffisent. Il est cependant intéressant de dresser un état de l'art, même très partiel, de la modélisation en milieu plus complexe.

Dans les environnements complexes (diffraction, effets météo, relief, réflexion diffuse sur les façades des bâtiments...), des solutions analytiques n'existent malheureusement pas. Pour y remédier, de nombreux modèles ont été développés (Botteldooren et van Renterghem, 2009 ; Guillaume, 2009) et permettent de simuler la quasi-totalité des situations rencontrées. Le temps de calcul reste un point délicat. Des couplages entre différents modèles existants sont proposés pour tirer parti du meilleur de chaque méthode. Récemment, un couplage entre trois méthodes (Bergen et coll., 2008) a été initié, une méthode temporelle FDTD et deux méthodes fréquentielles PE et WBM.

Malgré tous ces développements, les modèles d'ingénierie, plus simples, restent seuls capables de quantifier la population exposée au bruit sur de larges zones et sont plus que jamais nécessaires (Heutschi, 1995 ; de Coensel et coll., 2007). À l'heure actuelle, les logiciels d'ingénierie, développés pour le milieu inter-urbain, sont utilisés pour réaliser les cartes de bruit imposées par la directive européenne, faute de mieux. De nombreux phénomènes restent pourtant à prendre en compte dans les zones urbaines. La réflexion diffuse du son sur les parois des bâtiments, ainsi que l'amélioration des modèles d'interaction avec le sol, les effets météo en milieu urbain sont autant de challenges pour les modèles d'ingénierie. L'amélioration des modèles sera utile pour les décideurs, chargés d'organiser la ville de demain (Botteldooren et van Renterghem, 2009) (en complément des modèles plus grossiers, qui garderont sans doute une place importante).

1.3.11 Conclusion

Comme ce travail concerne l'émission sonore des véhicules, des modèles de propagation simplifiés suffisent pour décrire le champ proche, de l'ordre d'une dizaine de mètres au maximum. On considère un sol plat, soit homogène (modèle de Rudnick), soit présentant une discontinuité d'impédance (modèle de Rasmussen). Ni l'absorption atmosphérique, ni la réfraction, ni la turbulence ne sont prises en compte.

On peut d'ores-et-déjà noter deux limites à la modélisation proposée. Premièrement, ces modèles simplifiés de propagation sont des modèles fréquentiels. Issus des théories de l'électromagnétisme, ils sont définis pour des sources harmoniques. Or, les sources réelles sont à large bande, même si elles peuvent parfois présenter des composantes tonales marquées (bruit moteur par exemple). Par souci de simplification, ces modèles sont tout de même appliqués à des sources réelles. Deuxièmement, la modélisation des sources réelles par des sources ponctuelles équivalentes impose une certaine précaution dans l'utilisation des modèles. Si ces modèles peuvent convenir pour des calculs d'indicateurs qui moyennent la pression en fréquence et en temps (L_{eq} tiers d'octave), ils sont à considérer avec précaution en bandes fines.

1.4 Prise en compte du mouvement

1.4.1 Introduction

Par définition, les sources de transport sont en mouvement. Avec la densification des populations, de plus en plus de personnes habitent près d'infrastructures et subissent les nuisances sonores des véhicules roulant à des allures très rapides (lignes TGV).

Certaines sources peuvent engendrer un champ acoustique identique quand elles sont à l'arrêt, mais différent lorsqu'elles sont en mouvement (Graham et Graham, 1971 ; Warren, 1971). Deux

modèles de sources en mouvement sont couramment distingués. L'équation d'onde est résolue soit en considérant le potentiel des vitesses, soit en considérant la pression. D'après des considérations théoriques (Graham et Graham, 1971 ; Attenborough et coll., 2007 ; Buret et coll., 2006), la première approche est la plus physique. Seule cette approche est donc retenue dans le cadre de ce travail.

Pour la modélisation des sources acoustiques, la prise en compte du mouvement ne semble pas nécessaire. Dans (van der Heijden et van Son, 1982), les auteurs montrent que pour des véhicules à 100 km.h^{-1}, les effets des modulations fréquentielle et d'amplitude peuvent être négligés sur le calcul d'un L_{eq}. Buret et coll. (Buret et coll., 2006) notent que les effets de la vitesse sur l'atténuation sont plutôt limités, mais qu'ils se produisent à basse vitesse. Seule la prise en compte de la turbulence atmosphérique semble être plus sensible pour des véhicules en mouvement.

Pour des indicateurs acoustiques moyennés, la prise en compte de la vitesse n'est donc pas souhaitable : elle alourdirait inutilement les calculs. Néanmoins, dans le cadre de notre travail, et si l'on considère la modélisation dynamique d'un véhicule, l'effet de la vitesse peut être plus sensible. En particulier, la mesure de hauteur de source, décrite au chapitre 5 calcule le spectre d'atténuation en bandes fines, pour des véhicules en mouvement.

1.4.2 Énoncé du problème

Ce problème est formulé dans (Attenborough et coll., 2007). Considérons une source monopolaire S de vitesse angulaire ω et d'amplitude complexe $A\,e^{-\jmath\,\psi}$. Les coordonnées de la source (dans un système de coordonnées cartésiennes) sont notées (x_S, y_S, z_S). t est le temps. S se déplace à vitesse constante v le long de l'axe Ox, au-dessus d'un sol plan homogène. Sans perte de généralité, sa position instantanée le long de l'axe Ox peut s'écrire

$$x_S = v\ t, \tag{1.41}$$

y_S et z_S étant fixes. Un récepteur immobile est situé à M (x_M, y_M, z_M).

Le nombre de Mach associé $M_a = v/c$ (avec c la vitesse du son dans l'air) vérifie $M_a \leq 0.3$ (ou de façon équivalente, $v \leq 367$ kmh $^{-1}$). Cette condition garantit la linéarité des équations (Buret, 2002). En outre, les hypothèses de propagation sont limitées à une atmosphère homogène.

Le potentiel des vitesses doit vérifier l'équation (1.5), ainsi que la condition aux limites (1.18). La seule différence comparée au cas d'une source fixe est que x_S dépend de t dans (1.5).

1.4.3 Notations

La figure 1.12 illustre la géométrie du temps d'émission du problème. Toutes les variables concernant l'onde directe (exposant d) dépendent de $\tau^d(t)$, qui est le temps d'émission de l'onde directe qui arrive en M à l'instant t. Toutes les variables concernant l'onde réfléchie (exposant r) dépendent de $\tau^r(t)$, qui est le temps d'émission de l'onde réfléchie qui arrive en M à l'instant t.

R^d (respectivement R^r) est la distance entre le récepteur M et la source de S (respectivement l'image source $S^{'}$). Ils sont définis par

$$\begin{cases} R^d(\tau^d) = \sqrt{(x_M - x_S(\tau^d))^2 + \Delta_{yz-}^2}, \\ \\ R^r(\tau^r) = \sqrt{(x_M - x_S(\tau^r))^2 + \Delta_{yz+}^2}, \end{cases} \tag{1.42}$$

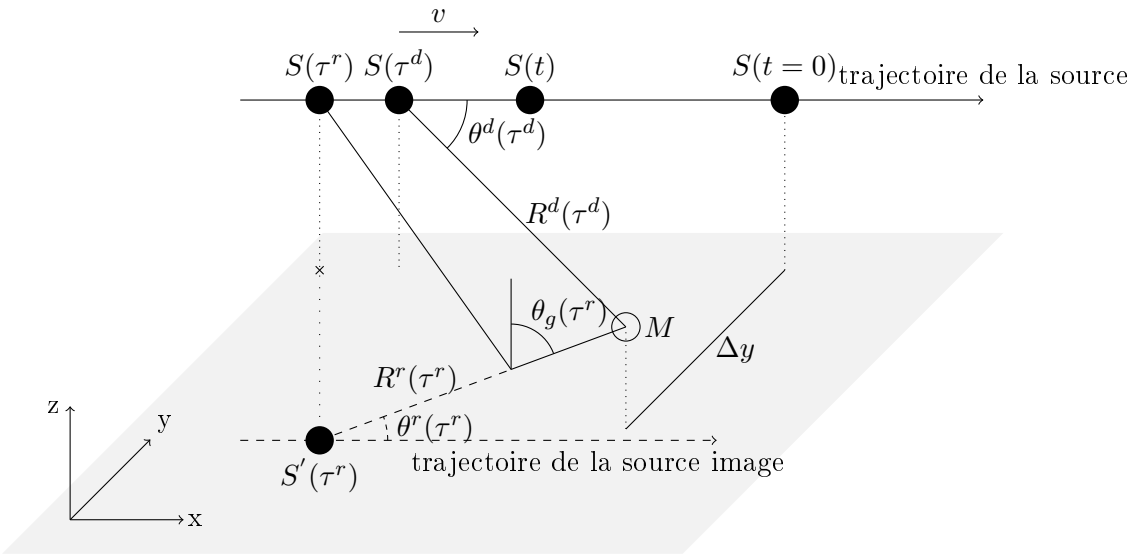


FIGURE 1.12 – Une source S et sa source image associée $S^{'}$ en mouvement en présence d'un récepteur M fixe.

et

$$\begin{cases} \Delta^2_{yz-} = (y_M - y_S)^2 + (z_M - z_S)^2, \\ \Delta^2_{yz+} = (y_M - y_S)^2 + (z_M + z_S)^2. \end{cases} \tag{1.43}$$

Δy correspond à la plus courte distance entre la source et le récepteur (le long de l'axe des y). θ^d (respectivement θ^r) est l'angle entre la ligne de source - récepteur (respectivement l'image source - récepteur de ligne) et l'axe des x tel que

$$\begin{cases} \cos\theta^d(\tau^d) = \dfrac{x_M - x_S(\tau^d)}{R^d(\tau^d)}, \\ \cos\theta^r(\tau^r) = \dfrac{x_M - x_S(\tau^r)}{R^r(\tau^r)}. \end{cases} \tag{1.44}$$

De même, $\cos\theta_g(\tau^r)$ est calculé suivant

$$\cos\theta_g(\tau^r) = \frac{z_M + z_S}{R^r(\tau^r)}. \tag{1.45}$$

Enfin, le mouvement de la source est échantillonné sur des segments de temps I_l, définis comme

$$I_l = \left[t_l^b, t_l^e\right], \tag{1.46}$$

avec

$$\begin{cases} t_l^b &= t_l - \dfrac{T_I}{2}, \\ t_l^e &= t_l + \dfrac{T_I}{2}, \end{cases} \tag{1.47}$$

avec t_l le centre des I_l, et T_I est la durée de I_l. L'indice l indique que les variables sont calculées à $t = t_l$. Par exemple, R_l^d signifie $R^d(\tau^d(t_l))$.

1.4.4 Modèles fréquentiels

Une abondante littérature aborde ce sujet, mais soit elle considère le champ libre (Morse et Ingard, 1968), soit généralise les résultats du champ libre à un sol plan (Makarewicz, 1992), sans distinguer les effets du mouvement sur l'onde directe ou réfléchie. Récemment, une approche heuristique a été proposée, qui fait cette distinction (Buret, 2002 ; Li et coll., 1998).

1.4.4.1 Champ libre

À partir de considérations géométriques sur la propagation du potentiel de vitesses, l'expression de la pression peut être calculée (Morse et Ingard, 1968)

$$p^d(t) = \frac{-\,\mathrm{j}\omega A}{4\pi}\, C^d\, \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^d}}{R^d}. \tag{1.48}$$

Le terme C^d peut être approché par

$$\tilde{C}^d(\tau^d) \simeq \frac{1}{(1 - M^d(\tau^d))^2}. \tag{1.49}$$

À partir de (1.48), le mouvement se traduit par deux effets principaux sur le champ de pression : une modulation fréquentielle (ou effet Doppler) et une modulation d'amplitude.

Tout d'abord, le son émis à une fréquence f par S est reçu en M à une autre fréquence. En fait, la notion de fréquence n'est pas bien définie dans une géométrie variable dans le temps, car si S émet un son pur, M ne reçoit pas un son pur. Autrement dit, la phase n'est pas linéaire avec le temps. La fréquence instantanée est définie comme la dérivée temporelle de la phase (Morse et Ingard, 1968). De (1.48), la phase ϕ^d de l'onde directe est définie par

$$\phi^d(\tau^d) = -2\pi f t + \kappa R^d(\tau^d). \tag{1.50}$$

ϕ^d est ensuite dérivée par rapport à t. Après quelques considérations géométriques, la fréquence dopplerisée f^d est égale à (Morse et Ingard, 1968)

$$f^d(\tau^d) = f \times \sqrt{\tilde{C}^d(\tau^d)}. \tag{1.51}$$

La fréquence d'un son pur est perçue comme plus aiguë lorsque la source se rapproche de M et plus grave quand elle s'en éloigne.

D'autre part, l'amplitude est modifiée en raison du mouvement. Pour l'onde directe, par rapport à une source immobile, l'amplitude est multipliée par le cœfficient $\tilde{C}^d$. En conséquence, la pression acoustique quadratique moyenne n'est pas au maximum lorsque S est au point le plus proche du récepteur, même dans la géométrie du temps d'émission.

1.4.4.2 Approche heuristique

Récemment, un modèle heuristique, noté HM, a été proposé en combinant le modèle de Rudnick et appliquant les modulations fréquentielle et d'amplitude différentes pour l'onde directe et l'onde réfléchie (Buret, 2002 ; Li et coll., 1998). Pour un intervalle de temps I_l, HM peut s'écrire

$$p_l(t) \approx \frac{-\mathrm{j}\ \omega\ A}{4\pi} \times \left\{ \tilde{C}_l^d \frac{e^{\mathrm{j}\kappa_l^d R_l^d}}{R_l^d} + \tilde{C}_l^r\ Q_l(w_l^r)\ \frac{e^{\mathrm{j}\kappa_l^r R_l^r}}{R_l^r} \right\}, \tag{1.52}$$

avec w^r défini par

$$w^r = \frac{w}{1 - M^r}. \tag{1.53}$$

Toutes les variables sont supposées constantes pour $t \in I_l$. Q_l, w_l^r, $\tilde{C}_l^d$ et f_l^d sont respectivement définies à partir de (1.20), (1.53), (1.49) et (1.51), en posant $t = t_l$. $\tilde{C}_l^r$ et f_l^r sont calculés en remplaçant les exposants d par r dans les expressions de $\tilde{C}_l^d$ et f_l^d. En outre, les nombres d'onde dopplérisés de l'onde directe et réfléchie sont définis par

$$\begin{cases} \kappa_l^d &= 2\pi f_l^d / c, \\ \kappa_l^r &= 2\ pi f_l^r / c. \end{cases} \tag{1.54}$$

Ce modèle heuristique ne donne pas des résultats satisfaisants (Buret, 2002).

1.4.5 Modèle temporel : sol plat impédant

Récemment, un modèle temporel avec prise en compte d'un sol plan impédant a été proposé (Buret et coll., 2006 ; Li et coll., 1998 ; Attenborough et coll., 2007). Par rapport aux approches précédentes, le cœfficient de réflexion en ondes sphériques est utilisé, au lieu de celui en ondes planes (Buret et coll., 2006).

$$p(t) = \frac{-\,\mathrm{j}\omega A}{4\pi} \times \left(C^d \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^d}}{R^d} + C^r\ Q(w^r)\ \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^r}}{R^r} \right). \tag{1.55}$$

Une dépendance de temps $e^{-\jmath(\omega t + \psi)}$ est également supposée dans (1.55), avec ψ correspondant à la phase de la source. La formulation d'origine faisait intervenir deux angles à la fois pour les ondes directe et réfléchie. Pour plus de simplificité, l'expression présentée ici n'utilise qu'un angle pour chacune des deux ondes : θ^d ou θ^r. En outre, l'amplitude complexe de la source $Ae^{\jmath\psi}$ est prise en compte et le modèle de l'impédance acoustique du sol est plus simple. On considère un modèle à un paramètre au lieu de deux à l'origine.

Dans 1.55, les variables C^d, C^r, R^d, R^r, R_p, M^d, M^r sont exprimées dans la géométrie du temps d'émission, telles que mentionnées dans le paragraphe 1.4.3.

Pour exprimer τ^d et τ^r en fonction de t, on part de la définition suivante

$$\begin{cases} c = \dfrac{R^d(\tau^d)}{t - \tau^d}, \\ c = \dfrac{R^r(\tau^r)}{t - \tau^r}. \end{cases} \tag{1.56}$$

En remplaçant R^d (resp. R^r) par son expression fournie par (2.6), on obtient un polynôme du second degré en τ^d (resp. τ^r). Deux solutions sont possibles. Si l'on ne retient que la solution physiquement acceptable pour laquelle $\tau \in \Re$ et $\tau \leq t$, on a alors

$$\begin{cases} \tau^d(t) = \dfrac{c\,t - M_a x_M - \sqrt{\Delta^d(t)}}{c(1 - M_a^2)}, \\ \tau^r(t) = \dfrac{c\,t - M_a x_M - \sqrt{\Delta^r(t)}}{c(1 - M_a^2)}, \end{cases} \tag{1.57}$$

avec

$$\begin{cases} \Delta^d(t) = (x_M - x_S(t))^2 + (1 - M_a^2)\Delta_{yz-}, \\ \Delta^r(t) = (x_M - x_S(t))^2 + (1 - M_a^2)\Delta_{yz+}. \end{cases} \tag{1.58}$$

Si $v = 0$ dans (1.55), alors comme $C_l^d = C_l^r = 1$ et $M_l^r = 0$, on obtient la formule de Rudnick, aussi appelée formule de Weyl-Van der Pol, en référence à la théorie des ondes électromagnétiques, de laquelle elle dérive. L'équation (1.55) est aussi appelée formule de Weyl Van der Pol dopplérisée (Attenborough et coll., 2007) [10].

1.4.6 Évolution des figures d'interférences avec la vitesse

Les figures 1.13(a) et (b) permettent d'illustrer l'importance de la prise en compte de la vitesse pour la caractérisation dynamique des sources sonores. On simule une source à large bande en mouvement. Quand la source est proche du CPA – *Closest Point of Approach* – (figure 1.13(a)), les minima d'interférences ne sont que très légèrement décalés en fonction de la vitesse. Par contre, loin du CPA, la vitesse modifie complètement la figure d'interférence (figure 1.13(b)).

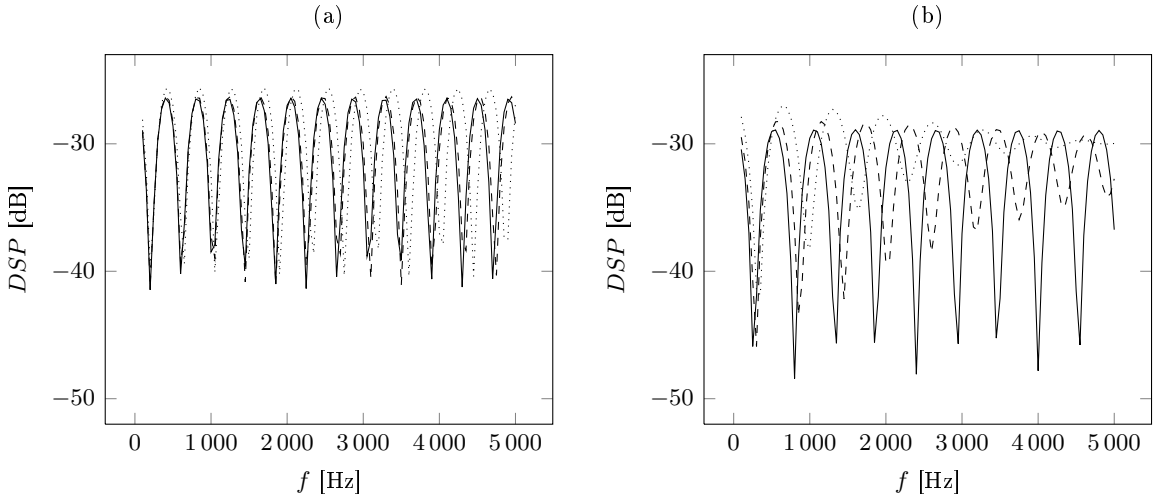


Figure 1.13: Densité spectrale de puissance simulée au microphone M pour une source S en mouvement émettant un bruit blanc, pour trois vitesses différentes : $v = 0$ km.h^{-1} (——), $v = 130$ km.h^{-1} (- - -), $v = 300$ km.h^{-1} (·····). f est comprise entre 100 Hz et 5000 Hz, avec un pas de 50 Hz. $M(0, 0, 1)$. (a) $S(0, 2, 1)$ - (b) $S(-2, 2, 1)$. Calculs réalisés avec le MTSSM, développé au chapitre 2, en considérant une fenêtre de Hann.

1.4.7 Dédopplérisation

Pour étudier des sources en mouvement, une technique est souvent employée : la dédopplarisation (Ernoult, 1979 ; Barsikow et W. F. King, 1988). Cette technique consiste à simuler le signal qui aurait été reçu si la source était restée fixe. Pour ce faire, le signal reçu en un microphone est rééchantillonné et multiplié par un terme corrigeant la divergence géométrique. Pour le rééchantillonnage, une interpolation linéaire entre deux échantillons est suffisante, à condition que

10. Ce nom est trompeur, car en fait, les deux effets liés aux mouvements (effet Doppler et de convection) sont pris en compte par cette équation.

la fréquence d'échantillonnage soit 5 fois plus grande que la fréquence maximale analysée (Howell et coll., 1986). Afin de diminuer le volume de données, et de diminuer les temps de calcul, une méthode utilisant des filtres numériques, avec des coefficients variant dans le temps, a été proposée (Glegg, 1987). Il n'y a alors plus besoin de sur-échantillonner le signal.

Pour dédoppleriser un signal, la localisation de la source est indispensable. Par ailleurs, elle est difficile à appliquer dans le cas de plusieurs sources en mouvement. Il faut alors connaître la localisation de chacune des sources, ainsi que la pression sonore générée par chaque source au récepteur. C'est possible, par une technique de formation de voies, mais cela exige alors un nombre important de capteurs, ainsi qu'un coût de calcul plus important.

La dédopplérisation n'est par ailleurs pas exempte d'approximations. Elle suppose que l'effet Doppler est le même sur l'onde directe et l'onde réfléchie. Par ailleurs, elle ne corrige que partiellement les effets liés au mouvement. Seule la modulation fréquentielle (ou effet Doppler) est corrigée, et pas la modulation d'amplitude (Barsikow et W. F. King, 1988).

1.4.8 Conclusion

La prise en compte de la vitesse dans la modélisation des sources acoustiques des transports terrestres ne semble pas nécessaire, pour peu que l'on s'intéresse uniquement à des niveaux sonores moyens (L_{den}, ou L_{Aeq} calculés sur des périodes de plusieurs heures). Néanmoins, dans le cadre de ce travail, les sources sont étudiées de manière dynamique. La prise en compte de la vitesse est donc intéressante.

Sur le plan théorique, le Modèle Temporel pour des Sources en Mouvement (MTSM) permet d'écrire l'expression de la pression sonore au-dessus d'un sol impédant pour une source en mouvement. Cette expression temporelle est relativement compliquée. C'est pourquoi, un Modèle Heuristique (HM), plus simple, a été proposé. Il est basé sur la prise en compte des modulations d'amplitude et de fréquence à partir du modèle de Rudnick défini pour des sources fixes. Il donne malheureusement des résultats médiocres. Afin de prendre en compte la vitesse, une simplification satisfaisante du MTSM reste à définir.

1.5 Caractérisation de l'émission sonore des sources équivalentes

Les différents modèles d'ingénierie existants modélisent l'émission acoustique des véhicules de manière sensiblement différente. Cette variabilité s'explique par la diversité des méthodes de caractérisation. Dans le cadre de ce travail, on distingue ici deux familles de technique de caractérisation. Les premières techniques sont dites de référence. Elles nécessitent souvent un nombre importants de capteurs, limitant ainsi le déploiement sur le terrain pour des mesures sur des véhicules du flot. La seconde famille est liée à des techniques d'ingénierie. Ces techniques sont couramment employées pour caractériser l'émission sonore des infrastructures terrestres.

1.5.1 Techniques de référence

De nombreuses techniques de caractérisation de sources existent, ainsi que qu'un grand nombre de variantes. L'objectif de cette partie sur les techniques de référence est simplement de fournir un bref aperçu des méthodes existantes.

1.5.1.1 Antennes acoustiques

Les antennes sont utilisées dans de nombreux domaines : radar, radio astronomie, sonar, communication, médecine... Les premiers développements concernent le radar, en particulier

lors de la seconde guerre mondiale. La théorie sur les antennes est mature depuis le début des années 70. Depuis, avec l'avénement de l'informatique, on assiste à un véritable boom dans les méthodes de traitement associées (van Trees, 2002). Certains s'étonnent même de la trop faible utilisation des antennes dans la vie de tous les jours, et imputent cela au coût trop important de cette technique (Brandstein et Ward, 2001). Pour se convaincre des multiples développements, on peut se plonger dans le l'ouvrage (van Trees, 2002).

Une antenne est utilisée pour filtrer des signaux dans un champ spatio-temporel en exploitant leurs caractéristiques spatiales. Ce filtrage peut s'exprimer en fonction de l'angle ou de la fréquence. La plupart du temps, on cherche à filtrer spatialement le champ de telle sorte que le signal dans une direction donnée (ou dans plusieurs) soit estimé à partir d'une combinaison constructive des signaux de l'antenne, et que le bruit provenant des autres directions soit rejeté par des interférences destructives (van Trees, 2002).

La formation de voies est parfois utilisée pour reconstruire des signatures fréquentielles, du type $L_{Feq}(t)$ au passage (Pallas et coll., 2007). Les résultats semblent satisfaisants même s'il est reconnu que la formation de voies est principalement adaptée pour la localisation de sources (Antoni, 2010). La formation de voies a déjà été utilisée en pré-calcul afin de localiser les principales sources, puis une approche inverse a permis d'en déterminer l'amplitude (Brühl et Röder, 2000).

Pour la plupart, ces méthodes utilisent un grand nombre de capteurs. Des approches appelées haute-résolution ont été développées (Marcos, 1998). Elles n'utilisent qu'un nombre limité de microphones, réduisant le temps de calcul, et pouvant donner des résultats meilleurs que la formation de voies, dans la détermination des direction d'arrivée des sources (Gapihan, 2007).

1.5.1.2 Intensimétrie

Rappelons brièvement le principe de la mesure intensimétrique. Deux microphones appariés (dans chaque direction à étudier) sont placés très proches l'un de l'autre. Ils fournissent deux valeurs de la pression acoustique $p(t)$, qui permettent l'approximation de la valeur du gradient de pression $\vec{\text{grad}}\ p$ au point de mesure. La vitesse particulaire $\vec{U}$ est ensuite déterminée à partir de la relation

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \vec{\text{grad}}\ p. \tag{1.59}$$

L'intensité acoustique est enfin obtenue à l'aide de l'expression

$$\vec{I} = p\,\vec{U}. \tag{1.60}$$

Cette technique a déjà été utilisée sur des véhicules en mouvement (Tachibana et Oshino, 1992).

1.5.1.3 ESM

L'ESM (*Equivalent Source Method*) (Koopmann et coll., 1989) est une méthode inverse qui permet de modéliser une source fermée par une surface Σ par un ensemble de sources ponctuelles équivalentes, situées à l'intérieur de Σ. L'objectif est de simplifier les calculs de rayonnement de la source. Le problème inverse peut être résolu à partir des signaux de pression ou des mesures des vitesses vibratoires sur la surface Σ. La principale difficulté consiste à trouver la position des sources équivalentes. Une fois celles-ci fixées, les amplitudes complexes des sources sont déterminées par la résolution d'un problème LMS (*Least Mean Square*).

Afin d'estimer la position optimale des sources équivalentes, l'utilisation d'algorithmes génétiques a été proposée (Gounot et Musafir, 2009). L'ESM a aussi été couplée à des mesures

d'intensimétrie (Yu et coll., 2008). Les sources équivalentes ont même été fixées en dehors de Σ (Bi et coll., 2008).

L'ESM, de par sa formulation, est relativement proche de la problématique de ce travail. Récemment, une approche unifiée du problème inverse en acoustique a été proposée (Antoni, 2010). La problématique est suffisamment large pour accepter comme cas particuliers la formation de voies, l'holographie acoustique ou la reconstruction de sources équivalentes.

1.5.1.4 Conclusion

Les méthodes de référence présentées ici utilisent l'information de phase entre les différents capteurs. Cela nécessite des attentions techniques particulières : qualité des microphones, calibrage de phase. Par ailleurs, beaucoup utilisent un nombre important de microphones, ce qui complexifie le déploiement sur le terrain, et augmente le coût des calculs lors des dépouillements. Une méthode de caractérisation de l'émission sonore plus simple semble nécessaire.

1.5.2 Techniques d'ingénierie

Les techniques présentées dans cette partie sont couramment utilisées pour les modèles d'ingénierie.

1.5.2.1 Mesures sur des véhicules maîtrisés

Afin d'étudier les sources de bruit sur des véhicules, différentes techniques ont été utilisées. Beaucoup de ces techniques sont citées dans Crocker et Sullivan (1980). Ces techniques sont :

- les techniques sélectives. Par exemple, on réalise des mesures moteur allumé, et moteur éteint pour avoir une idée du bruit du moteur (Sétra, 2009a ; NT ACOU 104, 1999). On peut aussi mesurer les niveaux sonores en allumant ou pas le dispositif de ventilation. Cependant, ces techniques doivent être utilisées avec précaution, car il est parfois impossible de séparer de cette manière toutes les sources de bruit.
- les recouvrements sélectifs. Cette technique consiste par exemple à recouvrir le pot d'échappement d'un matériau absorbant afin de quantifier son influence sur le niveau de bruit total.
- l'analyse fréquentielle. Cette technique permet d'identifier certaines sources caractéristiques.

1.5.2.2 Mesure au passage : une source équivalente

Cette méthode est sans doute aujourd'hui la plus couramment utilisée, car la plus simple. La position des microphones peut varier suivant les pays. Nous illustrons ici cette méthode telle qu'elle est pratiquée en France (Sétra, 2009a). Le niveau de puissance est déterminé simplement à partir d'une mesure au passage, réalisée selon la norme NF EN ISO 11819-1 (2002). Un véhicule est modélisé par une source sonore ponctuelle omnidirectionnelle qui émet dans un demi-espace. On peut alors écrire

$$W = \frac{p_{eff}^2}{\rho c} 2\pi (R^d)^2, \tag{1.61}$$

avec W la puissance acoustique rayonnée de la source sonore ponctuelle, ρ la masse volumique de l'air au repos, c la célérité du son dans l'air, R^d la distance du récepteur à la source, p la pression acoustique efficace.

A partir de la relation (1.61), le niveau de puissance acoustique de la source par rapport à une pression de référence égale à 1 picowatt s'exprime ainsi

$$L_W = L_p + 20\,\log_{10} R^d + 8, \tag{1.62}$$

avec L_W le niveau de puissance acoustique de la source sonore ponctuelle, L_p le niveau de pression acoustique au point d'observation, R^d la distance entre la source et le point d'observation.

Le L_{Amax} est défini par

$$L_{Amax} = \max_t 20\,log_{10}\left(\sqrt{\frac{1}{0.125}\int_{-\infty}^{t} p_{eff}^A(\xi)^2\, e^{-(t-\xi)/0.125} d\xi}\Big/ p_0\right), \tag{1.63}$$

avec p_{eff}^A la pression acoustique pondérée A. L'indicateur L_{Amax} est un niveau moyenné sur une période de l'ordre de 125 ms.

Ainsi et à titre d'exemple, pour des mesures au passage, à 7.5 m de l'axe de passage et à 1.2 m de hauteur, et en considérant l'approximation $L_p = L_{Amax}$, on obtient

$$L_W = L_{Amax} + 25.6\,. \tag{1.64}$$

Il suffit par conséquent de connaître la valeur de L_{Amax}, issue de mesures au passage pour définir le niveau de puissance des sources.

D'autres hauteurs et distances par rapport à l'axe de passage peuvent être considérées. Dans les pays nordiques, plusieurs hauteurs de référence sont définies : 0.2, 0.6, 1.2 et 3 m (Jonasson et Taraldsen, 2006).

Cette méthode est très simple d'utilisation. En revanche, elle ne permet pas de caractériser acoustiquement plusieurs sources équivalentes, ou une source équivalente qui n'est pas proche du sol. Par ailleurs, le fait de se baser sur la valeur du L_{Amax} pose question si l'on considère des véhicules étendus. Dans les pays nordiques (Jonasson et Taraldsen, 2006), l'indicateur SEL (*Sound Exposure Level*) qui prend en compte l'énergie sonore pendant la totalité du passage du véhicule (et pas seulement sur les 125 ms les plus bruyantes) est préconisé. Il est défini par

$$SEL = 10\,log_{10}\left(\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p_{eff}^A(t)^2}{p_0^2}\right). \tag{1.65}$$

Néanmoins, les mesures du SEL sont plus délicates à réaliser car les espacements entre véhicules isolés doivent être suffisamment grands (Jonasson et Taraldsen, 2006).

1.5.2.3 Méthode de la matrice de transfert

Suite au développement du modèle européen Harmonoise/Imagine, une méthode pour la caractérisation de plusieurs sources a été proposée (Harmonoise, 2004b ; Jonasson et Taraldsen, 2006), dénommée méthode de la matrice de transfert. L'exposition sonore E_j est mesurée, en tiers d'octave, en N_{Mics} microphones M_j. La fonction de transfert source S_i - microphone M_j est notée C_{ij}. On a alors (Jonasson et Taraldsen, 2006)

$$E_j = \sum_i C_{ij} W_i, \tag{1.66}$$

soit sous forme matricielle

$$\mathbf{E} = \mathbf{CW}. \tag{1.67}$$

Comme l'indiquent les auteurs, ceci constitue un problème classique des moindres carrés classique, mais avec une contrainte de positivité sur les inconnues. Les deux auteurs donnent des exemples de résultats obtenues par cette méthode. Ils ne précisent pas s'ils ont eu besoin d'utiliser un algorithme avec contrainte de positivité sur les inconnues.

Cette méthode permet de déterminer le niveau d'émission des sources équivalentes, pour peu que l'on connaisse leur position, et plus particulièrement leur hauteur[11]. Pour appliquer cette méthode dans le cas de la modélisation Harmonoise/Imagine, trois microphones sont conseillés, situés à 7.5 m de l'axe de passage des véhicules, et à des hauteurs respectives de 0.2, 1.2 et 3 m (Jonasson et Taraldsen, 2006).

La méthode de matrice de transfert ne permet cependant pas de déterminer tous les coefficients du modèle Harmonoise. En effet, si le niveau d'émission des deux sources est déterminé, la composante bruit moteur et la composante bruit de roulement qui sont réparties entre chacune de ces deux sources ne peuvent être dissociées simplement. Pour y parvenir, les auteurs préconisent de se placer dans des conditions où l'une des composantes domine (bruit de roulement à haute vitesse par exemple). En réalité, une solution analytique basée sur la matrice de fonction de transfert semble possible. Cette proposition, développée dans le cadre de cette thèse, est disponible en Annexe B. On obtient alors directement les composantes bruit moteur et bruit de roulement, sans avoir besoin d'effectuer des mesures dans des conditions maîtrisées.

1.5.2.4 Hauteur de source

Pour alimenter le modèle d'émission acoustique américain TNM, une méthode basée sur une antenne verticale de sept microphones a été développée (Glegg et Yoon, 1990a,b). La hauteur de la source équivalente est déduite des densités interspectrales entre les microphones. Elle dépend de la fréquence. Cette méthode est appliquée sur des véhicules du flot (Coulson, 1996). Le principe de la mesure donne des résultats peu satisfaisants pour des sources situées en-dessous de 50 cm. Malheureusement, le bruit de contact pneumatique-chaussée est situé proche du sol. Par ailleurs, la précision sur la hauteur de source est faible, de l'ordre de 0.2 m.

Pour pallier ces difficultés, une autre méthode basée sur la minimisation des écarts des spectres d'atténuation mesurés et modélisés entre deux microphones a été proposée (K. M. Li et Heap, 1991 ; Gaulin, 2000). Cette méthode, qui s'appuie sur les interférences générées par la superposition d'une onde directe et d'une onde réfléchie s'inspire du « matched field processing » utilisé intensivement en acoustique sous-marine (Tolstoy, 1992).

Cette méthode, appliquée à des sources réelles, donne une hauteur de source très proche du sol (quelques centimètres). Ainsi, même pour un cyclomoteur à l'arrêt, moteur allumé, la hauteur de source optimisée est proche du sol. Ce résultat surprenant mérite d'être mieux compris. Par ailleurs, il manque une validation expérimentale extensive sur des sources maîtrisées. Il serait aussi intéressant d'élargir cette méthode au cas de plusieurs sources équivalentes.

1.5.2.5 Backing Board

Les mesures traditionnelles de l'émission sonore (mesure au passage, ou mesure en continu) ont été développées pour des milieux ouverts. Elles ne sont pas adaptées aux milieux urbains, particulièrement la mesure au passage. Une technique a été développée (Fégeant, 1998) et implémentée (Goubert, 2006) pour pallier cette difficulté. On place un microphone très proche d'une

11. La distance du microphone à la route est connue, et comme l'on prend on compte tout le passage d'un véhicule, sa localisation sur l'axe de passage n'est pas importante

surface réfléchissante. Cette méthode permet de se placer dans des conditions de réflexion parfaites (+6 dB, car les champ incident et réfléchi sont parfaitement cohérents). Le microphone n'est pas placé au centre de la plaque, afin d'éviter les effets de diffraction sur les bords de celle-ci. Cette technique semble très intéressante pour la réalisation des mesures d'émission sonore en



FIGURE 1.14 – Validation de la technique « Backing Board » sur la piste de référence du LCPC dans le cadre du projet européen Silence (Bérengier, 2008).

milieu urbain.

1.5.2.6 Mesures réglementaires pour vérifier les valeurs seuils d'un véhicule

En France, pour vérifier les valeurs seuils imposées aux véhicules, deux méthodes de mesure sont définies par la réglementation. Elles sont rappelées ici pour mémoire. Pour plus de détails, on pourra se référer à (Golay, 2006).

La première méthode concerne l'homologation acoustique des véhicules (Golay, 2006). Les détails de cette méthode de mesurage sont précisés dans l'Annexe I (paragraphe I) de l'arrêté du 13 avril 1972, relatif au bruit des véhicules automobiles, et modifié depuis. Sur le plan international, cette méthode fait l'objet de la norme (ISO 362, 1998). Le véhicule arrive en vitesse stabilisée. 10 m avant les microphones, les gaz sont ouvert au maximum.

La seconde méthode est la mesure au point fixe (NF S31-058, 1986). Elle consiste à effectuer une mesure lorsque le véhicule est à l'arrêt moteur allumé et avec un régime moteur donné. Cette méthode de mesure peut plus facilement être mise en pratique dans le cadre d'un contrôle ponctuel (principalement pour les contrôles de véhicules du flot et les contrôles techniques).

On peut s'interroger sur la représentativité de ces techniques de mesures sur l'émission sonore des véhicules par rapport aux conditions de circulation réelles. Certains constructeurs recommandent d'ailleurs d'*adapter les conditions d'homologation à l'utilisation réelle des véhicules* (Favre, 2001).

1.5.2.7 Mesure du bruit de roulement en continu

Différentes méthodes ont été développées pour réaliser la mesure du bruit de roulement en continu (ISO/NP 11819-2, 2001 ; XP S31-145-1, 2007). Ces méthodes consistent à placer plusieurs microphones à proximité d'une roue. La figure 1.15 représente le Sonoroute, un véhicule équipé pour la mesure du bruit de roulement en continu, développé par le Laboratoire Central des

Ponts et Chaussées (Anfosso-Lédée et coll., 2008), et qui a été repris par une norme française expérimentale (XP S31-145-1, 2007).



FIGURE 1.15 – Photo du Sonoroute, véhicule équipé pour la mesure du bruit de roulement en continu (Anfosso-Lédée et coll., 2008).

Les méthodes de mesure de bruit de roulement en continu permettent d'atteindre divers objectifs (Anfosso-Lédée et coll., 2008) :

- la caractérisation des performances acoustiques d'une formule de revêtement,
- la vérification des performances acoustiques de la couche de roulement d'une chaussée,
- l'auscultation acoustique à grand rendement d'un réseau routier.

La mesure du bruit de roulement en continu nécessite l'équipement d'un véhicule maîtrisé. Elle n'est donc pas adaptée à la caractérisation de l'émission sonore des véhicules du flot par des sources sonores équivalentes.

1.5.3 Conclusion

Les méthodes de références prennent en compte le signal de pression, c'est-à-dire à la fois l'amplitude et la phase des ondes acoustiques. Ces approches, qui donnent de bons résultats en laboratoire, sont plus difficiles à appliquer en milieu extérieur, sur des véhicules du flot en mouvement. Elles nécessitent par ailleurs souvent de nombreux capteurs, qu'il faut étalonner en phase. Enfin, beaucoup sont plus appropriées à des détections de position de sources plutôt qu'à leur caractérisation (détermination de l'amplitude). Cherchant une méthode de caractérisation simple, à la fois sur le plan des mesures et des calculs, les méthodes présentées ne semblent pas convenir.

Parmi les méthodes d'ingénierie, aucune n'est adaptée à la caractérisation de plusieurs sources équivalentes, excepté la matrice de fonction de transfert. Cependant, la matrice de fonction de transfert, basée sur le SEL, ne permet pas d'envisager la modélisation dynamique du trafic. Par ailleurs, les différentes méthodes qui permettent d'estimer la hauteur de sources fournissent des résultats très différents. Ce paramètre est pourtant essentiel pour la propagation à longue distance ou le dimensionnement des écrans.

1.6 Conclusion

Ce premier chapitre a permis de dresser un état de l'art sur la modélisation des véhicules de transport terrestres par des sources sonores ponctuelles équivalentes, les modèles de propagations simplifiés associés, la prise en compte de la vitesse, et les méthodes de caractérisation de sources.

Même si l'objectif de la quasi totalité des modèles est de prédire un L_{Aeq}, ils sont très différents les uns des autres : nombre de sources, position, spectres, facteur d'émission... Cette remarque reste vraie, même si l'on ne compare que les modèles les plus récents. La recherche sur la modélisation des véhicules par des sources sonores est plus que jamais d'actualité.

Deux raisons principales poussent vers le raffinement des modèles d'émission. Le modèle européen Harmonoise/Imagine est parmi les plus complexes des modèles existants. Il caractérise un véhicule (VL ou PL) par deux sources équivalentes. Une raison supplémentaire pour améliorer la finesse des modèles est le besoin exprimé depuis une bonne dizaine d'années d'indicateurs complémentaires.

Partie II

Amélioration des modèles fréquentiels

Introduction

Lors du développement de la méthode de hauteur de source (partie III) et la Méthode Énergétique pour la Caractérisation de Sources (partie IV), les mesures ont permis de mettre en évidence certaines limites des modèles simplifiés de propagation, considérant une source ponctuelle au-dessus d'un sol plan (modèle de Rudnick ou de Rasmussen).

Tout d'abord, la méthode de hauteur de source prévue, pour des sources fixes, a été appliquée à des sources en mouvement. Les premiers tests n'étant pas concluants, il nous a semblé important de prendre en compte le mouvement, ce qui a donné lieu au développement du modèle temporel simplifié pour une source harmonique en mouvement (STMHMS). Ce modèle est développé dans le chapitre 2. Il a fait l'objet d'un article soumis à *Journal of Sound and Vibration* (JSV), et est présenté tel quel, en anglais. La présentation de l'état de l'art du 2.2 étant très proche de celle du 1.4, un survol de cette partie ne devrait pas nuire à la compréhension globale du document.

Parallèlement à la prise en compte du mouvement, les premières mesures de spectres d'atténuation sur des sources maîtrisées fixes ont montré que les figures d'interférence étaient moins prononcées que ne le prévoyait la théorie. Les niveaux des minima d'interférences étaient mal modélisés par la théorie. Si de tels écarts sont couramment expliqués par la turbulence (Salomons et coll., 2010), les mesures ont montré que ces écarts étaient fortement impactés par la configuration géométrique sources-récepteurs. En particulier l'écart entre mesure et théorie était d'autant plus grand au niveau des interférences destructives que la différence de longueur entre R^d et R^r était importante. Ces réflexions ont permis d'aboutir à la rédaction du chapitre 3, qui traite de l'adaptation des fonctions de transfert établies pour des sources harmoniques à des sources à large bande.

Chapter 2

Simplified Time-domain Model of a harmonic point source moving above an impedance ground

2.1 Introduction

From motorways to high speed railway networks and airports, moving noise sources are everywhere in the environment.

Different types of moving sources may be distinguished. Sources can radiate in the same way in a stationary medium, whereas they radiate differently when put into motion (Graham et Graham, 1971 ; Warren, 1971). It is of great importance to state whether the pressure field is based on the wave equation for the velocity potential or for sound pressure (Warren, 1971). According to (Graham et Graham, 1971 ; Buret et coll., 2006), the only moving point source model that has a physical meaning is the one that satisfies the wave equation for the velocity potential. This is why we will consider the latter in this paper.

Time-domain formulation of sound pressure produced by a subsonic moving noise source on a motionless receiver is well-known, especially when considering harmonic source and homogeneous atmosphere. For free field, the problem may be regarded as solved (Buret, 2002 ; Pierce, 1980 ; Morse et Ingard, 1968 ; Morse et Feshbach, 1953). The studies of the effects of the ground on the propagation of moving source are more recent (Norum et Liu, 1978 ; Oie et Takeuchi, 1981a,b ; Rosenhouse et Peled, 1994). All these authors use the plane wave reflection cœfficient in place of the spherical wave reflection cœfficient to compute the boundary wave term (Buret, 2002). This was corrected in (Buret et coll., 2006 ; Li et coll., 1998 ; Attenborough et coll., 2007), defining a Time-domain Model referred as MTSM (*Modèle Temporel pour une Source en Mouvement*) hereinafter.

Time-domain formulations can also be analysed in frequency domain. In free space, source motion results in first approximation in two main shifts compared to a motionless source: convection and Doppler effects (Morse et Ingard, 1968 ; Makarewicz, 1992). Motion effect with a ground is more complicated. A heuristic approach has been proposed (Buret, 2002 ; Li et coll., 1998), involving convection and Doppler effect in the time domain. However, it tends to overestimate the effects of source motion (Buret, 2002). This Heuristic Model is noted HM hereinafter.

Instead of using a model taking into account the movement, there is another way of studying moving sources. This widely-used technique is called de-dopplerization (Ernoult, 1979 ; Barsikow et W. F. King, 1988). However, only the Doppler effect or frequency shift is corrected by this

technique, while the convection effect is not (Barsikow et W. F. King, 1988). To our knowledge, the de-dopplerization based on the velocity potential was never tested, although it could be a way to correct convection effect as well, as it is shown in section 2.4. In any case de-dedopplerization applies to one moving source. This could be used in the case of several moving sources, but only after separating the sources (for example through beamforming techniques), which may require a lot of receivers and computations (van Trees, 2002).

In this paper, we propose a simplified version of MTSM, noted MTSSM hererinafter (*Modèle Temporel Simplifié pour une Source en Mouvement*), for studying moving sound sources. MTSSM is derived by approximating on time intervals all distances by constants or by linear expressions with time when phase information is required. These approximations lead to simplification of the involved variables (convection and reflection cœfficients). Finally, this Simplified Time-domain Model (MTSSM) provides a closed-form analytical expression of the pressure field with explicit dopplerized frequencies and convection cœfficients (each one calculated both for the direct and reflected wave). MTSSM aims at making computations easier and faster, and providing analytical calculation. Moreover, MTSSM allows a more physical understanding of motion, but not founded on intuitive considerations like HM.

The paper is organized as follows. First, existing models in time and frequency domains are recalled. Then simplifications are performed to get the MTSSM. The associated mean-square sound pressure is expressed. Finally, numerical simulations show the reliability of MTSSM compared to the reference Time-domain Model MTSM and the VPM on one hand, and the improvement compared to the HM on the other hand.

2.2 State of the art

The statement of the problem is first explained. Existing moving source expressions are then detailed in this section, first in time domain, then in frequency domain.

2.2.1 Statement and notations

2.2.1.1 Statement of the problem

This problem is stated in (Attenborough et coll., 2007). Consider a harmonic monopole source S with angular frequency ω and complex source strengh $A\,e^{-\jmath\psi}$. (x_S, y_S, z_S) are the rectangular coordinates of space and t is time. S is moving at constant speed v along the x-axis above a homogeneous ground surface. Without loss of generality, its instantaneous position along the x-axis expresses as

$$x_S = v\ t, \tag{2.1}$$

y_S and z_S being two given constants. A motionless receiver is located at $M(x_M, y_M, z_M)$.

The source is assumed to move at subsonic speed v. Hence the associated Mach number $M_a = v/c$ (with c the sound speed in the air) verifies $M_a \leq 0.3$ (or equivalently, $v \leq 367$ kmh^{-1}). This condition ensures linearity of the governing equations (Buret, 2002). Moreover, assumptions for propagation are restricted to a homogeneous atmosphere. Air absorption and atmospheric turbulence are not considered in this paper. Furthermore, turbulence induced by the movement and the roughness of the ground are not considered.

The intention is to determine an analytical expression for the sound field due to the moving source S. The governing equation is the space-time wave equation given by

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = A\,e^{-\jmath(\omega t+\psi)}\delta(x-x_S)\delta(y-y_S)\delta(z-z_S), \tag{2.2}$$

and the boundary condition, at $z = 0$, is determined by

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\phi}{\partial t} - \frac{1}{\beta}\frac{\partial\phi}{\partial z} = 0. \tag{2.3}$$

Here, ϕ is the velocity potential relating to the acoustic pressure p by

$$p = -\rho\,\partial\phi/\partial t, \tag{2.4}$$

where ρ is the density of the air. β is the specific normalized ground admittance. In this paper, the one-parameter Delany-Bazley-Miki's model (Miki, 1990) is choosen, expressing as

$$\beta(f) = \left(1 + 5.5\left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632} + \mathrm{j}\ 8.43\left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632}\right)^{-1}, \tag{2.5}$$

where σ is the specific flow resistivity expressed in $kNsm^{-4}$. Note that the imaginary part of β is negative (in other words, the imaginary part of the denominator is positive) due to the convention chosen for time (a dependence in $e^{-\mathrm{j}\omega t}$ of $p(t)$ is assumed).

A locally reacting ground is supposed in this paper. It appears sufficient for most outdoor grounds (reflective road, grass fields). The extended reaction could be used in case of porous roads.

2.2.1.2 Notations

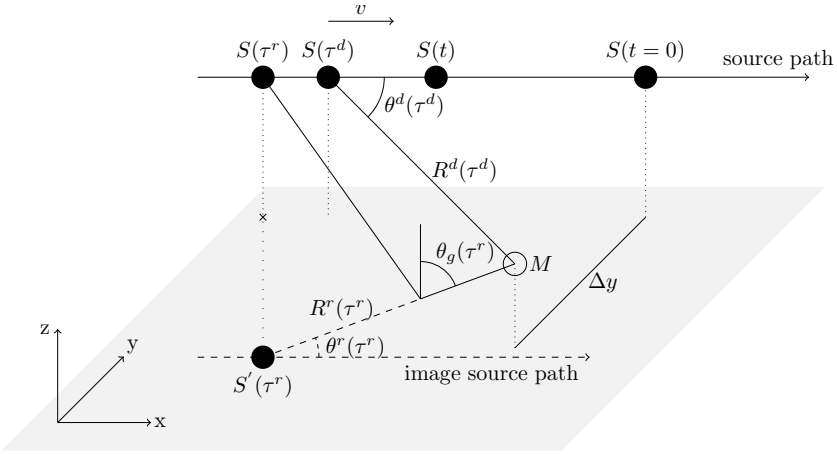


Figure 2.1: Moving sound source S with its image source $S^{'}$ and a motionless receiver M.

Figure 2.1 illustrates the emission time geometry of the problem. All variables concerning the direct wave (superscript d) are dependent on $\tau^d(t)$, which is the emission time of the direct wave arriving at M at instant t. All variables concerning the perfectly reflected wave (superscript r) are dependent on $\tau^r(t)$, which is the emission time of the reflected wave arriving at M at instant t. For instance, θ_g, the incidence angle (defined from the outward normal to the ground) of the reflected wave, depends on $\tau^r(t)$. R^d (respectively R^r) is the distance between the receiver M and the source S (respectively the image source $S^{'}$). Hence, there are

$$\begin{cases} R^d(\tau^d) = \sqrt{(x_M - x_S(\tau^d))^2 + \Delta_{yz-}^2}, \\ \\ R^r(\tau^r) = \sqrt{(x_M - x_S(\tau^r))^2 + \Delta_{yz+}^2}. \end{cases} \tag{2.6}$$

and

$$\begin{cases} \Delta_{yz-}^2 = (y_M - y_S)^2 + (z_M - z_S)^2, \\ \Delta_{yz+}^2 = (y_M - y_S)^2 + (z_M + z_S)^2. \end{cases} \tag{2.7}$$

Δy corresponds to the closest distance between the source and the receiver (along the y-axis). θ^d (respectively θ^r) is the angle between the source-receiver line (respectively the image source-receiver line) and the x-axis such that

$$\begin{cases} \cos\theta^d(\tau^d) = \dfrac{x_M - x_S(\tau^d)}{R^d(\tau^d)}, \\ \cos\theta^r(\tau^r) = \dfrac{x_M - x_S(\tau^r)}{R^r(\tau^r)}. \end{cases} \tag{2.8}$$

$\cos\theta_g(\tau^r)$ is computed with

$$\cos\theta_g(\tau^r) = \frac{z_M + z_S}{R^r(\tau^r)}. \tag{2.9}$$

Lastly, source movement is regularly sampled at different times $[t_1, \cdots, t_l, \cdots]$, leading to time segments I_l defined as

$$I_l = \left[t_l^b, t_l^e\right], \tag{2.10}$$

with

$$\begin{cases} t_l^b &= t_l - \dfrac{T_I}{2}, \\ t_l^e &= t_l + \dfrac{T_I}{2}. \end{cases} \tag{2.11}$$

T_I is the duration of I_l. In the following, T_I equals 20 ms. This corresponds to a 50 Hz resolution in frequency domain.

In the following, the subscript l indicates that variables are measured at $t = t_l$. For example, R_l^d means $R^d(\tau^d(t_l))$.

2.2.2 Time-domain Model

The sound pressure generated by a moving source and received at a motionless receiver has already been addressed in emission time geometry (Buret et coll., 2006 ; Li et coll., 1998 ; Attenborough et coll., 2007).

$$p(t) = \frac{-\,\mathrm{j}\omega A}{4\pi} \times \left(C^d \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^d}}{R^d} + C^r \; Q(w^r) \; \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^r}}{R^r} \right), \tag{2.12}$$

A time dependance $e^{-\mathrm{j}(\omega t + \psi)}$ is also assumed in (2.12). Compared to the original formulation, azimuthal and elevation angles for the direct (resp. reflected) path is replaced by θ^d (resp. θ^r) for simplicity. Moreover, the strength of the source A is taken into account and the model for acoustic impedance of ground is simpler (a one-parameter model is considered rather than a two-parameter one as originally). In (2.12), f is the frequency of S ($\omega = 2\pi f$), κ the wave number corresponding to f ($\kappa = 2\pi f/c$).

Q is the spherical wave reflection cœfficient written as (Rudnick, 1947)

$$Q(w) = \left[R_p + (1 - R_p)F(w)\right], \tag{2.13}$$

where R_p is the plane wave reflection cœfficient for a locally reacting ground, defined by

$$R_p(f) = \frac{\cos\theta_g(\tau^r) - \beta(f)}{\cos\theta_g(\tau^r) + \beta(f)}. \tag{2.14}$$

In (2.13), the boundary loss factor $F(w)$ is given by (Rudnick, 1947)

$$F(w) = 1 + 2\mathrm{j}\sqrt{w}e^{-w}\mathrm{erfc}(-\mathrm{j}\sqrt{w}), \tag{2.15}$$

where

$$\mathrm{erfc}(x) = \int_x^\infty e^{-u^2}\,du, \tag{2.16}$$

and where w is the so-called numerical distance. For a locally reacting ground (Embleton, 1976)

$$w = \frac{\mathrm{j}\kappa R^r}{2}\left(\frac{1}{\beta} + \cos\theta_g\right)^2. \tag{2.17}$$

An efficient computation of $e^{-w}\mathrm{erfc}(-\mathrm{j}\sqrt{w})$ is available in (Chien et Soroka, 1980b). C^d and C^r are two cœfficients defined by

$$\begin{cases} C^d &= \dfrac{1 + \dfrac{1}{\mathrm{j}\kappa R^d}\left(\dfrac{M_a^2 - M^d}{1 - M^d}\right)}{(1 - M^d)^2}, \\ \\ C^r &= \dfrac{1 + \dfrac{1}{\mathrm{j}\kappa R^r}\left(\dfrac{M_a^2 - M^r}{1 - M^r}\right)}{(1 - M^r)^2}, \end{cases} \tag{2.18}$$

M^d and M^r being defined by

$$\begin{cases} M^d = M_a\cos\theta^d, \\ \\ M^r = M_a\cos\theta^r. \end{cases} \tag{2.19}$$

Lastly, in (2.13), Q is function of the dopplerized numerical distance w^r

$$w^r = \frac{w}{1 - M^r}. \tag{2.20}$$

In (2.12), most variables $(C^d, C^r, R^d, R^r, R_p, M_d, M_r)$ are expressed in the emission time geometry, as mentionned in 2.2.1.2.

For expressing τ^d and τ^r as a function of t, we start from the following definitions

$$\begin{cases} c = \dfrac{R^d(\tau^d)}{t - \tau^d}, \\ \\ c = \dfrac{R^r(\tau^r)}{t - \tau^r}. \end{cases} \tag{2.21}$$

Substituting R^d (resp. R^r) from (2.6) into (2.21) yields a second order polynomial of τ^d (resp. τ^r). Two solutions are possible. Considering only the physical one corresponding to $\tau \in \Re$ and $\tau \leq t$ leads to

$$\begin{cases} \tau^d(t) = \dfrac{c\,t - M_a x_M - \sqrt{\Delta^d(t)}}{c(1-M_a^2)}, \\ \\ \tau^r(t) = \dfrac{c\,t - M_a x_M - \sqrt{\Delta^r(t)}}{c(1-M_a^2)}, \end{cases} \tag{2.22}$$

where

$$\begin{cases} \Delta^d(t) = (x_M - x_S(t))^2 + (1-M_a^2)\Delta_{yz-}, \\ \\ \Delta^r(t) = (x_M - x_S(t))^2 + (1-M_a^2)\Delta_{yz+}. \end{cases} \tag{2.23}$$

If the speed v vanishes in (2.12), we get the classical "Weyl-Van der Pol formula", also called Rudnick's model in acoustics. Indeed, if $v = 0$ then $C^d = C^r = 1$ and $M^r = 0$. That's why (2.12) is referred to as the "Doppler Weyl-Van der Pol formula" (Attenborough et coll., 2007). This name is misleading, since in fact, both Doppler and convection effects are taken into account by this equation, as it will be explained in 2.2.3.1.

2.2.3 Frequency-domain models

In frequency domain, the power spectral density differs if the sound source is moving or not. An extensive literature has documented this subject, but it either considers free space (Morse et Ingard, 1968) or makes the approximation that motion effects are the same in free space as over a flat ground (Makarewicz, 1992). However, recently, a heuristic approach has been proposed, which takes into account the reflexion above a flat ground (Buret, 2002 ; Li et coll., 1998).

2.2.3.1 In free space

The Time-domain Model MTSM of (2.12) is consistent with previous work (Morse et Ingard, 1968) in free space. Indeed, from (2.12), the pressure $p^d(t)$ of the direct wave corresponds to the first term of (2.12) written as

$$p^d(t) = \frac{-\,\mathrm{j}\omega A}{4\pi}\, C^d\, \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^d}}{R^d}. \tag{2.24}$$

(2.24) corresponds to the formulation expressed by Morse in (Morse et Ingard, 1968), after having corrected a typographical error. The term C^d is then approximated by

$$\tilde{C}^d(\tau^d) \simeq \frac{1}{(1-M^d(\tau^d))^2}. \tag{2.25}$$

From (2.24), the movement is approximated by its two main effects: Doppler and convection effects.

First, the frequency emitted by S is shifted at M. Actually, the concept of frequency is not well defined in a time-varying source-receiver geometry, while the phase is not linear with time. Hence, the instantaneous frequency (also called dopplerized frequency) is defined as the time-derivative of phase (Morse et Ingard, 1968). From (2.24), phase ψ^d of direct wave is defined by

$$\psi^d(\tau^d) = -2\pi f t + \kappa R^d(\tau^d). \tag{2.26}$$

ψ^d is then derived with respect to t. After some geometrical considerations, dopplerized frequency f^d equals (Morse et Ingard, 1968)

$$f^d(\tau^d) = f \times \sqrt{\tilde{C}^d(\tau^d)}. \tag{2.27}$$

As recalled earlier, this result is known as the Doppler effect. The pitch is perceived as higher when the source approaches the receiver and lower when it recedes from it.

Second, the amplitude is modified because of movement. For the direct wave, compared to a motionless source, amplitude is multiplied by the cœfficient $\tilde{C}^d$. As a consequence, the mean-square sound pressure is not maximum when S is at the closest point of approach, even in emission time geometry.

2.2.3.2 Heuristic model above a flat impedance ground

A Heuristic Model HM was proposed combining the Rudnick model, and Doppler and convection effects (Buret, 2002 ; Li et coll., 1998). The sound received at M is the sum of the contribution of two sources corresponding to the direct path and the reflected path, each one with its own Doppler and convection effects. In particular, the cœfficient Q is calculated at the dopplerized numerical distance for the reflected path w^r. For a time segment I_l, HM can be written as

$$p_l \approx \frac{-\mathrm{j}\ \omega\ A}{4\pi} \times \left\{ \tilde{C}_l^d \frac{e^{\mathrm{j}\kappa_l^d R_l^d}}{R_l^d} + \tilde{C}_l^r\ Q_l\ \frac{e^{\mathrm{j}\kappa_l^r R_l^r}}{R_l^r} \right\}. \tag{2.28}$$

All variables are assumed to be constant for $t \in I_l$. They are evaluated at t_l. $Q_l(w_l^r)$, $\tilde{C}_l^d$, $\tilde{C}_l^r$, f_l^d and f_l^r are respectively defined from (2.17), (2.13), (2.18) and (2.27) with superscript d or r, and by adding the subscript l. Futhermore, we have $\kappa_l^d = 2\pi f_l^d/c$, $\kappa_l^r = 2\pi f_l^r/c$. f_l^r is defined by replacing superscript d by r in (2.27).

2.3 Simplified Time-domain Model

MTSM can be simplified assuming some hypotheses detailed in 2.3.1. The simplified model is then presented in 2.3.2 and both Power Spectral Density (PSD) and mean-square sound pressure are expressed in 2.3.3.

2.3.1 Hypotheses

(2.12) can be simplified, assuming four hypotheses, on each time interval I_l

- (H1): for $t \in I_l$, $C^d(\tau^d(t))$ and $C^r(\tau^r(t))$ can be approximated by constants $\tilde{C}_l^d$ and $\tilde{C}_l^r$.
- R^d and R^r can be approximated
  - (H2): by constants R_l^d and R_l^r for terms outside the exponents of (2.12).
  - (H3): by linear approximation for terms within the exponents of (2.12).
- (H4): Q can be approximated by a constant Q_l.

In (2.12), (H2) is not applied for terms in exponentials of (2.12), because rapid variations in the phase of direct or reflected wave can produce high errors. All these hypotheses are detailed in 2.A.

2.3.2 Simplified Time-domain Model

When applying (H1), (H2) and (H4) to (2.12), the sound pressure $p(t)$ can be approximated for each I_l, by $p_l(t)$ taking the form

$$p_l(t) \approx \frac{-\mathrm{j}\ \omega\ A}{4\pi} \times \left\{ \tilde{C}_l^d \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^d}}{R_l^d} + \tilde{C}_l^r\ Q_l\ \frac{e^{\mathrm{j}\kappa R^r}}{R_l^r} \right\}. \tag{2.29}$$

From (H3), for each I_l, R^d is linearly approximated as

$$R^d(\tau^d(t)) \approx a_l^d\ t + b_l^d, \tag{2.30}$$

where

$$a_l^d = \frac{R^d(\tau^d(t_l^e)) - R^d(\tau^d(t_l^b))}{t_l^e - t_l^b}, \tag{2.31}$$

and

$$b_l^d = \frac{R^d(\tau^d(t_l))}{2} + \frac{R^d(\tau^d(t_l^b)) + R^d(\tau^d(t_l^e))}{4} - a_l^d\ t_l. \tag{2.32}$$

In the same way, R^r is linearly approximated by replacing superscript d by superscript r in equations (2.30-2.32).

Substitution of R^d and R^r from (2.30) with superscript d or r into (2.29) yields the following simplified pressure $\tilde{p}_l(t)$, keeping only the real part of $p_l(t)$

$$\tilde{p}_l(t) \approx A \left(N_l^d \cos(\mu_l^d\ t + \nu_l^d) + N_l^r \cos(\mu_l^r\ t + \nu_l^r) \right), \tag{2.33}$$

with

$$\begin{cases} N_l^d &= \dfrac{\omega\ \tilde{C}_l^d}{4\pi}, \\ N_l^r &= \dfrac{\omega\ \tilde{C}_l^r}{4\pi} \times Q_l, \end{cases} \tag{2.34}$$

and

$$\begin{cases} \mu_l^d = \omega \left(\dfrac{a_l^d}{c} - 1 \right), \\ \mu_l^r = \omega \left(\dfrac{a_l^r}{c} - 1 \right), \end{cases} \tag{2.35}$$

and

$$\begin{cases} \nu_l^d = \kappa\ b_l^d - \dfrac{\pi}{2}, \\ \nu_l^r = \kappa\ b_l^r - \dfrac{\pi}{2} + \arg Q_l. \end{cases} \tag{2.36}$$

(2.33) is simpler than (2.12). Moreover, MTSSM emphasizes the physical understanding of effects induced by movement. Indeed, μ_l^d and μ_l^r approximately equal the dopplerized angular frequencies ω_l^d and ω_l^r. They both assume a linear approximation of phase with respect to time. The sound pressure received at M is the sum of the contribution of two sound sources corresponding to the direct path and the reflected path, each one with its own Doppler and convection effects. In particular, the cœfficient Q is calculated for the dopplerized frequency corresponding to the reflected path. Hence this formulation is close to the Heuristic Model HM described by (2.28).

2.3.3 PSD and mean-square sound pressure

Thanks to (2.33), PSD and mean-square sound pressure can be easily computed for $t \in I_l$.

At first approximation, we can consider that the acoustic signal, received at M on time interval I_l, is a pure tone at the dopplerized frequency f_l^d. If a more accurate localization is needed, discrete Fourier transform can be applied to (2.33).

The mean-square sound pressure on I_l is also computed from (2.33). It is straightforward to show that

$$\frac{\int_{t_l^b}^{t_l^e} \tilde{p}_l(t)^2 dt}{T_I} = E_l^d + E_l^r + E_l^{dr}, \tag{2.37}$$

with

$$\left\{ \begin{array}{rcl} E_l^d & = & \dfrac{(N_l^d)^2}{2} \left(1 + \dfrac{1}{T_I} \left[G(2\mu_l^d, 2\nu_l^d, t) \right]_{t=t_l^b}^{t=t_l^e} \right), \\ E_l^r & = & \dfrac{(N_l^r)^2}{2} \left(1 + \dfrac{1}{T_I} \left[G(2\mu_l^r, 2\nu_l^r, t) \right]_{t=t_l^b}^{t=t_l^e} \right), \\ E_l^{dr} & = & \dfrac{N_l^d N_l^r}{T_I} \left[G(\mu_l^d + \mu_l^r, \nu_l^d + \nu_l^r, t) + G(\mu_l^d - \mu_l^r, \nu_l^d - \nu_l^r, t) \right]_{t=t_l^b}^{t=t_l^e}. \end{array} \right. \tag{2.38}$$

$G(\mu, \nu, t, t)$ is a primitive of $\cos(\mu\ t + \nu)$ with respect to t

$$G(\mu, \nu, t) = \left\{ \begin{array}{l} t \times \cos(\nu), \text{ if } \mu{=}0, \\ \dfrac{\sin(\mu\ t + \nu)}{\mu}, \text{ otherwise.} \end{array} \right. \tag{2.39}$$

When computing a power spectrum, the use of a time window is recommended (Oppenheim et Schafer, 1975). This is particularly the case when analysing a pure frequency signal. In the previous paragraph, we considered a rectangular window. Such a window is not suitable in practice. The case of a Hann window is detailed in 2.B. A Hann window is considered hereinafter.

2.4 Numerical simulations

Numerical simulations are carried out to compare the Time-domain Model MTSM and the simplified one MTSSM. Computation parameters are first presented.Then results are detailed and discussed in 2.4.2 and 2.4.3.

2.4.1 Computation parameters

First, simulated models are recalled. Then, parameters used for simulation setups are listed.

2.4.1.1 Simulated models

Two main models are compared in the following: MTSM and MTSSM. They are sometimes compared with two other models: a model defined by the propagation of the velocity potential

VPM, and the Heuristic Model HM.
MTSM, HM and MTSSM are respectively computed thanks to (2.12), (2.28) and (2.45). VPM consists in modelling the propagation of the velocity potential. Simulations based on the propagation of the time-domain pressure would lead to different results as illustrated in 2.C.

For the free field, the velocity potential ϕ is defined by (Morse et Ingard, 1968)

$$\phi(t) = \frac{q\left(t - \dfrac{R^d}{c}\right)}{4\pi R^d \rho(1 - M\cos\theta^d)}, \tag{2.40}$$

where q is computed with

$$q(t) = A\, e^{-\mathrm{j}(\omega t + \psi)}. \tag{2.41}$$

The perfectly reflecting ground is taken into account by summing the velocity potential of the source and the image source. Due to the discretization of time, propagated values of velocity potential are linearly approximated between two discrete values. The sound pressure is finally deduced by time-domain derivation thanks to (2.4). In the discrete time domain, (2.4) is approximated by

$$p[n] = -\rho f_e \frac{\phi[n+1] - \phi[n-1]}{2}, \tag{2.42}$$

with f_e the sampling frequency.

2.4.1.2 Parameters values

Whatever the model, all calculations are performed with common following hypotheses

- $M(0, 0, z_M)$ with $0.01 \leq z_M \leq 4$ m.
- $S(x_S, y_S, z_S)$ with $|x_S| \leq 30$ m, $2 \leq y_S \leq 8$ m, $0.01 \leq z_S \leq 4$ m.
- $50 \leq v \leq 370$ kmh^{-1} (or equivalently $0.04 \leq M_a \leq 0.3$ at $T = 14$ $^\circ$C).
- $100 \leq f \leq 5000$ Hz. The focus of this paper is transportation noise, for which high frequency limit is 5 kHz.
- Ground reaction: locally reacting (except for VPM where the ground is perfectly reflecting).
- Impedance model: Delany-Bazley-Miki model (Miki, 1990) (except for VPM where the ground is perfectly reflecting).
- Impedance parameter: $150 \leq \sigma \leq 30000$ kNsm^{-4}. Extrema correspond respectively to grass and non porous asphalt (Embleton, 1976).
- Sampling frequency: $f_e = 51200$ Hz. Furthermore, in order to calculate an accurate derivative of the velocity potential in VPM, the signal is oversampled by a factor 5.
- The discrete Fourier transform is performed on 1024 points. It corresponds to a spectral resolution of 50 Hz. A Hann window is used. An overlapping of 50% is taken between two successive time intervals.

2.4.2 First results

First of all, when considering only a few simulation setups, it is interesting to compare the models in term of mean-square sound pressure as dependent on $x_S(t)$. It is also worth comparing power spectral densities and studying μ_l^d with μ_l^r and dopplerized angular frequencies ω_l^d with ω_l^r.

2.4.2.1 Mean-square sound pressure

Figs. 2.2 and 2.3 compare the mean-square sound pressure level Lp_l on time intervals I_l for MTSM and MTSSM. The two figures differ only in the flow resistivity. The ground is supposed reflecting ($\sigma = 30000$ kNsm^{-4}) in Fig. 2.2 and soft ($\sigma = 400$ kNsm^{-4}) in Fig. 2.3.

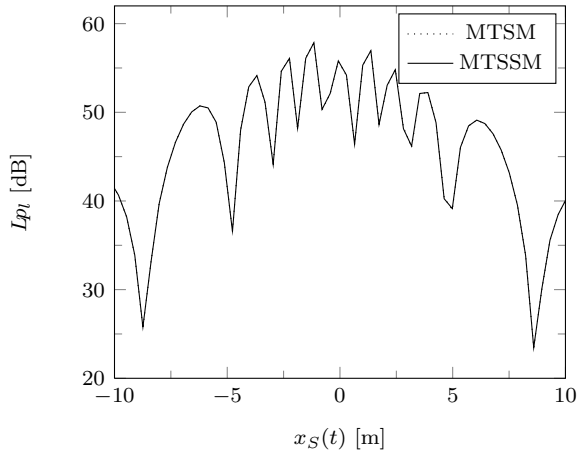


Figure 2.2: Mean-square sound pressure level Lp_l as a function of $x_S(t)$ predicted by MTSM and MTSSM. Configuration setup: $S(x_S, 2, 0.75)$, $M(0, 0, 1)$, $\sigma = 30000$ kNsm^{-4}, $v = 130$ kmh^{-1}, $f = 3010$ Hz.

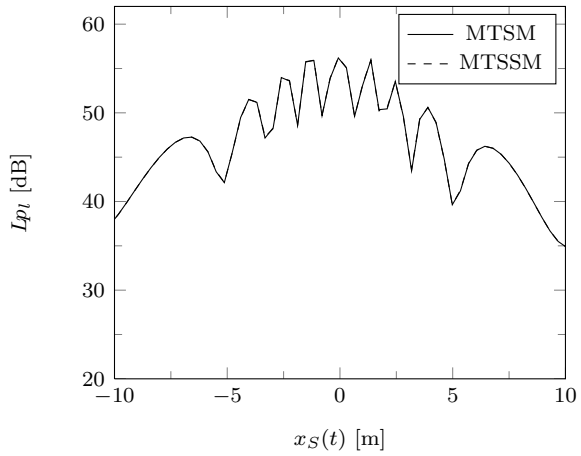


Figure 2.3: Mean-square sound pressure as a function of $x_S(t)$ predicted by MTSM and MTSSM. Configuration setup: $S(x_S, 2, 0.75)$, $M(0, 0, 1)$, $\sigma = 400$ kNsm^{-4}. $v = 130$ kmh^{-1}. $f = 3010$ Hz.

At first glance, MTSSM and MTSM are quasi superimposed. As expected when comparing Figs. 2.2 and 2.3, magnitude of cancellations are bigger and sharper for a reflecting ground. For a better estimation of the similarities of these models ΔLp_l^{MTSSM} is plotted Fig. 2.4, defined as

$$\Delta Lp_l^{MTSSM} = Lp_l^{MTSSM} - Lp_l^{MTSM}, \tag{2.43}$$

with Lp_l^{MTSSM} (resp. Lp_l^{MTSM}) the sound level predicted by the MTSSM (resp. the MTSM). For this simulation setup, the discrepancy reaches 0.2 dB maximum for $\sigma = 30000$ kNsm^{-4}, or $\sigma = 400$ kNsm^{-4}. It decreases when $|x_S(t)|$ increases.

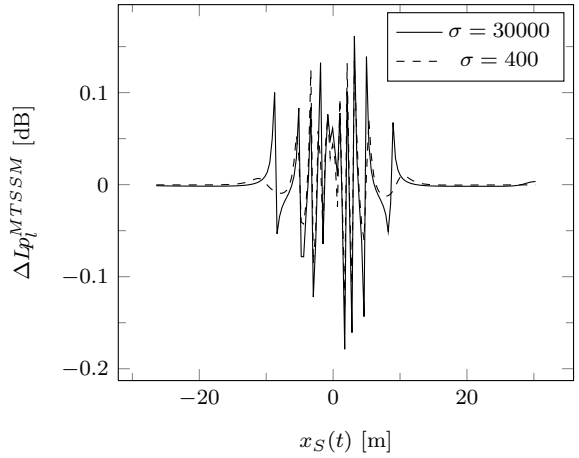


Figure 2.4: Mean-square sound pressure differences between MTSSM and MTSM as a function of x_S. Configuration setup: $S(x_S, 2, 0.75)$, $M(0, 0, 1)$, $\sigma = 30000$ kNsm^{-4}, $v = 130$ kmh^{-1}, $f = 3010$ Hz.

Lastly, performances of MTSSM are compared on Fig. 2.5 with HM and VPM. ΔLp_l^{VPM} and ΔLp_l^{HM} are defined by replacing superscript $MTSSM$ by superscript VPM or HM in (2.43). As far as VPM is only valid for a reflecting ground, this comparison is limited to the simulation setup of Fig. 2.2. MTSSM appears clearly as the best error minimizer. Actually, errors between MTSM and VPM are due to the ground modelling. When considering a perfectly reflecting ground ($Q = 1$) in MTSM, the maximum discrepancy is only of 0.02 dB between VPM and MTSSM. Furthermore, the improvement of MTSSM on HM is clear: maximum discrepancies are respectively of 0.1 and 10 dB.

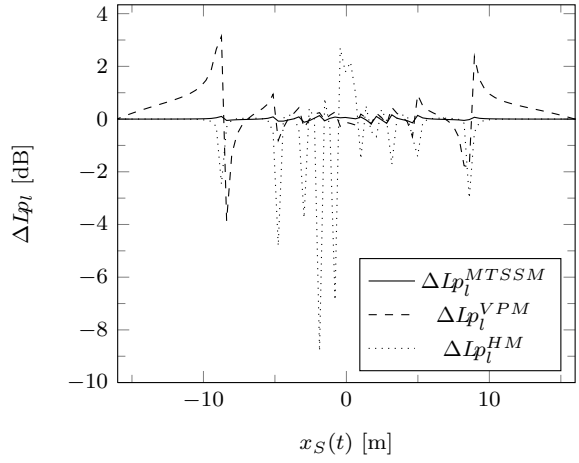


Figure 2.5: Mean-square sound pressure differences between MTSSM or VPM or HM and MTSM as a function of S-abscissa. Configuration setup: $S(x_S, 2, 0.75)$, $M(0, 0, 1)$, $\sigma = 30000$ kNsm^{-4}, $v = 130$ kmh^{-1}, $f = 3010$ Hz.

2.4.2.2 PSD

Figures 2.6 and 2.7 show a comparison of Power Spectral Density (PSD) between the reference model MTSM on the one hand, and MTSSM-VPM on the other hand. For both figures, S is emitting a pure tone at the frequency $f = 3010$ Hz, and the simulation setup is the same. It corresponds to a typical case encountered in road transportation noise: $S(x_S, 2, 0.75)$ (measurement near the road and 0.75 m is the mean height of a truck engine), $M(0, 0, 1)$, reflective surface. The two figures differ only in the time interval I_l where the comparison is made. Fig. 2.6 is drawn at the time interval where discrepancies are worst. It corresponds to the time interval where the absolute difference between $\sqrt{\tilde{c}^d}$ and $\sqrt{\tilde{c}^r}$ is the biggest, or equivalently, when the source is near the closest point of approach ($x_S = -1.52$ m). Fig. 2.6 occurs at another time interval, when the source recedes ($x_S = 4.98$ m). MTSSM is very close to MTSM for the whole frequency span.

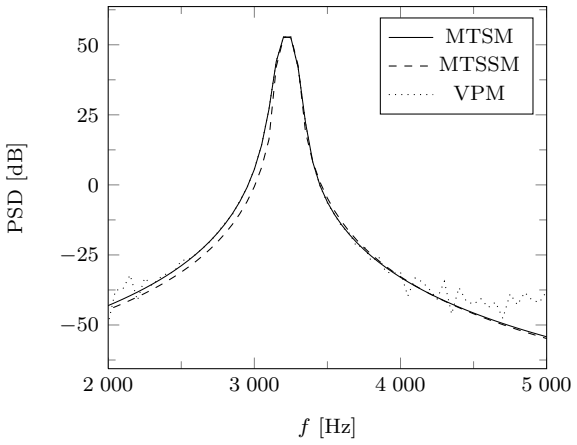


Figure 2.6: Comparison of PSD between the reference model MTSM and other two models MTSSM and VPM. Configuration setup: $S(-1.52, 2, 0.75)$, $M(0, 0, 1)$, $\sigma = 30000$ kNsm^{-4}, $v = 130$ kmh^{-1}, $f = 3010$ Hz. x_S is chosen so that $\left|\sqrt{\tilde{c}^d} - \sqrt{\tilde{c}^r}\right|$ is maximum, for higher discrepancies.

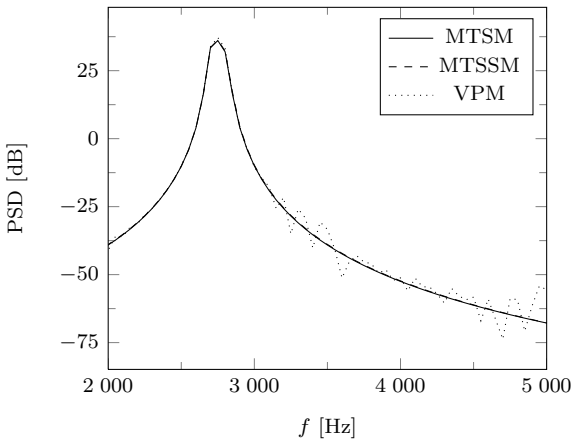


Figure 2.7: Comparison of PSD between the reference model MTSM and two other models MTSSM and VPM. Configuration setup: $S(4.98, 2, 0.75)$, $M(0, 0, 1)$, $\sigma = 30000$ kNsm^{-4}, $v = 130$ kmh^{-1}, $f = 3010$ Hz.

2.4.2.3 Doppler angular frequencies

For physical understanding, we check that μ_l^d and μ_l^r in (2.35) equal approximately the dopplerized angular frequencies, as it is indicated in 2.3.2. This is done for the same simulation setup as the one used for Figures 2.6 and 2.7. As shown on Fig. 2.8 μ_l^d and ω_l^d are superimposed. Note that the comparison between μ_l^r and ω_l^r gives identical results.

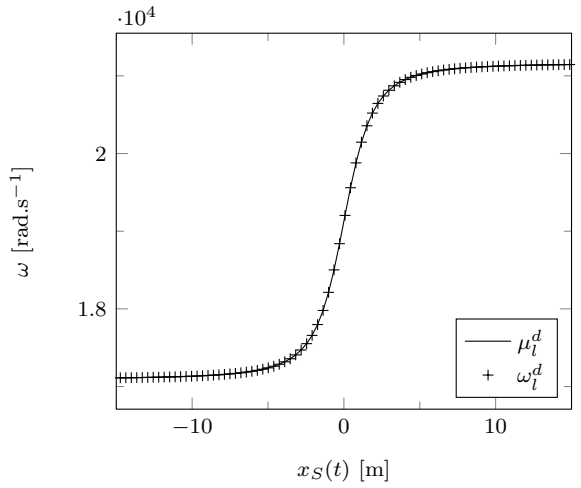


Figure 2.8: Comparison of μ_l^d and ω_l^d. Configuration setup: $S(x_S, 2, 0.75)$, $M(0, 0, 1)$, $\sigma = 30000$ kNsm^{-4}, $v = 130$ kmh^{-1}, $f = 3010$ Hz.

2.4.3 Monte-Carlo simulation for mean-square analysis of MTSSM

In this section, the influence of the following parameters is analysed: v, geometry of source and receiver, f, σ. A Monte-Carlo simulation is performed. 5000 pass-bys are simulated, using both MTSM and MTSSM. The aim of this study is to compute the mean-square sound pressure levels Lp_l. Values are randomly chosen within intervals defined in 2.4.1. Moreover, 300 pass-bys among these 5000 are chosen in order to simulate worst cases for the methods, distributed in 100 pass-bys for each of the following cases

. $v = 370$ kmh^{-1} (this corresponds to the maximum speed),
. $\Delta y = 2$ m (this corresponds to the minimum distance Δy),
. $v = 370$ kmh^{-1} and $\Delta y = 2$ m.

A first analysis shows that discrepancies between MTSSM and MTSM increase quickly with increasing speed. Errors are also greatly influenced by the distance between the source and the receiver, both Δy and $|x_S - x_M|$. Other parameters do not have significant influence and some trends can be detailed:

. a large σ leads to greater errors for most simulation setups,
. a low frequency f (100-200 Hz) leads to lower errors,
. discrepancies decrease with increasing $|z_S - z_M|$.

In the following, results are illustrated by considering the three main identified parameters of discrepancies: v, Δy and $|x_S - x_M|$.

Maximum error $\Delta L_{v,\Delta y}(|x_S(t)|)$ is studied. It corresponds to the maximum absolute level difference between the mean-square sound pressure computed with MTSM and MTSSM, considering

. three classes of speeds v: 50-157 kmh^{-1}, 157-263 kmh^{-1}, 263-370 kmh^{-1},

. three classes of distances Δy: 2-4 m, 4-6 m, 6-8 m.

For each pair $(v, \Delta y)$, the notation $\Delta L_{v,\Delta y}$ corresponds to the speed class whose highest speed is v, and to the distance class whose smallest value is Δy. This convention is used in the following analysis because errors are increasing with increasing speed and also with decreasing distance between source and receiver.

Fig. 2.9 illustrates errors of MTSSM compared to MTSM for $\Delta L_{v,\Delta y=2}$. On the one hand, maximum discrepancies appear to be weak (maximum 1.5 dB), and are located near the closest point of approach of the source. Secondly errors decrease rapidly with increasing $|x_S(t)|$. On the other hand, large-valued peaks surprisingly appear for different time values. For instance, two peaks appear for $v = 370$ kmh^{-1} and $|x_S(t)| \approx 30$ m. When looking into further details, all these peaks are due to discrepancies located where interferences cancel, as shown in Fig. 2.10. When excluding 6 pass-bys, peak disappear (even the one for $v = 157$ kmh^{-1}, near $|x_S(t)| \approx 1$ m) and so curves look smoother. MTSSM may consequently be considered as accurate enough, except for pass-bys where large destructive interferences occur.

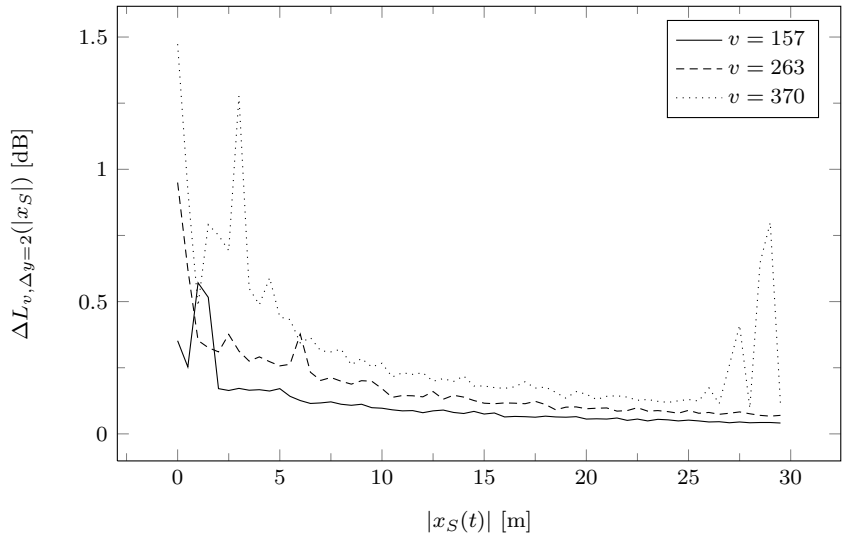


Figure 2.9: Maximum discrepancies $\Delta L_{v,\Delta y=2}(|x_S(t)|)$ between MTSSM and MTSM for different speeds in kmh^{-1}. All pass-bys considered.

Complementary to maximum discrepancies, the mean values of discrepancies $\Delta\overline{L}_{v,\Delta y}(|x_S(t)|)$ and standard deviations $\Delta\sigma(L)_{v,\Delta y}(|x_S(t)|))$ are illustrated in Figs. 2.11 and 2.12. As they are mean values, all pass-bys are taken into account.

From Fig. 2.11, MTSSM appears very accurate. For example, for a source with a speed lower than 157 kmh^{-1}, and with a distance minimum of 2 m ($\Delta y \leq 2$ m) at the closest point of approach, mean discrepancies on the mean-square pressure level are less than 0.05 dB. This simulation setup is very usual, when studying road vehicles. Standard deviation, as illustrated Fig. 2.12, is clearly very low.

Finally, it is important to assess influence of Δy. $\Delta\overline{L}_{v,\Delta y}(|x_S(t)|)$ is plotted in Fig. 2.13 for different pairs (v,Δy). Considering one pair $(v, |x_S(t)|)$, mean error is also very weak (< 0.1 dB).

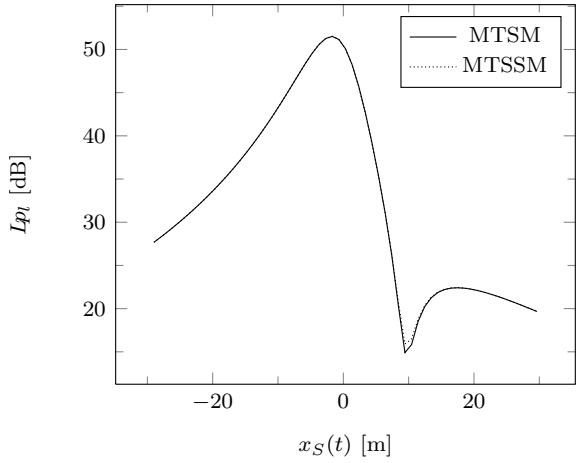


Figure 2.10: Mean-square sound pressure calculated with MTSM and MTSSM. Configuration setup: $v = 364$ kmh^{-1}, $f = 4885$ Hz, $\sigma = 5052\ kNsm^{-4}$, $S(x_S, 5.55, 0.14)$, $M(0, 0, 0.51)$. A case of large error between MTSM and MTSSM, located at a cancellation.

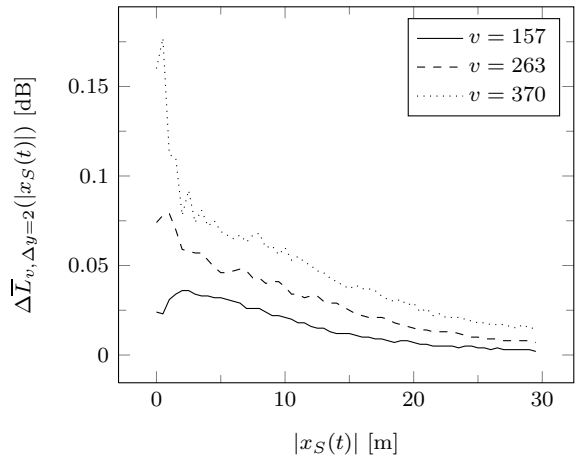


Figure 2.11: Mean values of discrepancies $\Delta\overline{L}_{v,\Delta y=2}(|x_S(t)|)$ between MTSSM and MTSM for different speeds (in kmh^{-1}). All pass-bys considered.

2.5 Conclusion

A Simplified Time-domain Model (MTSSM) of the pressure field generated at a motionless receiver by a harmonic moving point source is derived in this paper. The model is based on the Doppler Weyl-Van der Pol equation (also MTSM) and derives from sliding movement into time intervals, and then by approximating each variable. This new formulation MTSSM allows a more physical understanding of effects induced by movement, and reduce computation time. The sound received at the receiver is the sum of the contribution of two sources corresponding to the direct path and the reflected path, each one with its own Doppler and convection effects. In particular, the spherical wave reflection cœfficient Q is calculated at the dopplerized frequency for the reflected path. Hence this formulation is close to the Heuristic Model HM.

Numerical results emphasize the accuracy of the new formulation, considering mainly the mean-square sound pressure level. Discrepancies are maximum when the source is near the

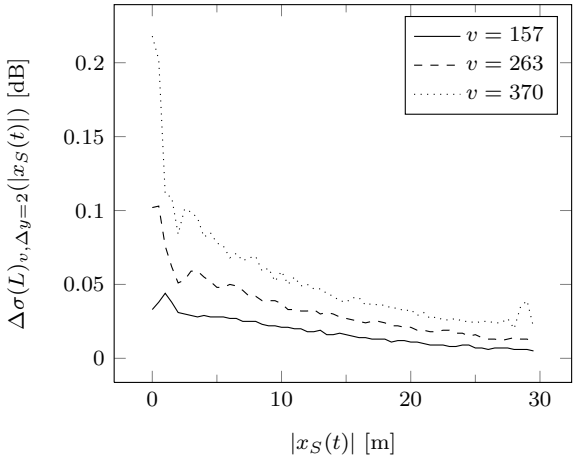


Figure 2.12: Standard deviation $\Delta\sigma(L)_{v,\Delta y=2}(|x_S(t)|)$ of discrepancies between MTSSM and MTSM for different speeds in kmh^{-1}. All pass-bys considered.

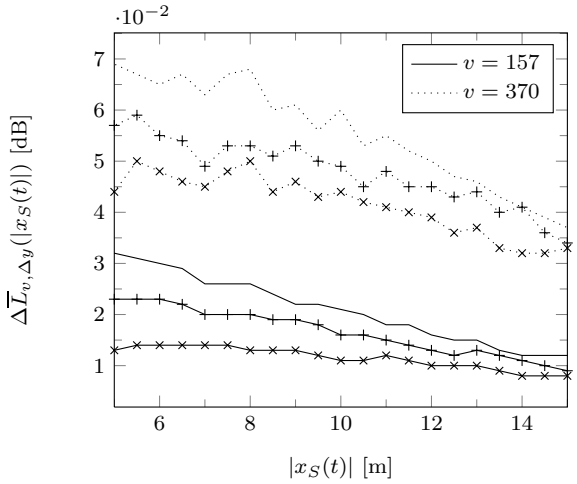


Figure 2.13: Mean discrepancies $\Delta\overline{L}_{v,\Delta y}(|x_S(t)|)$ between MTSSM and MTSM for different speeds v in kmh^{-1} and Δy (without mark: $\Delta y = 2$ m, +: $\Delta y = 4$ m, x: $\Delta y = 6$ m). All pass-bys considered.

closest point of approach (CPA), and decrease when the source is approaching or receding from the receiver. Moreover, comparison with HM illustrates improvement brought by MTSSM. In the case of a reflecting ground, the three models MTSM, MTSSM and the propagation of the velocity potential (the VPM) match pretty well. For a few configurations and for a few time intervals, minor inaccuracies of MTSSM are observed, especially far from the CPA, corresponding to cancellations in the interference pattern.

2.A Time-domain simplifications

Hypotheses (H1) to (H4) will be discussed thanks to some examples, chosen among worst-case configurations

. Δy is small (typically 2 m),

. a high speed: typically $v = 370$ kmh^{-1} ($M_a = 0.3$),
. only the direct wave is studied,
. S and M are located at the same height,

(H1) is the combination of two simplification hypotheses. First $C^d(\tau^d(t))$ is approximated by $\tilde{C}^d(\tau^d(t))$. Then $\tilde{C}^d(\tau^d(t))$ is approximated by the constant $\tilde{C}^d_l$ on each time interval I_l. Two aspects are covered.

To check the error related to the first approximation of (H1), $\Delta C^d(v)$ is studied. It is the maximum ratio with respect to time between the exact form $C^d(t)$ from (2.18) and the simplified one $\tilde{C}^d(t)$ from (2.25) throughout all the pass-by

$$\Delta C^d(v) = \max_{x_S} \left| 1 + \frac{1}{\mathrm{j}\kappa R^d} \left(\frac{M_a^2 - M^d}{1 - M^d} \right) \right|. \tag{2.44}$$

Fig. 2.14 shows $\Delta C^d(v)$ for frequency 100 Hz and 1000 Hz. Errors by considering simplified form appear negligible. Moreover, as expected from (2.44), the lower the frequency, the larger the error.

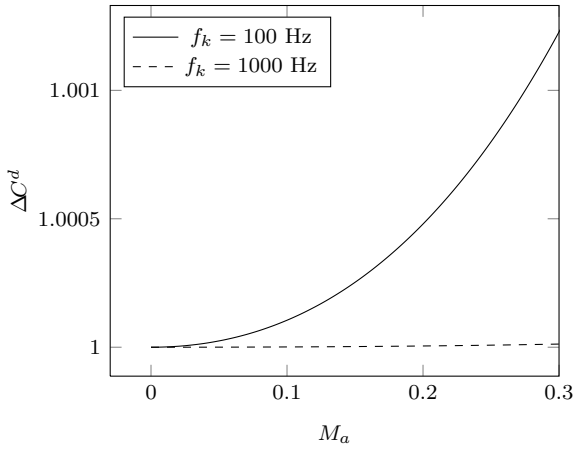


Figure 2.14: ΔC^d in one of the worst configurations. $M(0,0,1)$, $S(x_S,2,1)$, $f_k = 100$ or 1000 Hz.

Fig. 2.15 allows to check the error related to the approximation of $\tilde{C}^d(t)$ by $\tilde{C}^d_l$ on I_l. Errors are maximum near the closest point of approach ($t = 0$). Even with a high speed, approximation seems reasonable except at the CPA ($|t| < 20$ ms).

(H2) and (H3) correspond to the approximation of R^d or R^r on each time interval either by a constant or by a linear function with respect to time t. Fig. 2.16 illustrates the variation of $R^d(\tau^d(t))$ in dependent on t for different speeds. The minimum of R^d occurs in fact after $t = 0$, due to propagation time of sound between S and M. First of all, both for (H2) and (H3), discrepancies increase with speed. The approximation of $R^d(\tau^d(t))$ by a constant (H2) is more satisfying near $t = 0$, whereas this approximation is less satisfying when the sound source is receding or approaching (there is an asymptotic slope). For example, at 300 kmh^{-1}, the maximum variation of $R^d(\tau^d(t))$ is 2.2 m on every time interval I_l (of length 20 ms). This seems quite big, but if we consider a window focussing at the centre of I_l, errors would be less significant. It is the opposite for (H3). The further the source, the more accurate is the linearization.

Eventually, variation of $Q(\tau^r(t))$ is maximum near the closest point of approach, as shown on Fig. 2.17. Moreover, it seems very limited on a time interval of 20 ms, even at 370 kmh^{-1}.

In conclusion, all approximations appear to be acceptable, as far as with Hann windowing, errors would be less significant.

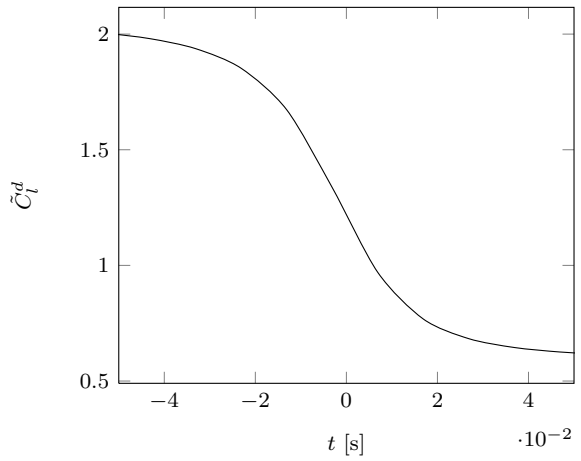


Figure 2.15: $\tilde{C}_l^d$. $M(0,0,1)$, $S(x_S,2,1)$, $v = 370$ kmh^{-1}.

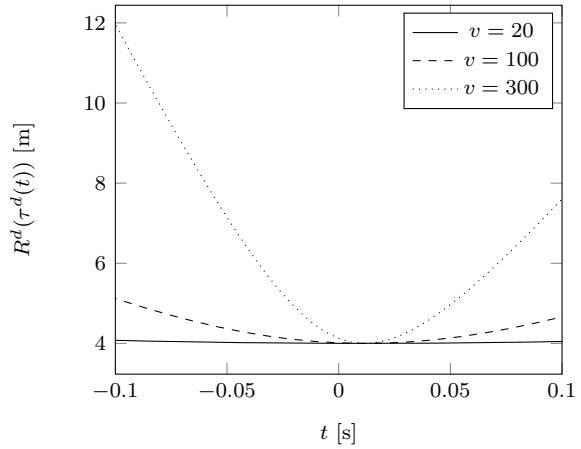


Figure 2.16: $R^d(\tau^d(t))$ for different speeds (expressed in kmh^{-1}). Configuration: $S(vt,2,1)$, $M(0,0,1)$.

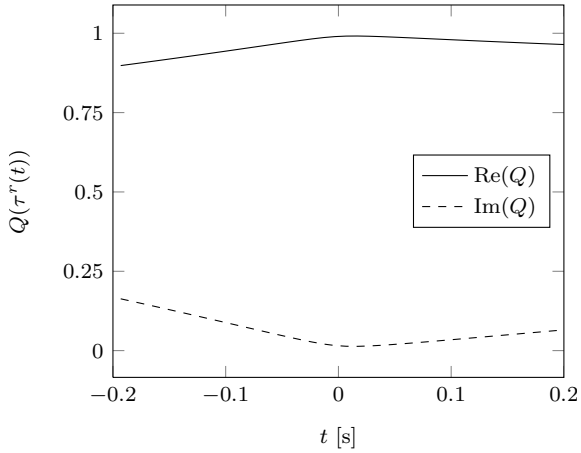


Figure 2.17: $Q(\tau^r(t))$ as a function of t. Configuration: $S(vt,2,1)$, $M(0,0,1)$.

2.B Hann window

In a similar way to (2.37) but considering a Hann window, the mean-square sound pressure is computed by

$$\frac{\int_{t_l^b}^{t_l^e} w_l(t)^2 \tilde{p}_l(t)^2 dt}{N^w} = E_l^{dw} + E_l^{rw} + E_l^{drw}, \tag{2.45}$$

where

$$w_l(t) = \frac{1}{2}\left(1 + \cos\left(\mu_l^{hn} t + \nu_l^{hn}\right)\right), \tag{2.46}$$

with

$$\begin{cases} \mu_l^{hn} &= \dfrac{2\pi}{T_I}, \\ \nu_l^{hn} &= -\dfrac{\pi}{T_I}\left(t_l^b + t_l^e\right). \end{cases} \tag{2.47}$$

and

$$N^w = \int_{t_0^b}^{t_0^e} w_0(t)^2 dt = \frac{3}{8} T_I. \tag{2.48}$$

It is then straightforward but tedious to calculate E_l^{dw}, E_l^{rw} and E_l^{drw}. E_l^{dw} is defined by

$$\begin{aligned} E_l^{dw} = \frac{(N_l^d)^2}{8N^w}\Bigg[&\frac{3t}{2} + \frac{3G(2\mu_l^d, 2\nu_l^d, t)}{2} + 2G(\mu_l^{hn}, \nu_l^{hn}, t) + \frac{G(2\mu_l^{hn}, 2\nu_l^{hn}, t)}{2} \\ &+ G(2\mu_l^d + \mu_l^{hn}, 2\nu_l^d + \nu_l^{hn}, t) + G(2\mu_l^d - \mu_l^{hn}, 2\nu_l^d - \nu_l^{hn}, t) \\ &+ \frac{G(2\mu_l^d + 2\mu_l^{hn}, 2\nu_l^d + 2\nu_l^{hn}, t)}{4} + \frac{G(2\mu_l^d - 2\mu_l^{hn}, 2\nu_l^d - 2\nu_l^{hn}, t)}{4}\Bigg]_{t=t_l^b}^{t=t_l^e}. \end{aligned} \tag{2.49}$$

Similarly, E_l^{rw} is defined thanks to (2.49), by replacing superscript d by superscript r. E_l^{drw} is defined by

$$\begin{aligned} E_l^{drw} = \frac{N_l^d N_l^r}{2N^w}\Bigg[&\frac{3\ G(\mu_l^d + \mu_l^r, \nu_l^d + \nu_l^r, t)}{4} + \frac{3\ G(\mu_l^d - \mu_l^r, \nu_l^d - \nu_l^r, t)}{4} \\ &+ \frac{G(\mu_l^d + \mu_l^r + \mu_l^{hn}, \nu_l^d + \nu_l^r + \nu_l^{hn}, t)}{2} + \frac{G(\mu_l^d - \mu_l^r + \mu_l^{hn}, \nu_l^d - \nu_l^r + \nu_l^{hn}, t)}{2} \\ &+ \frac{G(\mu_l^d + \mu_l^r - \mu_l^{hn}, \nu_l^d + \nu_l^r - \nu_l^{hn}, t)}{2} + \frac{G(\mu_l^d - \mu_l^r - \mu_l^{hn}, \nu_l^d - \nu_l^r - \nu_l^{hn}, t)}{2} \\ &+ \frac{G(\mu_l^d + \mu_l^r + 2\mu_l^{hn}, \nu_l^d + \nu_l^r + 2\nu_l^{hn}, t)}{8} + \frac{G(\mu_l^d - \mu_l^r + 2\mu_l^{hn}, \nu_l^d - \nu_l^r + 2\nu_l^{hn}, t)}{8} \end{aligned}$$

$$+\frac{G(\mu_l^d+\mu_l^r-2\mu_l^{hn},\nu_l^d+\nu_l^r-2\nu_l^{hn},t)}{8}+\frac{G(\mu_l^d-\mu_l^r-2\mu_l^{hn},\nu_l^d-\nu_l^r-2\nu_l^{hn},t)}{8}\Bigg]_{t=t_l^b}^{t=t_l^e}. \quad (2.50)$$

Fortunately, equations (2.49-2.50) can be simplified with a very good accuracy (errors are typically less than 0.01 dB). (2.49) becomes

$$\tilde{E}_l^{dw}=\frac{(N_l^d)^2}{2}, \quad (2.51)$$

and by replacing superscript d by r, we get

$$\tilde{E}_l^{rw}=\frac{(N_l^r)^2}{2}, \quad (2.52)$$

and (2.50) becomes

$$E_l^{drw}=\frac{N_l^dN_l^r}{2N^w}\Bigg[\frac{3G(\mu_l^d-\mu_l^r,\nu_l^d-\nu_l^r,t)}{4}+\frac{G(\mu_l^d-\mu_l^r+\mu_l^{hn},\nu_l^d-\nu_l^r+\nu_l^{hn},t)}{2}$$

$$+\frac{G(\mu_l^d-\mu_l^r-\mu_l^{hn},\nu_l^d-\nu_l^r-\nu_l^{hn},t)}{2}+\frac{G(\mu_l^d-\mu_l^r+2\mu_l^{hn},\nu_l^d-\nu_l^r+2\nu_l^{hn},t)}{8}$$

$$+\frac{G(\mu_l^d-\mu_l^r-2\mu_l^{hn},\nu_l^d-\nu_l^r-2\nu_l^{hn},t)}{8}\Bigg]_{t=t_l^b}^{t=t_l^e}. \quad (2.53)$$

In this paper all numerical simulations for model MTSSM are done using $\tilde{E}_l^{dw}$, $\tilde{E}_l^{rw}$ and $\tilde{E}_l^{drw}$.

Moreover, considering the form of the Hann window (and other ones), on I_l, the signal near t_l has a bigger weight. As a consequence, linearization of R^d and R^r has to be more accurate near t_l. Therefore time variables t_l^b and t_l^e are replaced respectively by $t_l-T_I/6$ and $t_l+T_I/6$ in equations (2.31-2.32) to calculate a_l^d, b_l^d, a_l^r, b_l^r. The value $T_I/6$ (which replaces value $T_I/2$) was numerically set among several values on one case with a reflecting ground.

2.C Comparison between pressure and velocity potential propagation

On the contrary to motionless sources, the choice of propagating the pressure or the velocity potential must be stated carefully. Simulated pressure levels are different, even if the source is far from the receiver. Fig. 2.18 illustrates the value of ΔLp, which is the difference in dB between levels predicted by the propagation of the velocity potential and the levels predicted by the propagation of the time-domain pressure signal. In this example, discrepancies reach 1 dB at v=150 kmh^{-1} and more than 2 dB at v=300 kmh^{-1}.

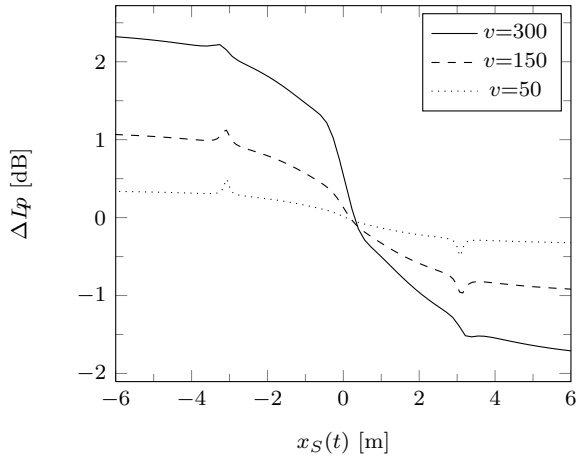


Figure 2.18: Comparison of propagation of the velocity potential and the MTSM pressure signal. Configuration: $S(x_S, 2, 1)$ is moving above a perfect reflecting ground and is emitting a pure tone at $f = 1000$ Hz. $M(0, 0, 1)$.

Chapitre 3

Propagation d'un bruit à large bande

Les modèles fréquentiels existants sont définis pour des sources monofréquentielles (Rudnick, 1947 ; Chien et Soroka, 1980b ; Rasmussen, 1982). Faute de mieux, ils sont aussi couramment appliqués à des sources à large bande sur de petits intervalles de temps, en les considérant comme la juxtaposition de sources monofréquentielles. Cette approximation est source d'erreurs importantes, particulièrement au niveau des interférences destructives entre l'onde directe et l'onde réfléchie. Une adaptation de ces modèles pour les sources à large bande est proposée ici, en considérant que l'onde directe et l'onde réfléchie ne sont cohérentes que sur une partie seulement d'un intervalle de temps donné. Les simulations numériques confirment l'amélioration apportée par cette hypothèse, surtout dans le cas où la différence de longueur entre les trajets directs et réfléchis est importante.

La première partie formalise les hypothèses retenues, et les calculs de DSP qui en découlent. Des simulations numériques sont ensuite réalisées, en considérant une source, un microphone, et un sol plan parfaitement réfléchissant.

3.1 Théorie

3.1.1 Cas général

On considère un Système Linéaire Invariant dans le Temps (Max et Lacoume, 2000). À un signal d'entrée $x(t)$, il associe un signal de sortie $p(t)$. Si l'on considère des signaux déterministes, le signal d'entrée a une Transformée de Fourier (TF) $X(f)$, et le signal de sortie une TF $P(f)$. La réponse fréquentielle du SLIT, notée $H(f)$, relie $X(f)$ et $P(f)$

$$P(f) = H(f)\,X(f). \tag{3.1}$$

$X(f)$ peut par ailleurs s'écrire

$$X(f) = A(f)\,e^{\jmath\psi(f)}, \tag{3.2}$$

où $A(f)$ est réel positif, et $\psi(f)$ est réel.

Dans la suite, on suppose que le SLIT se décompose en une contribution d'un chemin direct $\alpha^d(f)$ et d'un chemin réfléchi $\alpha^r(f)$

$$H(f) = \alpha^d(f) + \alpha^r(f). \tag{3.3}$$

Le temps de décalage entre le chemin direct et réfléchi est noté Δt^{dr}. Par définition, Δt^{dr} est positif.

Dans le cas d'un processus aléatoire stationnaire, les TF n'ont plus de sens. Les Densités Spectrales de Puissance (DSP) deviennent pertinentes. (3.1) s'écrit alors

$$DSP^{Mod}(f) = \frac{1}{2}|H(f)|^2\, A(f)^2, \tag{3.4}$$

avec $DSP^{Mod}(f)$ la DSP du signal de sortie.

Une estimation DSP^{Mes} peut être faite à partir du moyennage de périodogrammes calculés sur des segments de temps I_l du signal mesuré (Max et Lacoume, 2000).

$$DSP^{Mod}(f) \simeq DSP^{Mes}(f). \tag{3.5}$$

Malheureusement, dans le cas de processus aléatoires stationnaires, (3.5) n'est pas toujours satisfaisante, particulièrement au niveau des minima d'interférence, ce d'autant plus lorsque I_l est petit.

On propose donc une nouveau modèle pour la DSP, noté $DSP^{LB}(f)$, afin de minimiser les écarts entre les DSP modélisée et mesurée, et ce dans toute la gamme fréquentielle étudiée.

Du fait du décalage temporel entre les signaux d'entrée, on suppose que leur cohérence [1]. n'est assurée que sur une partie de l'intervalle I_l. On distingue deux cas limites

1. $\Delta t^{dr} \geq T_I$. Dans ce cas, les deux composantes du signal de sortie sont incohérentes sur les intervalles d'observation I_l. La DSP, calculée par un périodogramme moyenné en sortie sur plusieurs segments I_l, s'écrit alors simplement

$$DSP^{LB}(f) = \frac{1}{2}\left(\left|\alpha^d(f)\right|^2 + \left|\alpha^r(f)\right|^2\right) A(f)^2, \tag{3.6}$$

2. $\Delta t^{dr} < T_I$. Dans ce cas, les deux composantes du signal de sortie sont supposées cohérentes sur une partie τ_{coh} de I_l

$$DSP^{LB}(f) = \frac{1}{2}\left(\left|\alpha^d(f)\right|^2 + \left|\alpha^r(f)\right|^2 + 2\,\tau_{coh}\,\mathrm{Re}(\alpha^d\,\overline{\alpha^r})\right) A(f)^2, \tag{3.7}$$

où τ_{coh} est dénommé le taux de cohérence, compris entre 0 et 1, et défini par

$$\tau_{coh} = \frac{T_I - \Delta t^{dr}}{T_I}. \tag{3.8}$$

3.1.2 Cas d'une source fixe au-dessus d'un sol plan parfaitement réfléchissant

Pour simuler numériquement une situation de propagation bi-trajets, on considère le cas simple d'une source fixe au-dessus d'un sol plan parfaitement réfléchissant. La simulation de la propagation est effectuée par propagation du signal temporel. On se place en milieu homogène : ni absorption atmosphérique, ni réfraction, ni turbulence.

1. Le terme cohérence utilisé ici est peut-être différent du terme clairement défini dans le contexte des processus aléatoires stationnaires.

Ce modèle se ramène à l'équation (3.3), avec

$$\begin{cases} \alpha^d(f) &= \dfrac{-\jmath\omega}{4\pi\, R_{ij}^d} e^{\jmath\,\kappa\, R_{ij}^d}, \\ \alpha^r(f) &= \dfrac{-\jmath\omega}{4\pi\, R_{ij}^r} e^{\jmath\,\kappa\, R_{ij}^r}, \\ \Delta t^{dr} &= \dfrac{R_{ij}^r - R_{ij}^d}{c}. \end{cases} \tag{3.9}$$

3.2 Simulations numériques

Pour commencer, les simulations numériques réalisées sont explicitées. Les premiers résultats sont ensuite présentés.

3.2.1 Contexte des simulations

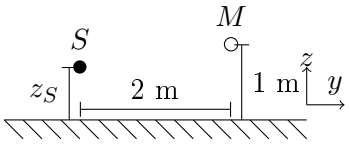


FIGURE 3.1 – Configuration de simulation. Seule la hauteur z_S varie.

La figure 3.1 présente la configuration de mesurage. On considère une source $S(0, 2, z_S)$ et un microphone $M(0, 0, 1)$, distants de 2 m. Seule la hauteur de source z_S peut varier entre deux simulations. Le sol est supposé plat et homogène. La source et le microphone sont fixes. Le signal reçu en M est simulé par propagation du signal temporel de pression émis par la source. Ce signal est un bruit blanc de densité de probabilité uniforme [2], filtré passe-bande ([100-5000] Hz). La fréquence d'échantillonnage est fixée à 51 200 Hz.

3.2.2 Paramètres de dépouillement

La DSP du signal mesuré DSP^{Mes} est calculée par un périodogramme moyenné, dont les caractéristiques sont les suivantes : N_{Per} périodogrammes moyennés, et un taux de recouvrement de 50% entre les périodogrammes. Une fenêtre rectangulaire est prise en compte par défaut pour l'instant. Une fenêtre de Hann par exemple serait préférable.

Trois DSP sont calculées et comparées :

- $DSP^{Mes}(f)$: DSP calculée à partir du signal de pression simulé au microphone M,
- $DSP^{Mod}(f)$: DSP calculée à partir du modèle pour des sources harmoniques, cf. équation (3.5),
- $DSP^{LB}(f)$: DSP calculée à partir du modèle pour des sources à large bande, cf. équations (3.6) et (3.7).

2. Le bruit blanc est d'habitude supposé plutôt gaussien. Le fait de considérer ce type de bruit blanc ne devrait pas a priori dégrader l'approximation réalisée ici.

3.2.3 Résultats

3.2.3.1 Quelques configurations

Les figures 3.2(a) à (c) comparent les $DSP^{Mes}(f)$, $DSP^{Mod}(f)$ et $DSP^{LB}(f)$. Entre ces trois figures, seule la hauteur z_S de la source change : 0.1, 1 ou 3 m. Si l'on compare $DSP^{Mes}(f)$ et $DSP^{Mod}(f)$, les écarts les plus importants apparaissent au niveau des interférences destructives. Par ailleurs, plus le nombre d'interférence est faible, plus les écarts sont importants. Les écarts entre $DSP^{Mod}(f)$ et $DSP^{Mes}(f)$ varient de 5 à 10 dB (si l'on augmentait la résolution fréquentielle, ces écarts augmenteraient). $DSP^{LB}(f)$ permet de réduire l'écart modèle/mesure à 1 dB au maximum en gardant la même résolution fréquentielle.

3.2.3.2 Influence de la longueur du périodogramme

Les figures 3.3(a) et (b) comparent $DSP^{Mes}(f)$, $DSP^{Mod}(f)$ et $DSP^{LB}(f)$, lorsque la longueur temporelle T_I des périodogrammes varie. On peut aussi comparer ces deux figures à la figure 3.2(b). Ces trois figures présentent pour une même configuration les valeurs T_I suivantes : 0.01, 0.02, et 0.04 s. Là encore, l'amélioration est significative.

Tout d'abord, plus T_I est importante, plus les minima d'interférences sont marqués, car le pas de discrétisation est plus faible. Par ailleurs plus T_I est important, plus l'écart entre $DSP^{Mod}(f)$ et $DSP^{Mes}(f)$ diminue. En effet, quand T_I augmente, d'après l'équation (3.8), τ_{coh} augmente et se rapproche de 1. $DSP^{Mod}(f)$ et $DSP^{Mes}(f)$ sont donc équivalents lorsque T_I est suffisamment grande.

3.2.3.3 Influence du nombre de segments

On note ΔDSP^{Mod} (resp. ΔDSP^{LB}) la moyenne des écarts en dB sur les fréquences discrétisées comprises entre 100 et 5 000 Hz entre les DSP modélisée (resp. calculée) et simulée

$$\begin{cases} \Delta DSP^{Mod} &= \sum\limits_{f_k=100}^{5000} \left| DSP^{Mod}(f_k) - DSP^{Mes}(f_k) \right|, \\ \Delta DSP^{LB} &= \sum\limits_{f_k=100}^{5000} \left| DSP^{LB}(f_k) - DSP^{Mes}(f_k) \right|. \end{cases} \tag{3.10}$$

La valeur moyenne sur N_{Per} périodogrammes des ΔDSP est notée m, et l'écart-type σ_m. Les figures 3.4(a) et (b) représentent l'influence de N_{Per} sur m et σ_m. L'amélioration de la formulation harmonique classique sur la nouvelle formulation à large bande est claire. L'écart moyen se stabilise à 1 dB pour la formulation harmonique, alors qu'il diminue pour la formulation à large bande (0.3 dB d'erreur pour 100 périodogrammes). Cependant, même avec cette dernière, on constate qu'il faut moyenner une vingtaine de périodogrammes pour avoir une erreur moyenne de l'ordre inférieure à 0.5 dB.

3.3 Conclusion

L'adaptation de l'estimation de la réponse fréquentielle « classique » pour une source à large bande permet d'améliorer la finesse de la DSP modélisée, principalement au niveau des interférences destructives. L'hypothèse faite, de cohérence partielle entre l'onde directe et réfléchie, pourrait par ailleurs expliquer en partie un phénomène souvent attribué à la turbulence (Salomons et coll., 2010). Ces excellents résultats obtenus à partir de simulations numériques, demandent

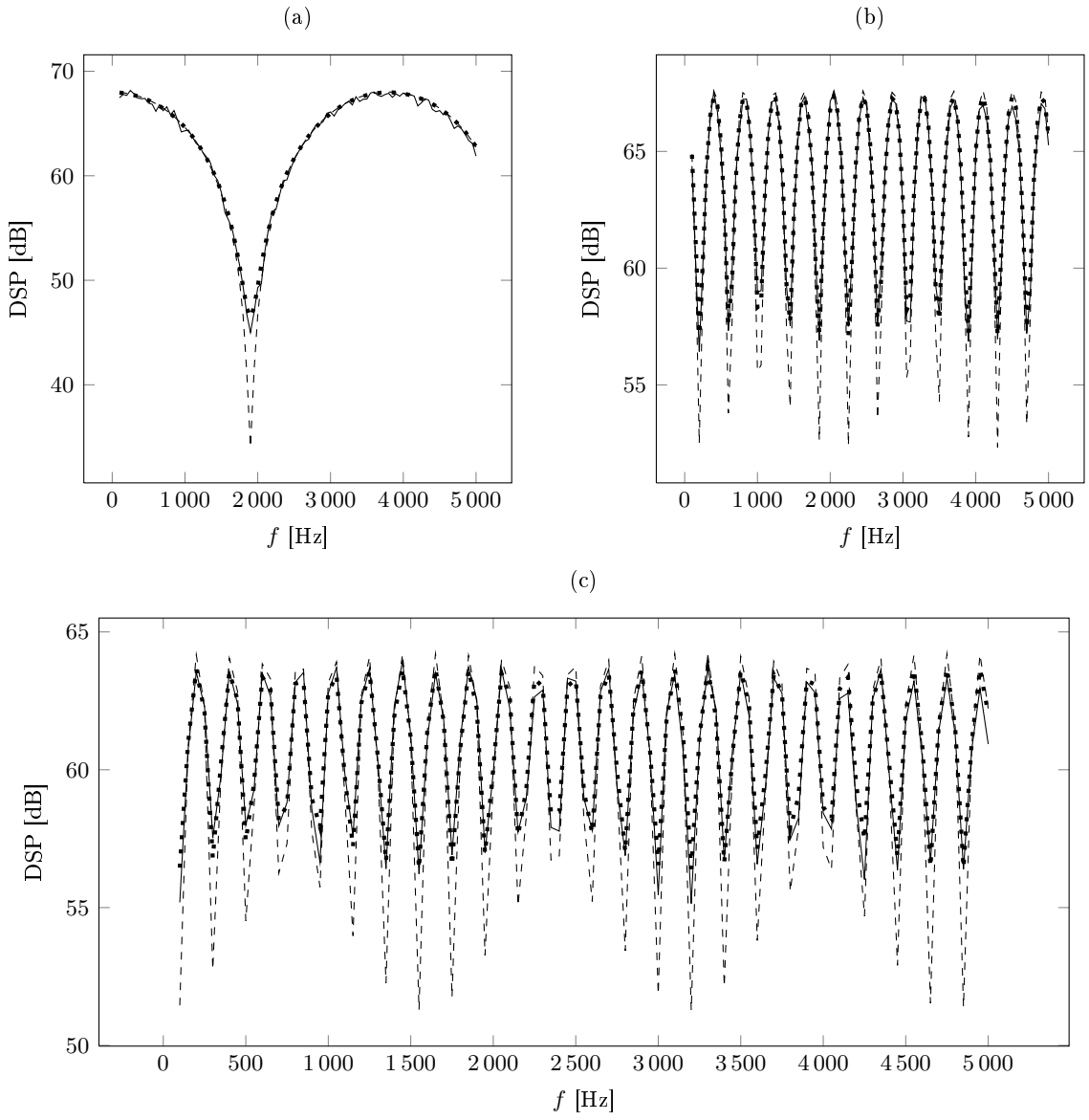


Figure 3.2: Comparaison des DSP mesurées(——), simulée avec une fonction de transfert pour une source harmonique (- - -), et la nouvelle formulation pour une source à large bande (• • •). $N_{Per} = 48$, $T_I = 0.02$ s. (a) $z_S = 0.1$ m - (b) $z_S = 1$ m - (c) $z_S = 3$ m.

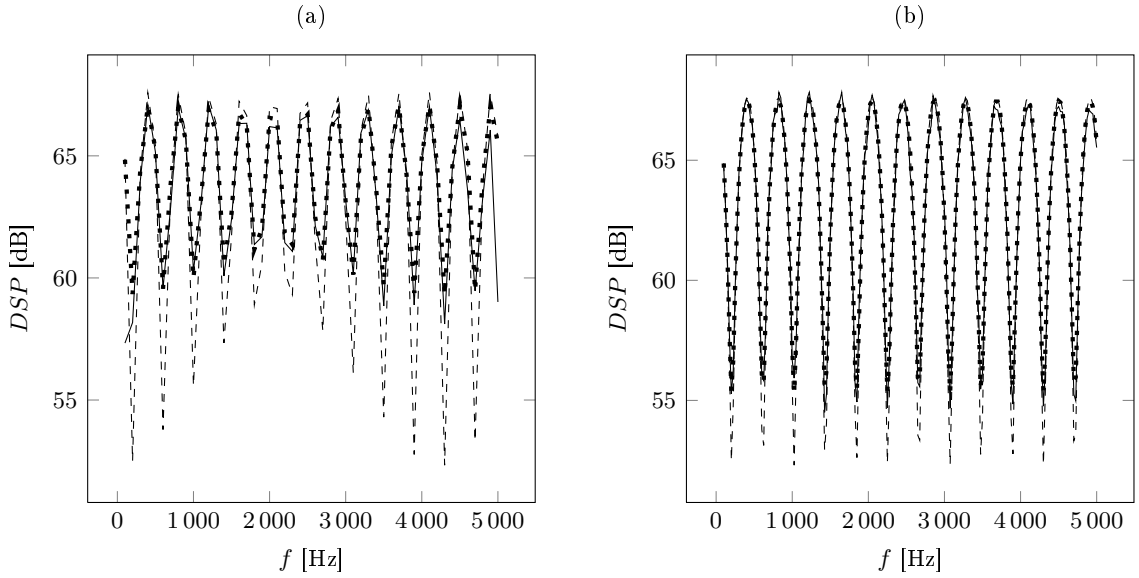


Figure 3.3: Comparaison de $DSP^{Mes}(f)$(——) et $DSP^{Mod}(f)$(- - -) ou $DSP^{LB}(f)$(· · ·). N_Per = 48, z_S = 1 m. (a) $T_I = 0.01$ s - (b) $T_I = 0.04$ s.

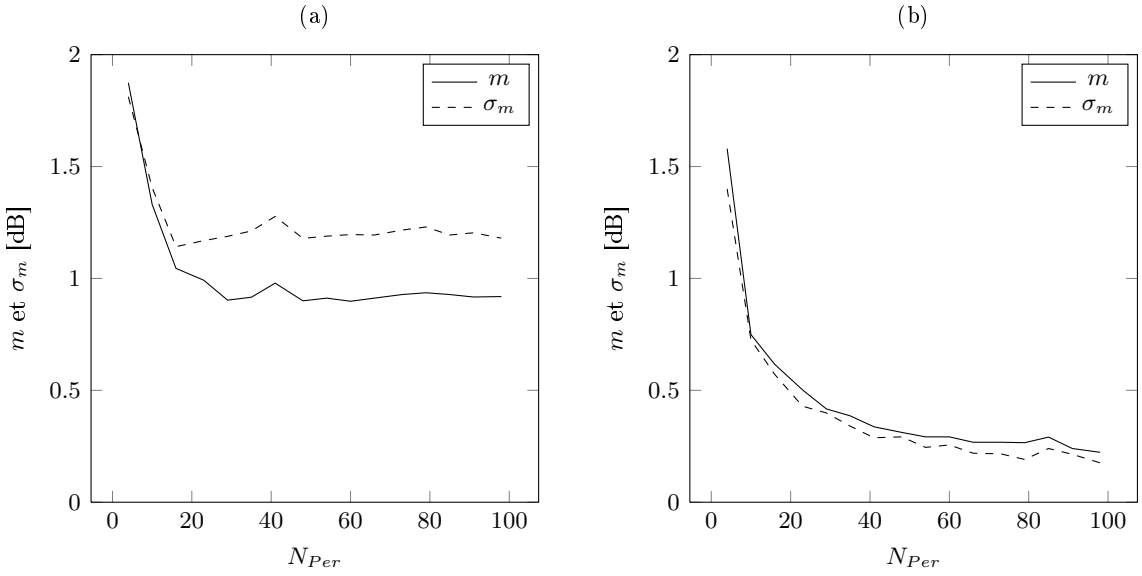


Figure 3.4: Valeur moyenne m et écart-type σ_m de ΔDSP, en fonction du nombre de périodogrammes moyennés N_{Per}. z_S = 1 m, T_I=0.02 s. (a) ΔDSP^{Mod} - (b) ΔDSP^{LB}.

à être confirmés par des mesures. Au niveau théorique, la prise en compte d'un fenêtrage (du type fenêtre de Hann) est en cours, mais n'a pas pu être finalisée. Ces résultats permettront sans doute d'adapter les modèles de Rudnick, Rasmussen, le Modèle Temporel (Simplifié) pour des Sources en Mouvement (MT(S)SM) au cas des sources à large bande.

Partie III

Estimation de la hauteur de source(s)

Introduction

Les travaux sur la méthode de hauteur de source à deux microphones constituent le point de départ de la thèse (K. M. Li et Heap, 1991 ; Gaulin, 2000). Il s'agit d'une méthode inverse, basée sur la comparaison des spectres d'atténuation entre deux microphones mesurés et modélisés. L'application de cette méthode à des sources réelles donnait une hauteur systématiquement proche du sol (Gaulin, 2000). Par la suite, Guillaume Dutilleux, David Écotière et Frédéric Guntzer ont validé et développé la méthode : nombreuses campagnes de mesures avec des sources maîtrisées ou non, généralisation de la méthode à plusieurs sources situées à la même hauteur (Dutilleux, 2004a) (pour une application aux tramways), optimisation de la position des microphones, introduction d'une discontinuité d'impédance (Guntzer et coll., 2006) (configuration courante le long des routes). Ma contribution à la finalisation de cette méthode a pour l'essentiel consisté à optimiser l'estimation des densités spectrales de puissance (DSP) en introduisant le périodogramme moyenné, ainsi qu'à valider la méthode dans le cas de trois sources réelles en présence d'une discontinuité d'impédance, et enfin à redépouiller toutes les campagnes de mesure avec un code de calcul unifié.

Cette partie se compose de deux chapitres. Le premier décrit la Méthode d'estimation de la Hauteur de Source à deux microphones pour des sources Fixes (MHSF). Il reproduit l'article accepté dans la revue Acta Acustica United with Acustica (Golay et coll., 2010a). Le second concerne l'application de la méthode pour des sources réelles fixes, ou en mouvement.

Chapter 4

Source height determination for several sources at the same height

4.1 Introduction

Far-field models of emission for noise impact studies of terrestrial transportation infrastructures usually consider sources as a distribution of equivalent monopolar point sources. The source height above the ground is a sensitive input data for the computation of attenuation during long-range propagation. Therefore, it is of major importance to be able to determine accurately the source height of infrastructures or of individual vehicles. The present paper focuses on individual vehicles.

Different methods for determining the source height exist. We can divide these methods in two main categories: direct and inverse methods. The former includes localization techniques such as array-processing. The latter compare measurement and a theoretical model, and deduce the source height by solving an inverse problem. Depending on the method the source height which is computed corresponds to physical sources or to equivalent ones.

A vertically spaced microphone pair is a configuration of choice for the deduction of ground impedance *in situ* (C. Hutchinson-Howarth et Heap, 1993 ; ANSI S1.18-1999 (R2004), 2004). Li *et al.* proposed a method for source height determination using the same kind of setup (K. M. Li et Heap, 1991). Due to the range of application, the chosen propagation model takes sound velocity gradients into account. Validation measurements are carried out at ranges larger than 50 m for airborne sources at heights from 2.8 to 20 meters above the ground. The technique appears to work fine. But the authors note that it is less satisfactory for low source heights.

Some authors (Glegg et Yoon, 1990a,b) proposed a technique based on a vertical array with 7 microphones. The frequency-dependent equivalent source height of a distribution of sources is derived from cross-spectrum densities between microphones. Coulson (Coulson, 1996) applied this method to a large set of vehicle pass-bys. This measurement principle makes it difficult to cope with sources less than 0.5 m above the ground. Unfortunately sources close to the ground are expected when working with terrestrial transportation sources. Moreover in (Glegg et Yoon, 1990a,b ; Coulson, 1996) the 95% confidence interval on the computed equivalent height is greater than 0.2 m. An error of 0.2 m on the source height can result in prediction errors as high as 3 dB at large distances. Pallas used classical array signal processing with a vertical array on passenger cars (Pallas, 1998 ; Hamet et coll., 1998) to draw a map of physical sources with the same limitations on accuracy.

In order to reduce the uncertainty in source height, Gaulin designed an inverse method for

a single monopolar point source over a flat homogeneous ground and provided a validation of the method at the proof-of-concept level (Hamet et coll., 1998 ; Gaulin, 2000). This method can be related to the well-known matched field processing extensively used in underwater acoustics (Tolstoy, 1992). It consists in comparing the attenuation spectrum (or level difference spectrum) measured between two horizontally spaced microphones, and a theoretical one computed with a mathematical model including sources and ground effect. The method is based on the interferences generated by the superposition of the direct wave and the wave reflected by the ground. With an appropriate microphone setup, the spectral position of interference phenomena is highly sensitive to the source receiver geometry with respect to the ground and therefore to source height. The ouput of the two-microphone method is a frequency-independent equivalent source height.

The two-microphone method is interesting because of its expected accuracy and the very simple measurement set-up required, which is desirable for outside measurements. Still, even for noise impact studies, the representation of a vehicle as a single point source is not always sufficient when the size of the vehicle is big compared to the vehicle-receiver distance, for example for a tramway in an urban environment. Second, a homogeneous ground is not quite common when making vehicle pass-by measurements in the field, compared to an impedance discontinuity.

In this paper, the two-microphone method, based on Gaulin's configuration and hypotheses, is extended both on the source side and on the propagation side. First it is shown that the method can be generalized to n sources at the same height z_S. Second, a demonstration that the principle of the method is still valid in the case of an impedance discontinuity is provided. This extension has been proposed by Guntzer (Guntzer et coll., 2006). Third the original two-microphone method is also improved with the use of the averaged periodogram to get a more accurate attenuation spectrum and the geometrical configuration is optimized with respect to parameter sensitivity. Fourth, an extensive validation and a sensitivity study of the generalized method are provided for monopolar point sources. The method has been validated for grounds with specific flow resistivity from 400 $kNsm^{-4}$ to totally reflected ground. The new version of the two-microphone method is called MHSF (*Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) Fixe(s)*) hereinafter.

This paper is organized as follows. Section 4.2 presents two classical propagation operators that are used in the method : Rudnick's model for a homogeneous ground and Rasmussen's one for ground with impedance discontinuity. Section 4.3 contains the formulation of the generalized method, the description of the estimation of the attenuation spectrum. The sensitivity of the method to geometry, absorption, numerical parameters is investigated in Section 4.5. Section 4.6 contains the validation for one or several sources over a flat ground with or without impedance discontinuity.

4.2 Propagation models

The acoustic pressure $P_{ij}(f)$ created by a source S_i at a microphone M_j is given by:

$$P_{ij}(f) = A_i(f)H_{ij}(f), \tag{4.1}$$

where $A_i(f)$ is the complex amplitude of the source S_i and $H_{ij}(f)$ is the transfer function between the microphone and the source. All theses variables are depending from the frequency f. In the following, f will be omitted to simplify the notations. A time dependence of $e^{-\jmath\omega t}$ is supposed ($\jmath^2 = -1$). Two models of sound propagation over flat grounds are considered here: the Rudnick's model, for homogeneous grounds, and the Rasmussen's model, for grounds with a discontinuity of impedance.

4.2.1 Rudnick's model

Many authors have proposed formulations for the pressure field of a point source over a flat homogeneous boundary, for example (Rudnick, 1947 ; Chien et Soroka, 1975 ; Thomasson, 1976 ; Chien et Soroka, 1980a ; Thomasson, 1980 ; Nobile et Hayek, 1985). Rudnick's model was chosen because its implementation seemed more straightforward than with the other references. As far as we do not consider grazing angles, the accuracy on the boundary wave term is sufficient in this model (the lower angle used is 14°). The following shows that this model works quite well on the configurations of interest here. For a flat homogeneous ground the transfer function $H_{ij}(f)$

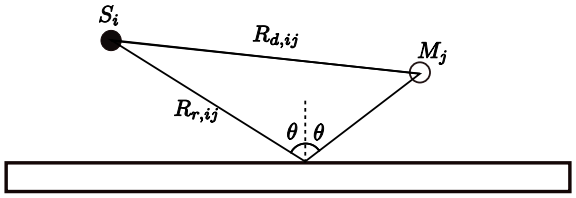


Figure 4.1: Sound propagation geometry.

can be written as (Rudnick, 1947):

$$H_{ij}(f) = \frac{-\jmath\omega}{4\pi}\left(\frac{1}{R_{d,ij}}\,e^{\jmath\kappa R_{d,ij}} + \frac{Q}{R_{r,ij}}\,e^{\jmath\kappa R_{r,ij}}\right), \tag{4.2}$$

with $R_{d,ij}$ the length of the direct path from source to receiver and $R_{r,ij}$ is the length of the reflected path (see Figure 4.1). κ is the wavenumber in the air and Q is the spherical reflection cœfficient defined by:

$$Q = R_p + (1 - R_p)F(w), \tag{4.3}$$

with R_p the plane wave reflection cœfficient given by (Embleton, 1976) for a locally reacting ground.
$F(w)$ is given by

$$F(w) = 1 + 2\jmath\sqrt{w}e^{-w}\int_{-\jmath\sqrt{w}}^{\infty} e^{-u^2}\,du, \tag{4.4}$$

where w is the so-called numerical distance. For a locally reacting ground (Embleton, 1976):

$$w = \frac{\jmath\kappa R_{r,ij}}{2}\left(\frac{Z_0}{Z_g} + cos\theta\right)^2, \tag{4.5}$$

where Z_0 and Z_g are the acoustic impedances of the air and of the ground. Ground with extended reaction can also be considered in the modelling by using (Chessel, 1977) for the formulation of R_p and w. Any impedance model of impedance can be chosen for the ground. In this application Delany-Bazley's model, updated by Miki (Miki, 1990), is used:

$$\frac{Z_g}{Z_0} = 1 + 5.5\left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632} + \jmath\ 8.43\left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632} \tag{4.6}$$

where σ is the specific flow resistivity expressed in $kNsm^{-4}$.

The implementation used for $F(w)$ is the one provided by Poppe and Wijers (Poppe et Wijers, 1990).

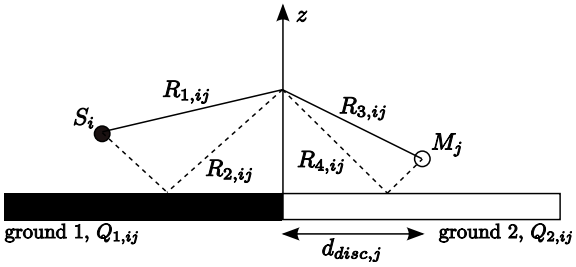


Figure 4.2: Geometry with an impedance discontinuity.

4.2.2 Rasmussen's model

For a flat ground with an impedance discontinuity (see Figure 4.2), Rasmussen's model is used (Rasmussen, 1982). Rasmussen's model is preferred to De Jong's model because the latter is not accurate for grazing incidence (Bérengier et coll., 1989).

The Rudnick solution is integrated along a virtual plane placed along the discontinuity and orthogonal to the ground. With the stationary phase method, this integral on a plane can be reduced to an integral along the z-axis. H_{ij} can be written as:

$$H_{ij} = \frac{-\jmath\omega\sqrt{8\,\pi\,\kappa}\,d_{disc,j}\,e^{-\jmath\frac{\pi}{4}}}{16\,\pi^2}\int_0^\infty G_{ij}(z)\,dz, \tag{4.7}$$

where $d_{disc,j}$ is the distance from the impedance discontinuity to microphone M_j and where

$$\begin{aligned} G_{ij}(z) &= \frac{e^{\jmath\kappa(R_{1,ij}+R_{3,ij})}}{\sqrt{R_{3,ij}^3 R_{1,ij}(R_{1,ij}+R_{3,ij})}} \\ &+ Q_{2,ij}\frac{e^{\jmath\kappa(R_{1,ij}+R_{4,ij})}}{\sqrt{R_{4,ij}^3 R_{1,ij}(R_{1,ij}+R_{4,ij})}} \\ &+ Q_{1,ij}\frac{e^{\jmath\kappa(R_{2,ij}+R_{3,ij})}}{\sqrt{R_{3,ij}^3 R_{2,ij}(R_{2,ij}+R_{3,ij})}} \\ &+ Q_{1,ij}Q_{2,ij}\frac{e^{\jmath\kappa(R_{2,ij}+R_{4,ij})}}{\sqrt{R_{4,ij}^3 R_{2,ij}(R_{2,ij}+R_{4,ij})}}. \end{aligned} \tag{4.8}$$

$Q_{1,ij}$ (resp. $Q_{2,ij}$) is the spherical reflection cœfficient considering direct and reflected wave over ground 1 (resp. ground 2) from the source (resp. microphone) and a point located at the vertical of the discontinuity (see Figure 4.2). It is computed using equation (2.13). The distances $R_{k,ij}$ ($k \in \{1,2,3,4\}$) are explained in Figure 4.2. All the $R_{k,ij}$ are depending from z: it is omitted for better reading.

Rasmussen showed through calculation that the angle between the discontinuity and source-microphone lines dœsn't influence the result: the difference in acoustic levels is lower than 0.5 dB for angles between 90° and 10°, for frequencies between 100 Hz and 4000 Hz.

4.3 The two-microphone method

4.3.1 Theory

A rectilinear distribution of motionless point omnidirectionnal sources with same height z_S is considered (Figure 4.3). Sources positions are known except for their (common) height. Sources have the same broadband noise spectrum. Attenuation spectrum Att_{21} is the level difference

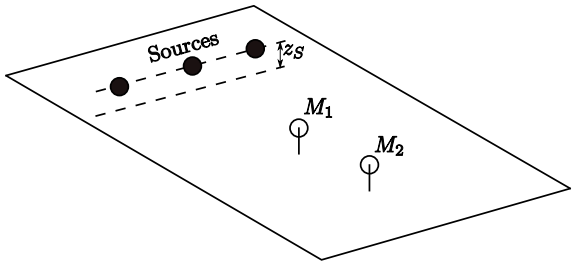


Figure 4.3: Sources and microphones positions.

spectrum between microphones M_2 and M_1 can be expressed as:

$$Att_{21} = 10\ log_{10}\frac{\sum_{i=1}^{N_s} p_{i2}^2}{\sum_{i=1}^{N_s} p_{i1}^2} = 10\ log_{10}\frac{p_2^2}{p_1^2}, \tag{4.9}$$

where N_s is the number of sources.

The following cost function is used to compare the measured and computed attenuation spectra:

$$F_{cost}(z_S) = \frac{1}{N_f}\sqrt{\sum_{f_1 \cdots f_{N_f}} \left| Att_{Mes,21} - Att_{Calc,21}(z_S) \right|^2}, \tag{4.10}$$

where $f_1 ... f_{N_f}$ are the discrete frequencies considered, $Att_{Mes,21}$ and $Att_{Calc,21}(z_S)$ are respectively the measured and computed attenuation spectra between the microphones M_2 and M_1. The minimum of the cost function corresponds to the optimized height z_{opt} of the sources. Its value shows the quality of the solution: it corresponds to the frequency averaged difference in dB between measurement and model. Figure 4.4 shows a typical cost function and Figure 4.5 the related attenuation spectrum.

F_{cost} properties do not permit use of classical local minimization algorithms. Fortunately the dimension of the solution space is 1, and a moderate accuracy on z_{opt} is sufficient. In addition, the computation time for F_{cost} is short. Therefore, an extensive search can easily be carried out and F_{cost} is computed for discrete values of z_S to find the optimal value.

4.3.2 Attenuation spectra

In this section will be detailed how the measured and computed attenuation spectra are calculated.

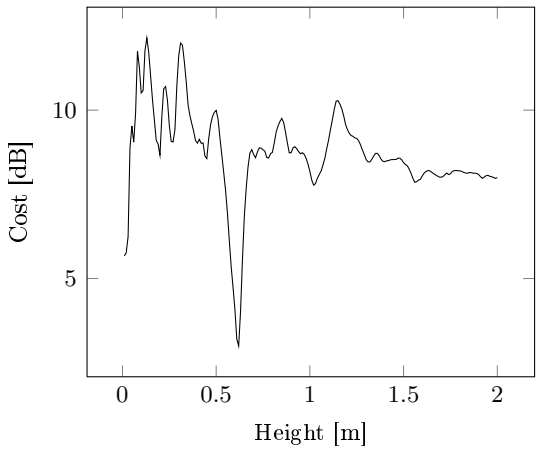


Figure 4.4: Cost function for one point source 0.6 m over a flat homogeneous ground. The computed height is 0.62 m.

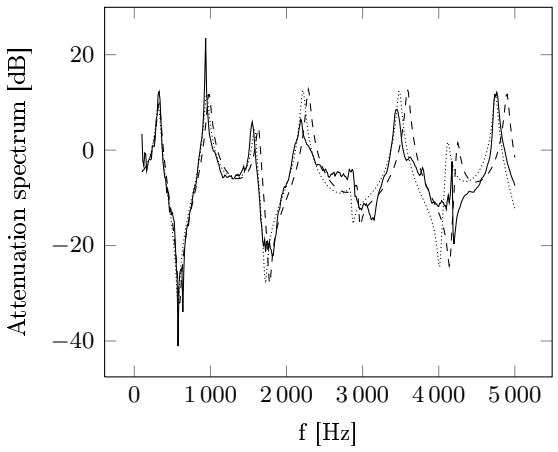


Figure 4.5: Attenuation spectrum for one point source 0.6 m over a flat homogeneous ground : measurement (——), real height (- - -), computed height (·····).

4.3.2.1 Measurement

The attenuation spectrum $Att_{Mes,21}$ is estimated by measurement with (4.9) :

$$Att_{Mes,21} = 10\ log_{10} \frac{p^2_{Mes,2}}{p^2_{Mes,1}}, \tag{4.11}$$

and using the averaged periodogram method (Engelberg, 2008 ; Max et Lacoume, 2000) for the estimation of acoustic energy at each microphone :

$$p^2_{Mes,j} = \frac{N}{L \sum_{n=1}^{N} \left| \zeta(n) \right|^2} \sum_{l=0}^{L-1} \left| \tilde{P}_{jl} \right|^2, \tag{4.12}$$

where L is the number of segments of length N taken from the pressure signal measured at microphone M_j (segments can overlap or not). $\tilde{P}_{jl}$ is the Discrete Fourier Transform of segment

l that was windowed by a function $\zeta(n)$, the Hanning window for example. The averaged periodogram method provides smoother attenuation spectra than simple FFT as used in (Gaulin, 2000), particularly when situations with low signal-to-noise ratio occur. In this way, it is easier to compare measured and computed attenuation spectra, and the cost associated to z_{opt} is lower.

4.3.2.2 Modelling

The attenuation spectrum $Att_{Calc,21}(z_S)$ is computed by modelling. If sources are uncorrelated, the acoustic energy at microphone M_j can be computed with :

$$p^2_{Calc,j}(f_k) = \sum_i \frac{\mid A_i \mid^2}{2} \mid H_{ij} \mid^2, \tag{4.13}$$

where the transfer function H_{ij} depends on the choice of the model of propagation (see section 4.2).

Considering that the acoustic emission spectrum is the same for each source , like boggies of trams for instance, equation (4.13) can be simplified by :

$$p^2_{Calc,j} = \frac{\mid A \mid^2}{2} \sum_i \mid H_{ij} \mid^2. \tag{4.14}$$

Considering the measured attenuation spectrum, equation (4.9) becomes :

$$Att_{Calc,21}(z_S) = 10\ log_{10} \frac{\sum_i \mid H_{i2} \mid^2}{\sum_i \mid H_{i1} \mid^2} \tag{4.15}$$

For the sake of computational efficiency, $Att_{Calc,21}(z_S)$ can be precomputed for different given configurations of sources and microphones. This is particularly interesting if the ground is made up of an impedance discontinuity.

4.4 Experimental setup influence

Positioning microphones influence is studied here considering only one source above an homogeneous ground. This study leads to the definition of a standard experimental setup configuration suitable for real outdoor experimentations.

4.4.1 Microphones positioning optimization

The cost function (4.10) depends strongly on the position of each microphone, especially considering the indicator δ defined by :

$$\delta = |\delta_2 - \delta_1|, \tag{4.16}$$

with δ_i ($i \in \{1, 2\}$) the two path length differences between direct and reflected waves (see Figure 4.1) :

$$\delta_i = R_{r,ij} - R_{d,ij}. \tag{4.17}$$

δ is an indicator of the dynamic range of the cost function and the empirical criterion $\delta \geq 0.001$ m ensures this dynamic to be large enough. Among all positions that satisfy this criterion, configurations with short distances from the source must be preferred in order to have as large

a signal-to-noise ratio as possible and to be able to measure easily vehicules noise along a road. The position of the first microphone is so chosen :

$$\begin{cases} z_{M_1} = 1 \\ \\ d_{M_1S} = 2, \end{cases} \tag{4.18}$$

where d_{M_iS} ($i \in \{1, 2\}$) is the distance between the source and the microphone M_i, projected in the plane of the ground. To optimize the position of M_2, different values for d_{M_2S} were tested (Figure 4.6). The maximum value $\max(z_{M_2})$ for the height of M_2 is calculated in function of different sources height z_S.

(z_{M_1}, d_1, z_{M_2}, d_2)=(1 m, 2 m, 1 m, 4 m) was chosen as a suitable standard positioning of microphones. The criterion on δ is indeed verified for source heights up to 4 m, which is sufficient for vehicles noise measurements.

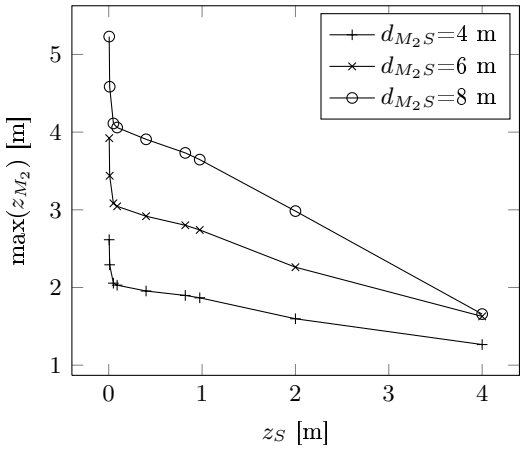


FIGURE 4.6 – Maximum height of M_2 that ensures the empirical criterion $\delta \geq 0.001$ m, as a function of the source height and for 3 distances from the source. M_1(z_{M_1}=1 m, d_1=2 m).

4.4.2 Microphones positioning influence

For one source over a flat homogeneous ground, discrete errors values up to ±5% on the vertical and horizontal positioning of microphones defined in 4.4.1 were introduced numerically and attenuations spectra were computed without introducing noise. The experimental design theory (Linder, 2005) was used to study the relative effects of the microphone positioning precision on the source height estimation : for sources located higher than 5 cm, an inaccurate positioning of microphones leads to a negligible mean error (≤1%) *i.e.* the method has no noticeable bias due to the positioning. Moreover, the method has no noticeable sensitivity to an inaccurate positioning of the first microphone. Finally, when attention is paid to the positioning so that the maximum positioning error is lower than 1%, the error on z_{opt} is lower than 6% maximum (see Figure 4.7).

4.5 Sensitivity study

Aiming at a practical application for outdoor measurements, a numerical approach is adopted to study the method's sensitivity to ground and sources parameters (positions, spectra and number).

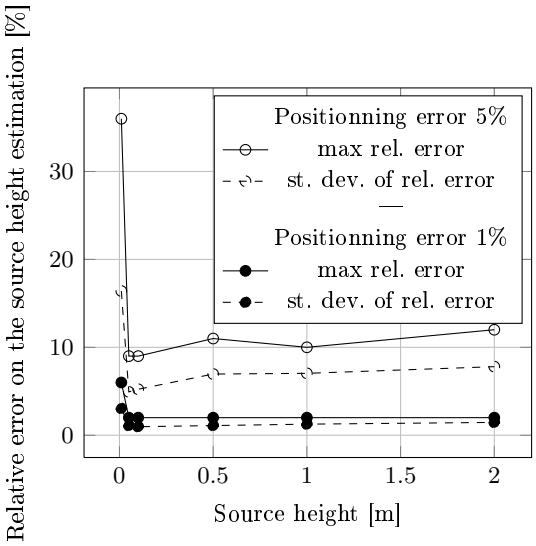


FIGURE 4.7 – Maximum and standard deviation of the relative error on the source height estimation, for a precise and less precise positioning (resp. 1% and 5% error on positioning) of microphones. Standard positioning : (z_{M_1}, d_1, z_{M_2}, d_2)=(1 m, 2 m, 1 m, 4 m).

4.5.1 Basic assumptions

All numerical simulations were done in the same way to test the robustness of the two-microphone method.

The first step of simulations consists in generating pressure signals at both microphones, for

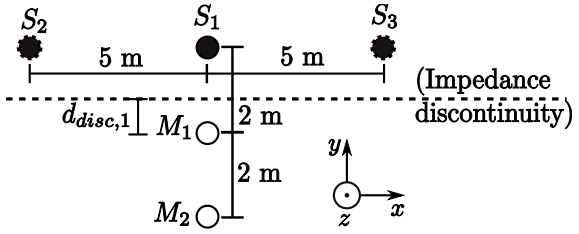


Figure 4.8: General configuration layout for simulations and measurements.

different configurations of omnidirectional point sources and models. The measurements general configuration is explained on Figure 4.8. The ground (Oxy) is flat and can be either homogeneous or with an impedance discontinuity. The different configurations use either one source (S_1) or three sources (S_1, S_2 and S_3). The configuration with 3 equally separated sources can be seen as a tramway mock-up. Microphones are both located at 1 m height and 2 m (resp. 4 m) distance from the middle source S_1 (see Figure 4.8). In configurations with a discontinuity of impedance, $d_{Disc,1} = 1$ m. White noise is then added with a signal-to-noise ratio of 10 dB.

The second step consists in calculating the source height. The frequency range for the analysis is [100 Hz, 5 000 Hz], with a step of 50 Hz.

The third step is a statistical analysis: for each given configuration and hypothesis of modelling, 100 computations are performed with a source height z_S randomly fixed between 0 m and 3 m. z_S is called the real height. The series $|z - z_{opt}|$, representing the absolute differences

between z_S and the optimized source height z_{opt} is analysed. The mean value is noted m, the standard deviation σ_m and the maximum value M.

4.5.2 Ground impedance influence

The ground impedance influence is studied for one source with either an homogeneous ground or a ground with an impedance discontinuity.

4.5.2.1 Rudnick's model

For the case of an homogeneous ground, tests were performed generating signals of pressure at microphones positions with a specific flow resistivity σ, whereas σ_{calc} is used for the calculation of z_{opt}. σ_{calc} was randomly choiced between 0.4σ and 1.6σ.

It appears that an estimation of σ at $\pm 60\%$ is sufficient to determine the source height for a precision better than 2cm (see Figure 4.9). This is of a great interest in a practical point of view : a qualitative estimation is sufficient to obtain an accurate estimation of the source height.

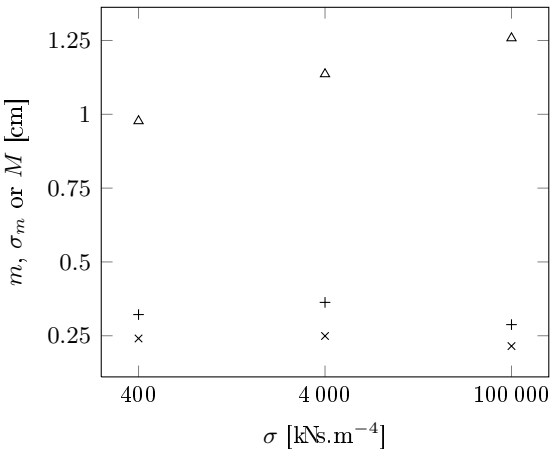


Figure 4.9: Statistical results: one source above an homogeneous ground. Influence of using a qualitative assessment of σ at $\pm 60\%$. m (+), σ_m (×), M (△).

4.5.2.2 Rasmussen's model

For the case of an impedance discontinuity, two kinds of simulations were done.

First, different pairs (σ_1,σ_2) corresponding to each side of the discontinuity (ground 1 and 2, see Figure 4.2) have been tested succesfully (Figure 4.10): the method appears quite robust to any kind of ground (hard or not).

Secondly, tests were performed generating signals of pressure at microphones positions with ground impedances (σ_1, σ_2), whereas the values ($\sigma_{calc,1}$, $\sigma_{calc,2}$) were used for the calculation of z_{opt}. $\sigma_{calc,s}$ ($s \in \{1,2\}$) were randomly chosen between $0.4\sigma_s$ and $1.6\sigma_s$. Numerical simulations are done for three different pairs (σ_1,σ_2). The error on the source height keeps negligible (Figure 4.11). Even if the last configuration seems more sensitive, the accuracy is of about 3 cm.

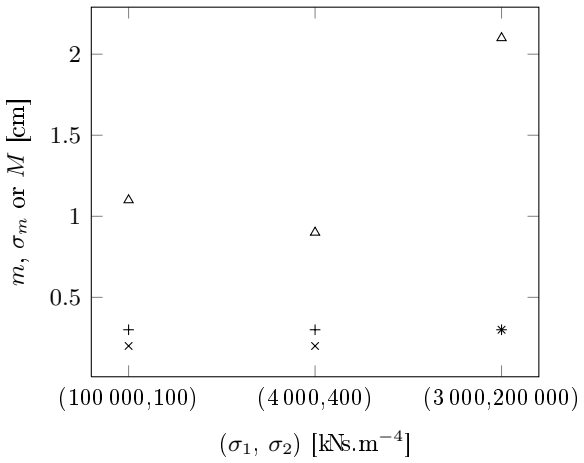


Figure 4.10: Statistical results: one source above a ground with an impedance discontinuity for different pairs (σ_1, σ_2). m (+), σ_m (×), M (▵).

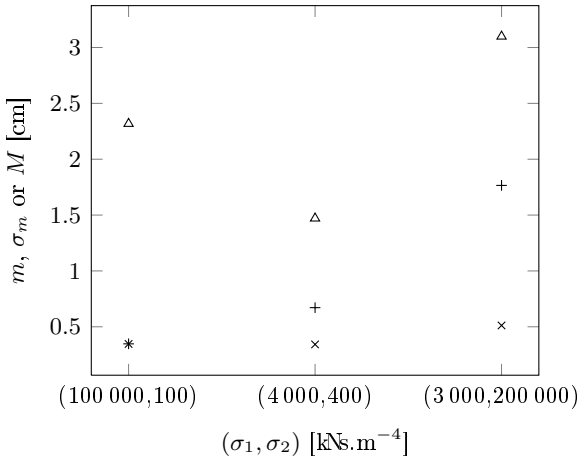


Figure 4.11: Statistical results: one source above a ground with an impedance discontinuity for different pairs (σ_1, σ_2) and error up to ±60% on (σ_1,σ_2). m (+), σ_m (×), M (▵).

4.5.3 Sources positions

In order to assess the robustness of the method sources positioning precision is investigated numerically here in the configuration with three sources, and with an homogeneous ground. Pressure signals are generated at microphones introducing random errors whose amplitude is between $-E_p$ and $+E_p$ in the sources positions along the three dimensions. The random errors are produced by uniform random deviates.

Simulations have shown that the reduction of the frequency range analysis increases the robustness of the method: results presented here consider the interval [100, 2 000] Hz instead of [100, 5 000] Hz (Figure 4.12). For maximum errors on source positions lower than 5 cm, the mean error on the estimation of the source height is better than 2cm. This is consistent with results of section 4.4.2. Results with a ground with an impedance discontinuity are quite similar. They are not presented here.

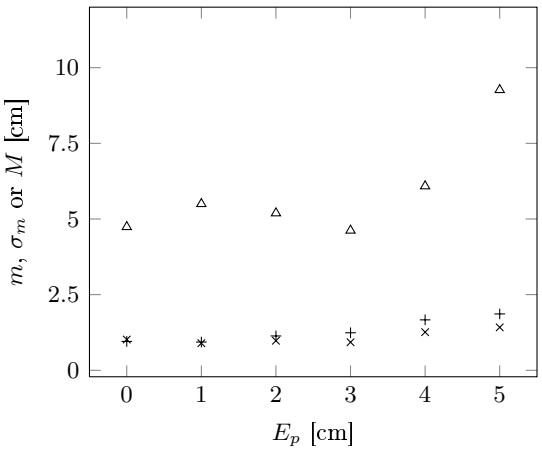


Figure 4.12: Statistical results: three sources above an homogeneous ground, with different accuracies on sources positioning. The frequency range analysis is reduced to [100-2 000] Hz. m (+), σ_m (×), M (△).

4.5.4 Sources number

Only configurations with one or three sources have been tested so far. The two-microphone method principle suggests that the robustness decreases when the number of source contributions increases, because different interference patterns overlap. Therefore the solution of a very low source height (0.01 m), with almost no interference, could appear systematically as the best solution.

In this test, pressure signals are simulated at both microphones for a line source, approximated with 1 000 sources uniformly distributed between (-5, 2, z_S) and (0, 2, z_S). The optimization of the source height was done considering only 100 sources uniformely distributed between (-5, 2, $z_{S,calc}$) and (0, 2, $z_{S,calc}$), with $z_{S,calc}$ the heights tested in the cost function. The precision of the estimation of the source height is better than 1 cm ($m = 0.8$ m, $\sigma_m = 0.9$ m, $M = 4.1$ m). This simulation proves that at least in one configuration with a lot of sources, the two-microphone can be applied with success. Numerical tests are of course required before applying the method to another configuration.

4.6 Experimental validation

In order to validate the two-microphone method, different configurations have been tested: one or three motionless sources, flat homogeneous ground or flat ground with an impedance discontinuity.

4.6.1 General configuration and parameters

The general configuration for measurements is presented in Figure 4.8. Sources are loudspeakers with a diameter of 4.5 cm mounted in closed-box enclosures. Signals of excitation are white noise at the same sound level. Each loudspeaker is driven by a separate amplifier channel. Sources are incoherent.

The microphones used are 1/2" free-field condenser microphones with standard wind shield. For recording the pressure signals, a type 1 IEC 61672 data acquisition board.

The main parameters used for all source height calculations are:
- frequency range for the analysis: [100 Hz, 5000 Hz], with a step of 50 Hz.
- specific flow resistivity:
  - measurements above flat homogeneous ground: $\sigma = 100000\ kNsm^{-4}$
  - measurements above flat ground with impedance discontinuity: $\sigma_1 = 4000\ kNsm^{-4}$ for the path made of compacted earth and $\sigma_2 = 400\ kNsm^{-4}$ for the field covered with short grass.

The computed source height z_{opt} is compared to the real source height z_S.
In the following, only the parameters which are different will be detailed.

4.6.2 One point source above a flat homogeneous ground

Figures 4.4 and 4.5 show some results obtained with the two-microphone method for a single point source.

Seven source heights are tested between 5 and 60 cm. The difference between the computed height and the real one is only 2 cm maximum (see Figure 4.13).

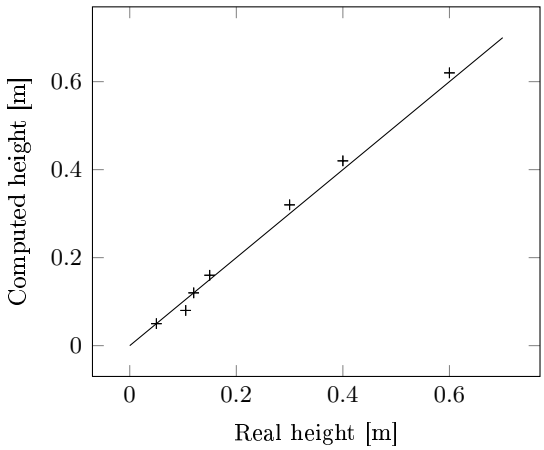


Figure 4.13: Comparison of real and computed source height between 5 and 60 cm, for one point source over a flat ground. Two measurements per each real height.

4.6.3 One point source above a flat ground with discontinuity

One loudspeaker is placed on a straight path made of compacted earth. In this experiment, microphones were placed in a field covered with short grass along the path. Two source heights are tested: 8 cm and 47 cm.
The heights computed are 8 cm and 45 cm. The difference between the computed height and the real one is still of 2 cm maximum (see Figures 4.14 and 4.15).
In this configuration, a very low height (1 cm) corresponds to a local minimum of the cost function (Figure 4.14), even if the computed height (0.47 m) is always near the real one (0.45 m). It is attributed to the fact that above 3500 Hz, the measured and computed attenuation spectra differ (Figure 4.15), perhaps because of the limits of the flatness of the ground. When restricting the frequency range analysis to [100 Hz, 2500 Hz] (densely dotted line Figure 4.14), the global minimum appears more distinctly. The associated cost is 0.7 dB lower than for the cost associated to a height of 0.01 m. In any cases, only a careful look at the attenuation spectra shape can provide an accurate analysis of the result quality.

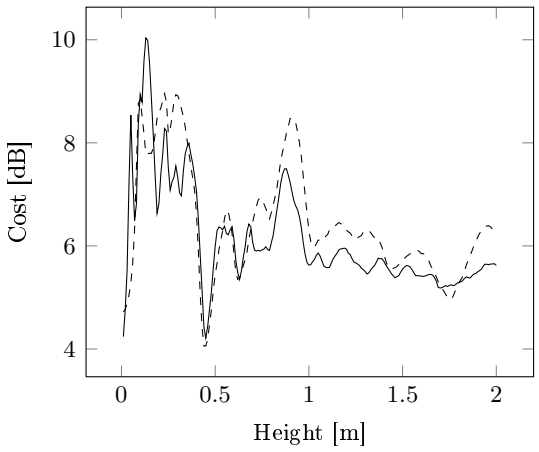


Figure 4.14: Cost function for one point source 0.47 m over a ground with an impedance discontinuity. Frequency range used for the cost function: [100, 5000] Hz (——), [100, 2500] Hz (- - -). $d_{disc,1} = 1$ m.

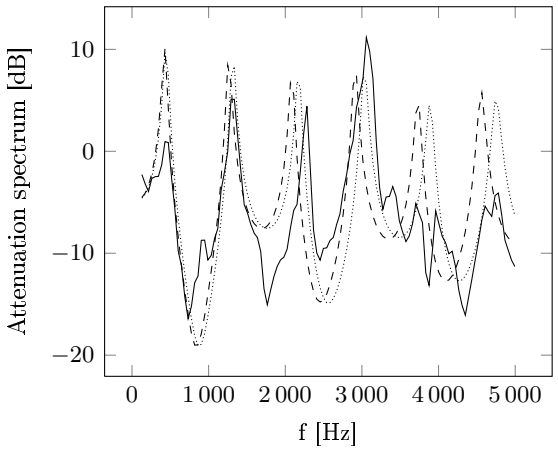


Figure 4.15: Attenuation spectrum for one point source 0.47 m over a ground with an impedance discontinuity : measurement (——), real height (- - -), computed height (·····). $d_{disc,1} = 1m$.

4.6.4 Three sources above a flat homogeneous ground

Several heights for the three sources are tested between 0.075 and 1 m. Results are satisfactory: the absolute difference between the computed height and the real one is lower than 2 cm (Figure 4.16). Figures 4.17 and 4.18 show some results in this configuration.

4.6.5 Three sources above a flat ground with an impedance discontinuity

Microphones are set above a field covered with short grass along the path. The frequency range analysis is limited to [100 Hz - 1750 Hz], because the correspondance between measurement and model above 1750 Hz is poor. This is attributed to the difference in height between the three sources : the path is indeed slightly sloped (see 4.4.2 for more explanations) and the ground is not perfectly flat because of the discontinuity. The method accuracy is better than 4 cm (Figure 4.19). Figures 4.20 and 4.21 show some results in this configuration.

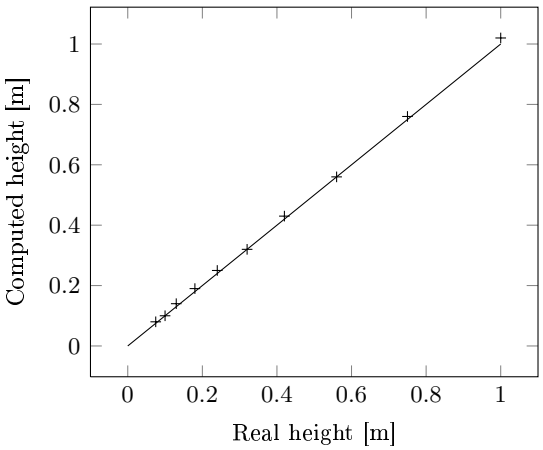


Figure 4.16: Comparison of real and computed source height between 0.075 m and 1 m, for three point sources over a flat homogeneous ground. One measurement per height.

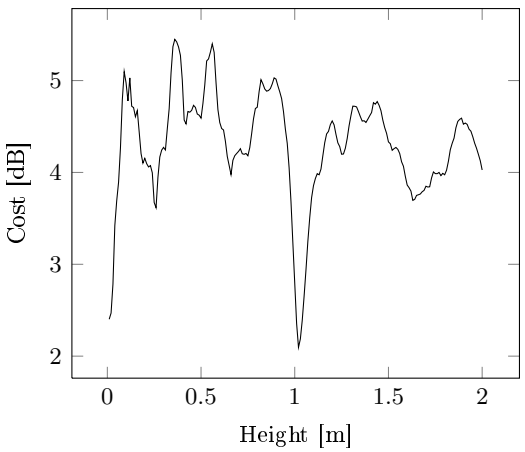


Figure 4.17: Cost function for three point sources 1 m over a flat homogeneous ground.

Because of the frequency range restriction, the source height computation is less accurate. The minimum of the cost function is larger (Figure 4.20).

4.7 Conclusion

The source height can be obtained from a two-microphone technique in the case of n broadband omnidirectionnal motionless point sources, at the same height and with the same emission spectrum, above a flat homogeneous ground or with an impedance discontinuity.

The MHSF (*Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) Fixe(s)*) is based on interferences measured on two microphones. It derives the source height from the comparison of the attenuation spectrum measured (calculated with the averaged periodogram) and computed from a theoretical model.

In the perspective of roadside measurements with minimum uncertainty on the computed height, an optimized geometrical setup of microphones has been proposed. Furthermore, it has also been demonstrated that qualitative assessment of ground parameters is sufficient to obtain

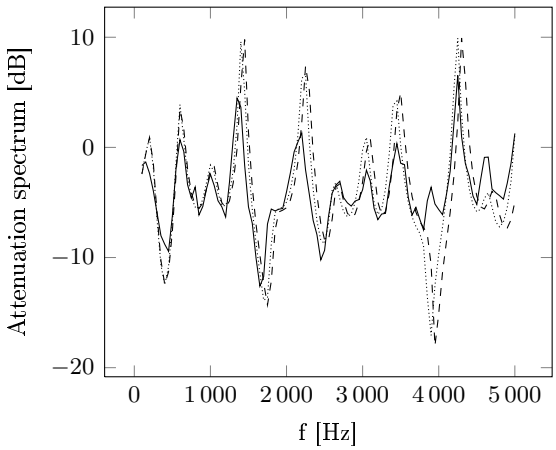


Figure 4.18: Attenuation spectrum for three point sources 1 m over a flat homogeneous ground : measurement (——), real height (- - -),computed height (·····).

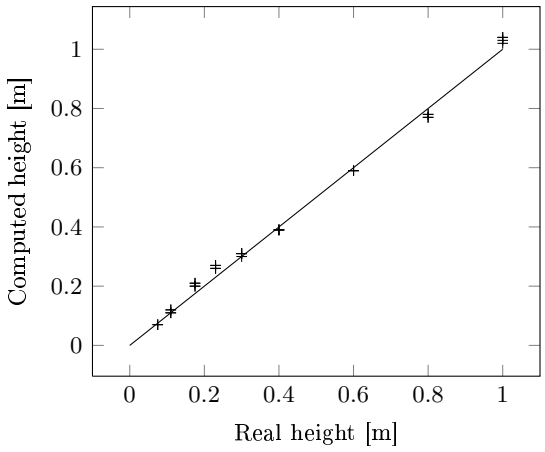


Figure 4.19: Comparison of real and computed height for three sources between 0.075 m and 1 m above a flat ground with an impedance discontinuity.

an accurate source height determination. As a consequence, a qualitative ground absorption estimation is sufficient.

In order to reduce the influence of the source positions uncertainties along the (Ox) and (Oy) axis, it is recommended to reduce the frequency range analysis, as far as the ground is not perfectly flat.

The experimental validation confirms the reliability of the method for controlled point sources and for an extended set of geometrical configurations. In addition, numerical simulations show that the method works also for a line source.

Beyond controlled motionless point sources, this measurement technique has been also applied by the authors on various moving sources like cars, trucks and tramways. The Doppler effect and directivity can be taken into account in the method. Relevant results can be obtained even for non-point sources.

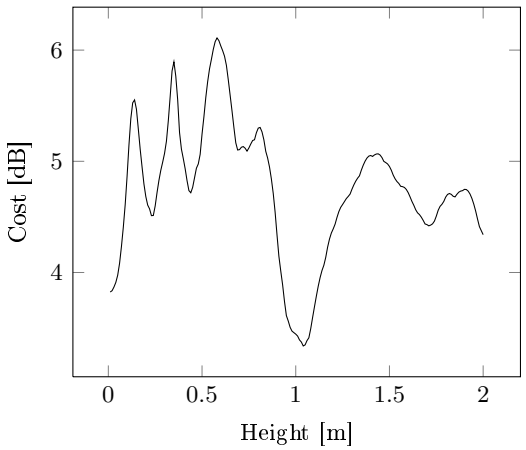


Figure 4.20: Cost function for three point sources at the same height (1 m) over a flat ground with an impedance discontinuity. $d_{disc,1} = 1.2m$.

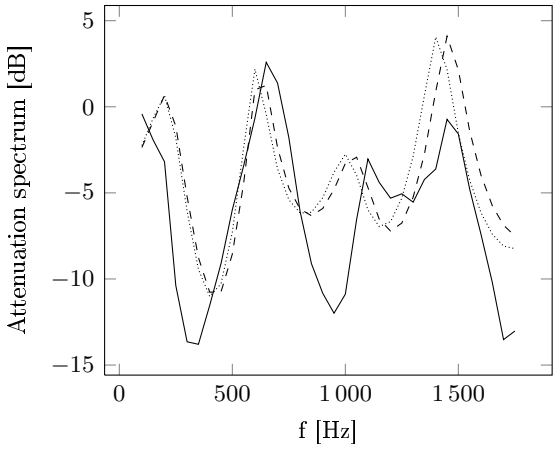


Figure 4.21: Attenuation spectrum for three point sources 1 m over a ground with an impedance discontinuity: measurement (——), real height (- - -),computed height (·····). $d_{disc,1} = 1.2m$.

4.8 Acknowledgments

This research has been financed by Laboratoire Central des Ponts et Chaussées in the framework of 11M061 research programme "Noise prediction in urban areas".

The authors thank F. Guntzer for implementing the Rasmussen's model, C. Heinkelé for his attentive second reading, JL Albert, L. Brendel, T. Falwisanner, Ph. Vallin and L. Toussaint for their measurement assistance. The criticisms of the reviewers in the preparation of this paper are also gratefully acknowledged.

Chapitre 5

Hauteur de sources réelles fixes ou en mouvement

5.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis de valider la méthode de hauteur de source pour des sources fixes, numériquement et expérimentalement pour des sources contrôlées. Or, cette méthode a été développée pour estimer la hauteur de source de véhicules terrestres en mouvement (Gaulin, 2000). Il reste donc à considérer le mouvement et à tester la capacité de cette méthode à estimer des hauteurs de sources non maîtrisées, ce qui fait l'objet de ce chapitre.

Si le mouvement est négligé en première approximation dans différents travaux sur la caractérisation des sources sonores (Gaulin, 2000 ; Glegg et Yoon, 1990b), il reste à vérifier que cette hypothèse est valide dans le cas de la méthode de hauteur de source proposée au chapitre 4. L'aspect « sources réelles » nécessite également d'être étudié. La hauteur de source équivalente d'une voiture (à une vitesse $v \geq 30$ km.h^{-1}) ou d'un cyclomoteur à l'arrêt ou en mouvement est située à moins de 3 cm du sol (Gaulin, 2000). Ce résultat est étonnant, principalement à basse vitesse, quand le bruit moteur devient prédominant (Sétra, 2009a). L'interprétation proposée est la suivante (Gaulin, 2000) : pour une source réelle, les figures d'interférence sont moins marquées que pour une souce ponctuelle omnidirectionnelle, qui est à la base du modèle adopté. Cette interprétation reste à vérifier.

Ce chapitre propose donc d'appliquer la MHSF à des sources réelles et d'introduire le mouvement. Pour ce qui concerne le mouvement, trois méthodes sont présentées, prenant en compte la vitesse de manière plus ou moins complète

- Méthode d'estimation de Hauteur de Source(s) Fixe(s) (MHSF) : le mouvement de la source n'est pas du tout pris en compte. Le spectre d'atténuation modélisé est calculé lorsque les sources sont au CPA,
- Méthode d'estimation de Hauteur de Source(s) en Déplacement (MHSD) : les effets de la vitesse (modulation fréquentielle et d'amplitude) ne sont pas pris en compte. Par compte, le déplacement des sources entre deux périodogrammes est pris en compte,
- Méthode de Hauteur de Source(s) en Mouvement (MHSM). Ce modèle prend en compte le mouvement grâce au modèle temporel simplifié pour des sources harmoniques en mouvement (MTSSM) développé au chapitre 2.

De plus, une méthode est proposée pour la détermination du passage de la source au CPA (*Closest Point of Approach*), encore appelé parfois point d'approche maximale.

Les simulations numériques sur des configurations avec une ou quatre sources confirment

l'intérêt de la prise en compte du mouvement (MHSD et MHSM). Enfin, l'application de MHSF à trois sources réelles (haut-parleur en mouvement, véhicule et cyclomoteur à l'arrêt moteur allumé) permettent d'appréhender les limites de la méthode.

5.2 Hauteur de sources en mouvement : théorie

Une fois le problème énoncé, le modèle de propagation simplifié utilisé par MHSD et celui utilisé MHSM sont précisés. La MHSF est développée au chapitre précédent et n'est pas reprise dans ce chapitre. Pour MHSD et MHSM, une adaptation de la méthode de hauteur de source est ensuite proposée, très proche de la formulation pour des sources fixes (MHSF). En outre, le mouvement ajoute une inconnue : la position de la source. Ne disposant pas de système approprié, une méthode simple de localisation d'une source au droit du CPA est définie à partir d'un microphone omnidirectionnel.

5.2.1 Énoncé du problème

On considère une ou plusieurs sources S_i en mouvement rectiligne uniforme (la vitesse est notée v et est supposée connue). Dans le cas de plusieurs sources, les sources sont supposées situées à la même hauteur. Deux microphones fixes M_1 et M_2 enregistrent les signaux de pression, à une distance proche de l'axe des sources. À partir de l'analyse des signatures au passage des microphones M_1 et M_2, l'objectif des méthodes proposées est de calculer la hauteur de la (des) source(s). La figure 5.1 représente la configuration de mesurage.

Le sol est supposé plat et homogène. On suppose également $M_a \leq 0.3$, afin d'assurer la linéarité des équations considérées (partie 2). Les microphones étant supposés proches des sources (distance inférieure à une dizaine de mètres), tous les effets liés à une atmosphère non homogène sont par ailleurs négligés (absorption atmosphérique, réfraction et turbulence).

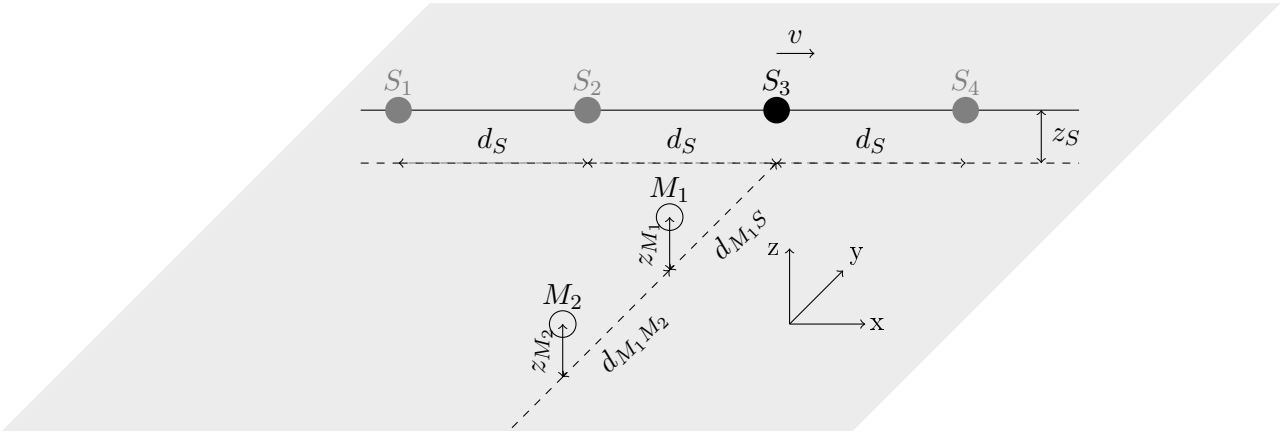


Figure 5.1: Configurations simulées. 1 ou 4 sources, et 2 microphones. Figure représentée au moment où la source (une des sources) se trouve au CPA.

5.2.2 Modèles de propagation

Le modèle de propagation associé à MHSD est MHSF, celui associé à la MHSM découle du MTSSM développé au chapitre 2.

5.2.2.1 Modèle de propagation pour MHSD

La MHSD considère des sources fixes. Cette modélisation est utilisée en première approximation. On utilise le Modèle de propagation de Rudnick (MHSF), en considérant la source fixe sur chaque périodogramme I_l, de durée t_I. Le mouvement est donc partiellement pris en compte en considérant que les sources se déplacent entre deux périodogrammes. Les modulations fréquentielles et d'amplitude ne sont par contre pas prises en compte. La Densité Spectrale de Puissance du signal émis par la source S_i et reçue au microphone M_j sur l'intervalle de temps I_l s'écrit

$$DSP_{ijl}^{Mod}(f) = A(f)^2 \left|H_{ijl}(f)\right|^2, \tag{5.1}$$

avec $H_{ijl}(f)$ donnée par l'équation (1.14) p.16. H_{ijl} dépend de la position de la source (indice i), de la position du microphone (indice j) et de l'instant t_l considéré. La position de la source est calculée à t_l, qui est le centre de I_l. On suppose que les sources ont le même spectre d'émission $A(f)$, qui est donc indépendant de la source S_i). Cette hypothèse correspond par exemple à la modélisation des tramways : en première approximation, l'émission sonore au niveau de chaque bogie peut être considérée comme indépendante du bogie considéré.

(5.1) revient à négliger deux effets liés au mouvement (partie 2.2.3.1 p.48)

1. la modulation fréquentielle (ou effet Doppler). Cette hypothèse semble adaptée à des sources à large bande, qui contrairement aux sources harmoniques, ont généralement un spectre qui varie lentement,
2. la modulation d'amplitude. Cette approximation est d'autant plus recevable que la vitesse est faible, et que la source est proche du CPA (les modulations fréquentielles et d'amplitude sont nulles au CPA) Morse et Ingard (1968).

Afin de donner une idée des approximations réalisées, considérons à titre d'exemple une configuration parmi les plus pénalisantes pour des mesures sur un véhicule routier. On considère un passage à 130 km.h^{-1} et le microphone M_1 situé à 2 m de l'axe de passage, ce qui correspond au cas où les cœfficients Doppler (définis partie 2.2.3.1 p.48) sont maximum (vitesse la plus importante et microphone au plus proche de la source). Pour une source qui se situe à moins de 2.9 m du CPA, le son émis à 5000 Hz par le véhicule sera perçu en M_1 à une fréquence différente, telle que l'écart entre la fréquence d'émission et de réception est 480 Hz au maximum. Faire l'hypothèse que $A_i(f = 5000) \approx A_i(f = 5480)$ paraît une hypothèse raisonnable pour le bruit des transports terrestres. Deuxièmement la modulation d'amplitude, qui est indépendante de la fréquence modifie les niveaux d'au maximum 0.6 dB, ce qui reste faible au regard des imprécisions de mesure.

5.2.2.2 Modèle de propagation pour MHSM

La MHSM utilise un modèle de propagation simplifié qui découle du MTSSM (partie 2.3.2 p.50), en considérant une source à large bande est modélisée comme la somme de sources harmoniques. On suppose de plus que l'énérgie reçue à un microphone est émise entièrement et uniquement à la fréquence dédopplérisée de l'onde directe f_{ijl}^{dd}, définie par :

$$f_{ijl}^{dd} = f\left(1 - M^d\right). \tag{5.2}$$

M^d est défini dans (2.19) p.47. On a alors

$$DSP_{ijl}^{Mod}(f) = A\left(f_{ijl}^{dd}\right)^2 \left|H_{ijl}(f)\right|^2, \tag{5.3}$$

avec

$$|H_{ijl}(f)|^2 = E_l^{dw}(f) + E_l^{rw}(f) + E_l^{drw}(f). \tag{5.4}$$

$E_l^{dw}(f)$, $E_l^{rw}(f)$ et $E_l^{drw}(f)$ sont définis par (2.49) et (2.50).

5.2.3 Calcul de la hauteur de source

La MHSF a été développée au chapitre précédent, elle n'est pas reprise ici. Pour MHSD et MHSM, le fait que le spectre d'atténuation entre les deux microphones soit indépendant du spectre d'émission de la (ou des) source(s) doit être vérifié. Le principe de la MHSF est utilisé aussi pour MHSD et MHSM : il s'agit toujours de la résolution d'un problème inverse, en minimisant l'écart entre les spectres d'atténuation modélisé et mesuré. Seule la fonction coût est modifiée pour tenir compte du fait que le spectre d'atténuation varie en fonction du temps.

Un périodogramme dit moyenné réarrangé avait tout d'abord été mis en place (Golay et coll., 2009). Son principe est rappelé en Annexe 5.B. Cette méthode plus complexe a été abandonnée depuis car elle s'est avérée et présenter certaines limites, détaillées en Annexe 5.B.

5.2.3.1 Calcul des spectres d'atténuation

Le mouvement implique la non-stationnarité des signaux de pression mesurés. La DSP est donc calculée sur un nombre faible de périodogrammes N_{moy}, toujours par l'intermédiaire d'un périodogramme moyenné. Par la suite, $N_{moy} = 3$. L'expression de l'atténuation entre les deux microphones M_1 et M_2, à l'instant t_l s'écrit pour N_S sources

$$Att_{21l}(f) = 10\log_{10}\frac{\sum_{l'=l_{deb}}^{l_{fin}}\sum_{i=1}^{N_S} DSP_{i2l'}(f)}{\sum_{l'=l_{deb}}^{l_{fin}}\sum_{i=1}^{N_S} DSP_{i1l'}(f)}, \tag{5.5}$$

avec

$$\begin{cases} l_{deb} &= l - \dfrac{N_{moy}-1}{2}, \\ \\ l_{fin} &= l + \dfrac{N_{moy}-1}{2}, \end{cases} \tag{5.6}$$

L'atténuation est exprimée en dB. À partir de cette équation, on peut calculer

1. l'atténuation mesurée $Att_{21l}^{Mes}(f)$, en utilisant les DSP mesurées,
2. l'atténuation modélisée $Att_{21l}^{Mod}(f, z_S)$, en utilisant les valeurs des DSP modélisées par les équation (5.1) ou (5.3).

Le calcul de $Att_{21l}^{Mod}(f, z_S)$ n'est pas immédiat, car le spectre des sources n'est pas supposé connu. On va détailler ce calcul pour la MHSD et la MHSM.

Pour la MHSD, $Att_{21l}^{Mod}(f, z_S)$ s'écrit après simplification par l'amplitude des sources

$$Att_{21l}^{Mod}(f) = 10\log_{10}\frac{\sum_{l'=l}^{l+N_{moy}-1}\sum_{i=1}^{N_S}\left|H_{i2l'}(f)\right|^2}{\sum_{l'=l}^{l+N_{moy}-1}\sum_{i=1}^{N_S}\left|H_{i1l'}(f)\right|^2}. \tag{5.7}$$

Pour la MHSM, $Att_{21l}^{Mod}(f, z_S)$ s'écrit

$$Att_{21l}^{Mod}(f, z_S) \approx 10 \log_{10} \frac{\sum_{l'=l}^{l+N_{Per}-1} \sum_{i=1}^{N_S} A^2(f_{i2l'}^{dd}) |H_{i2l}(f)|^2}{\sum_{l'=l}^{l+N_{Per}-1} \sum_{i=1}^{N_S} A^2(f_{i1l'}^{dd}) |H_{i1l}(f)|^2}. \tag{5.8}$$

Une hypothèse supplémentaire [1] est nécessaire pour simplifier cette expression et se ramener à l'équation (5.7). Comme l'on travaille avec des sources à large bande, on suppose que le spectre ne varie pas beaucoup en fonction de la fréquence, soit

$$A^2(f_{ijl'}^{dd}) \approx A^2(f). \tag{5.9}$$

Remplacer $A^2(f_{i2l'}^{dd})$ et $A^2(f_{i1l'}^{dd})$ par l'expression simplifiée (5.9) dans (5.8) équivaut à l'équation (5.7).

5.2.3.2 Adaptation de la fonction coût

La fonction coût choisie est l'écart moyen en dB des spectres d'atténuation modélisé et mesuré, calculé à N_{Per} instants.

$$F_{cout}(z_S) = \sqrt{\frac{1}{N_{Per}\, N_f} \sum_{l} \sum_{k=1}^{N_f} \left| Att_{21l}^{Mes}(f) - Att_{21l}^{Mod}(f, z_S) \right|^2} \tag{5.10}$$

$F_{cout}(z_S)$ est donc la moyenne de l'écart en dB entre mesure et calcul sur $N_{Per} \times N_f$ valeurs, avec N_f le nombre de fréquences discrètes prises en compte.

Contrairement aux sources fixes, du fait du mouvement, les DSP utilisées pour le calcul du spectre d'atténuation ne peut être calculées qu'en moyennant un petit nombre de périodogrammes. Afin d'améliorer la robustesse de la méthode, la fonction coût compare plusieurs spectres d'atténuation. Dans le cas de MHSF, la fonction coût ne compare qu'un seul spectre d'atténuation modélisé et mesuré, chaque spectre étant calculé avec un grand nombre de périodogrammes. Dans le cas de MHSD et MHSM, la fonction coût compare plusieurs spectres d'atténuation modélisé et mesuré, mais chaque spectre est calculé avec un petit nombre de périodogrammes.

Comme dans le cas des sources fixes, la hauteur de source équivalente est déterminée en trouvant la hauteur z_{Sopt} qui minimise la fonction coût [2].

5.2.4 Détermination de l'abscisse de la source

Le calcul des spectres d'atténuation entre M_1 et M_2 pour des sources en mouvement nécessite de connaître la position des sources, excepté leur hauteur (cf. (5.10)). Dans le contexte de mesures sur des véhicules, et n'ayant pas de système spécifique permettant de positionner la source (par exemple un télémètre synchronisé avec l'enregistrement des signaux de pression), on propose une méthode simple pour localiser la source. Cette méthode se base sur la signature au passage calculée au microphone le plus proche de la ligne source.

1. C'est aussi une hypothèse que l'on fait quand on applique la MHSD à des sources en mouvement.
2. Du fait que les spectres d'atténuation sont calculés avec un nombre plus faible de périodogrammes que pour les sources fixes, le résidu en dB devrait être un peu plus important.

Pour ce faire, on détermine tout d'abord le temps t_{max} pour lequel le niveau sonore L_{AeqT} calculé en M_1 est maximum, M_1 étant le microphone le plus proche de la (ou des) source(s). Ensuite, les hypothèses sur la position de la source sont précisées. Ce calage est différent pour MHSF d'une part, et MHSD et MHSM d'autre part.

5.2.4.1 Localisation du niveau sonore maximum

La signature au microphone le plus proche de la source est calculée en $L_{Aeq125ms}$, suivant

$$L_{AeqT_F}(t) = 10\log_{10}\left(\frac{1}{T_F\ p_0^2}\int_{t-T_F/2}^{t+T_F/2} p_{eff}^A(t)^2\right), \tag{5.11}$$

avec $p_{eff}^A(t)$ la pression acoustique instantanée pondérée A, et $T_F = 0.125$ s.

On note L_{max} la valeur maximale de $L_{Aeq125ms}$ (figure 5.2). L'instant t_m est défini tel que $L_{Aeq125ms}(t_m) = L_{max}$. Afin de réduire les erreurs, l'instant où le niveau sonore est maximum t_{max} n'est pas pris égal à t_m, mais est défini comme étant le barycentre énergétique d'un échantillon du signal $[t_1, t_2]$, déterminé à partir d'une valeur de coupure L_{coup}, exprimée en dB (par la suite, on se fixe $L_{coup} = 6$ dB)

$$\begin{cases} t_1 &= \underset{t<t_m}{\operatorname{argmin}} \left|L_{AeqT}(t) - (L_{max} - L_{coup})\right|, \\ \\ t_2 &= \underset{t>t_m}{\operatorname{argmin}} \left|L_{AeqT}(t) - (L_{max} - L_{coup})\right|. \end{cases} \tag{5.12}$$

t_{max} est alors calculé par

$$t_{max} = \underset{t\in[t_1;t_2]}{\operatorname{argmin}} \left|\int_{t_1}^{t} 10^{L_{AeqT}/10}dt - \int_{t}^{t_2} 10^{L_{AeqT}/10}dt\right|. \tag{5.13}$$

Attention, du fait de sa définition, l'égalité suivante n'est pas parfaitement exacte

$$t_{max} = t_m. \tag{5.14}$$

5.2.4.2 Localisation de la source

Dans cette partie, il nous faut localiser la source suivant Ox à un instant t (sachant que la vitesse est supposée constante) et expliciter quel intervalle de temps est pris en compte pour les calculs. Ces hypothèses sont différentes suivant le modèle (MHSF, MHSD ou MHSM). Le cas pour quatre sources a pour l'instant uniquement été abordé avec la MHSD.

On note t_{centre} le centre de l'échantillon sonore pris en compte pour le calcul des spectres d'atténuation. t_{CPA} est le temps d'approche maximale, défini comme le moment où la source x_S (ou le centre des sources x_{Sc} s'il y a plusieurs sources) passe au point d'approche maximale CPA.

Pour la MHSF, on prend $t_{centre} = t_{max}$, et $x_S = 0$.

Pour la MHSD, on fait l'approximation que t_{max} correspond à l'instant où le signal reçu en M_1 a été émis par la(les) source(s) lorsque le centre des sources était au CPA (x_S=0 pour une source, ou x_{Sc}=0 dans le cas de plusieurs sources). On néglige de la sorte les modulations

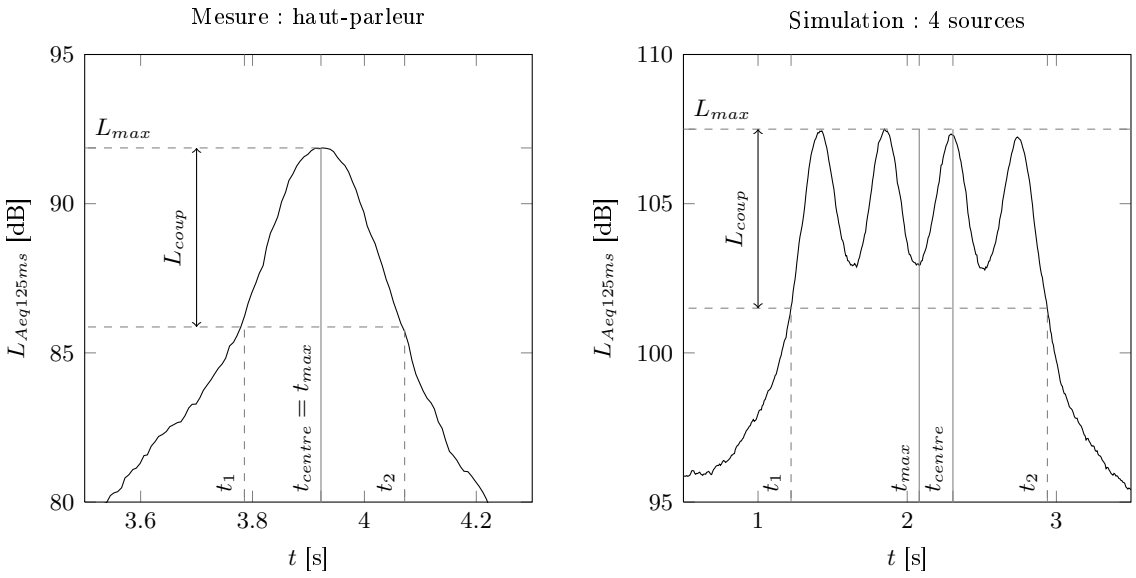


FIGURE 5.2 – Illustration du calcul de t_{centre}, à partir d'une signature au passage exprimée en $L_{Aeq125ms}$, calculé avec un fort taux de recouvrement ($\approx 95\%$). (a) Mesure avec un haut-parleur en mouvement, $v = 73$ km.h^{-1} - (b) Simulation numérique avec quatre sources en mouvement, $v = 89$ km.h^{-1}.

d'amplitude dues au mouvement, mais pas le temps de propagation de la source au microphone. On pose

$$t_{centre} = t_{max}. \tag{5.15}$$

Dans le cas particulier de quatre sources, le centre des sources se trouve entre deux sources. Afin d'améliorer le RSB, il est préférable de considérer un échantillon de temps centré sur un instant où une des quatre sources est au CPA, dans la géométrie d'émission (figure 5.2). Dans ce cas

$$t_{centre} = t_{max} + \frac{d_S}{2\,v}, \tag{5.16}$$

avec d_S la distance entre les sources, comme représentée figure 5.1.

Pour la MHSM, le calcul de t_{centre} est plus compliqué. On prend en compte la modulation d'amplitude qui fait que le niveau est maximum avant le CPA, dans la géométrie d'émission. Il n'a pour l'instant été déterminé que pour le cas avec une source. L'équation 5.15 devient

$$t_{centre} = t_{max} + t_{cor}, \tag{5.17}$$

où t_{cor} est un terme correctif, calculé en Annexe 5.A. Le temps t_{centre} correspond alors au temps auquel la source S se trouve au CPA, dans la géométrie d'émission.

5.2.5 Synoptique des différentes variantes

Le tableau 5.1 synthétise les différentes variantes de la méthode d'estimation de la hauteur de source, qui sont testées dans ce chapitre.

Nom	MHSF	MHSD	MHSM
Commentaire	Mouvement pas pris en compte	Déplacement des sources pris en compte entre deux périodogrammes mais on néglige les modulations fréquentielle et d'amplitude	Prise en compte du mouvement avec le MTSSM
Equation de propagation	(4.2) p.79	(5.1) p.97	(5.3) p.97
F_{cout}	Moyenne sur un spectre d'atténuation, une dizaine de périodogrammes pour chaque DSP	Moyenne sur plusieurs spectres d'atténuation, 3 périodogrammes pour chaque DSP	
t_{centre}	t_{max}	t_{max} [3]	$t_{max} + t_{cor}$
Position source	$x_S = 0$	$x_S(\tau^d(t_{centre})) = 0$ [4]	$x_S(\tau^d(t_{centre})) = 0$

TABLE 5.1 – Variantes de la méthode de hauteur de source avec mouvement.

5.3 Simulations numériques

Les deux configurations testées sont tout d'abord décrites. Puis, les résultats pour chacune sont exposés.

5.3.1 Description

La configuration de mesurage est explicitée figure 5.1, lorsqu'une des sources est au CPA. Les microphones sont espacés de 2 m, et situés à 1 m de hauteur. Deux types de simulation sont réalisés

- une configuration à une source : les trois variantes MHSF, MHSD et MHSM sont alors comparées,
- une configuration à quatre sources, symbolisant les boggies d'un tramway : seule la MHSD est testée sur cette configuration.

5.3.1.1 Paramètres des simulations

Les simulations sont réalisées en propageant le potentiel de vitesse (paragraphe 2.4.1.1). Les effets liés au mouvement (modulations fréquentielle et d'amplitude) sont donc prises en compte, et le sol est supposé parfaitement réfléchissant.

Pour chaque configuration (avec une ou quatre sources), 100 simulations numériques sont réalisées. Les hypothèses, modélisation quelques-unes des incertitudes de mesure, sont les suivantes

1. position des microphones : les positions sont celles de la figure 5.1, avec $d_{M_1M_2} = d_{M_1S} =$ 2 m. Une incertitude aléatoire uniforme à chaque microphone, de ± 2.5 cm, est ajoutée suivant les trois axes Ox, Oy et Oz,

3. Si plusieurs soures alors $t_{max} + \frac{d_S}{2\,v}$.

4. Si plusieurs sources alors $x_{Sc}(\tau^d(t_{centre})) = \frac{d_S}{2\,v}$.

2. position des sources : les positions sont celles de la figure 5.1 (avec $d_S = 10.65$ m pour la configuration à plusieurs sources). La hauteur z_S est choisie aléatoirement entre 0.01 m et 3 m. Une incertitude aléatoire uniforme est ajoutée sur la distance entre M_1 et l'axe de passage du véhicule. Elle est de
   - ± 0.15 m pour la configuration à une source. Cela correspond à l'imprécision que l'on peut attendre d'un télémètre utilisé sur un véhicule en mouvement,
   - ± 0.05 m pour la configuration à quatre sources. En effet, du fait des rails, l'incertitude sur la distance au passage pour un tramway est nettement réduite.

   Aucune incertitude n'est ajoutée suivant les axes Ox et Oz, puisque ces données sont calculées par l'algorithme proposé,
3. un bruit blanc est généré aléatoirement à chaque microphone, indépendament pour chaque microphone, avec un RSB de 10 dB, calculé à partir de l'indicateur *Leq* calculé autour du CPA sur une distance totale de 4 m,
4. la vitesse est choisie aléatoirement
   - entre 15 et 130 km.h^{-1} pour la configuration à une source. Cela couvre la quasi-totalité des véhicules routiers,
   - entre 15 et 90 km.h^{-1} pour la configuration à 4 sources, simulant un tramway. En effet, la vitesse maximale des tramways est aux alentours de 90 km.h^{-1},
   - la fréquence d'échantillonnage est de 51 200 Hz. Le signal est sur-échantillonné d'un facteur 5 pour la propagation du potentiel de vitesse.

   Une incertitude aléatoire uniforme $\pm 3\%$ est ajoutée à la vitesse, correspondant à l'incertitude d'un cinémomètre radar Mesta.

5.3.1.2 Paramètres de dépouillement

Les paramètres pris pour le dépouillement sont les suivants

. positions des microphones et des sources suivant Ox et Oy : positions théoriques des microphones (sans les incertitudes) définies au paragraphe 5.3.1.1. La hauteur de source est une donnée de sortie, et n'est donc pas supposée connue,

. $100 \leq f \leq 5\,000$ Hz, avec un pas fréquentiel de 50 Hz. Le but de cette méthode est l'étude des sources de transport, pour lesquelles le spectre d'émission au-delà de 5 kHz peut être considéré comme négligeable,

. réaction localisée pour le sol,

. modèle d'impédance : Delany-Bazley-Miki (Miki, 1990),

. impédance : $\sigma = 100\,000$ kNsm^{-4}. Cette valeur très haute permet de se rapprocher d'un sol réfléchissant, à l'image de ce qui est simulé. Cette valeur reste proche des impédances de chaussée non drainantes, dont l'impédance effective est plutôt située aux alentours de 30000 (Embleton, 1976),

. La Transformée de Fourier Discrète est calculée sur 1 024 points. Cela correspond avec la fréquence d'échantillonnage utilisée à une précision fréquentielle de 50 Hz. Une fenêtre de Hann est utilisée, avec un taux de recouvrement de 50%,

. pour le calcul du t_{centre}, les paramètres suivants sont retenus
   - T=0.125 s,
   - $L_{coup} = 6$ dB,
   - L_{AeqT} est calculé avec une fréquence d'échantillonnage de 1 000 Hz,

. fonction coût évaluée pour des hauteurs de sources comprises entre 5 cm et 4 m, avec un pas de 1 cm.

Pour le calcul de la fonction coût, les paramètres dépendent du modèle de dépouillement

- MHSF : $N_{Per} = 1$ et $N_{moy} = 15$,
- MHSD ou MHSM : $N_{Per} = 13$ et $N_{moy} = 3$,

5.3.2 Résultats avec une source

Cette section présente les résultats pour la mesure de hauteur d'une source à large bande en mouvement. Les trois méthodes MHSF, MHSD et MHSM sont comparées.

5.3.2.1 Estimation de la hauteur de source

Concernant l'estimation de la hauteur de source, les trois méthodes (MHSF, MHSD et MHSM) apparaissent comme relativement précises. On note Δz l'erreur sur la hauteur de source

$$\Delta z = \left| z_S^{Opt} - z_S^{Sim} \right|. \tag{5.18}$$

Les figures 5.3(a) et (b) illustrent la comparaison des hauteurs mesurées et simulées pour la MHSD. L'incertitude absolue sur la hauteur de source optimisée z_S^{Sim} augmente avec la hauteur de source. La valeur maximale de Δz pour un z_S^{Sim} donné augmente quasiment linéairement avec z_S^{Sim}. Les erreurs s'étendent de 2 cm pour les hauteurs simulées au ras du sol à 15 cm pour des hauteurs simulées aux alentours de 3 m. Après calculs, la MHSM qui prend en compte le mouvement s'avère plus précise que la MHSD. Sur les 100 simulations, la moyenne des Δz est de 5 cm pour la MHSD, alors qu'elle n'est que de 2 cm pour la MHSM.

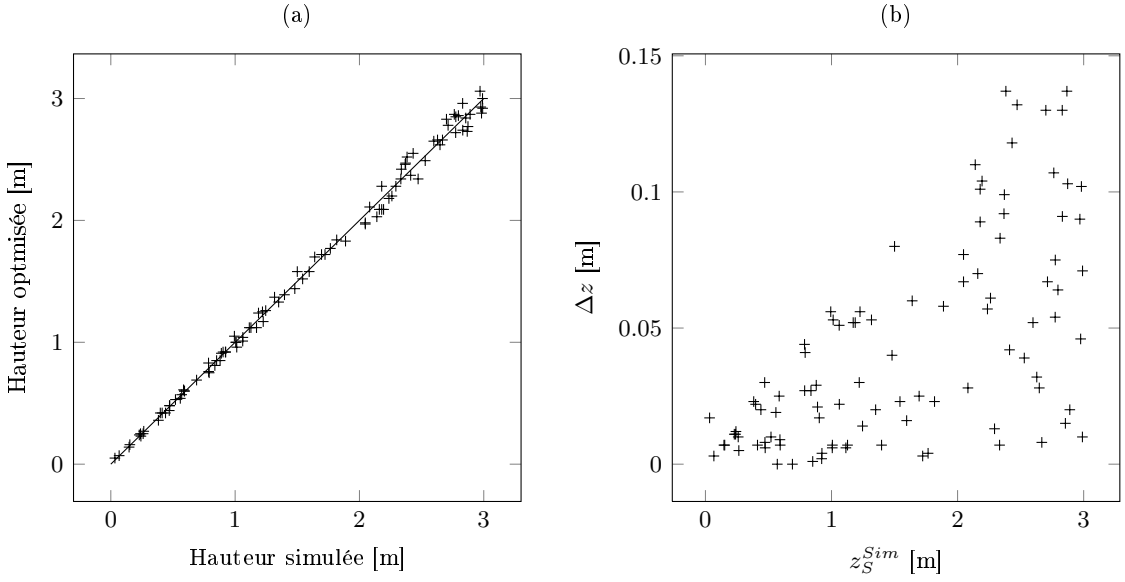


FIGURE 5.3 – Simulations numériques avec une source pour la MHSD, 100 simulations. (a) Hauteur optimisée en fonction de la hauteur simulée - (b) Δz en fonction de la hauteur de source simulée z_S^{Sim}.

5.3.2.2 Allure de la fonction coût

La figure 5.4(a) présente un exemple de fonction coût pour les trois modèles considérés. L'amélioration de MHSD et MHSM par rapport à MHSF est sensible. $F_{cout}(z_S^{Opt})$ est à la fois plus

faible, et la fonction coût plus lisse. Pour MHSF, la fonction coût présente un creux marqué un peu avant 3 m, alors qu'il n'y a qu'une seule source positionnée à 1.77 m. Les deux variantes proposées pour prendre en compte le mouvement (la MHSD et la MHSM) sont donc bien nécessaires, même si l'exemple présenté ici est un des plus défavorables à la MHSF.

Sur cette même figure 5.4(a), l'amélioration apportée par la prise en compte du mouvement est nette. Pour la MHSM, le minimum de la fonction coût est plus faible de 1 dB environ. Par ailleurs le minimum minimorum correspond à la hauteur de source. Alors que pour les deux autres méthodes MHSD et MHSF, le minimum minimorum est situé proche du sol, même si un minimum local marqué positionne la hauteur de source réelle. Le fait de trouver un minimum local (qui peut être global) très proche du sol a déjà été constaté pour des sources immobiles. Les figures d'interférences sont en effet très sensibles aux erreurs de positionnement des sources et des microphones, particulièrement en hauteur. Le spectre d'atténuation pour une hauteur de source au ras du sol apparaît alors comme une position moyenne avec un faible coût. En effet, il n'y a alors pas d'interférences, et le spectre d'atténuation est très plat. Même pour MHSM, z_S^{Opt} peut être trouvé très proche du sol, même si c'est beaucoup plus rare qu'avec MHSD ou MHSF. C'est pour cette raison que dans les dépouillements, la fonction coût n'est calculée que pour des hauteurs de sources supérieures à 5 cm.

La figure 5.4(b) compare les variantes MHSD et MHSM sur l'ensemble des simulations. Cette figure confirme clairement que le résidu associé à la hauteur de source optimisée est nettement plus faible quand le mouvement est pris en compte (MHSM).

5.3.2.3 Influence de la vitesse

Pour les trois méthodes, la vitesse ne semble pas jouer sur la précision de la hauteur de source optimisée. Par contre, la vitesse influence la valeur du résidu de la fonction coût. Les figures 5.5(a) et (b) représentent le résidu en fonction de la vitesse, pour la MHSD et la MHSM. La MHSD présente un résidu plus élevé, sans toutefois donner de moins bons résultats sur la hauteur de source optimisée. Que ce soit pour la MHSD ou la MHSM, une diminution de la dispersion du résidu est observée quand la vitesse augmente : de 2 dB à 15 km.h^{-1}, à 0.5 dB à 130 km.h^{-1}.

Pour la MHSD, le résidu moyen augmente avec la vitesse. Ce résultat s'explique par le fait que les approximations qui consistent à négliger le mouvement sont moins satisfaisantes quand la vitesse augmente. Par contre, pour la MHSM, le résidu moyen diminue avec la vitesse. Même si la MHSM prend en compte la vitesse, les approximations qui y conduisent sont plus importantes quand la vitesse est grande. Il est donc surprenant que le résidu moyen diminue. En fait, Cette diminution peut être attribuée au caractère large bande de la source étudiée. En effet, la formulation large bande développée au chapitre 2 n'est pas encore prise en compte pour des sources en mouvement. Si la vitesse est faible, la moyenne glissante de la densité spectrale de puissance réalisée sur trois périodogrammes successifs présentera des minima d'interférences marqués, parce que la figure d'interférences évoluera peu entre deux périodogrammes. Par contre, si la vitesse est plus grande, les minima d'interférences bougeront plus entre deux périodogrammes successifs, et la moyenne glissante réalisée présentera des minima d'interférences moins marqués. Or, la méthode MHSM basée sur des sources harmoniques, présente justement une plus grande incertitude au niveau des minima d'interférences. À vitesse élevée, cette incertitude est gommée par le fait que la DSP évolue sensiblement entre deux périodogrammes.

5.3.2.4 Comparaison des spectres d'atténuation

Les figures 5.6(a) et (b) comparent $Att_{21l}^{Mes}(f)$ et $Att_{21l}^{Mod}(f)$ (calculé avec la MHSD ou la MHSM) à deux instants. L'un ($l = 1$) correspond au tout début du signal mesuré qui est utilisé,

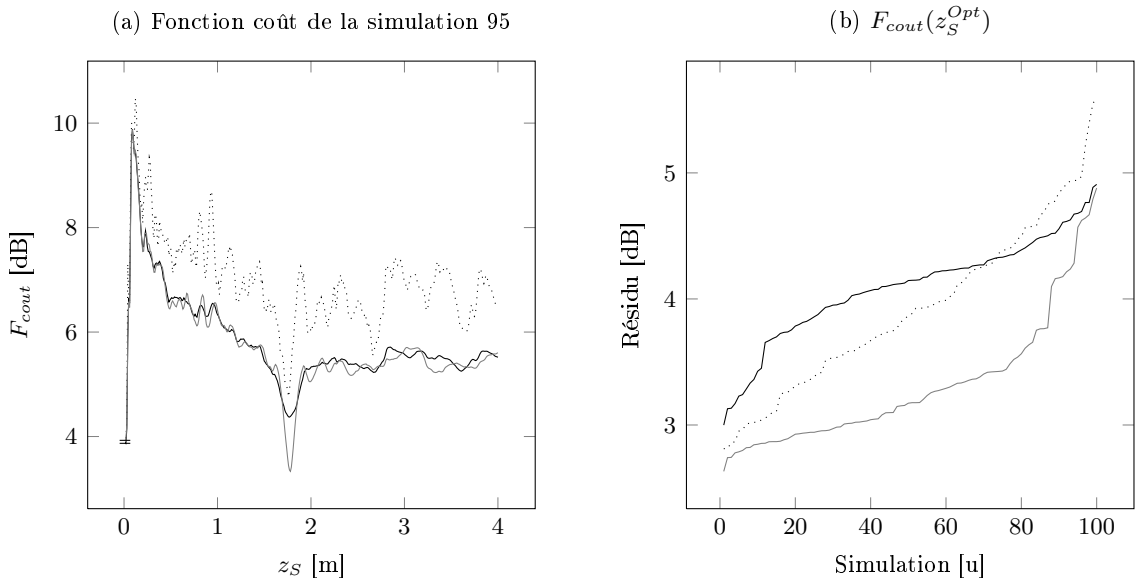


Figure 5.4: Simulations numériques avec une source : fonction coût. Comparaison entre la MHSF (·····), la MHSD (——) et la MHSM (——). (a) fonctions coût de la mesure 95, $v \approx 109$ km.h^{-1}, $z_S^{Sim} = 1.77$ m (les deux petits traits indiquent les niveaux minima et maxima de la fonction coût évalués à $z_S = 0.01$ par les trois modèles) - (b) résidu pour les 100 simulations, classés par ordre croissant.

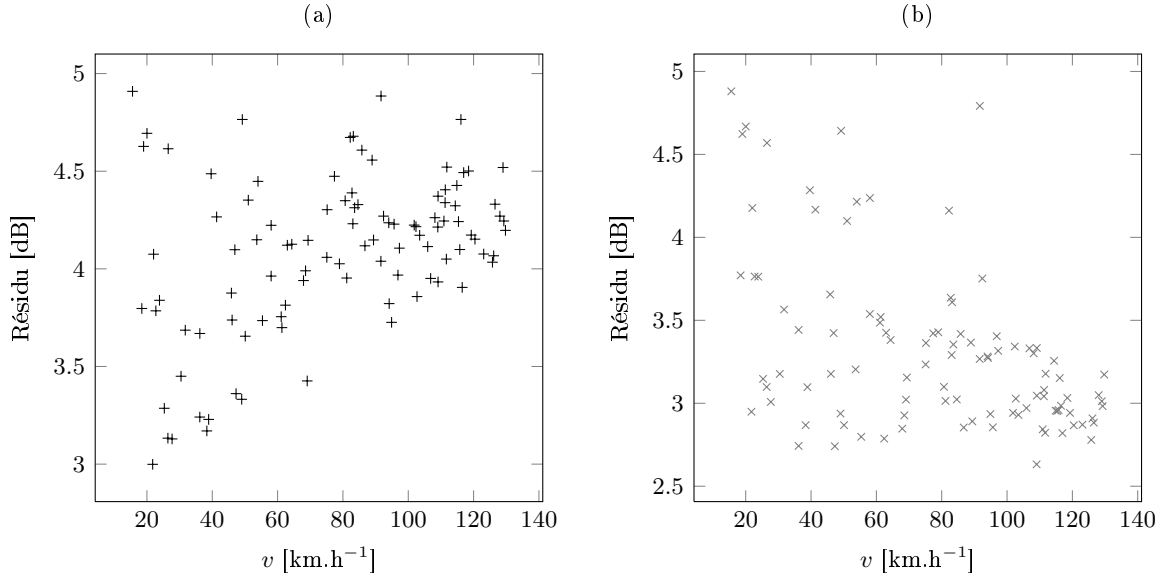


Figure 5.5: Simulations numériques avec une source : effet de la vitesse sur le résidu de la fonction coût. (a) MHSD - (b) MHSM.

l'autre ($l = 7$) au milieu (la source est alors au CPA). La comparaison est satisfaisante, même à une vitesse élevée ($v = 111$ km.h^{-1}). Les écarts apparaissent principalement

- en hautes fréquences. En effet, une incertitude sur les positions impacte tout d'abord les hautes fréquences,
- et lorsque la source est loin du CPA. En effet, loin du CPA, l'incertitude de position est plus importante au vu de l'incertitude sur la vitesse, et le RSB plus faible. La méthode du calcul de t_{centre} doit aussi jouer, mais on n'a pas quantifié son influence.

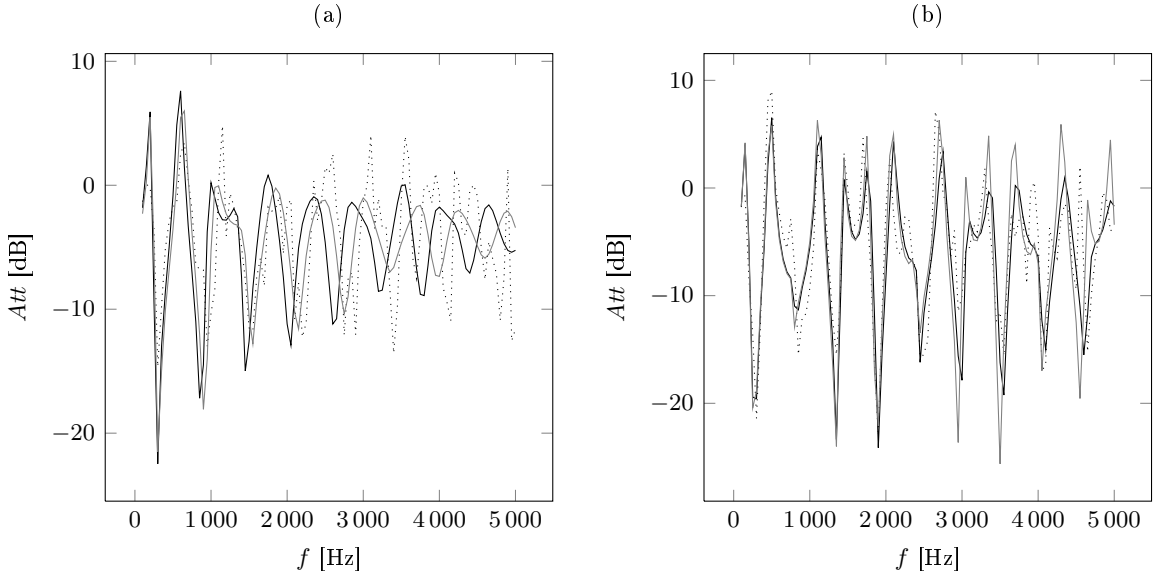


Figure 5.6: Comparaison des spectres d'atténuation pour une source en mouvement : mesure (·····), MHSD (——) et MHSM (——) à différents instants pour la mesure simulée numéro 4. $v = 111$ km.h^{-1}, $z_S^{Sim} = 1.32$ m, $z_S^{Opt} = 1.36$ m. (a) $l = 1$ - (b) $l = 7$.

5.3.3 Résultats avec quatre sources

Les principaux résultats considérant quatre sources sont présentés de manière succincte. Seule la méthode MHSD est utilisée. Les résultats sur la configuration avec quatre sources sont satisfaisants. La prise en compte du mouvement avec la MHSM nécessiterait des compléments sur le recalage de la source avant d'être utilisée.

5.3.3.1 Évaluation de la hauteur des sources

Les hauteurs de sources optimisées sont très proches des hauteurs de sources simulées, comme indiqué figure 5.7(a). De manière similaire au cas à une source, les erreurs augmentent avec la hauteur de source simulée (figure 5.7(b)). La moyenne de Δz est cependant inférieure à 4 cm, ce qui est très acceptable.

5.3.3.2 Allure de la fonction coût

Un exemple de fonction coût est présenté figure 5.8. L'allure est identique à celle obtenue pour une source : le minimum minimorum est marqué et correspond précisément à la hauteur de source simulée (incertitude de quelques cm).

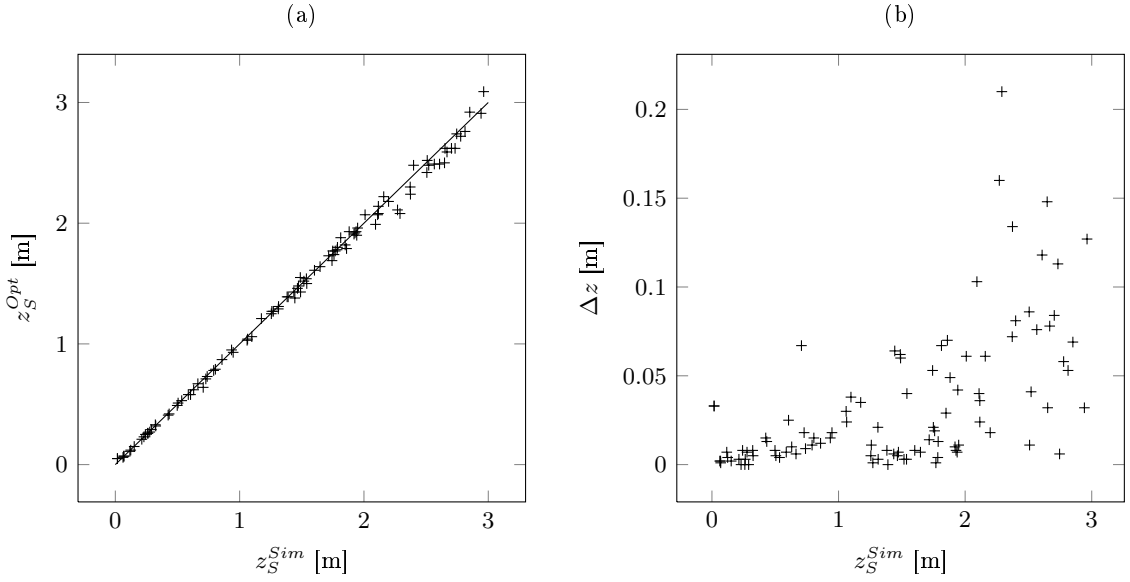


FIGURE 5.7 – Simulations numériques avec quatre sources, 100 simulations. (a) Hauteur optimisée en fonction de la hauteur simulée - (b) Δz en fonction de la hauteur de source simulée z_S^{Sim}.

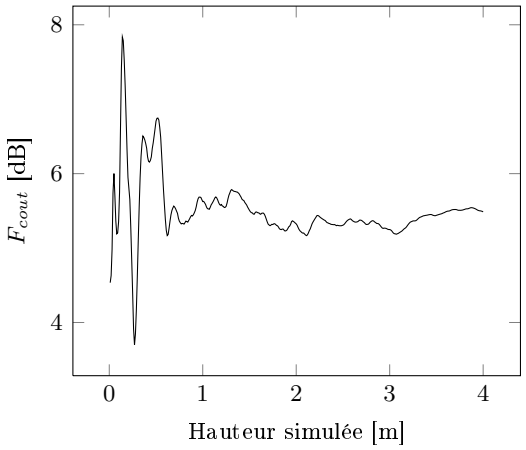


FIGURE 5.8 – Simulations numériques avec quatre sources en mouvement. Simulation 2 : v = 85 km.h^{-1}, z_S^{Sim}=0.28 m, z_S^{Opt}=0.27 m. Hauteur optimisée en fonction de la hauteur simulée z_S^{Sim}.

5.3.3.3 Comparaison des spectres d'atténuation

Les figures 5.9(a) et (b) comparent $Att_{21l}^{Mes}(f)$ et $Att_{21l}^{Mod}(f)$ (calculé avec la MHSD ou la MHSM) à deux instants. L'un ($l = 1$) correspond au tout début du signal mesuré qui est utilisé, l'autre ($l = 7$) au milieu (la source S_3 est alors au CPA). On peut globalement faire les mêmes remarques que pour une source en mouvement. La comparaison est jugée satisfaisante, même à une vitesse élevée ($v = 85$ km.h^{-1}). Les écarts apparaissent principalement en hautes fréquences et lorsque la source est loin du CPA (figure 5.9 (a)).

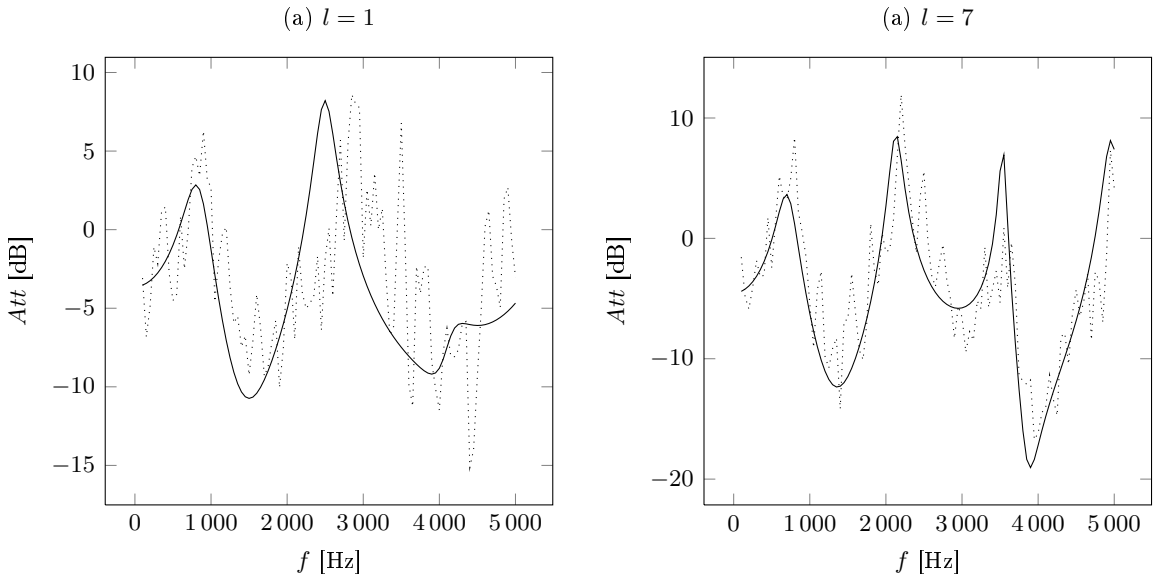


Figure 5.9: Comparaison des spectres d'atténuation pour quatre sources en mouvement : mesure (·····) et MHSD (——) à différents instants pour la mesure simulée numéro 2. $v = 85$ km.h^{-1}, $z_S^{Sim} = 0.28$ m, $z_S^{Opt} = 0.27$ m. (a) $l = 1$ - (b) $l = 7$.

	HP	Voiture	Moto
v [km.h^{-1}]	$0 \leq v \leq 73$	0	
d_{M_1S} [m]	2		3.86
$d_{M_1M_2}$ [m]	2		3.64
z_{M_1} [m]	1		1.03
z_{M_2} [m]	1		1.2
f_e [Hz]	51 200		

TABLE 5.2 – Paramètres des configurations de mesurages pour des sources réelles. Pour la voiture et le cyclomoteur, la distance d_{M_1S} est comptée entre M_1 et le centre du moteur.

5.4 Application expérimentale

Trois sources réelles sont étudiées
- une source maîtrisée en mouvement (un haut-parleur),
- deux véhicules à l'arrêt, moteur allumé (un véhicule et un cyclomoteur de 50 cm^3.

Les trois méthodes MHSF, MHSD et MHSM sont testées sur la source maîtrisée en mouvement. Par contre, seule la MHSF est représentée pour les sources non maîtrisées à l'arrêt. En effet, si la vitesse est nulle, MHSD et MHSM deviennent identiques à MHSF.

5.4.1 Paramètres

5.4.1.1 Configurations de mesurage

La figure 5.10 illustre les trois configurations de mesurage. Les paramètres de configuration (figure 5.1) sont définis dans le tableau 5.2. 13 mesures sont réalisées pour le haut-parleur en mouvement. Deux mesures sont réalisées pour chacune des deux sources réelles non maîtrisées.

(a)



(b)



(c)

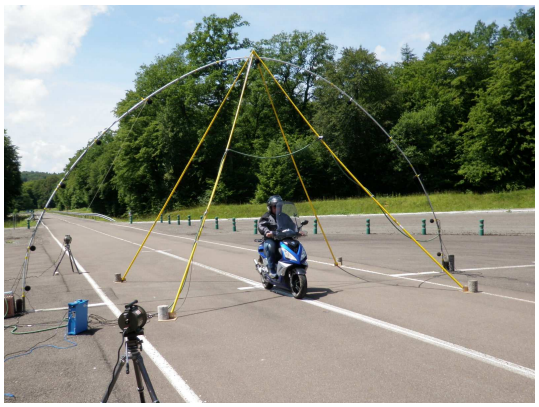


FIGURE 5.10 – Photos des configurations de mesures avec des sources réelles. (a) un haut-parleur en mouvement - (b) une voiture à l'arrêt moteur allumé - (c) un cyclomoteur de 50 cm^3 à l'arrêt moteur allumé.

5.4.1.2 Paramètres de dépouillement

Les paramètres de dépouillement sont identiques à ceux des simulations numériques (paragraphe 5.3.1.2), excepté pour le calcul de la fonction coût

- haut-parleur en mouvement : la MHSF est testée avec $N_{Per} = 1$ et $N_{moy} = 3$; la MHSD et la MHSM sont testées avec $N_{Per} = 15$ et $N_{moy} = 3$,
- voiture et cyclomoteur : seule la MHSF est testée, comme les véhicules sont à l'arrêt. $N_{moy} = 15$.

Par ailleurs, on considère une seule source équivalente pour les trois configurations de sources réelles. En effet, les véhicules tels que les VL ou les cyclomoteurs sont couramment représentés par une seule source ponctuelle (par exemple (Sétra, 2009a)).

Enfin, pour les deux sources réelles non maîtrisées, certains résultats sont présentés avec une plage fréquentielle réduite : $100 \leq f \leq 300$ Hz. Des périodogrammes 4 fois plus grands qu'en considérant toute la plage fréquentielle, sont alors pris en compte, soit 4 096 points, au lieu de 1 024, ceci afin de tracer des spectres comptant une dizaine de points au minimum.

5.4.2 Résultats pour un haut-parleur en mouvement

La figure 5.11(a) synthétise les résultats pour un haut-parleur en mouvement. Quelle que soit la vitesse v, la hauteur de la source est localisée précisément à ± 2 cm pour MHSD et MHSM, et pratiquement autant pour MHSF (deux mesures à 20 et 40 km.h^{-1} semblent un peu moins précises, l'écart restant inférieur à 5 cm).

L'exemple d'une mesure à 73 km.h^{-1} est illustré. La fonction coût (figure 5.11(b)) présente un minimum bien marqué pour les trois modèles testés. La MHSF présente un résidu plus élevé, et une allure beaucoup moins lissée. La fonction coût présente dans ce cas un creux vers 2.25 m, qui ne correspond à aucune source physique. Cela rend la fonction coût moins lisible, même si la hauteur de source est bien située. Si l'on compare la MHSD et la MHSM, les résultats sont sensiblement équivalents.

Les figures 5.11(c) et (d) illustrent deux des spectres d'atténuations $Att_l^{Mod}(f)$, qui servent à l'évaluation de la fonction coût. La comparaison mesure/modèle est satisfaisante, surtout si l'on considère que les spectres d'atténuation ne sont calculés qu'à partir du moyennage de trois périodogrammes successifs. La comparaison de ces deux figures permet d'illustrer l'intérêt du chapitre 3 sur les sources à large bande, et de la nouvelle DSP modélisée pour des sources à large bande DSP^{LB} explicitée au paragraphe 3.1.1 p.65. En effet, on constate, comme prévu par la théorie, que les erreurs sur les valeurs situées aux minima d'interférences sont plus importantes lorsque la différence de distance entre l'onde directe et réfléchie est plus importante, et donc lorsque la source est la plus proche du microphone (pour une source située à une même hauteur).

5.4.3 Résultats pour des véhicules

Les deux véhicules (voiture et cyclomoteur) sont étudiés à l'arrêt uniquement, moteur allumé. Les résultats sont suffisamment riches d'enseignement sans considérer le mouvement. Les résultats sont présentés en considérant soit la plage fréquentielle habituelle, soit une plage fréquentielle réduite aux basses fréquences.

5.4.3.1 Analyse sur la plage fréquentielle usuelle

Les résultats considérant la plage fréquentielle usuelle (entre 100 et 5 000 Hz) sont présentés figures 5.12(a) à (d). Les figures 5.12(a) et (c) montrent que pour les deux sources, le spectre d'at-

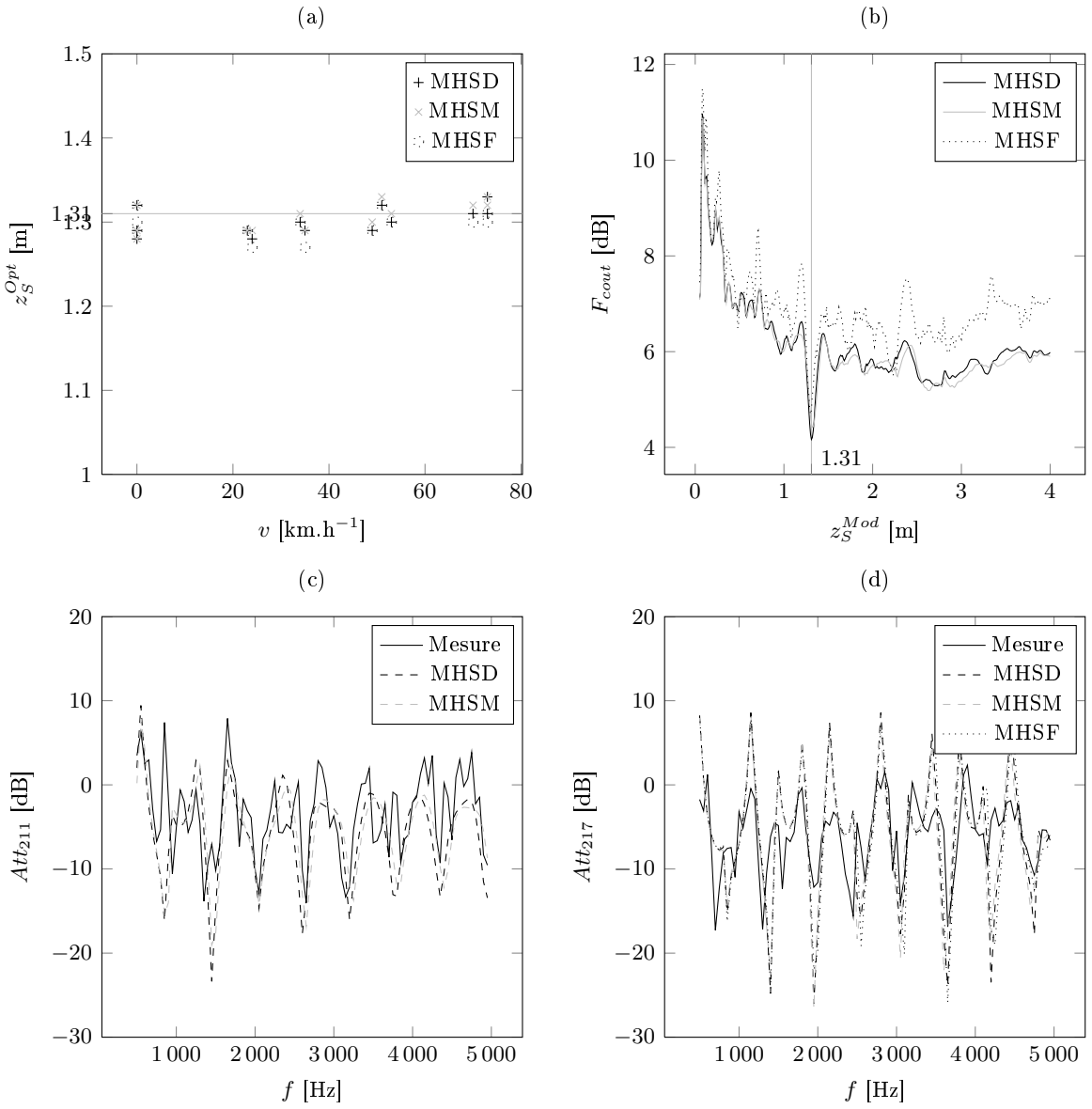


Figure 5.11: Mesures sur un haut-parleur en mouvement. (a) Hauteur de source optimisée en fonction de la vitesse, ensemble des mesures. Mesure 23 ($v = 73$ km.h^{-1}) : (b) Fonction coût - (c) Comparaison des spectres mesurés et modélisés, $l = 1$ (source avant CPA) - (d) Idem avec $l = 7$ (source localisée au CPA).

ténuation varie de 10 à 15 dB, avec des minima et des maxima assez marqués. Deux conclusions sont possibles :

- soit la source est modélisable par une source ponctuelle omnidirectionnelle, et il y a des interférences marquées (donc une source qui n'est pas proche du sol),
- soit la modélisation par une source ponctuelle omnidirectionnelle n'est pas adaptée.

La première solution semble devoir être écartée au vu des figures 5.12(a) et (b). En effet, la hauteur de sol optimisée est placée systématiquement près du sol (3 cm maximum), ce qui ne suffit pas à expliquer les variations de plus de 10 dB sur les spectres d'atténuation enregistrés. La deuxième conclusion est donc la plus plausible. Pour la voiture, le moteur caréné peut difficilement être modélisé comme une source ponctuelle. Quant au cyclomoteur, le moteur est plus petit, non caréné, mais le pot d'échappement constitue sans doute une autre source importante, avec peut-être des effets directifs prononcés.

Ceci confirme l'hypothèse faite par David Gaulin. La hauteur de source proche du sol est uniquement la conséquence d'une modélisation trop simple des sources réelles. Le résultat $z_S \approx 0$ s'impose naturellement comme la moins mauvaise des solutions, car elle correspond à une configuration où les densités spectrales de puissance mesurées sont relativement plates, et prennent uniquement en compte l'effet de distance.

5.4.3.2 Analyse de la plage fréquentielle réduite

Puisque le bruit moteur est basse fréquence, on a réduit la plage fréquentielle d'analyse à l'intervalle [100, 300] Hz. Par ailleurs, pour une source étendue, il semble logique de considérer que les interférences soient plus marquées en basses fréquences. En effet, si l'on déplace un peu une source, la densité spectrale de puissance est d'autant modifiée que la fréquence est élevée.

Les résultats sont présentés figures 5.13(a) à (d). L'allure de la fonction coût pour la voiture (figure 5.13(b) est sensiblement différente par rapport à la plage fréquentielle normale. Elle présente un minimum marqué vers 50 cm. La correspondance mesure/modèle est satisfaisante, comme illustré en figure 5.13(c). Pour le cyclomoteur par contre, la fonction coût présente toujours un minimum marqué proche du sol (figure 5.13(b)). Dans ce dernier cas, les deux spectres d'atténuation mesurés (figure 5.13(d)) sont sensiblement différents aux alentours de 150 Hz, ce qui tendrait à valider l'hypothèse du pot d'échappement directif.

5.5 Conclusion

La mesure de hauteur de source développée pour des sources fixes (MHSF) et appliquée telle quelle à des sources en mouvement donne des résultats peu satisfaisants. Deux méthodes de dépouillement, prenant en compte le mouvement de la source de manière plus ou moins poussée, sont introduites. La première méthode, MHSD, considère les sources fixes sur des intervalles de temps I_l (ou périodogrammes), utilisés pour le calcul des DSP. L'autre méthode, la MHSM, prend en compte la modulation d'amplitude, et la modulation de l'effet Doppler dans les spectres d'atténuation (elle découle du MTSSM développé au chapitre 2). Ces méthodes nécessitent la connaissance de la position des sources selon l'axe de déplacement. Une méthode de localisation simple de la source a donc été développée à partir d'une signature temporelle au passage. Cette méthode se décline différemment suivant les méthodes.

Des simulations sont réalisées avec une ou quatre sources. La MHSD et la MHSM permettent de lisser la fonction coût, par rapport à la MHSF. Même si la MHSF estime correctement la hauteur de source, la fonction coût peut parfois présenter plusieurs minima locaux marqués qui

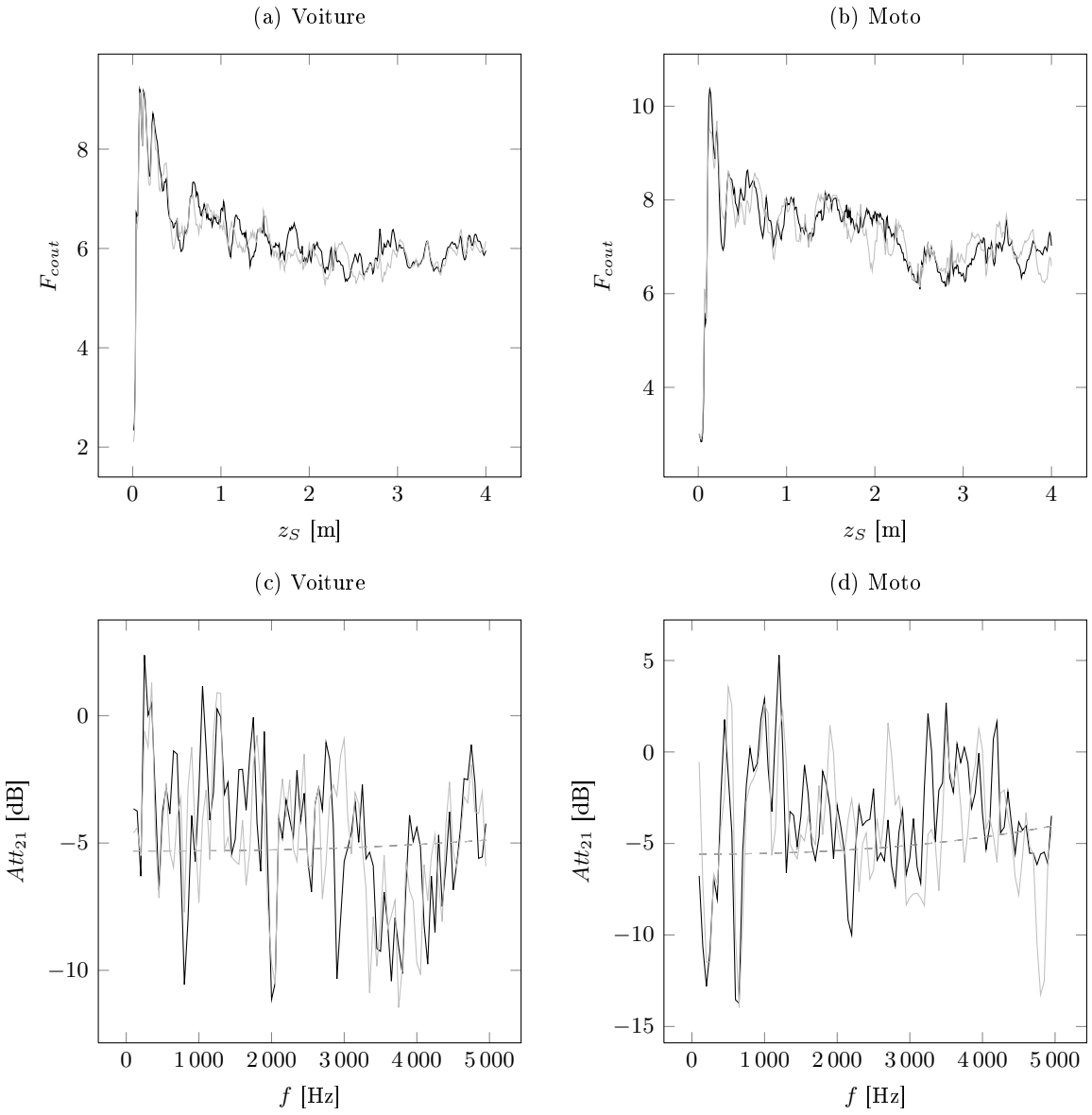


Figure 5.12: Mesure de la hauteur de source de deux véhicules immobiles et moteur allumé : voiture et cyclomoteur de 50 cm^3, deux mesures pour chaque source. Fonction coût (—— ou ——) : (a) voiture - (b) cyclomoteur de 50 cm^3. Spectres d'atténuation mesurés (—— ou ——) et optimisés (- - - ou - - -) : (c) voiture - (d) cyclomoteur de 50 cm^3.

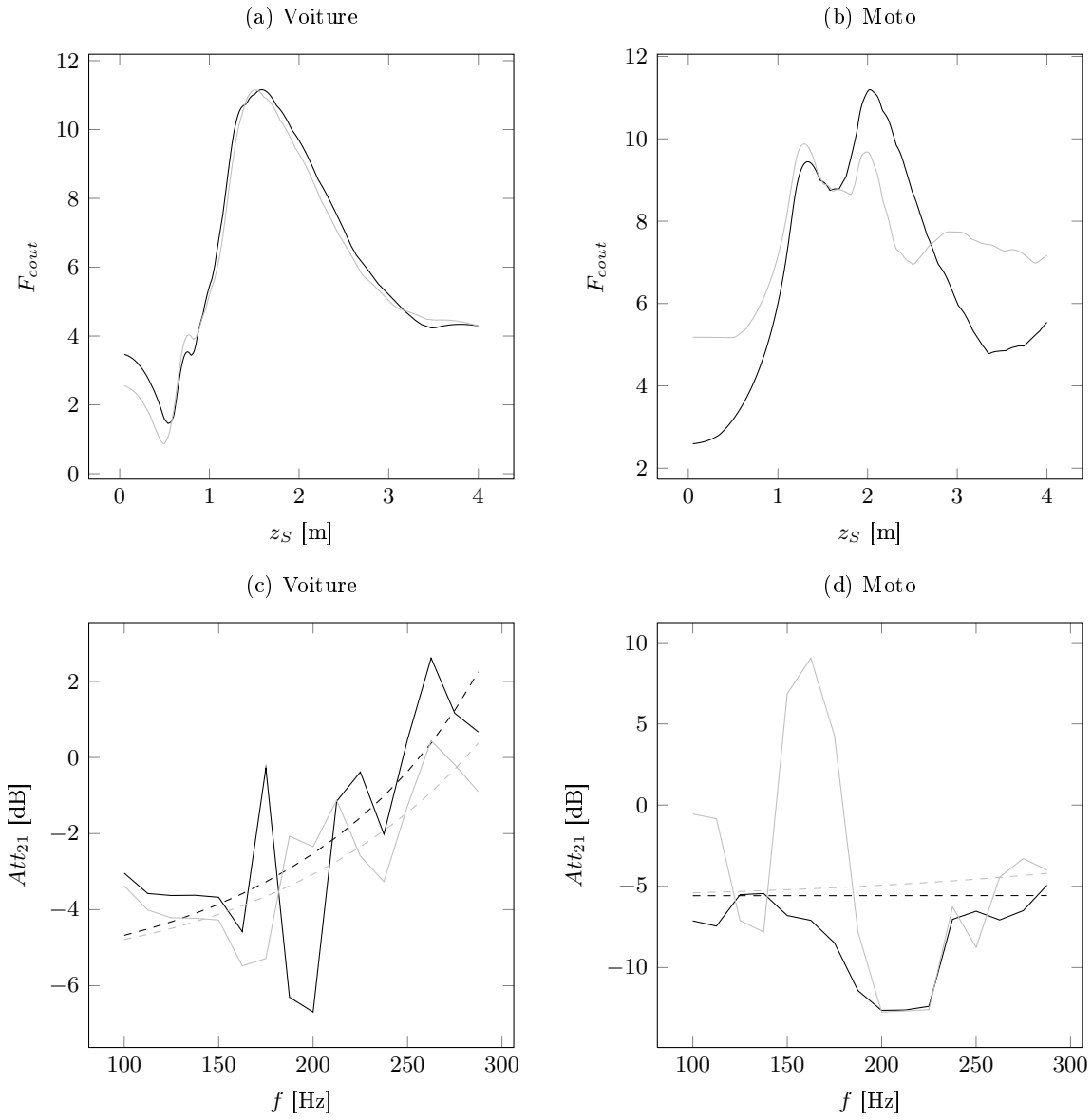


Figure 5.13: Estimation de la hauteur de source de deux véhicules immobiles et moteur allumé par la MHSF : voiture et cyclomoteur de 50 cm^3, deux mesures pour chaque source. Réduction de la plage fréquentielle d'analyse à [100,300] Hz. Fonction coût (—— ou ——) : (a) voiture - (b) cyclomoteur de 50 cm^3. Spectres d'atténuation mesurés (—— ou ——) et optimisés (- - - ou - - -) : (c) voiture - (d) cyclomoteur de 50 cm^3.

la rendent peu lisible. Pour la MHSD et la MHSM, les résultats sont satisfaisants, et légèrement meilleurs pour la MHSM.

La MHSD et la MHSM sont ensuite testées expérimentalement. Tout d'abord on considère un haut-parleur en mouvement : les résultats sont satisfaisants (l'erreur commise n'est que de quelques cm). L'application du MHSD et du MHSM à deux véhicules (voiture et cyclomoteur immobiles, moteur allumé) permet de mieux appréhender les limites de la méthode et la nécessité d'une autre approche, par exemple en considérant plusieurs sources équivalentes, ou en incluant une directivité équivalente. L'influence des divers paramètres des variantes proposées n'a pas été testée. Enfin, la prise en compte de l'aspect à large bande, développée au chapitre 3, constituerait un développement intéressant.

5.A Estimation de l'instant de passage

Même pour une source stationnaire, le niveau maximum ne se produit pas quand la source est au CPA. Deux phénomènes se conjuguent :

- pendant que le son se propage de la source au microphone, le véhicule continue à avancer,
- le mouvement induit une modulation d'amplitude (Barsikow et W. F. King, 1988), indépendante de la fréquence. Concrètement, le niveau reçu par le microphone ne correspond pas, même dans la géométrie d'émission, au moment où la source est au CPA. La modulation de la fréquence (ou effet Doppler) ne modifie pas quant à elle un $L_{eq}(t)$ et a une influence négligeable sur un $L_{Aeq}(t)$.

Pour illustrer ces deux phénomènes, on considère un modèle de propagation simplifié en champ libre. On reprend le modèle simplifié temporel, développé au chapitre 2, en ne retenant que le premier terme qui correspond à l'onde directe dans (2.33). La moyenne au carré de la pression acoustique instantanée est alors estimée par

$$< p^A_{eff}(t)^2 >= \frac{(N^d_l)^2}{2}, \tag{5.19}$$

expression obtenue en prenant $A = 1$. La valeur de A n'a aucune influence sur le calcul de t_{max}, mais uniquement sur la valeur de L_{max}. L'expression de $< p^A_{eff}(t)^2 >= \frac{(N^d_l)^2}{2}$ prend en compte tous les effets liés au mouvement : les modulations d'amplitude et de fréquence, ainsi que le temps de propagation entre la source et les microphones.

La figure 5.14 donne en fonction de la vitesse et pour un microphone situé à 2 m de l'axe de passage de la source

- la position de la source au moment où le niveau de pression instantané est le plus fort (x^t_{max} en noir),
- la position de la source dans la géométrie du temps d'émission (x^{te}_{max}).

Les variations de x^t_{max} ou x^{te}_{max} sont relativement linéaires sur la plage de vitesses 0-130 km.h^{-1}. Considérons tout d'abord x^t_{max}. Pour $v = 50$ km.h^{-1} et à l'instant t_{max}, défini comme l'instant t où le niveau est maximal, la source S se trouve environ 30 cm avant le CPA. La relation entre la position de la source suivant l'axe Ox et la valeur de t_{max} dépend aussi de la hauteur de source qui est l'inconnue. L'influence de la hauteur est néanmoins négligeable : pour une source située 1.31 m au-dessus du microphone par exemple, la différence sur x^t_{max} est de seulement 5 cm, comparée à la situation où la source et le microphone sont situés à la même hauteur.

Afin d'affiner l'hypothèse sur la position de la source à partir de t_{max}, on réalise une interpolation linéaire $\tilde{x}^t_{max}$ de x^t_{max} en fonction de v, entre 15 et 130 km.h^{-1}, en prenant le cas de la

source et du microphone au même niveau. On obtient l'approximation suivante :

$$\tilde{x}^t_{max} \approx -0.0101186\, v + 0.0112408. \tag{5.20}$$

Finalement, l'expression de t_{centre} est la suivante

$$t_{centre} = t_{max} + \frac{-\tilde{x}^t_{max}}{v}, \tag{5.21}$$

avec t_{centre}, qui correspond à l'instant où la source se trouve au CPA. Cette expression permet de réduire l'erreur de position. Par exemple, à 130 km.h^{-1}, l'erreur passe de 30 cm à quelques cm.

La figure 5.14 montre aussi l'approximation réalisée au paragraphe 5.2.4.2, dans le cas où l'on néglige le mouvement. Considérons la courbe en pointillés qui représente x^{te}_{max}. À 130 km.h^{-1}, $x^{te}_{max} \approx -0.6$ m. Dans la géométrie d'émission, le niveau engendré par la source est donc plus fort quand la source est 0.6 m avant le CPA, alors que l'hypothèse faite est que la source se trouve au CPA.

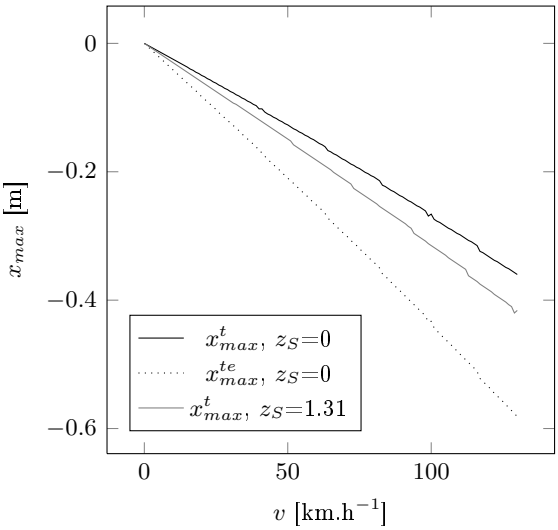


FIGURE 5.14 – x^t_{max} et x^{te}_{max} pour une source en mouvement rectiligne uniforme, en fonction de la vitesse. $M(0,0,0)$ et $S(0,2,z_S)$.

5.B Périodogramme moyenné réarrangé

Le principe du périodogramme moyenné réarrangé est rappelé ici, dans le cas d'une source [3]. À cause du mouvement, les signaux ne sont pas stationnaires. Le périodogramme moyenné ne peut donc être utilisé que sur un échantillon sonore très court. Pour pallier cette difficulté, le périodogramme moyenné réarrangé est défini.

Le périodogramme moyenné réarrangé consiste à ramener la mesure de $\left|p^{Mes}_{ijl}(f)\right|^2$ faite à un instant t_l à un instant de référence t_0, grâce à la modélisation. On note cette valeur $\left|p^{Mes0}_{ijl}(f)\right|^2$.

3. Il peut être adapté au cas de plusieurs sources en mouvement en faisant l'hypothèse de l'équation (5.9).

Partant du modèle de propagation considérant le mouvement (MHSM), si on remplace f par f_{ijl}^d, l'équation (5.3) peut alors s'écrire

$$A^2(f) = \frac{\left|p_{ijl}^{Mes}(f_{ijl}^d)\right|^2}{\left|H_{ijl}(f_{ijl}^d)\right|^2}. \tag{5.22}$$

Par définition, on a

$$\left|p_{ijl}^{Mes0}(f)\right|^2 = A^2(f)\left|H_{ijl_0}(f)\right|^2, \tag{5.23}$$

avec $A^2(f)$ défini par (5.22), soit finalement

$$\left|p_{ijl}^{Mes0}(f)\right|^2 = \frac{\left|p_{ijl}^{Mes}(f_{ijl}^d)\right|^2}{\left|H_{ijl}(f_{ijl}^d)\right|^2}\left|H_{ijl_0}(f)\right|^2. \tag{5.24}$$

Tous les périodogrammes étant ainsi ramenés à un même instant t_0, ils peuvent alors être moyennés même s'ils correspondent à des instants très différents, sous réserve d'un RSB suffisant. On peut donc calculer le spectre d'atténuation mesuré à un instant de référence t_0 grâce à ce périodogramme moyenné réarrangé. Il ne reste plus qu'à appliquer la théorie de la hauteur de source pour une source fixe.

Cependant, même s'il donne des résultats intéressants, le périodogramme moyenné réarrangé a finalement été écarté pour les raisons suivantes :

1. Le spectre mesuré ramené en t_0 par la modélisation dépend de la hauteur de source supposée, la fonction coût (4.10) devenant

$$F_{cout}(z_S) = \frac{1}{N_f}\sqrt{\sum_{f_1 \cdots f_{N_f}} \left| Att_{Mes,21}(z_S) - Att_{Calc,21}(z_S) \right|^2}. \tag{5.25}$$

   Le fait que la fonction coût compare une mesure modifiée par un modèle amène un biais criticable,

2. Les mesures ont montré que le modèle de propagation est globalement bon, sauf au niveau des minima d'interférences. Les niveaux mesurés y sont sous-estimés par le modèle. Or, le périodogramme moyenné accorde une égale importance à toutes les valeurs du spectre mesuré, qu'elles correspondent à des minima d'interférences ou pas,

3. Si on prend un nombre de périodogrammes suffisamment grand, le résidu de la fonction coût tend vers 0, et ce pour toutes les hauteurs. Ce dernier point est sans conteste le plus problématique.

Partie IV

Méthode énergétique

Introduction

Les Méthodes pour l'estimation de la Hauteur de Source(s), Fixe(s) (MHSF) ou avec Mouvement (MHSD et MHSM) permettent de s'affranchir du spectre d'émission de la (ou des) sources. Cependant, ces méthodes ne peuvent être généralisées à plusieurs sources qui ont un spectre différents, ou des hauteurs différentes.

C'est pourquoi une nouvelle méthode inverse, appelée Méthode Énergétique de Caractérisation des Sources (MÉCS), est proposée. Elle permet de caractériser les sources équivalentes modélisant un véhicule : leur nombre, leur position, et leur spectre. Pour ce faire, elle utilise en entrée les signaux temporels en N_M microphones. La MÉCS peut être vue comme une généralisation des méthodes d'estimation de la hauteur de source (plus de sources équivalentes, plus de microphones).

Cette dernière partie se subdivise en deux chapitres. Le chapitre 6 présente la théorie et les résultats des premières simulations numériques de la MÉCS. Ce chapitre a fait l'objet d'une communication au dernier Congrès Français d'Acoustique (Golay et coll., 2010b). Le dernier chapitre dresse les perspectives de la méthode.

Chapitre 6

Méthode Énergétique pour la Caractérisation des Sources acoustiques

6.1 Introduction

La réglementation actuelle sur le bruit des infrastructures de transports terrestres est fondée sur des indicateurs qui couvrent des périodes de plusieurs heures. Elle ne prend donc pas en compte la dynamique du bruit. Ainsi, les véhicules étendus (tels que les Poids Lourds – PL) sont souvent modélisés par une seule source acoustique équivalente en France (Dutilleux et coll., Accepted in 2010).

Parallèlement à ce besoin d'une modélisation plus fine de l'émission sonore, s'ajoute la nécessité de disposer d'une méthode simple pour la caractériser. Des méthodes existent. La formation de voies est par exemple utilisée pour la modélisation des PL (Hamet et coll., 1998) ou des tramways (Pallas et coll., 2007). Certains auteurs soulignent que la formation de voies est plus adaptée pour la localisation des sources que pour leur caractérisation (Antoni, 2010). Une méthode basée sur un traitement d'antenne pour localiser les sources puis par une méthode inverse pour calculer leur spectre d'émission a été proposée (Brühl et Röder, 2000). D'autres techniques existent : *Equivalent Source Method*, holographie acoustique... Néanmoins, ces techniques font intervenir un nombre souvent important de capteurs, et nécessitent un équipement spécifique, avec en particulier un calibrage en phase des microphones. Une méthode de caractérisation plus simple, aussi bien pour le déploiement sur le terrain, que pour le dépouillement des mesures est nécessaire.

Afin de répondre à ces deux objectifs, une méthode inverse est développée. Elle est dénommée Méthode Énergétique pour la Caractérisation de Sources (MÉCS). Elle permet de modéliser une source sonore par des sources équivalentes omnidirectionnelles, en définissant leur nombre, leur position et leur spectre.

Après avoir présenté la théorie, la MÉCS est illustrée numériquement sur quelques configurations avec des sources ponctuelles. Puis une étude paramétrique permet de tester la robustesse de la méthode. Enfin, une source complexe est simulée. L'objectif est de mieux appréhender les limites de la méthode qui modélise une source réelle complexe par un petit nombre de sources ponctuelles équivalentes.

6.2 Méthode énergétique

Après avoir formulé le problème et précisé les notations, on détaille le principe de la Méthode Énergétique pour la Caractérisation de Sources (MÉCS).

6.2.1 Formulation du problème

On considère un objet acoustique rayonnant fixe noté S. Cet objet peut être complexe, en ce sens qu'il peut être décomposé sous la forme de plusieurs sources ponctuelles réelles. L'émission acoustique de S est supposée stationnaire à large bande. On considère aussi N_M microphones, situés en champ proche de la ou des sources, c'est-à-dire entre deux et dix mètres pour des mesures d'émission en bord de route. Pour chaque microphone M_j ($1 \leq j \leq N_M$), la densité spectrale de puissance $DSP_j^{Mes}(f_k)$ est calculée à partir des signaux de pression mesurés. Les f_k ($k \in [1 \dots N_f]$) correspondent aux fréquences discrétisées. L'objectif de la MÉCS est de modéliser S par un minimum de sources ponctuelles équivalentes omnidirectionnelles S_i, de manière à ce que les densités spectrales de puissance mesurées et modélisées, $DSP_j^{Mes}(f_k)$ et $DSP_j^{Mod}(f_k)$, soient les plus proches possible.

L'espace des solutions dans lequel on recherche les sources équivalentes est noté $\mathbf{E}$. $\mathbf{E}$ comprend des n-uplets e, précisant

. le nombre N_S de sources équivalentes S_i,

. les positions des sources S_i.

6.2.2 Résolution

La figure 6.1 constitue le synoptique de la MÉCS. On distingue à gauche la mesure (qui peut être simulée), et à droite le modèle.

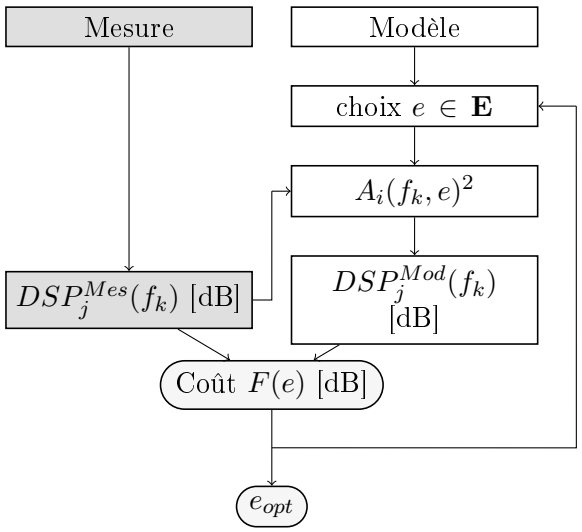


FIGURE 6.1 – Synoptique de la méthode énergétique.

Les étapes de calcul de la MÉCS sont

1. À partir des mesures, on calcule $DSP_j^{Mes}(f_k)$ à l'aide de périodogrammes moyennés (Max et Lacoume, 2000),

2. Parmi un espace des solutions $\mathbf{E}$ que l'on s'est fixé, on choisit e qui précise le nombre de sources équivalentes ainsi que leurs positions associées,
3. Calcul de $A_i(f_k,e)^2$ (section 6.2.3). $A_i(f_k,e)$ est l'amplitude optimisée de la source S_i (nombre positif) pour faire correspondre au mieux mesure et modélisation si l'on suppose les sources équivalentes situées en S_i,
4. $DSP_j^{Mod}(f_k,e)$ est ensuite calculé grâce à l'équation (3.5) p.66,
5. Mesure et modèle sont comparés grâce à la fonction coût suivante :

$$F(e) = \sqrt{\frac{1}{N_M\,N_f}\sum_f\sum_j \left|DSP_j^{Mes}(f_k) - DSP_j^{Mod}(f_k,e)\right|}. \tag{6.1}$$

   La fonction coût correspond à l'écart moyen en dB entre les niveaux mesurés et modélisés. La fonction coût aurait pu être basée sur des écarts énergétiques en Pa^2.
6. On reprend à l'étape 2, en parcourant l'espace des solutions $\mathbf{E}$,
7. Calcul de e_{opt}, minimum minimorum de la fonction coût.

Tous les calculs fréquentiels sont réalisés en bandes fines.

6.2.3 Optimisation des spectres

D'après la fonction coût (6.1), pour une configuration de sources $e \in \mathbf{E}$ donnée, le spectre optimisé doit vérifier

$$\mathbf{DSP^{Mes}} \simeq 10\log_{10}\left(|\mathbf{H}(e)|^2\mathbf{A}(e)^2\right), \tag{6.2}$$

avec

$$\mathbf{DSP^{Mes}} = \begin{pmatrix} DSP_1^{Mes}(f_1) \\ \vdots \\ DSP_{N_M}^{Mes}(f_1) \\ \vdots \\ \vdots \\ DSP_1^{Mes}(f_{N_f}) \\ \vdots \\ DSP_{N_M}^{Mes}(f_{N_f}) \end{pmatrix}, \tag{6.3}$$

et $|\mathbf{H}(e)|^2$ défini par

$$\begin{pmatrix} |H_{1,1}(f_1,e)|^2 & \cdots & |H_{N_S,1}(f_1,e)|^2 & & & \\ \vdots & \cdots & \vdots & & & \\ |H_{1,N_M}(f_1,e)|^2 & \cdots & |H_{N_S,N_M}(f_1,e)|^2 & & 0 & \\ & & & \ddots & & \\ & & & & \ddots & \\ & 0 & & & |H_{1,1}(f_{N_f},e)|^2 & \cdots & |H_{N_S,1}(f_{N_f},e)|^2 \\ & & & & \vdots & \cdots & \vdots \\ & & & & |H_{1,N_M}(f_{N_f},e)|^2 & \cdots & |H_{N_S,N_M}(f_{N_f},e)|^2 \end{pmatrix} \tag{6.4}$$

et

$$\mathbf{A}(e)^2 = \begin{pmatrix} A_1(f_1,e)^2 \\ \vdots \\ A_{N_S}(f_1,e)^2 \\ \vdots \\ \vdots \\ A_1(f_{N_f},e)^2 \\ \vdots \\ A_{N_S}(f_{N_f},e)^2 \end{pmatrix}. \tag{6.5}$$

$\mathbf{DSP^{Mes}}$ comporte $N_M \times N_f$ lignes et 1 colonne, $|\mathbf{H}(e)|^2$ $N_M \times N_f$ lignes et $N_S(e) \times N_f$ colonnes, et $\mathbf{A}(e)^2$ $N_S(e) \times N_f$ lignes et 1 colonne.

Pour résoudre le système d'équations (6.2), on peut le transformer en un système où chaque équation est un polynôme de degré 1 en fonction des $A_i(f,e)^2$

$$10^{\mathbf{DSP^{Mes}}/10} \simeq |\mathbf{H}(e)|^2 \mathbf{A}(e)^2. \tag{6.6}$$

Il suffit alors d'appliquer l'algorithme des moindres carrés ou LMS (Björck, 1996) (*Least Mean Square*, dont le principe est rappelé en Annexe A), en considérant que les $A_i(f_k,e)^2$ sont les inconnues. Préalablement à l'utilisation de cet algorithme, on peut mieux conditionner le problème décrit par (6.6). En effet, les valeurs du vecteur $10^{\mathbf{DSP^{Mes}}/10}$ sont très différentes, ce qui se traduit *in fine* par le fait que certaines équations ont un poids plus fort dans l'optimisation des spectres [1]. La formulation suivante donne de meilleurs résultats

$$\mathbf{1_{(N_M \times N_f) \times 1}} \simeq |\mathbf{H_1}(e)|^2 \mathbf{A}(e)^2, \tag{6.7}$$

avec $\mathbf{1_{(N_M \times N_f) \times 1}}$ un vecteur de $(N_M \times N_f)$ lignes et 1 colonne, dont tous les termes sont égaux à 1. La matrice $|\mathbf{H_1}(e)|^2$ est obtenue à partir de la matrice $|\mathbf{H}(e)|^2$: la $k^{ième}$ ligne de $|H_1(e)|^2$ est calculée en divisant la $k^{ième}$ ligne de $|\mathbf{H}(e)|^2$ par le scalaire correspondant au $k^{ième}$ élément de $\mathbf{DSP^{Mes}}$. C'est cette formulation qui est retenue dans le reste de ce chapitre.

Malheureusement, les solutions retournées par l'algorithme des moindres carrés peuvent être négatives, ce qui est physiquement impossible. Des algorithmes de moindres carrés sous contraintes existent (Björck, 1996). Ils sont plus compliqués à mettre en place et n'ont pas été implémentés dans le cadre de ce travail. Pour l'instant, les éventuels cœfficients négatifs retournés par l'algorithme des moindres carrés sont remplacés par 0 [2]. On obtient donc une solution dont on montre par la suite qu'elle est proche de la solution optimale.

6.3 Simulations numériques : descriptif

Les configurations numériques retenues, ainsi que les paramètres de simulation et de dépouillement associés sont précisés.

1. Si les coefficients sont plus forts dans une équation, alors une petite variation des $A_i(f_k,e)^2$ engendre une grande variation de la DSP. Si les coefficients sont moins forts, alors une petite variation des $A_i(f_k,e)^2$ engendre une petite variation de la DSP. Certaines équations ont alors un point plus important dans l'optimisation des $A_i(f_k,e)^2$.

2. Une solution plus physique consisterait à approximer la valeur négative par les valeurs positives adjacentes.

6.3.1 Configurations simulées

100 simulations sont réalisées. Chacune comprend deux sources et quatre microphones, disposés selon la configuration de la figure 6.2. Entre deux simulations, seules les hauteurs des deux sources z_{S_1} et z_{S_2} diffèrent. Pour chaque simulation, chacune des hauteurs de source est choisie aléatoirement, avec une distribution uniforme, entre 0 et 1 m. La disposition des sources peut faire penser à un véhicule. L'une des sources pourrait correspondre au bruit de roulement, l'autre au bruit moteur. La disposition des microphones choisie permet une implémentation facile en bord de voies.

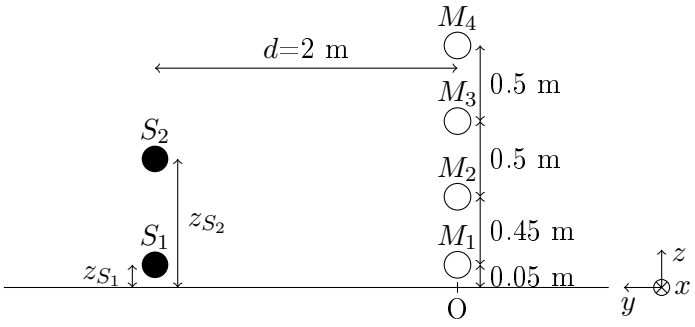


FIGURE 6.2 – Configurations simulées avec deux sources ponctuelles.

On distingue ci-après z_i^{Sim} et z_i^{Opt} les hauteurs respectivement simulées et optimisées de la source S_i.

6.3.2 Paramètres des simulations numériques

Premièrement, les signaux temporels émis par les sources sont générés à l'aide d'une distribution aléatoire uniforme sur une durée de plusieurs secondes. À l'aide d'une Transformée de Fourier Discrète, le signal est décomposé en bandes fines avec un pas fréquentiel inférieur à 0.25 Hz. Des corrections en amplitude sont ensuite appliquées au signal en fonction d'un spectre de référence en bandes fines d'un pas fréquentiel de 50 Hz. Le signal temporel des sources est finalement obtenu après transformée de Fourier discrète inverse du signal de Fourier modifié.

Le spectre de référence est généré aléatoirement pour chaque simulation. Son niveau est fixé à 100 dB à 100 Hz. Le niveau pour la bande suivante (150 Hz, puis 200 Hz...) est ensuite calculé en ajoutant un nombre aléatoire uniforme entre -1 et +1 (en dB). Le spectre de référence est généré jusqu'à 8000 Hz.

Un exemple de niveau de puissance d'un signal simulé est représenté figure 6.3. Pour chaque spectre de sources, la dynamique est d'environ 10 dB. De même, entre deux spectres de sources, l'écart maximum est également d'environ 10 dB.

Deuxièmement, les signaux de pression aux microphones sont simulés numériquement par propagation temporelle des signaux des sources. Le sol est de fait supposé parfaitement réfléchissant. Préalablement à cette simulation, des erreurs aléatoires, distribuées uniformément, sont introduites sur la position des microphones :

- $\pm$2.5 cm selon les axes Ox et Oy,
- $\pm$0.5 cm selon l'axe Oz. La précision de la position de la hauteur des microphones modifie sensiblement les positions des interférences, contrairement aux incertitudes selon Ox et Oy,

et des sources :

- $\pm$2.5 cm selon les axes Ox et Oy. Aucune incertitude n'est introduite suivant l'axe Oz, puisque les hauteurs des deux sources sont les inconnues.

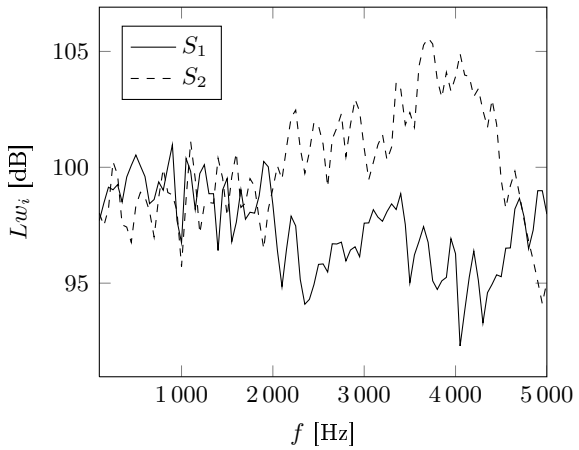


FIGURE 6.3 – Exemple de niveaux de puissance des sources simulées. Moyenne sur 15 périodogrammes, avec fenêtre de Hann.

Enfin, un bruit blanc a été ajouté à chaque microphone, en considérant un Rapport Signal sur Bruit (RSB) de 15 dB.

6.3.3 Paramètres de dépouillement

Les paramètres de dépouillement sont les suivants

- le périodogramme moyenné est calculé sur une moyenne de 15 segments de 20 ms, avec un taux de recouvrement de 0.5, et en considérant une fenêtre de Hann.
- les fréquences prises en compte s'étalent entre 100 Hz et 5 000 Hz avec un pas de 50 Hz (soit 99 fréquences considérées en tout),
- le modèle de propagation est le modèle de Rudnick présenté chapitre 4.2 [3]. Pour le sol, on prend $\sigma = 100\,000$ kNsm^{-4},
- la configuration géométrique des microphones prise en compte est celle de la figure 6.2. Les incertitudes qui ont servi pour la simulation des signaux ne sont évidemment pas prises en compte,
- l'espace des solutions $\mathbf{E}$ est constitué de n-uplets considérant deux sources omnidirectionnelles. Les n-uplets sont de la forme suivante : $(x_{S_1} = 0, y_{S_1} = 0, z_{S_1}, x_{S_2} = 0, y_{S_2} = 0, z_{S_2})$, avec z_{S_1} et z_{S_2} compris entre 0.01 et 1 m (avec un pas de 0.01 m), et $z_{S_1} < z_{S_2}$. $\mathbf{E}$ comprend au total 4950 n-uplets,
- l'optimisation des spectres des sources équivalentes est réalisé grâce à l'équation 6.7.

6.4 Simulations numériques

Les résultats des simulations, présentés en bandes fines, permettent de valider la méthode.

6.4.1 Comparaison des spectres mesurés et simulés

Le résidu de la fonction coût donne l'écart moyen en dB en bandes fines entre mesure et modèle. Sur les 100 simulations, la valeur moyenne du résidu correspondant à la configuration optimisée est de 0.54 dB. L'écart-type est inférieur à 0.1 dB, et le résidu maximum est de 0.74

3. On n'a pas eu le temps de tester le modèle pour des sources à large bande, développé au chapitre 3.

dB. Les spectres aux microphones simulés et optimisés sont représentées figures 6.4(a) à (d) pour la simulation 40, qui correspond à la simulation pour laquelle le résidu optimisé est le plus important.

Les écarts mesure/modèle sont concentrés au niveau des minima, là où l'importance du bruit est maximum (bruit simulé ou bruit induit par incertitude sur le positionnement de la source et des microphones). La comparaison entre les mesures simulées et optimisées est donc très bonne, ce d'autant plus si l'on considère par la suite un L_{eq} en tiers d'octave. La valeur du résidu diminuerait en effet puisque les erreurs les plus importantes en bandes fines se produisent là où les niveaux sont les plus faibes.

6.4.2 Localisation des sources

La MÉCS localise les sources équivalentes précisément à l'endroit des sources simulées. Pour les 100 simulations réalisées, l'erreur maximale E_c^{max} est étudiée. E_c^{Max} représente l'écart maximum entre les hauteurs simulées et optimisées, suivant

$$E_c^{max} = \max\left(\left|z_{S_1}^{Sim} - z_{S_1}^{Opt}\right|, \left|z_{S_2}^{Sim} - z_{S_2}^{Opt}\right|\right). \tag{6.8}$$

E_c^{Max} est inférieure à 2 cm dans 93 cas, et inférieure à 1 cm dans 91 cas. La figure 6.5(b) présente, parmi les 100 configurations, les 10 configurations qui ont l'écart maximum, par ordre décroissant. La position des hauteurs simulées et optimisées est aussi précisée (figure 6.5(a)).

La valeur maximale des E_c^{Max} peut paraître importante : 88 cm. En fait, les 7 simulations (sur les 100 simulations) pour lesquelles $E_c^{max} > 0.02$ m ont des valeurs très proches pour $z_{S_1}^{Sim}$ et $z_{S_2}^{Sim}$: moins de 3 cm d'écart (partie 6.4.3). À chaque fois, l'une des hauteurs de sources trouvées est très proche des hauteurs de sources simulées quasiment identiques. Rappelons que le but de la MÉCS n'est pas de pouvoir distinguer deux sources très proches, mais de modéliser un objet sonore par un minimum de sources équivalentes. Lorsque les deux sources simulées sont pratiquement confondues, elles peuvent être modélisées par une unique source équivalente. La seconde source équivalente estimée est alors une source de faible niveau de puissance, qui permet d'améliorer légèrement la comparaison mesure/modèle, mais qui n'a aucune réalité physique.

6.4.3 Fonction coût

La figure 6.6 représente la fonction coût de la simulation 1. Les configurations testées ($\mathbf{E}$) sont classées de telle sorte que la fonction coût soit croissante. On distingue trois zones : Z1, Z2 et Z3. Z1 comporte peu de configurations avec une bonne correspondance mesure/modèle. Par conséquent, la MÉCS dégage une solution optimale bien marquée. Z2 comprend la majorité des configurations, qui ont une correspondance mesure/modèle mauvaise. Enfin, Z3 comporte peu de configurations, avec une correspondance mesure/modèle très mauvaise.

Par ailleurs, pour une même simulation, les configurations qui ont le résidu le plus faible sont proches de la configuration simulée. C'est ce qu'illustrent les figures 6.6(b), 6.7(a) et (b) pour la simulation 1. Les 10 configurations qui minimisent la fonction coût sont classées par ordre croissant suivant l'axe des abscisses. Les différentes figures représentent : le résidu, les hauteurs simulées et optimisées, et le l'indicateur E_c^{max}.

Pour ces 10 configurations, la valeur maximale de E_c^{Max} est de seulement 3 cm, 9 ont une valeur inférieure à 2 cm, 6 à 1 cm.

Cette remarque est très générale comme le prouve la figure 6.8. Pour chaque simulation, on note $E_{c,5}^{Max}$ le maximum des E_c^{Max} des cinq premières configurations qui minimisent la fonction coût. La figure 6.8 représente les 10 moins bonnes valeurs de $E_{c,5}^{Max}$ en considérant l'ensemble des

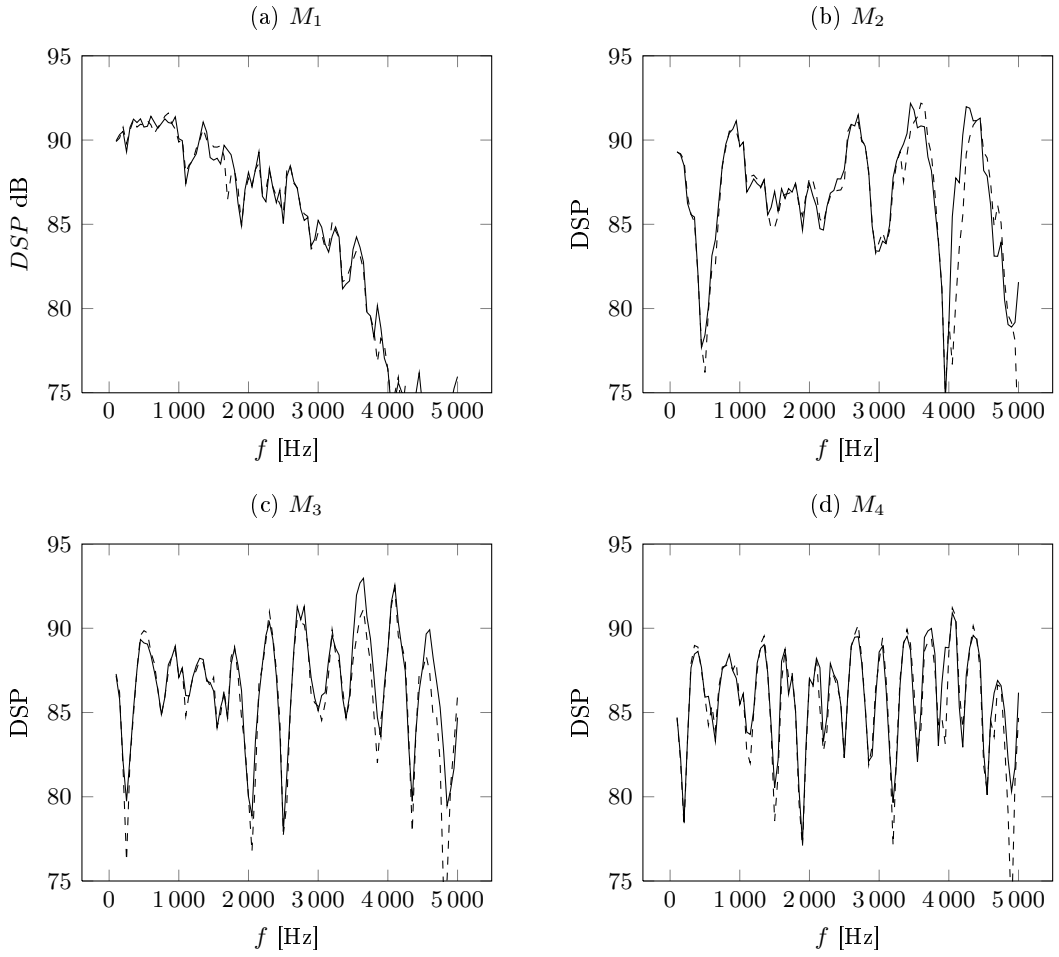


Figure 6.4: Simulation 40 : comparaison entre les spectres mesurés (——) et modélisés (- - -) aux quatre microphones. La simulation 40 est la simulation avec le résidu optimisé le plus important.

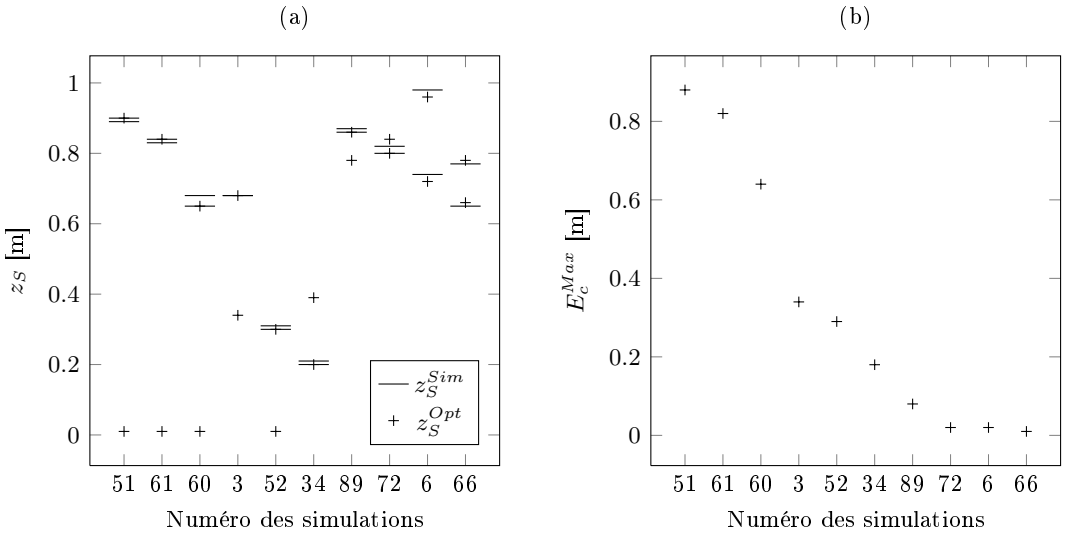


Figure 6.5: Les 10 simulations pour lesquelles l'écart entre les hauteurs de sources simulées et optimisées est le plus important, classés par E_c^{Max} décroissant. (a) Hauteurs de sources simulées (—) et optimisées (+), 2 hauteurs de sources simulées et deux hauteurs de sources optimisées pour chaque simulation (en abscisse) - (b) E_c^{Max}.

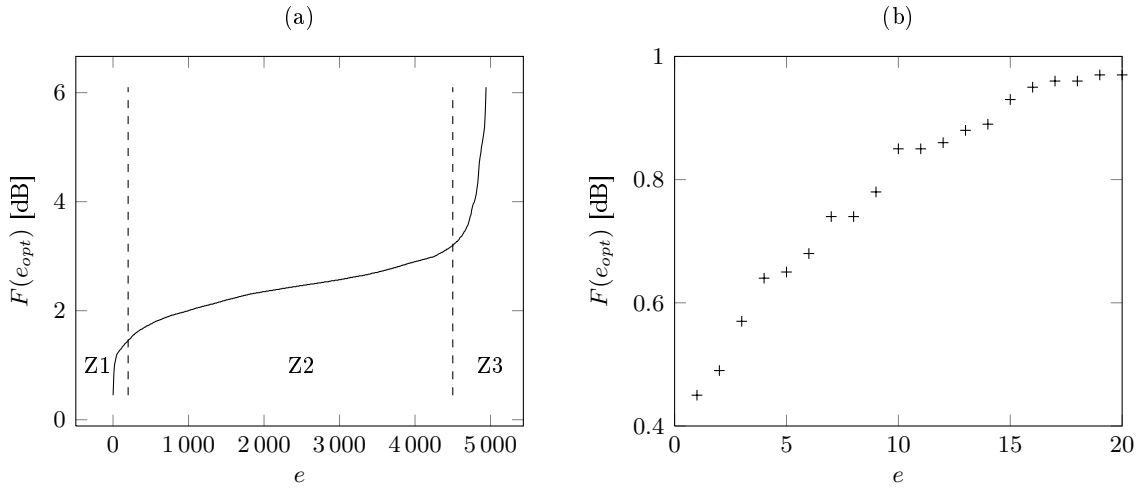


FIGURE 6.6 – Simulation 1 : fonction coût $F(e)$, avec les éléments de l'espace des solutions $\mathbf{E}$ classés par ordre croissant. (a) en totalité - (b) zoom sur Z1.

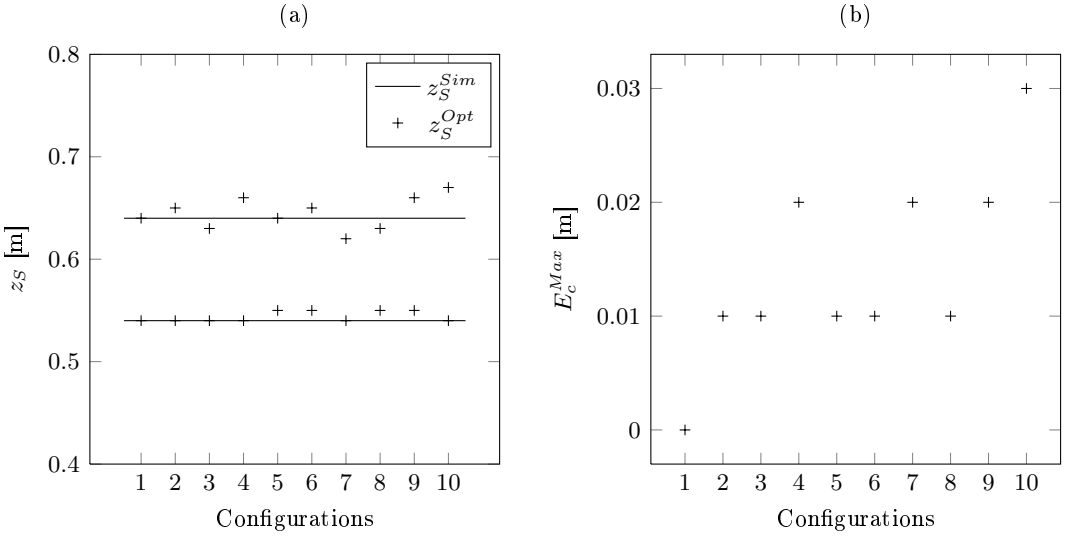


Figure 6.7: Simulation 1 : les 10 meilleures configurations de sources équivalentes testées, classées par résidu croissant. (a) Hauteurs de sources simulées et optimisées - (b) E_c^{Max}.

simulations. Dans 93 cas sur 100, $E_{c,5}^{Max} \leq 5$ cm. Pour les 7 autres cas correspondant à des écarts plus importants, il s'agit de cas particuliers pour lesquels les sources simulées sont très proches

$$\left|z_{S_2}^{Sim} - z_{S_1}^{Sim}\right| \leq 3 \text{ cm}. \tag{6.9}$$

Pour ces quelques cas, la modélisation par une seule source équivalente suffirait.

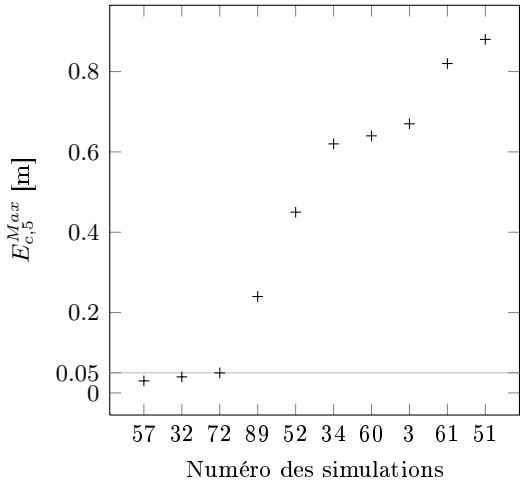


Figure 6.8: Ensemble des simulations : les 10 plus fortes valeurs de $E_{c,5}^{Max}$, classées par ordre croissant.

6.4.4 Spectres d'émission des sources

Les spectres optimisés correspondent aux spectres simulés avec une précision relativement bonne, si l'on excepte les 4 cas où les deux sources simulées sont très proches l'une de l'autre

(moins de 1 cm) [4].

Bien sûr, seules les bandes fréquentielles les plus énergétiques peuvent être modélisées précisément. Si le niveau du spectre d'une source est nettement en-dessous du niveau du spectre de l'autre source, une mauvaise estimation de ce niveau n'aura que peu d'effet sur l'estimation du niveau global sur le capteur microphonique. L'exemple de la simulation 36 est présenté figure 6.9. En-dessous de 2 000 Hz, le niveau de la source S_1 est prépondérant. Le niveau du spectre de S_1 est donc logiquement trouvé avec une bonne précision, alors que pour S_2 la précision est moins bonne. Au-dessus de 2 000 Hz, c'est l'inverse, et de manière plus marquée. Le niveau de S_1 aux alentours de 4 000 Hz est totalement faux.

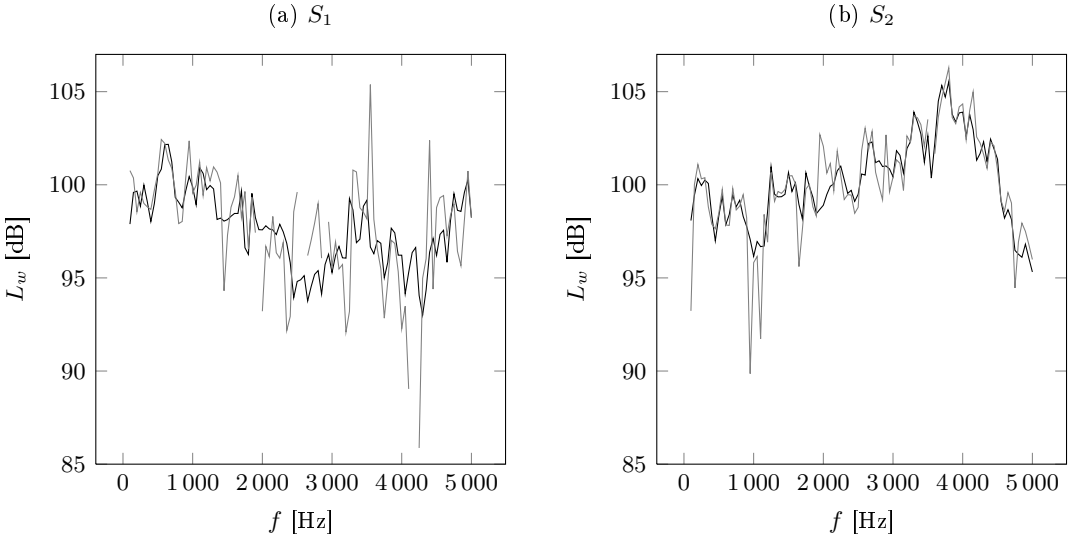


Figure 6.9: Simulation 36 : comparaison des niveaux de puissance des sources simulés (——) et optimisés(——), pour les sources S_1 et S_2.

Même si les résultats sont satisfaisants, il convient de s'attarder sur le point faible de la MÉCS. Lors de l'optimisation des $A_i(f)^2$, lorsque qu'une valeur négative est trouvée, elle est remplacée par 0. On obtient donc une solution qui peut présenter des discontinuités importantes (surtout lorsque les résultats sont présentés en dB), comme c'est le cas pour S_1 aux alentours de 4 000 Hz. D'une manière plus générale, la figure 6.10 présente la répartition du pourcentage P_{neg} de $A_i(f)^2$ négatifs, en fonction des simulations. P_{neg} est de 14 % au maximum. En réalité, si l'on écarte les quatre configurations avec des sources simulées très proches (moins de 1 cm), le maximum est de 7.6%. Par ailleurs, plus de 80% des simulations vérifient $P_{neg} \leq 5$ %.

En analysant les simulations au cas par cas, on constate que le nombre de valeurs négatives optimisées est plus important lorsque l'écart des spectres entre les deux sources simulées est important, ou lorsque l'incertitude sur la configuration de mesure est plus importante.

6.5 Étude paramétrique

La MÉCS fait intervenir de nombreux paramètres, tant au niveau de la configuration de mesurage que du dépouillement réalisé. Cette partie se propose de se focaliser sur l'étude de

4. Dans ces derniers cas, il faudrait comparer le niveau de puissance cumulé des deux sources avec celui de la source optimisée qui se trouve à même hauteur.

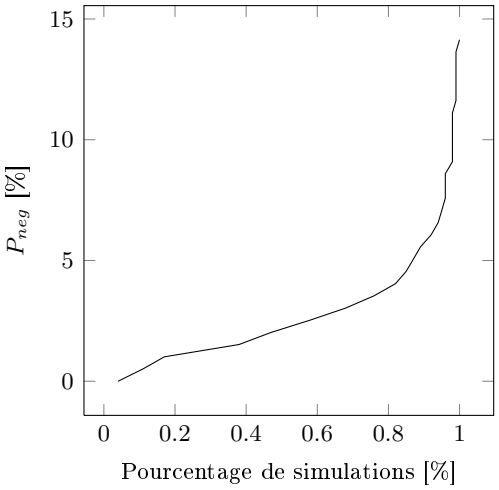


FIGURE 6.10 – Répartition du pourcentage $P_{neg}(e_{opt})$ de $A_i(f)^2$ négatifs parmi les simulations.

quelques-uns des paramètres de dépouillement, en les faisant varier un par un. Les hypothèses de référence sont les mêmes que dans la section 6.3, tant pour la configuration de mesure, que les hypothèses de simulation. Seules 9 simulations parmi les 100 précédentes sont examinées. Elles sont choisies de manière à ce que les deux sources simulées ne soient pas trop proches (plus de 3 cm).

6.5.1 Influence du pas de discrétisation en hauteur

Le premier paramètre étudié est le pas de discrétisation Δz pour l'espace des solutions $\mathbf{E}$. Le pas Δz est égal à 1 cm dans les hypothèses de dépouillement de reférence. Pour ce faire, les 9 simulations sont dépouillées en discrétisant les hauteurs de sources de l'espace des solutions avec différents pas Δz, tels que $\Delta z \in (0.01, 0.02, \ldots, 0.1)$ m.

Les résultats sont présentés figure 6.11. Comme attendu, plus le pas Δz est faible, meilleurs sont les résultats. Dans le détail, le résidu moyen est légèrement plus faible pour $\Delta z = 5$ cm (et même $\Delta z = 6$ cm) que pour $\Delta z = 4$ cm, car le résidu est moyenné sur un nombre de simulations assez faible.

D'après la figure 6.11(c), un pas de discrétisation de 4 cm est suffisant pour obtenir une estimation de sources équivalentes à moins de 2 cm près. Évidemment, le résidu de la fonction coût et P_{neg} sont d'autant meilleurs que le pas de discrétisation est faible (figures 6.11(a) et (b)).

Ce résultat montre que l'on peut envisager de parcourir l'espace des solutions en sélectionnant un pas de discrétisation en hauteur de 4 cm, ce qui divise par 4^{N_S} l'espace des solutions à explorer, par rapport à un pas de 1 cm. Une fois la solution optimisée estimée, elle peut toujours être affinée avec un pas de discrétisation plus fin.

6.5.2 Influence du pas de discrétisation suivant la distance

Afin de réduire le temps de calcul, la distance d[5] entre les sources et les microphones est supposée connue. L'espace des solutions $\mathbf{E}$ se cantonne à deux sources situées sur une même verticale au sol. On va étudier l'influence d'une incertitude sur d. Les 9 simulations sont dépouillées en prenant comme espace des solutions les 6-uplets suivants : ($x_{S_1} = 0$, $y_{S_1} = d+\epsilon$, z_{S_1}, $x_{S_2} = 0$, $y_{S_2} =$

5. d est définie dans un plan horizontal, cf. figure 6.2.

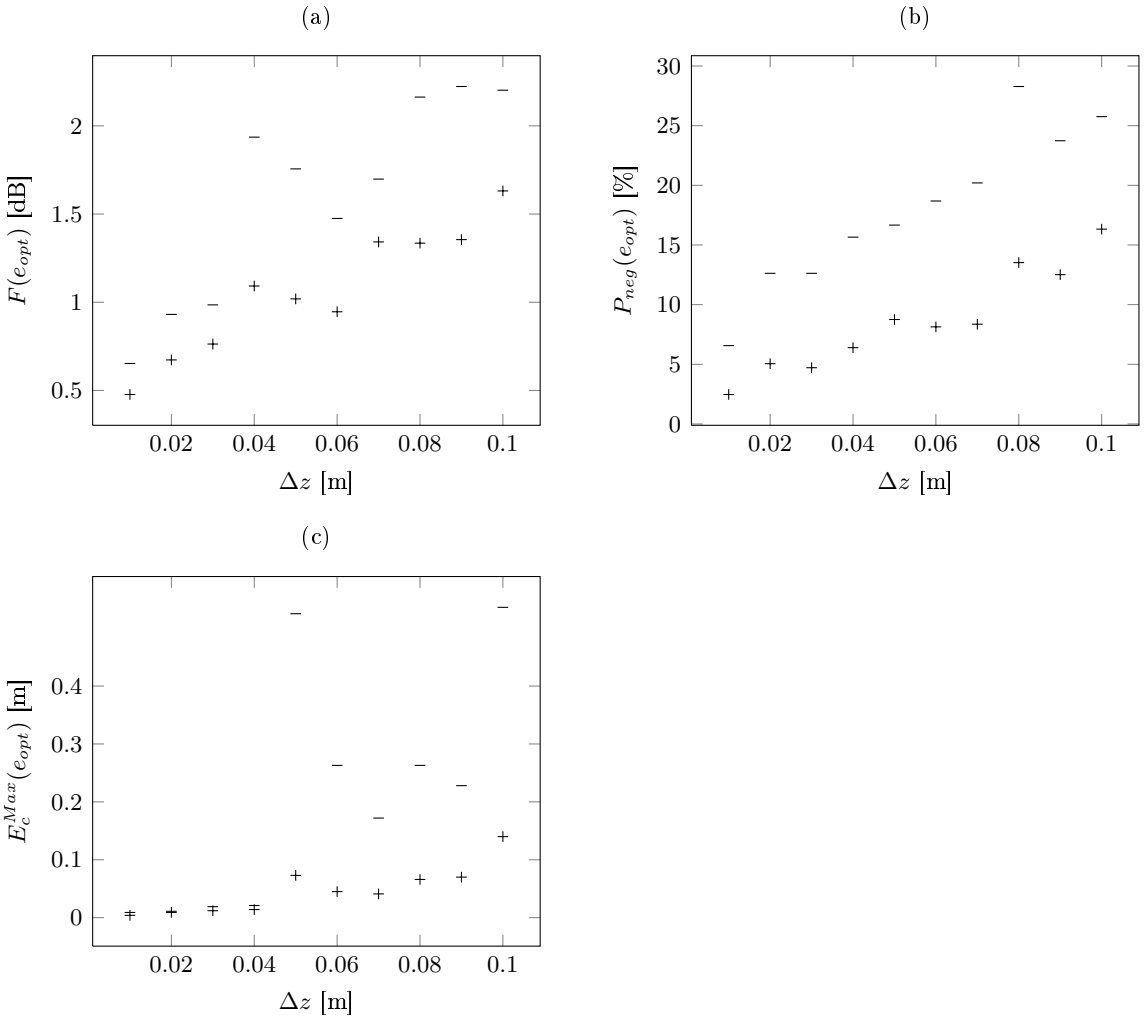


Figure 6.11: Influence du pas de discrétisation Δz sur l'estimation des hauteurs des sources équivalentes dans l'espace des solutions. Valeurs moyennes (+) et maximales (−) sur 9 simulations : (a) $F(e_{opt})$ - (b) P_{neg} - (c) E_c^{Max}.

$d+\epsilon$, z_{S_2}), représentant les coordonnées des deux sources, telles que $\epsilon \in (0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5)$ m, et donc suivant les axes Ox et Oy. Comme indiqué dans le script de dépouillement de référence au paragraphe 6.3.3, z_{S_1} et z_{S_2} sont compris entre 0.01 et 1 m, avec un pas de 0.01 m.

Les résultats sont présentés figure 6.12. Une précision de l'ordre de 10 cm apparaît comme largement suffisante. Par ailleurs, plus l'incertitude sur d est faible, meilleurs sont les résultats : le résidu au microphone est plus faible, P_{neg} est plus faible et les positions des sources équivalentes sont plus proches des positions des sources réelles (E_c^{Max}). Toutes ces variations sont quasi linéaires en fonction de ϵ.

Par la même occasion, on constate qu'avec un espace des solutions plus grand (incluant des sources équivalentes à différentes distances des sources[6]), il n'est pas nécessaire de prendre un pas de discrétisation trop fin pour la distance entre les microphones et les sources équivalentes.

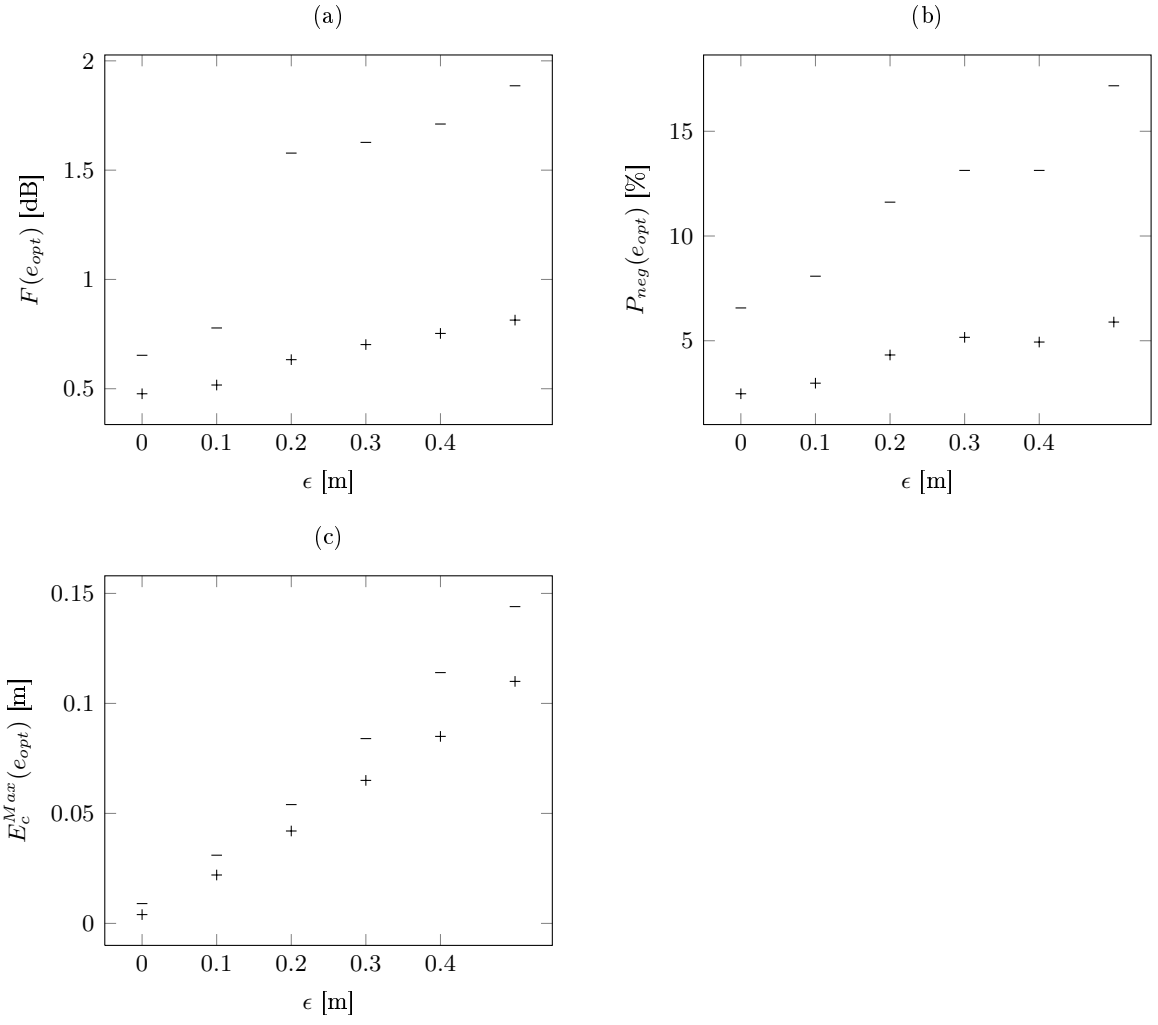


Figure 6.12: Influence de l'incertitude sur la distance d. Valeurs moyennes (+) et maximales (–) sur 9 simulations : (a) $F(e_{opt})$ - (b) $P_{neg}(e_{opt})$ - (c) $E_c^{Max}(e_{opt})$.

6. Dans les simulations réalisées, les sources simulées sont disposées sur une verticale par rapport au sol, cf. figure 6.2.

6.5.3 Influence du nombre de sources équivalentes

Jusqu'à présent, on a toujours cherché autant de sources équivalentes que de sources simulées. On va maintenant faire varier le nombre de sources équivalentes recherchées, entre une et trois, toujours pour deux sources simulées. Afin de limiter le temps de calcul une distance minimale de 9 cm est imposée entre deux sources équivalentes. L'espace des solutions $\mathbf{E}$ se compose de

- 100 configurations avec 1 source équivalente : $(0, 2, z_{S_1})$, avec $z_{S_1} \in \{0.01, 0.02 \dots 1\}$,
- 4 916 configurations avec 2 sources équivalentes : $(0, 2, z_{S_1}, 0, 2, z_{S_2})$, avec $(z_{S_1}, z_{S_2}) \in \{0.01, 0.02 \dots 1\}^2$, $z_{S_2} - z_{S_1} \geq 0.09$ m,
- 92 313 configurations avec 3 sources équivalentes : $(0, 2, z_{S_1}, 0, 2, z_{S_2}, 0, 2, z_{S_3})$, avec $(z_{S_1}, z_{S_2}, z_{S_3}) \in \{0.01, 0.02 \dots 1\}^3$, $z_{S_3} - z_{S_2} \geq 0.09$ m et $z_{S_2} - z_{S_1} \geq 0.09$ m.

Pour la présentation des résultats (figures 6.13 et 6.14), la convention graphique suivante est adoptée

- le cas $N_{Se} = 1$ est représenté graphiquement par des +,
- le cas $N_{Se} = 2$ est représenté graphiquement par des ×,
- le cas $N_{Se} = 3$ est représenté graphiquement par des ○.

La figure 6.13 (a) montre le résidu de la fonction coût pour les 10 simulations réalisées. Mathématiquement, plus le nombre de sources équivalentes augmente, plus le résidu de la fonction coût doit diminuer [7]. Si l'on compare les cas $N_{Se} = 1$ et $N_{Se} = 2$, c'est effectivement ce que l'on constate. Le résidu est plus faible pour le cas $N_{Se} = 2$, d'au moins 1 dB dans 8 simulations sur 10. Par contre, les résidus sont légèrement plus élevés dans le cas $N_{Se} = 3$ que dans le cas $N_{Se} = 2$. Ceci s'explique grâce à la figure 6.13 (b). En effet, le pourcentage P_{neg} de $A_i(f)^2$ négatifs est beaucoup plus important avec $N_{Se} = 3$ qu'avec $N_{Se} = 2$. Or, quand $A_i(f)^2$ est négatif, on le remplace par 0 pour que la solution soit physique, en espèrant ne pas s'éloigner trop de la solution optimisée. On voit que ce n'est pas tout le temps le cas. Si l'on programmait un algorithme des moindres carrés avec contrainte, le résidu de la fonction coût serait effectivement plus faible pour $N_{Se} = 3$ que pour $N_{Se} = 2$.

La figure 6.14 illustre quant à elle l'effet du nombre de sources équivalentes sur l'estimation des deux hauteurs simulées. Pour chacune des 10 simulations (disposées suivant l'axe des abscisses)

- 1 + correspond à la hauteur de la source équivalente ($N_{Se} = 1$),
- 2 × correspondent aux hauteurs de chacune des 2 sources équivalentes ($N_{Se} = 2$),
- 3 ○ correspondent aux hauteurs de chacune des 3 sources équivalentes ($N_{Se} = 3$),
- 2 —— correspondent aux deux hauteurs de sources réelles simulées.

Les résultats peuvent être considérés comme satisfaisants :

- cas $N_{Se} = 1$ (+) : la hauteur de source trouvée est très proche d'une des hauteurs simulées, sauf pour la simulation 10. Dans cette dernière simulation, la hauteur de source trouvée est très proche du sol. Cela rappelle les résultats de la méthode de hauteur de source à deux microphones sur un véhicule (Gaulin, 2000) : la modélisation par une source équivalente n'étant pas adéquate, une hauteur de source proche du sol apparaît comme une solution optimale,
- cas $N_{Se} = 2$ (×) : les deux hauteurs de source trouvées sont très proches des deux hauteurs simulées (différence de 3 cm maximum), excepté dans le cas de la simulation 3. Ce cas particulier a déjà été évoqué et correspond au cas où les deux sources simulées sont pratiquement confondues (paragraphe 6.4.3). À noter le cas particulier des simulations 2

7. Pour s'en convaincre, comparons deux solutions optimisées e^1_{opt} et e^2_{opt}, l'une avec N_1 sources équivalentes et une autre avec N_2 sources équivalentes, tels que $N_1 < N_2$. On considère maintenant la solution e^1_{opt} à laquelle on ajoute $N_2 - N_1$ sources équivalentes, avec une amplitude complexe nulle, et située n'importe où dans l'espace. Cette solution, avec N_2 sources équivalentes a le même résidu que pour N_1 sources équivalentes. Par conséquent le résidu sera forcément plus faible pour la solution optimisée e^2_{opt}.

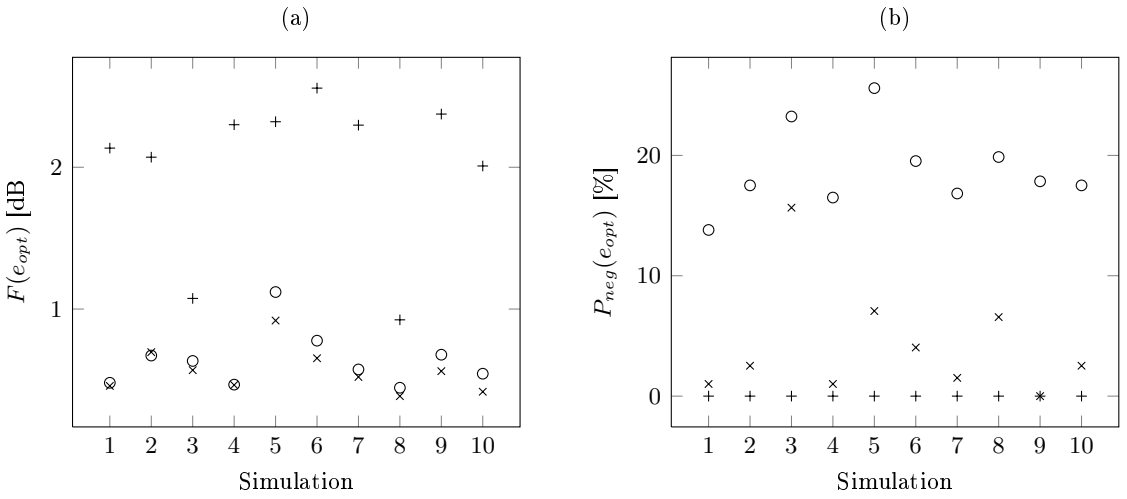


Figure 6.13: Effet du nombre N_{Se} de sources équivalentes sur le résidu de la fonction coût et sur le pourcentage de $A_i(f)^2$ négatifs, 10 simulations. (a) $F(e_{opt})$ - (b) $P_{neg}(e_{opt})$. + : N_{Se}=1, × : N_{Se}=2 et ○ : N_{Se}=3.

et 5 pour lesquelles les écarts E_c^{Max} sont les plus grands (2 cm et 3 cm). Pour ces deux simulations, l'écart entre les deux sources simulées est inférieur à 9 cm (7.7 cm et 5.8 cm respectivement). Or, afin de réduire les temps de calcul, on a imposé la contrainte que la distance entre deux sources équivalentes soit d'au moins 9 cm.

– cas $N_{Se} = 3$ (○) : deux des trois hauteurs de source optimisées sont très proches des deux hauteurs simulées. La troisième source équivalente n'a rien de physique, puisque seulement deux sources sont simulées. Elle correspond à une variable d'ajustement qui permet d'améliorer la comparaison mesure/modèle. C'est ce que confirme la figure 6.15. Les spectres des sources réelles sont satisfaisants. Le spectre de la source non réelle comporte un grand nombre de $A_i(f)^2$ négatifs (discontinuités dans la courbe), et est sensiblement plus faible que le spectre de la source la plus forte.

6.5.4 Calculs en tiers d'octave

Dans cette partie, on teste deux variantes de dépouillement. En vue de l'application de la MÉCS à des sources réelles, il est important de trouver des fonctions coûts moins sensibles à des écarts entre modèles et mesures. La comparaison de l'ensemble de ces variantes est disponible à la fin de ce chapitre, en section 6.A.

On compare ici la variante de référence, notée C50, avec les deux variantes T et TLT. Pour ces deux variantes, la fonction coût est calculée en tiers d'octave :

$$F(e) = \frac{1}{N_M \, N_{f_{tiers}}} \sum_{f_{tiers}} \sum_{j} \left| DSP_j^{Mes}(f_{tiers}) - DSP_j^{Mod}(f_{tiers}, e) \right|, \tag{6.10}$$

avec $N_{f_{tiers}}$ le nombre de tiers d'octave pris en compte.

La différence entre T et TLT consiste en l'approximation des inconnues (les $A_i(f)^2$) sur les tiers d'octave :

– pour T, les $A_i(f)^2$ sont supposés constants,

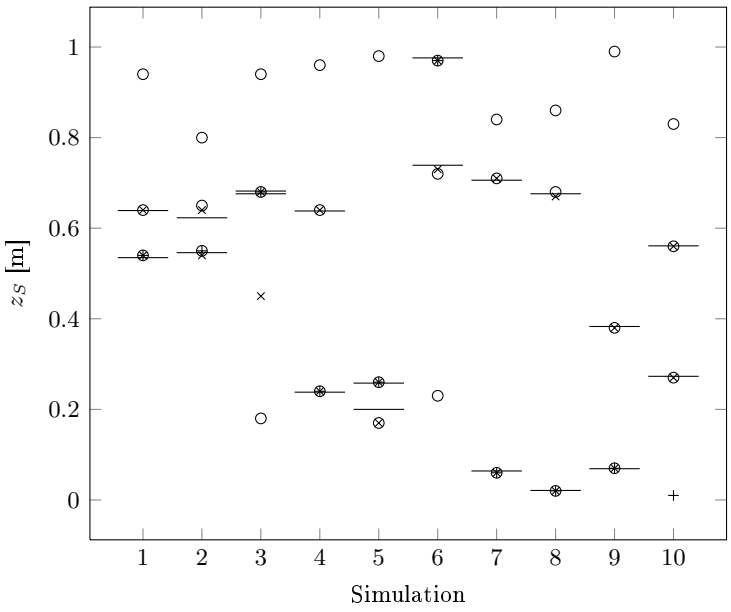


Figure 6.14: Effet du nombre N_{Se} de sources équivalentes sur la configuration optimisée, 10 simulations. Hauteurs simulées (——) et optimisées : N_{Se}=1 (+), N_{Se}=2 (×), N_{Se}=3 (○).

– pour TLT, les $A_i(f)^2$ sont supposés varier linéairement [8].

Les figures 6.16(a) et (b) présentent les résultats de la comparaison pour les 10 simulations réalisées : les hauteurs simulées et optimisées, ainsi que les résidus associés. La méthode de référence C50 apparaît nettement comme la meilleure. Le résidu est plus important que pour T et TLT, mais la fonction coût n'est pas la même. Les variantes T et TLT sont néanmoins intéressantes, car elles permettent d'obtenir des sources équivalentes localisées assez précisément. Entre ces deux variantes, T semble légèrement meilleure. La variante TLT est tout de même présentée, car c'est cette dernière qui est meilleure pour la source complexe testée au paragraphe suivant.

6.6 Cas d'une source complexe

Les simulations réalisées jusque-là l'ont été avec des sources ponctuelles omnidirectionnelles. Les sources réelles sont plus complexes : elles sont plus étendues, leur directivité peut être non négligeable... Une nouvelle configuration simulant une telle source est détaillée et testée ici.

6.6.1 Simulation

La configuration simulée est décrite figure 6.17. Toutes les hypothèses de la section 6.3.3 sont reprises. Seule la source change. Au lieu de deux, on considère 50 sources ponctuelles omnidirectionnelles de spectre variable réparties régulièrement entre 0.6 et 0.9 m. Cette modélisation pourrait correspondre à un moteur de camion par exemple. Les signaux émis par les 50 sources sont deux à deux décorrélés. Ils sont générés conformément au paragraphe 6.3.2. Le nombre de sources a été choisi de manière à simuler une source étendue, et aussi de manière à ce que les calculs ne soient pas trop longs.

8. Avec TLT, la courbe des $A_i(f)^2$ est linéaire par morceaux et continue sur l'ensemble des tiers d'octave.

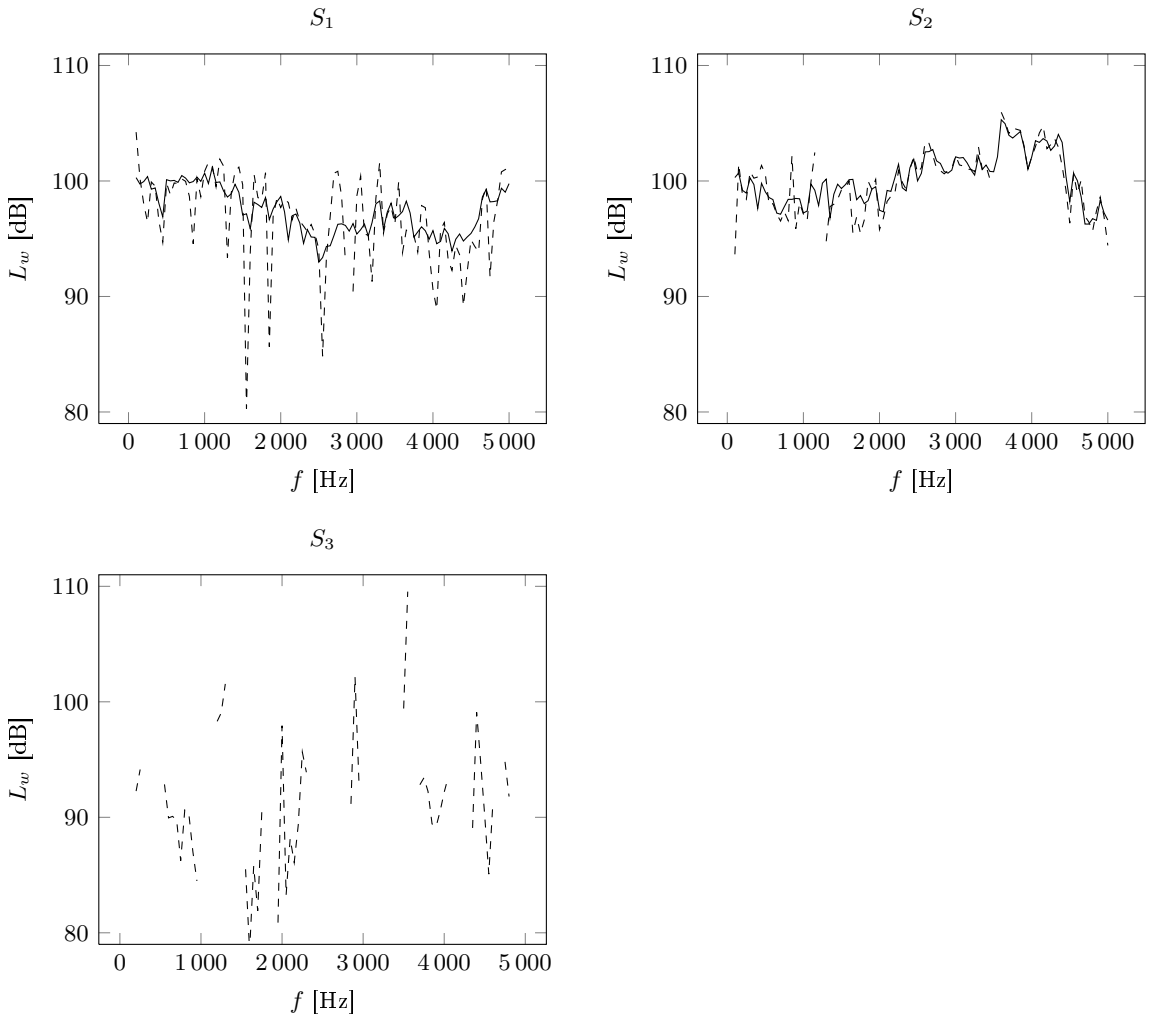


Figure 6.15: Simulation 4. Spectres simulés (——) et optimisés (- - -) dans le cas où deux sources (S_1 et S_2) sont simulées, et que l'algorithme recherche trois sources équivalentes.

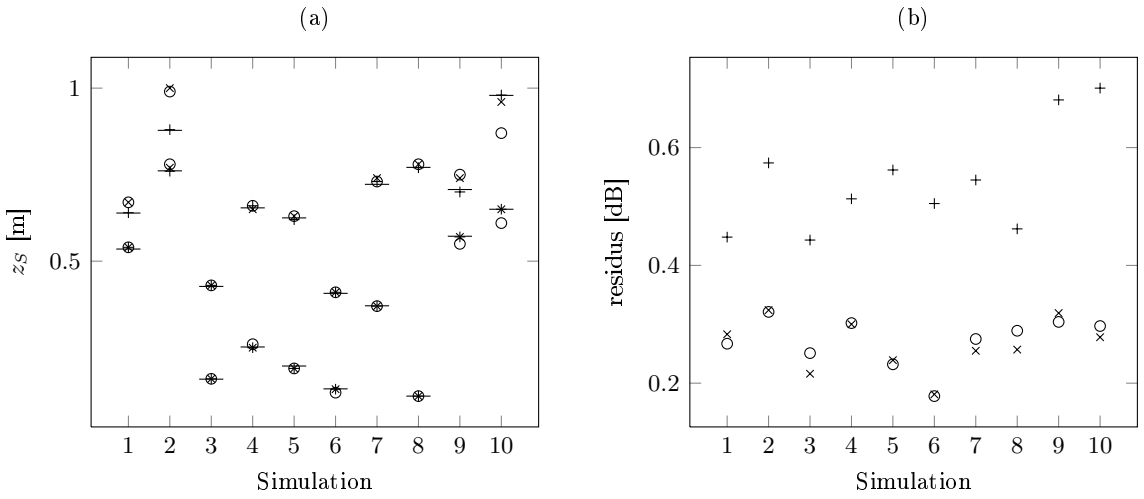


Figure 6.16: Comparaison du script de dépouillement de référence C50 (+), et de deux variantes : T (×) et TLT (○). 10 simulations, 2 hauteurs de sources simulées, 2 sources équivalentes recherchées. (a) Hauteurs simulées (—) et optimisées (b) résidus.

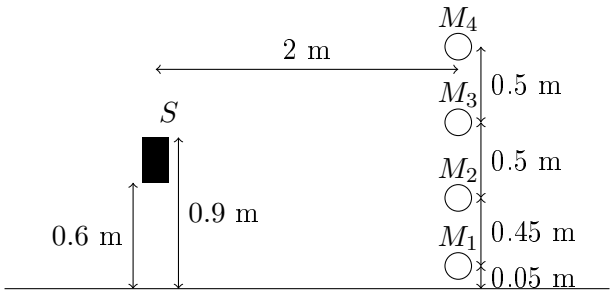


FIGURE 6.17 – Configuration simulée C3. Modélisation d'une source étendue par 50 sources ponctuelles disposées verticalement.

On applique la MÉCS en recherchant une seule source équivalente, située entre 0.01 et 1 m. 10 simulations sont réalisées. Les paramètres de la MÉCS sont identiques à ceux de la section 6.3.3. Trois dépouillements sont réalisés : C50, T, TLT (partie 6.A).

6.6.2 Résultats

Les résultats pour chacune des 3 variantes sont présentés en figures 6.18 et 6.19. Pour chaque variante sont représentés, en fonction des 10 simulations

- (a) le résidu de la fonction coût,
- (b) la hauteur de source équivalente optimisée. Les limites des hauteurs simulées (z_S = 0.6 m et z_S = 0.9 m) sont marquées en traits pleins. Le trait pointillé désigne le centre géométrique des sources simulées ($z_S = 0.75$ m).

Tout d'abord, la variante C50, configuration de référence jusqu'à présent, donne les moins bons résultats (figures 6.18). Le résidu de la fonction coût est élevé (entre 2 et 3 dB). La hauteur de source équivalente varie suivant les configurations. Tantôt, elle est proche de la hauteur géométrique moyenne $z_S = 0.75$ m, tantôt elle se situe au niveau du sol. Si l'on analyse les 5

meilleures configurations, on constate que cette solution est peu stable : quand $z_S^{Opt}(e_{Opt})$ est proche du sol alors les hauteurs optimisées des configurations suivantes sont systématiquement plus proches de $z_S = 0.75$ m. Le fait d'estimer parfois une hauteur proche du sol rappelle les résultats de la mesure de hauteur de source. En effet, en appliquant la mesure de hauteur de source à des sources réelles, la hauteur optimisée est systématiquement proche du sol (moins de 10 cm). La modélisation en bandes fines est sans doute trop précise. Une source réelle n'est pas une source ponctuelle omnidirectionnelle.

C'est ce que confirment les résultats obtenus avec les variantes T et TLT. Avec une fonction coût calculée par tiers d'octave, les résultats sont nettement plus conformes à ceux que l'on pourrait attendre (figure 6.18) : un résidu beaucoup plus faible (1 dB) et des hauteurs équivalentes optimisées beaucoup plus proches de la hauteur géométrique moyenne $z_S = 0.75$ m. Les résultats sont meilleurs avec la variante TLT, à la fois sur le résidu de la fonction coût et surtout sur la hauteur estimée. Pour TLT, l'écart maximum entre z_S^{Opt} et $z_S = 0.75$ m est seulement de 6 cm. Pour la TLT, la figure 6.19 montre une comparaison des spectres simulés et mesurés.

6.7 Conclusion

Une méthode inverse semi-analytique est proposée afin de modéliser une source sonore par une ou plusieurs sources équivalentes omnidirectionnelles. Cette méthode, dite énergétique (MÉCS), se base sur la mesure du champ sonore en quelques microphones. Elle est donc facilement déployable sur le terrain. Elle permet théoriquement d'optimiser le nombre de sources équivalentes, leurs positions, et leurs spectres. Cette méthode, testée numériquement sur une configuration simple (2 sources et 4 microphones), donne des résultats satisfaisants, malgré les incertitudes introduites dans les simulations.

Pour l'instant, seules les hauteurs ont été optimisées. Néanmoins, l'étude paramétrique permet d'entrevoir une réduction importante de l'espace de recherche selon les axes Ox et Oy (une discrétisation de 0.3 m serait suffisante), et dans une moindre mesure suivant la hauteur (0.04 cm suffirait). L'étude du nombre de sources équivalentes illustre la robustesse de la méthode.

Enfin, toujours par le truchement d'une simulation numérique, une source complexe est modélisée. Elle est composée d'une cinquantaine de sources ponctuelles omnidirectionnelles, non corrélées deux et à deux. L'application de la MÉCS à cette source en recherchant une seule source équivalente aboutit dans la majorité des simulations à trouver une source au niveau du sol. Les variantes de la MÉCS, basées sur une approximation par tiers d'octave, permettent de localiser la source équivalente au niveau du centre de la source complexe. Ces variantes permettent de gommer les imperfections du modèle développé pour une source ponctuelle omnidirectionnelle, et appliqué à une source complexe. La suite du travail consiste à appliquer la MÉCS sur des mesures réelles, afin de modéliser des sources de transports terrestres.

6.A Étude de quelques variantes

Certaines variantes de la MÉCS ont été testées. Les objectifs sont :
- rendre la méthode moins sensible aux approximations de la modélisation, ceci en vue de l'application à des véhicules (des calculs en tiers d'octave pourraient être plus appropriés),
- diminuer le nombre de $A_i(f)^2$ négatifs,
- améliorer la justesse des spectres de sources optimisés.

Les variantes de dépouillement de la MÉCS sont décrites et testées. Certaines semblent intéressantes, même si une étude plus approfondie est nécessaire avant de conclure définitivement.

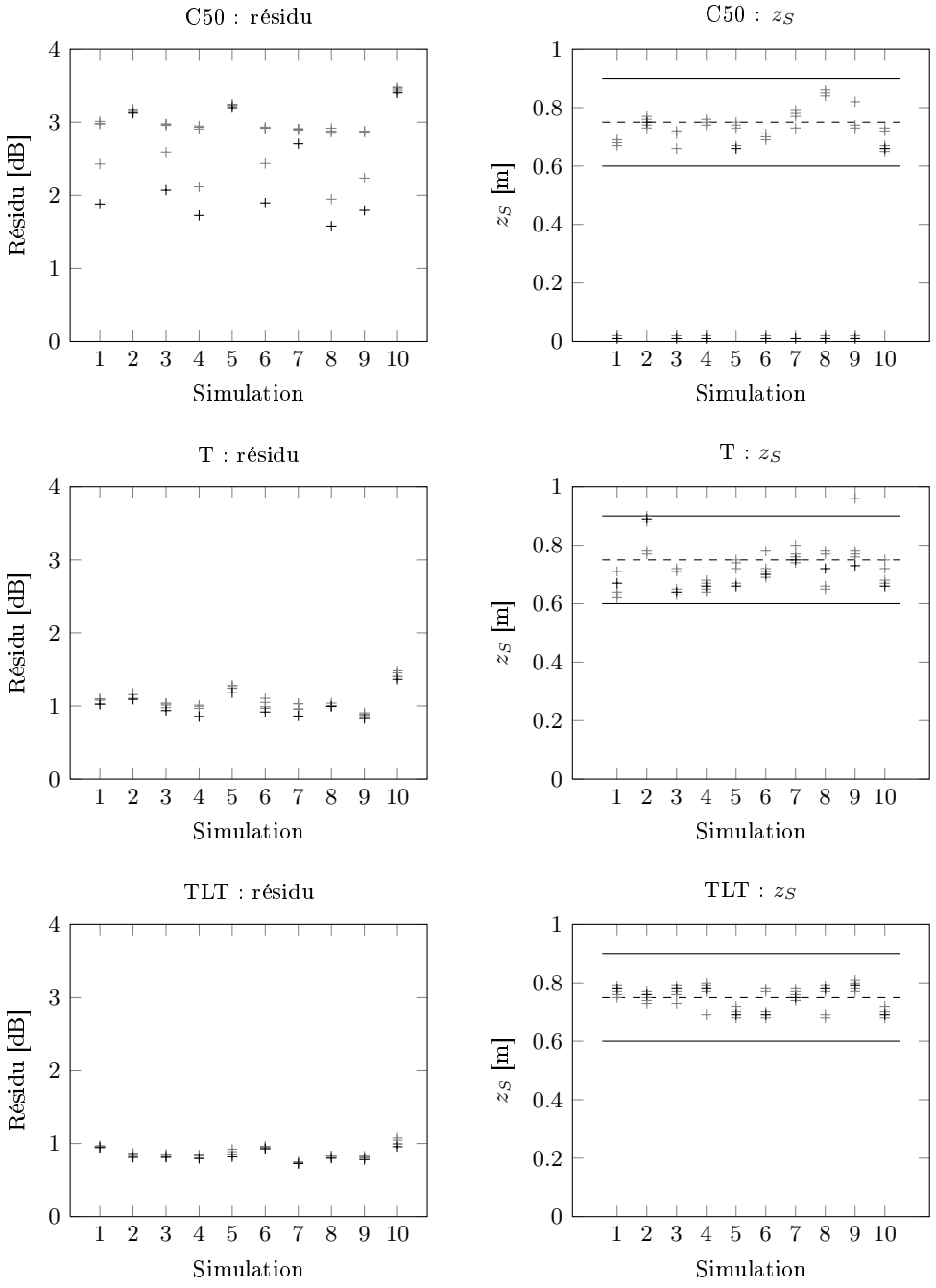


Figure 6.18: Les 5 meilleures configurations optimisées (la meilleure est en noir, les autres en gris) pour chacune des 10 simulations, et selon les trois variantes de dépouillement C50, T, TLT. À gauche : résidu - à droite : z_S^{Opt}.

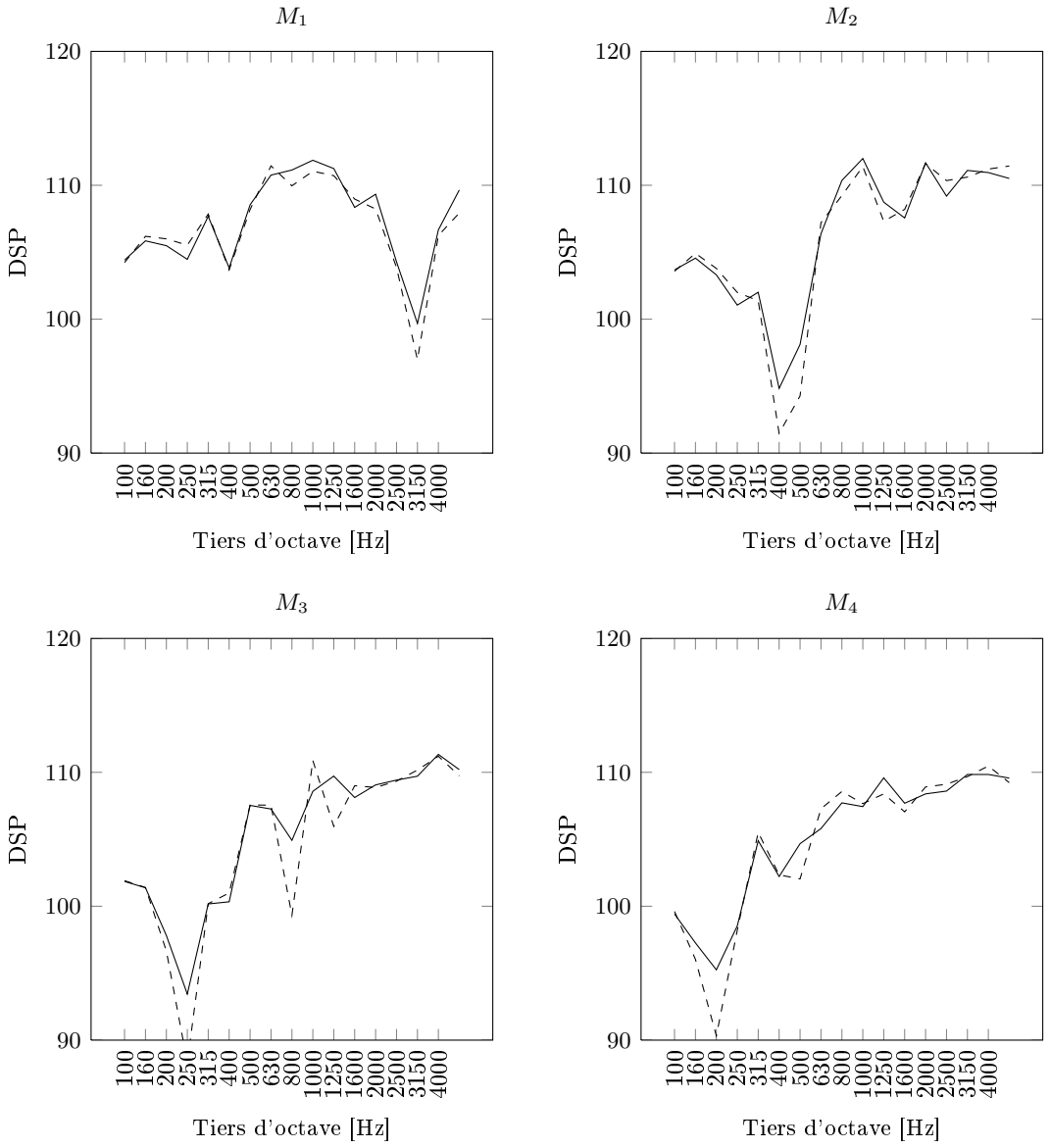


Figure 6.19: Simulation 2 : comparaison des spectres simulés (——) et modélisés (- - -) aux quatre microphones.

La majorité de ces variantes est présentée ici pour mémoire.

Ces variantes jouent à la fois sur

1. le nombre de microphones : soit 4 microphones (figure 6.2), soit une configuration avec 8 microphones (figure 6.20),
2. l'approximation faite sur le spectre des sources. Chaque spectre est sommé (en Pa^2 sur des intervalles fréquentiels adjacents disjoints de longueur L_{spec}. L_{spec} peut être soit constante (150 Hz par exemple), soit variable (en tiers d'octave [9]). Sur chaque segment de longueur L_{spec}, les $A_i(f)^2$ sont

9. Le nombre de fréquences discrétisées comprises dans les segments varie. Il est croissant, de 1 élément pour le tiers d'octave 100 Hz à 19 éléments pour le tiers d'octave 4 000 Hz. Comme les fréquences en bandes fines prises en compte sont comprises entre 100 et 5 000 Hz, le dernier tiers d'octave 5000 Hz ne comprend que 11 bandes fines.

– soit supposés constants. La courbe des $A_i(f)^2$ est alors discontinue,
– soit approximés linéairement. La courbe des $A_i(f)^2$ est alors continue.
Ces deux hypothèses sont illustrées figure 6.21.
Les dimensions de la matrice $|\mathbf{H}(e)|^2$ ne sont plus $N_M \times N_f$ lignes et $N_S(e) \times N_f$ colonnes mais : $N_M \times N_{fsimp}$ lignes et $N_S(e) \times N_{fsimp}$ colonnes, avec $N_{simp} \leq N_f$ [10].

3. la fonction coût est calculée en sommant l'énergie fréquentielle sur des bandes adjacentes disjointes de longueur $L_{Coût}$ constante (ex : 100 Hz), ou variable (tiers d'octave [9]).

Toutes les variantes testées sont explicitées dans le tableau 6.1. La variante de référence, utilisée jusqu'à maintenant est notée C50 dans le tableau 6.1. Par ailleurs, contrairement aux autres sous-sections de la section 6.5, cette section a été réalisée avec 10 nouvelles simulations, car une des variantes comporte 8 microphones. Il a donc fallu regénérer de nouvelles mesures.

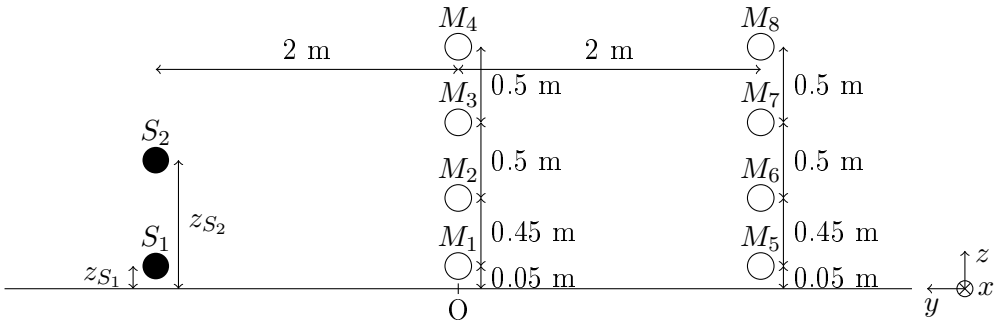


FIGURE 6.20 – Configurations simulées avec deux sources ponctuelles.

Les résultats sont présentés figure 6.22. Les différentes variantes sont à comparer avec la référence (C50). Premièrement, la figure 6.22(a) représente P_{neg} en fonction des différentes variantes. Globalement, P_{neg} n'est pas très élevé pour l'ensemble des variantes testées. N'oublions pas qu'avoir un P_{neg} non nul n'est pas forcément pénalisant car si les erreurs sont commises pour les sources les moins bruyantes. L'interpolation linéaire des $A_i(f)^2$ sur des segments de 250 Hz ou plus diminue sensiblement P_{neg}. Si l'on compare L100, L250, L400, LT à respectivement PL100, PL250, PL400 et PLT, il semble préférable de calculer la fonction coût en bandes fines. Par ailleurs, le fait d'utiliser un plus grand nombre de microphones (M8) diminue légèrement P_{neg}. Deuxièmement, la figure 6.22(b) représente E_c^{Max} en fonction des différentes variantes. Globalement, la précision est très bonne : l'erreur maximum est de 1 cm pour la majorité des variantes testées.

Seules les variantes faisant intervenir les tiers d'octave apparaissent moins bonnes. Cependant, les variantes T et TLT restent quand même relativement précises (erreur moyenne inférieure à 4 cm). Si l'on analyse dans le détail ces simulations, la source la plus puissante est toujours localisée à moins de 3 cm près. T et TLT sont des variantes de calcul intéressantes dans le cadre de l'application à des sources réelles. En effet, la modélisation d'une source réelle par une source ponctuelle omnidirectionnelle est une approximation. Or, ces variantes permettent de gommer les imperfections du modèle, en donnant des résultats corrects. Troisièmement, la figure 6.22(c) représente le résidu de la fonction coût en fonction des différentes variantes. Cette figure est

Par ailleurs, le tiers d'octave 125 Hz ne comprend aucune fréquence discrétisée, puisque le pas de discrétisation en fréquence est de seulement 50 Hz.

10. Quelques simulations ont été dépouillées en considérant le niveau mesuré aux microphones en bandes fines et le spectre des sources constant sur L_{spec} ($|\mathbf{H}(e)|^2$ a alors $N_M \times N_f$ lignes et $N_S(e) \times N_{fsimp}$ colonnes). Sur les quelques cas testés, les résultats étaient inchangés.

Méthode	N_{Mics}	L_{spec} [Hz]	Hypothèse sur spectre	$L_{Coût}$ [Hz]
M8	8	50	Constant	50
C50	4	50	Constant	50
PC100	4	100	Constant	100
PC150	4	150	Constant	150
TC50	4	50	Constant	Tiers d'octave
T	4	Tiers d'octave	Constant	Tiers d'octave
L100	4	100	Linéaire	50
L250	4	250	Linéaire	50
L400	4	400	Linéaire	50
LT	4	Tiers d'octave	Linéaire	50
PL100	4	100	Linéaire	100
PL250	4	250	Lnéaire	250
PL400	4	400	Linéaire	400
TLT	4	Tiers d'octave	Linéaire	Tiers d'octave

TABLE 6.1 – Variantes testées sur l'optimisation des spectres et la fonction coût.

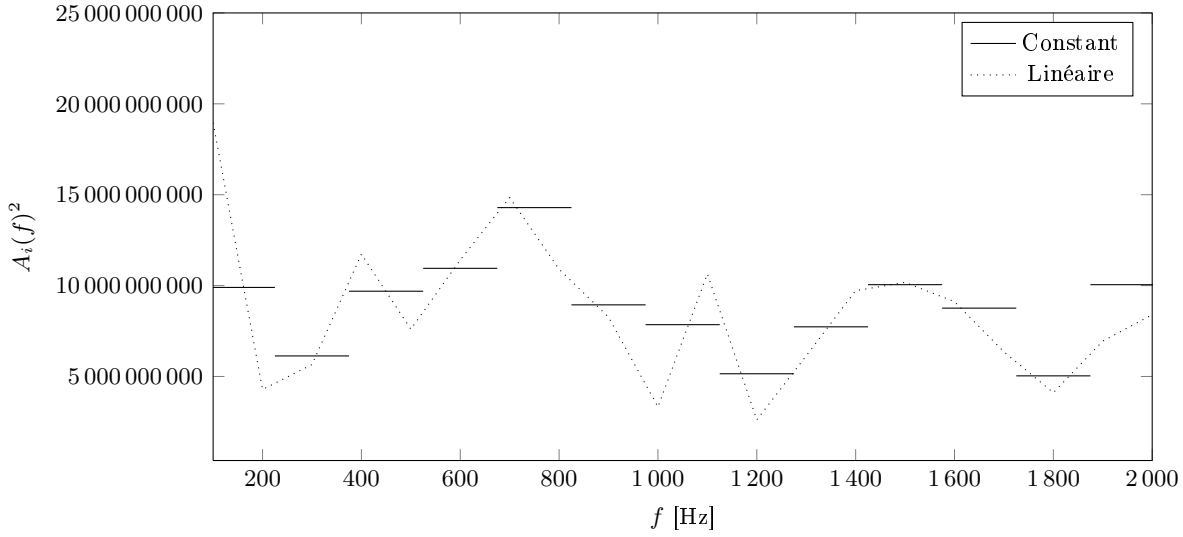


Figure 6.21: Approximation d'un spectre de source par un spectre constant par morceaux ou linéairement approximé sur $L_{spec} = 150$ Hz.

à interpréter avec précaution car la fonction coût n'est pas la même suivant les variantes. Il paraît surprenant d'obtenir un résidu moyen plus faible pour PC100 que pour PL100. En effet, une interpolation linéaire sur un ensemble de valeur est plus précise qu'une approximation par une constante. Cette bizarrerie s'explique par le fait que la linéarité est programmée de manière continue : les segments de droite qui approximent le spectre se touchent avec l'interpolation linéaire, tandis qu'ils sont disjoints avec l'approximation par une constante. Une interpolation linéaire par morceaux donnerait sans doute de meilleurs résultats.

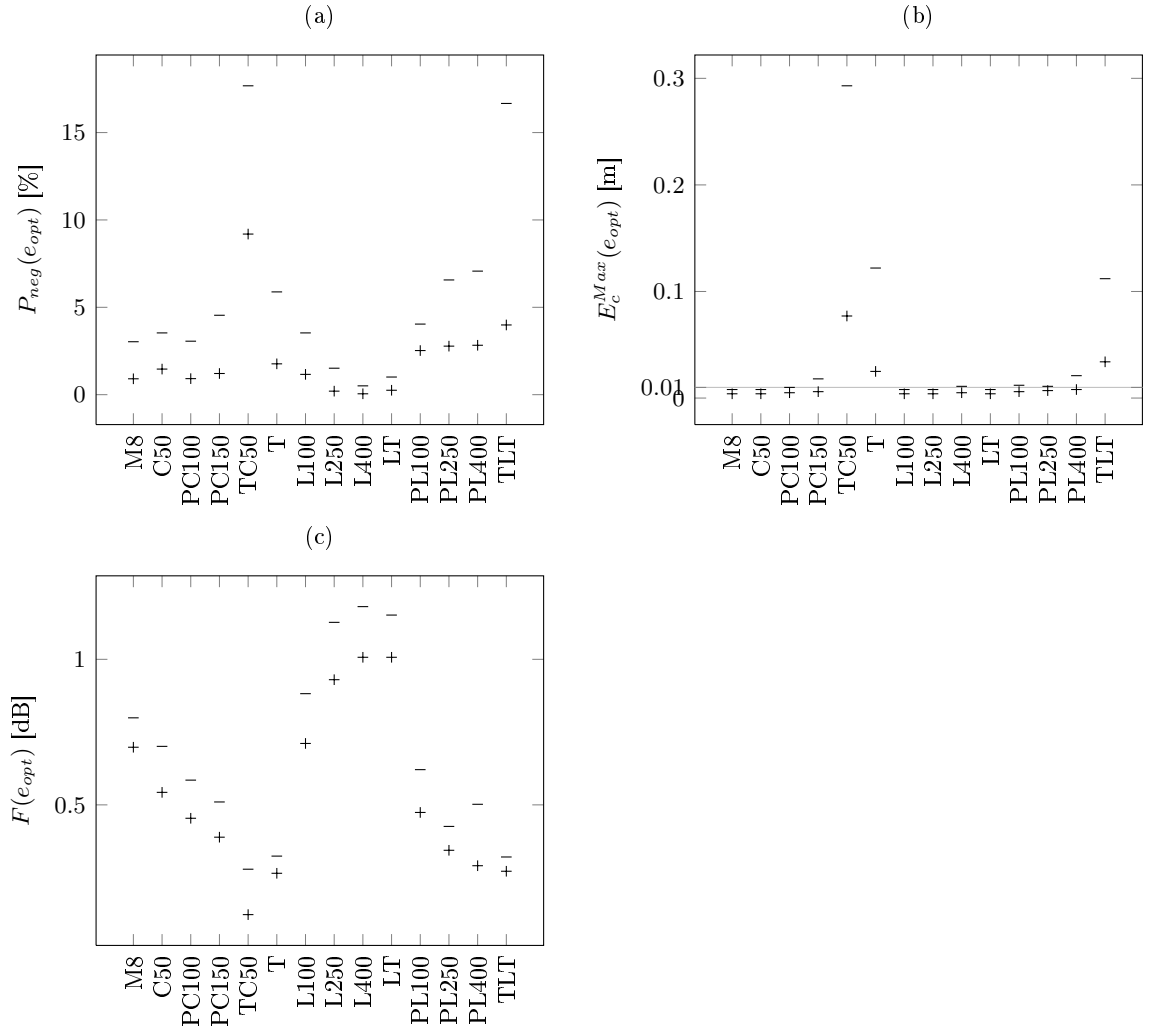


Figure 6.22: Variantes de la MÉCS afin de limiter le pourcentage $P_{neg}(e_{opt})$ de $|A_i(f)|^2$ négatifs. (a) $P_{neg}(e_{opt})$ - (b) $E_c^{Max}(e_{opt})$ - (c) Résidu. Les moyennes (+) et maxima (-) sont calculés sur 10 simulations.

Enfin, d'autres techniques que la méthode LMS pourraient être utilisées, comme des algorithmes LMS sous contraintes (Björck, 1996). En effet, le fait de remplacer les valeurs négatives des $A_i(f)^2$ par 0 implique que la solution trouvée n'est pas rigoureusement optimale.

Chapitre 7

La MÉCS : perspectives

Au stade actuel de son développement, la Méthode Énergétique de Caractérisation des Sources offre de nombreuses possibilités en termes de caractérisation sonore des véhicules : elle permet de déterminer le nombre de sources ponctuelles équivalentes, leur position et leur spectre. L'optimisation des nombreux paramètres de la méthode (nombre et position des microphones, espace des solutions pour le dépouillement...) est néanmoins encore nécessaire. L'étape décisive pour la validation de la MÉCS reste la confrontation avec l'exprérience. En cas de succès, certains développements théoriques sont alors envisageables.

7.1 Optimisation et validation de la MÉCS

7.1.1 Optimisation des microphones

Jusque-là, une seule configuration de microphones a été testée. L'influence de la position et du nombre des microphones reste à optimiser. On peut imaginer des configurations différentes de microphones suivant les sources étudiées et leurs directivités.

7.1.2 Réduction de l'espace des solutions

Jusque-là, l'espace des solutions proposé dans le chapitre 6 se limite à des hauteurs de source différentes. Si on élargit $\mathbf{E}$ aux axes Ox et Oy, le nombre de n-uplets $e \in \mathbf{E}$ peut rapidement devenir prohibitif. Afin de limiter l'espace des solutions, et donc les temps de calculs, différentes solutions sont alors envisageables

1. application de la MÉCS en deux temps. Premièrement, $\mathbf{E}$ est défini avec un pas grossier pour les positionnements de sources. Les simulations paramétriques de la section 6.5 montrent que le pas de discrétisation peut être important : 0.3 m selon les axes Ox et Oy, et 0.04 m selon Oz. Deuxièmement, un pas plus fin peut ensuite être appliqué autour de la solution optimisée grossièrement,
2. avec des techniques beaucoup plus simples, telles que la localisation des maxima d'une signature acoustique en $L_{Feq}(t)$,
3. on peut aussi envisager de préciser un espace des solutions $\mathbf{E}$ pour certains types de sources (par exemple VL, PL...), les techniques d'antennerie pouvant s'avérer utiles (Brühl et Röder, 2000),
4. l'utilisation d'un algorithme d'optimisation globale pourrait aussi être intéressante (Dutilleux, 2004b ; Gounot et Musafir, 2009).

7.1.3 D'autres configurations de sources

La MÉCS permet d'inclure de nombreuses hypothèses restrictives sur les sources, et ainsi de diminuer le nombre d'inconnues, comme par exemple

- plusieurs sources de même spectre d'émission (cas du tramway avec ses quatre boggies). À partir de mesures sur le tramway de Nantes, les boggies aux extrémités s'avèrent être plus bruyants (Pallas et coll., 2007). Là encore, il est possible de considérer dans la MÉCS, d'une part que les deux boggies extrema ont le même spectre, d'autre part que les deux boggies intermédiaires ont également un spectre identique : $A_1(f) = A_4(f)$ et $A_2(f) = A_3(f)$. Le nombre d'inconnues passe de $4 \times N_f$ à $2 \times N_f$.
- des hypothèses sur l'allure du spectre peuvent être imposées. Toutes les hypothèses ne peuvent malheureusement pas être prises en compte. Elles doivent être compatibles avec l'algorithme LMS. Parmi les approximations possibles, on propose :
  - d'approximer $A_i(f)^2$ par des valeurs constantes par morceaux,
  - d'approximer $A_i(f)^2$ par interpolation linéaire,
  - d'approximer $A_i(f)^2$ par interpolation linéaire et par morceaux [1].
  - de prendre en compte le fait que certaines sources ont un spectre d'émission réduit. Il peut s'agir par exemple d'un bruit d'échappement, que l'on sait concentré dans les basses fréquences. De la même manière, le bruit de crissement d'un tramway est localisé à une fréquence bien précise et à toutes ses harmoniques.
- imposer une directivité aux sources. Si elle est connue, la directivité peut être prise en compte, quelle qu'elle soit (partie 7.2.3 pour la formalisation de la fonction de transfert pour des sources directives). On peut par exemple imposer une directivité horizontale pour le contact roue/rail, ce qui est supposé pour les trains (NF S31-133, 2007 ; Schall 03), et parfois aussi les tramways (Pallas et coll., 2007).

7.1.4 Des solutions plus physiques

Les $A_i(f)^2$ optimisés dans la MÉCS peuvent être négatifs. Pour l'instant, ces valeurs négatives sont remplacées par 0. Une solution plus physique consisterait à effectuer une interpolation linéaire en utilisant les valeurs spectrales voisines.

D'après les premiers résultats, ces valeurs aberrantes sont plutôt minoritaires (moins de 7% des valeurs sur la configuration optimisée), et correspondent majoritairement à des fréquences pour lesquelles l'autre source est plus forte. L'erreur commise sur les niveaux aux microphones est donc très faible. Par ailleurs, un nombre important de $A_i(f)^2$ optimisés négatifs est révélateur d'une configuration équivalente peu satisfaisante.

L'introduction d'un algorithme LMS sous contrainte (Björck, 1996) pourrait être appréciable, algorithme qui devra être comparé à l'algorithme LMS sans contrainte. Il faudra aussi veiller à l'incidence sur les temps de calcul. Enfin, l'expérimentation sur des véhicules imposera peut-être ce type d'algorithme.

Le problème inverse pourrait aussi être reformulé à partir de la comparaison des matrices interspectrales mesurées et modélisées. On se rapprocherait alors des méthodes d'antennerie. Une telle approche semble garantir la positivité des $A_i(f)^2$ (Faure et coll., 2010).

7.1.5 Mesures

La validation expérimentale de la MÉCS reste à effectuer sur des sources maîtrisées, puis non maîtrisées (PL par exemple). D'ores et déjà, on peut penser que la MÉCS nécessitera de

1. Les segments de droite ne se touchent pas, contrairement à l'hypothèse précédente.

petites variations autour de la fonction coût et de l'allure supposée des spectres, afin de gommer les imperfections entre l'expérience et le modèle (partie 6.6). Lors des campagnes de mesures, il sera intéressant de réaliser l'optimisation sur une partie seulement des microphones, puis de comparer le modèle et la mesure sur les microphones restants.

7.2 Développements théoriques possibles

Outre les nombreuses possibilités permises par la MÉCS, on peut aussi mentionner quelques améliorations potentiellement prometteuses.

7.2.1 Prise en compte du mouvement

Grâce à l'équation (2.33), la transformée de Fourier discrète du signal reçu au microphone peut être calculée facilement sur de courts intervalles de temps. À noter qu'alors, la matrice $|\mathbf{H}(e)|$ se complexifie et est beaucoup moins creuse (équation (6.4)). Si le véhicule est immobile, au lieu d'appliquer l'algorithme LMS sur une matrice de taille importante, on peut l'appliquer N_f fois sur des matrices plus petites. Si l'on prend le mouvement en compte, ce ne sera plus le cas. Toutefois, si l'on s'intéresse à l'estimation de L_{Feq}, la prise en compte du mouvement est peut-être négligeable.

Notons enfin que le mouvement facilite la mesure de la directivité horizontale si la source émet un bruit stationnaire.

7.2.2 Prise en compte de la propagation à large bande

L'adaptation des modèles fréquentiels de propagation simplifiée à des sources à large bande, en mouvement qui plus est, serait aussi intéressante. Les travaux présentés dans le chapitre 3 peuvent contribuer à cette prise en compte.

7.2.3 Directivité équivalente

Comme indiqué dans le chapitre précédent, la MÉCS permet de modéliser une source complexe réelle par une ou plusieurs sources équivalentes omnidirectionnelles. Cette approximation par des sources non directives trouve parfois ses limites. Par exemple, pour le contact roue/rail, on considère souvent une directivité horizontale en cosinus (Pallas et coll., 2007). L'effet dièdre sur des tracteurs routiers peut aussi engendrer une forte directivité dans l'axe du mouvement, et dans le sens opposé (Sandberg et Ejsmont, 2002).

L'ajout d'une directivité équivalente semble théoriquement possible. En effet, l'équation (4.1) peut s'écrire

$$P_{ij}(f) = A_i(f) H_{ij}^{Dir}(f), \tag{7.1}$$

avec

$$H_{ij}^{Dir}(f) = \frac{-\jmath\omega}{4\pi}\left(\frac{D_{ij}^d(f)}{R_{ij}^d} e^{\jmath\kappa R_{ij}^d} + \frac{Q\, D_{ij}^r(f)}{R_{ij}^r} e^{\jmath\kappa R_{ij}^r}\right), \tag{7.2}$$

où $D_{ij}^d(f)$ et $D_{ij}^r(f)$ sont les directivités associées à l'onde directe et réfléchie. Ce sont des nombres réels positifs. Avec ces notations, la pression reçue au microphone M_j s'écrit alors (au lieu de

(3.5))

$$DSP_j^{Mod}(f) = \sum_{i=1}^{N_S} A_i(f)^2 \left(D_{ij}^d(f)^2 \alpha_{ij}(f) + \left(D_{ij}^d(f) + D_{ij}^r(f) \right)^2 \beta_{ij}(f) + D_{ij}^r(f)^2 \gamma_{ij}(f) \right), \tag{7.3}$$

avec

$$\begin{cases} \alpha_{ij}(f) &= \left| \frac{\omega}{4\pi R_{ij}^d} e^{\jmath \kappa R_{ij}^d} \right|^2 - 1, \\ \beta_{ij}(f) &= \mathrm{Re}\left(\frac{\omega^2}{16\pi^2 R_{ij}^d} e^{\jmath \kappa R_{ij}^d} \overline{\frac{Q}{R_{ij}^r} e^{\jmath \kappa R_{ij}^r}} \right), \\ \gamma_{ij}(f) &= \left| \frac{\omega Q}{4\pi R_{ij}^r} e^{\jmath \kappa R_{ij}^r} \right|^2 - 1. \end{cases} \tag{7.4}$$

L'optimisation du spectre d'émission et de la directivité équivalente est la suivante

1. on applique l'algorithme LMS une première fois à l'équation 7.3, en considérant comme inconnues les variables suivantes :
   - $A_i(f)^2\, D_{ij}^d(f)^2$,
   - $A_i(f)^2\, (D_{ij}^d(f) + D_{ij}^r(f))^2$,
   - $A_i(f)^2\, D_{ij}^r(f)^2$,

   ces différentes variables étant bien linéairement indépendantes.
2. on applique l'algorithme LMS une seconde fois, en considérant comme inconnues les
   - $A_i(f)\, D_{ij}^d(f)$,
   - $A_i(f)\, D_{ij}^r(f)$.

À chaque application de l'algorithme LMS, les inconnues sont physiquement positives, ce qui n'est pas garanti, comme déjà évoqué. La prise en compte d'une contrainte de positivité dans le problème des moindres carrés sera peut-être nécessaire (Björck, 1996). Par ailleurs, l'étape 1 semble délicate, car le nombre d'inconnues peut être nettement plus important que le nombre d'inconnues réelles, suivant la finesse du pas de discrétisation retenu pour la directivité.

Même si sur le plan théorique, l'obtention d'une directivité équivalente semble réalisable, seules des simulations et l'expérimentation permettront de garantir la robustesse de ce type de résolution.

7.2.4 Mesures sur site réel

La mesure de l'émission acoustique des véhicules nécessite un site dégagé avec un bon RSB, et un profil en travers plat, afin de ne pas être perturbé par des réflexions parasites. Malheureusement, il est difficile de reproduire le comportement réel d'un conducteur sur piste dans un environnement maîtrisé. C'est pourquoi, les mesures *in situ* sont indispensables. L'antennerie acoustique permet certes de réaliser des mesures en conditions réelles, mais cet outil est relativement lourd sur le terrain, et est plus adapté pour localiser précisément des sources que pour définir des sources équivalentes.

La MÉCS permet elle aussi de réaliser des mesures en sites complexes. En effet, la DSP calculée en M_j, et provenant de N_S sources S_i, est décrite simplement dans l'espace fréquentiel par

$$|DSP_j(f)|^2 = \sum_{i=1}^{N_S} |H_{ij}(f)|^2\, A_i(f)^2. \tag{7.5}$$

Cette formulation permet d'envisager de se placer dans des géométries plus complexes, de type site urbain, ou en appliquant la technique du *Backing Board* (cf. 1.5.2.5). Les fonctions de transfert peuvent être calculées à l'aide de logiciels d'ingénierie. L'émission est alors optimisée en tenant compte du modèle de propagation. En cas de vitesse non stabilisée, le bruit pourrait être considéré comme stationnaire sur des intervalles de temps courts.

7.3 Conclusion

Avant l'utilisation de la M/'ECS pour caractériser des véhicules, les simulations numériques doivent être poursuivies. Une validation expérimentale sera ensuite nécessaire. Certains développements ultérieurs pourraient s'avérer très intéressants, comme la possibilité de mesurer une directivité équivalente. Enfin, la MÉCS permet une parallélisation des calculs[2], ce qui est un atout dans une perspective de transfert de cette métode vers l'ingénierie.

2. L'utilisation d'une GPU paraît toute indiquée.

Conclusion générale

L'évaluation et la gestion du bruit constituent aujourd'hui une préoccupation majeure des pouvoirs publics, qui s'est concrétisée au niveau européen par l'adoption de la directive 2002/49/CE. Les états doivent cartographier acoustiquement les villes et les axes de transports terrestres les plus importants (ainsi que les grands aéroports et les industries les plus bruyantes). La volonté d'utiliser une méthode commune a débouché sur les projets Harmonoise/Imagine et sur le modèle CNOSSOS, actuellement en cours de développement. La modélisation de l'émission sonore est plus complexe que dans les modèles nationaux utilisés jusqu'ici. Cette complexité accrue rend difficile la mesure des coefficients d'émission qui caractérisent le modèle. Une méthode, basée sur la matrice de fonction de transfert, a été développée pour calculer analytiquement ces cœfficients en Annexe B. Par ailleurs, des voies s'élèvent contre l'utilisation des seuls indicateurs moyennés (L_{den}, L_{night}), exigés par la directive européenne. Ces indicateurs, adaptés pour des vitesses de véhicules constantes, sont peu pertinents face à la dynamique du trafic en milieu urbain. Une nouvelle méthode d'ingénierie, qui puisse caractériser simplement des sources complexes, et ce de manière dynamique (reconstituer des niveaux fréquentiels continus équivalents variant dans le temps par exemple) est nécessaire. Ceci est d'autant plus criant pour les véhicules étendus (poids lourds, bus, tramways).

Pour aboutir à cette méthode, deux outils ont tout d'abord été développés. Le premier est un Modèle Temporel Simplifié pour une Source harmonique en Mouvement (MTSSM), explicité au chapitre 2. Il est défini à partir de l'équation Doppler Weyl van der Pol, en approximant certaines variables par des constantes ou linéairement, sur de petits intervalles de temps. Les simulations numériques témoignent de la précision du modèle simplifié par rapport au modèle de référence. Par ailleurs, suite à des biais systématiques entre les niveaux modélisés et mesurés, une proposition de modification des modèles fréquentiels au-dessus d'un sol plan est proposée (chapitre 3). Ces modèles ont initialement été développés pour des sources harmoniques, et présentent des erreurs importantes aux niveaux des minima des figures d'interférences lorsqu'on les utilise pour des sources à large bande. Les premières simulations numériques sont concluantes. De ces deux outils, seul le premier a pu être utilisé. L'utilisation du second reste à tester.

Dans les modèles d'émission acoustique d'ingénierie, la hauteur de source constitue un paramètre est primordial, tant pour la propagation à longue distance, que pour le dimensionnement des écrans acoustiques. Pourtant, si l'on compare les modèles existants, force est de constater la grande diversité des valeurs allant de 1 cm à 75 cm. Pour essayer d'expliquer ces résulats, on a repris une méthode existante pour l'estimation de la hauteur de source équivalente, basée sur l'optimisation des spectres d'atténuation mesuré et calculé entre deux microphones. Cette méthode permettait de traiter le cas d'une source équivalente en présence d'un sol plat homogène, ou avec discontinuité d'impédance, et le cas de plusieurs sources de même spectre et situées à la même hauteur. Les améliorations et extensions réalisées dans la thèse concernent (chapitres 4 et 5) : l'estimation des densités spectrales de puissance par un périodogramme moyenné, la validation expérimentale de la méthode dans le cas de trois sources en présence d'une discontinuité

d'impédance et explication des problèmes associés, la prise en compte du mouvement (en utilisant le MTSSM), le redépouillement de toutes les campagnes de mesures antérieures avec un code unifié et optimisé. Par ailleurs, l'application de la méthode sur des véhicules en mouvement ou à l'arrêt, moteur allumé, donne invariablement des hauteurs proches de zéro, même si les niveaux fréquentiels présentent des minima et des maxima marqués. Cela montre les limites de la modélisation de tels véhicules par une seule source sonore ponctuelle omnidirectionnelle.

Une généralisation de la méthode est donc proposée (chapitre 6), appelée Méthode Énergétique pour la Caractérisation de Sources (MÉCS). Elle permet de définir N_S sources ponctuelles équivalentes à partir de la signature au passage en N_M microphones (N_M étant petit par rapport à un traitement d'antennerie classique, typiquement 3 à 4). Contrairement à la MHSF, les sources peuvent être situées à des hauteurs différentes, et avoir des spectres différents. Cette méthode considère pour l'instant les sources fixes, mais la vitesse pourrait être facilement introduite grâce au modèle simplifié développé pendant cette thèse. La méthode inverse définie consiste à minimiser l'écart entre les spectres mesuré et modélisé dans un espace de solutions qui précisent le nombre des source équivalentes, et leur position. Appliquée à quelques mesures simulées, cette méthode donne des résultats satisfaisants. Les potentialités de la MÉCS ne doivent pas faire oublier l'objectif principal de la modélisation des véhicules par des sources équivalentes : la modélisation doit être la plus réaliste possible, mais aussi la plus simple possible (avec en particulier un nombre réduit de sources équivalentes).

Même si les premiers résultats de la méthode définie pour caractériser plusieurs sources équivalentes sont encourageants, des points importants restent à valider avant de confirmer l'intérêt de la méthode. Tout d'abord, le nombre de sources équivalentes, le nombre et la position des microphones restent à optimiser. La prise en compte d'un algorithme de moindres carrés sous contrainte serait intéressante pour assurer la positivité du spectre d'émission optimisé des sources équivalentes. Une étape clé sera la confrontation de la méthode à des mesures sur des sources réelles, haut-parleur puis véhicule. En cas de succès, certains développements théoriques paraissent d'ores-et-déjà intéressants : prise en compte du mouvement et application à des sources à large bande suite aux outils développés dans le cadre de cette thèse, calcul d'une directivité équivalente, optimisation de l'émission sonore à partir de mesures en conditions rélles en milieu urbain.

Ces pistes vont se concrétiser prochainement au travers d'un programme VIA URBA (émission VIbratoire et Acoustique des véhicules URBAins et des situations de gêne associées) mené avec l'IFSSTAR. Si son intérêt est confirmée, la MECS pourrait servir dans le cadre de nouvelles réglementations nationales ou européennes. Son principal intérêt est de calculer, à l'aide de mesures au passage, les spectres des différentes sources équivalentes dont la hauteur est imposée.

Références bibliographiques

F.-E. Aballéa, P.-J. René et L. Cosandey, « Cartographie routière : comparaison des modèles d'émissions », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010.

Agence Française de Sécurité Sanitaire de l'Environnement (coordinateur), *Impacts sanitaires de bruit. État des lieux. Indicateurs bruit-santé.*, adresse : `http://www.afsset.fr/upload/bibliotheque/731096103331826363717461694944/impacts_sanitaires_bruit.pdf`, 2004.

J. Allard, « Représentation de sommerfeld du champ monopolaire réfléchi par une couche poreuse », Dans *Proceedings of Euronoise 09*, n° 10, Lyon, France, 2010.

F. Anfosso-Lédée et coll., « Méthode d'essai des lcpc n°63, version 2.0 - Mesure en continu du bruit de contact pneumatique/chaussée », Rapport technique, LCPC, adresse : `www.lcpc.fr/fr/recherches/op_closes/11d021.dml`, octobre 2008.

ANSI S1.18-1999 (R2004), Template method for ground impedance, 2004.

J. Antoni, « Focalisation bayésienne : une approche unifiée du problème inverse en acoustique », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010.

K. Attenborough, K. M. Li et K. Horoshenkov, *Predicting outdoor sound*, Taylor and Francis, 2007.

B. Barsikow et I. W. F. King, « On removing the doppler frequency shift from array measurements of railway noise », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 120, n° 1, p. 190–96, 1988.

B. Bergen, B. van Genechten, T. van Renterghem, B. Pluymers, D. Vandepitte, D. Botteldooren et W. Desmet, « Comparison of numerical prediction techniques for sound propagation in complex outdoor environments », Dans *Proceedings of International Congress on Sound and Vibration*, n° 15, Daejeon, Korea, 2008.

C.-X. Bi, X.-Z. Chen et J. Chen, « Sound field separation technique based on equivalent source method and its application in nearfield acoustic holography », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 123, n° 3, p. 1472–1478, 2008.

Å. Björck, *Numerical methods for least squares problems*, Siam, ISBN 0-89871-360-9, 1996.

D. Botteldooren et T. van Renterghem, « Modelling outdoor sound propagation : a careful balance between physical rigour and engineering pratice », Dans *Proceedings of Euronoise 09*, Edinburgh, Scotland, 2009.

D. Botteldooren, B. D. Coensel et T. D. Muer, « The temporal structure of urban soundscapes », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 292, p. 105–123, 2006.

M. Brandstein et D. Ward, *Microphone arrays - Signal processing techniques and applications*, Springer, ISBN 3-540-41953-5, 2001.

M. Bérengier, G. Daigle et A. Berry, *Etude du champ acoustique en présence d'une discontinuité d'impédance et d'un effet de gradient de vitesse de son*, Rapport de recherche LCPC, 1989.

M. Bérengier, M. Stinson, G. Daigle et J.-F. Hamet, « Porous road pavements : acoustical characterization and propagation effects », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 101, p. 1155–1162, 1997.

M. Bérengier, « Silence - noise classification methods for urban road surfaces - « backing board » method : Lcpc contribution », Rapport technique, LCPC, adresse : `http://www.silence-ip.org`, 2008.

S. Brühl et A. Röder, « Acoustic noise source modelling based on microphone array measurements », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 231, n° 3, 2000.

M. Buret, *New analytical Models for outdoor moving sources of sound*, Thèse de doctorat, The open university (U.K.), 2002.

M. Buret, K. M. Li et K. Attenborough, « Optimisation of ground attenuation for moving sources », *Applied Acoustics*, vol. 67, n° 2, p. 135–157, 2006.

K. A. C. Hutchinson-Howarth et N. W. Heap, « Indirect in situ and free-field measurement of impedance model parameters or surface impedance of porous layers », *Appl. Acoust*, vol. 39, p. 77–117, 1993.

A. Can, L. Leclercq et J. Lelong, « Selecting noise source and traffic representations that capture road traffic noise dynamics near traffic signals », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 95, p. 259–269, 2009.

C. Chessel, « Propagation of noise along a finite impedance boundary », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 62, p. 825–834, 1977.

C. F. Chien et W. W. Soroka, « A note on the calculation of sound-propagation along an impedance surface », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 69, n° 2, p. 340–343, 1980a.

C. F. Chien et W. W. Soroka, « Sound propagation along an impedance plane », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 43, n° 1, p. 9–20, 1975.

C. F. Chien et W. W. Soroka, « A note on the calculation of sound-propagation along an impedance surface », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 69, n° 2, p. 340–343, 1980b.

B. de Coensel, D. Botteldooren, F. Vanhove et S. Logghe, « Microsimulation based corrections on the road traffic noise emission near intersections », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 93, p. 241–252, 2007.

R. Coulson, « Method for measuring vehicle noise source height and subsource spectra », *Transportation Research Record*, p. 8–13, 1996.

M. Crocker et J. Sullivan, « Measurement of truck and vehicle noise », *SAE*, 1980.

M. E. Delaney, « Sound propagation in the atmosphere : a historical review », *Acustica*, vol. 38, p. 201–223, 1977.

M. Dittrich, « The imagine source model for railway noise prediction », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 93, p. 185–200, 2007.

G. Dutilleux, « Modélisation acoustique des sources de transport en commun - application de la méthode de hauteur de source au tramway. rapport du lrpc de strasbourg », Rapport technique 03-76-050, LRPC de Strasbourg, 2004a.

G. Dutilleux, J. Defrance, D. Écotière, B. Gauvreau, M. Bérengier, F. Besnard et E. L. duc, « Nmpb-routes-2008 : the revision of the french method for road traffic noise prediction », *Acta Acustica united with Acustica*, Accepted in 2010.

G. Dutilleux, « Acoustic-signature-based determination of railway vehicle speed – application to tramways », Dans *Proceedings of CFA*, n° 7, Strasbourg, France, 2004b.

T. F. W. Embleton, « Outdoor sound propagation over ground with finite impedance », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 59, p. 267–277, 1976.

T. F. W. Embleton, « Tutorial on sound propagation outdoors », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 100, n° 1, p. 31–48, 1996.

S. Engelberg, *Digital Signal Processing : an experimental approach (signals and communication technology*, Springer Verlag, ISBN 978-1848001183, adresse : `http://amazon.com/o/ASIN/B001JQ0KRC/`, 2008.

M. Ernoult, « La dédopplérisation : un moyen d'améliorer l'imagerie des sources acoustiques animées d'un mouvement connu (de-dopplerization : a way to improve array processing of acoustic sources which movement is known) », Dans *Septième colloque sur le traitement du signal et ses applications (Eleventh meeting on signal processing and its applications)*, n° 51, p. 8, Nice, France, 28 May - 2 June 1979, Text in French.

B. Faure, O. Chiello, M. Pallas et C. Servière, « Caractérisation spatiale du rayonnement acoustique d'un rail à l'aide d'un réseau de microphones - simulations », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010.

B. Favre, « L'émission acoustique des véhicules routiers : le point de vue d'un constructeur. », Dans *Journée d'étude bruit du trafic routier*, Nantes, France, 22 - 23 novembre 2001.

B. Favre, « Noise emission from road vehicles - evaluation of some simple models », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 91, n° 4, p. 571–582, 1983.

O. Fégeant, « On the use of a vertical microphone board to improve low signal-to-noise ratios during outdoor measurements », *Applied Acoustics*, vol. 53, n° 4, p. 293–312, 1998.

A. Frid, M. Ognar et E. Lundberg, « Noise from trams - source identification and effects of noise mitigation measures », Dans *Proceedings of International Congress on Sound and Vibration*, n° 13, Viennes, Autriche, 2006.

G. Gapihan, *Les méthodes à haute résolution pour la localisation des sources*, Le Mans, 2007.

D. Gaulin, *Caractérisation physique des sources sonores en milieu urbain*, Thèse de doctorat, Université du Maine, Le Mans, 2000.

S. Glegg, « The de-dopplerization of acoustic signals using digital filters », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 116, n° 2, p. 384–387, 1987.

S. A. L. Glegg et J. R. Yoon, « Determination of noise source heights, part i : the measurement of the equivalent acoustic source height above a reflecting surface », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 143, n° 1, p. 19–37, 1990a.

S. A. L. Glegg et J. R. Yoon, « Determination of noise source heights, part ii : the measurement of the equivalent source height of highway vehicles », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 143, n° 1, p. 39–50, 1990b.

F. Golay, « Bibliographie sur l'émission sonore des poids lourds », Rapport technique 2003-76-006, LRPC de Strasbourg, 2006.

F. Golay, « Bibliographie sur l'émission acoustique des tramways - modélisation des véhicules étendus par des sources sonores ponctuelles », Rapport technique, 2009.

F. Golay, G. Dutilleux, L. Simon, C. Ayrault et F. Poisson, « Simplified time-domain model of a harmonic point source moving above an impedance ground », *Journal of Sound and Vibration*, submitted to Journal of Sound and Vibration on the 11^{th} of March 2010.

F. Golay, C. Heinkelé et G. Dutilleux, « Height of a moving directive broadband source above a flat ground : a two-microphone method », Dans *Proceedings of Euronoise 09*, Edinburgh, Scotland, 2009.

F. Golay, G. Dutilleux et D. Ecotière, « Source height determination for several sources at the same height », *Acta Acustica united with Acustica*, 2010a, Accepted 04/2010.

F. Golay, G. Dutilleux et C. Heinkelé, « Modélisation d'une source sonore par une ou plusieurs sources équivalentes omnidirectionnelles : une approche inverse semi-analytique », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010b.

F. Golay, « Étude des cohérences simple et multiple – configurations avec des sources ponctuelles : simulations numériques et mesures », Rapport technique n°05-76-019, LRPC de Strasbourg, 2008, Étude INRETS.

L. Goubert, « About the development of the backing board method for the evaluation of the noisiness of road surfaces », Dans *Internoise 2006*, Hawaii, USA, 2006.

Y. J. Gounot et R. E. Musafir, « Genetic algorithms : a global search tool to find optimal equivalent source sets », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 322, p. 282–298, 2009.

E. W. Graham et B. B. Graham, « A note on theorical acoustical sources in motion », *Journal of Fluid and Mechanics*, vol. 49, p. 481–488, 1971.

G. Guillaume, *Application de la méthode TLM à la modélisation de la propagation acoustique en milieu urbain*, Thèse de doctorat, Université du Maine, Le Mans, 2009.

F. Guntzer, D. Ecotière et G. Dutilleux, « Une méthode à deux microphones pour la mesure de la hauteur d'une distribution de sources acoustiques parallèle à une frontière présentant une discontinuité d'impédance », Dans *Proceedings of CFA*, Tours, France, 2006.

S. Guérin, U. Michel et H. Siller, « Airbus a319 database from dedicated flyover measurements to investigate noise abatement procedures », Dans *Proceedings of American Instite of Aeronautics and Astronautics (AIAA) Aeroacoustics Conference*, n° 26, Monterey, California, 23 - 25 May 2005.

E. Hairer, *Introduction à l'analyse numérique*, Université de Genève, 1993.

J.-F. Hamet et M. Bérengier, « Acoustical characteristics of porous pavements : a new phenomenological model », Dans *Proceedings of InterNoise*, Leuven, Belgium, 1993.

J.-F. Hamet, M.-A. Pallas, D. Gaulin et M. Bérengier, « Acoustic modeling of road vehicles for traffic noise prediction : determination of the sources heights », Dans *Proceedings of ICA*, n° 16, Seattle, USA, 1998.

Harmonoise, « Work package 1.1, source modelling of road vehicles, deliverable 9 of the harmonoise project », Rapport technique, EC, adresse : `http://www.imagine-project.org`, 2004a.

Harmonoise, « Work package 1.1, test method for the whole vehicle », Rapport technique, EC, adresse : `http://www.imagine-project.org`, 2004b.

T. Hartwig et J. Bolton, « Effects of refraction on short range outdoor propagation over asphalt surfaces », Dans *Proceedings of Noise-Con*, n° 10, Pennsylvania, USA, 1997.

L. A. M. van der Heijden et R. J. J. H. van Son, « A note on the neglect of the doppler effect in the modelling of traffic flow as a line of stationary point sources », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 85, n° 3, p. 3, 1982.

C. Heinkelé, F. Golay et G. Dutilleux, « Acoustical road parameters identification », Dans *Proceedings of Euronoise 09*, Edinburgh, Scotland, 2009.

K. Heutschi, « Sonroad : new swiss road traffic noise model », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 90, p. 548–554, 2004.

K. Heutschi, « A simple method to evaluate the increase of traffic noise emission level due to buildings for a long straight street », *Applied Acoustics*, vol. 44, p. 259–274, 1995.

K. Heutschi, M. Horvath et J. Hofmann, « Simulation of ground impedance in finite difference time domain calculations of outdoor sound propagation », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 91, p. 35–40, 2005.

G. Howell, A. Bradley, M. McCormick et J. Brown, « De-dopplerization and acoustic imaging of aircraft flyover noise measurements », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 105, p. 151–167, 1986.

ISO 362, Acoustique. mesurage du bruit émis par des véhicules routiers en accélération. méthode d'expertise., 1998.

ISO 9613-1, Acoustics - attenuation of sound during propagation outdoors - part 1 : calculation of the absorption of sound by the atmosphere, 1993.

ISO/NP 11819-2, Acoustics – measurement of the influence of road surfaces on traffic noise – part 2 : Close-proximity method, january 2001.

H. Jonasson et G. Taraldsen, « Revision of NT ACOU 109 for the determination of noise emission of road vehicles », Rapport technique 04144, Nordic Innovation Center, 2006.

H. G. Jonasson, « Acoustical source modeling of road vehicles », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 93, p. 173–184, 2007.

K. A. K. M. Li et N. W. Heap, « Source height determination by ground effect inversion in the presence of a sound velocity gradient », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 145, n° 1, p. 111–128, 1991.

P. Klein, « Influence du revêtement routier sur le bruit de roulement : le modèle hyrone », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010.

G. H. Koopmann, L. Song et J. B. Fahnline, « A method for computing acoustic fields based on the principle of wave superposition », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 86, n° 6, p. 2433–2438, 1989.

H. Leeuwen et P. de Vos, « The implementation of a simplified harmonoise/imagine method for making noise maps for large areas », Dans *Proceedings of Euronoise 09*, n° 10, Edinburgh, Scotland, 2009.

P. Lesage, F. Bernardin, F. Golay, G. Dutilleux et E. Gourdon, « Mesure acoustique de la cinématique des véhicules routiers », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010.

K. M. Li, M. Buret et K. Attenborough, « The propagation of sound due to a source moving at high speed in a refracting medium », *Proceedings of Euronoise 98*, vol. 2, p. 955–960, 1998.

R. Linder, *Les plans d'expériences, un outil indispensable à l'expérimentateur*, Presses Ponts et Chaussées, France, Paris, 2005, ISBN 2-85978-402-0.

D. van Maercke et J. Defrance, « Development of an analytical model for outdoor sound propagation within the Harmonoise project », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 93, p. 201–212, 2007.

R. Makarewicz, « Influence of doppler and convection effects on noise propagation », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 155, n° 2, p. 353–364, 1992.

S. Marcos, *Les méthodes à haute résolution, traitement d'antenne et analyse spectrale*, Hermès, ISBN 2-86601-662-9, 1998.

F. Margiocchi et P.-E. Gautier, « Caractérisation vibro-acoustique d'une voie ferrée. », *Acoustique & Techniques*, , n° 46-47, p. 23–32, 2006.

C. Marquis-Favre, E. Premat et D. Aubree, « Noise and its effects - a review on qualitative aspects of sound. part ii : noise and annoyance », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 91, p. 626–642, 2005a.

C. Marquis-Favre, E. Premat, D. Aubree et M. Vallet, « Noise and its effects - a review on qualitative aspects of sound. part i : notions and acoustic ratings », *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 91, p. 613–625, 2005b.

J. Max et J.-L. Lacoume, *Méthodes et techniques de traitement du signal*, Dunod, France, Paris, ISBN 2-10-005332-9, 2000.

Y. Miki, « Acoustical properties of fibrous absorbent materials : Modifications of Delany-Bazley models », *Journal of Acoustical Society of Japan*, vol. 11, p. 19–24, 1990.

P. M. Morse et K. U. Ingard, *Theoretical acoustics*, Princeton, 1968.

P. Morse et H. Feshbach, *Methods in theoretical physics*, Mc Graw - Hill, New York, 1953.

NF EN 61672-1, Électroacoustique - sonomètres - partie 1 : Spécifications, 2003.

NF S31-058, Acoustique. mesurage du bruit émis par les véhicules routiers. méthode de contrôle au point fixe, 1986.

NF S31-133, Acoustique - bruit des infrastructure de transports terrestres - calcul de l'atténuation du son lors de sa propagation en milieu extérieur, incluant les effets météorologiques, février 2007.

M. Nobile et S. I. Hayek, « Acoustic propagation over an impedance plane », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 78, n° 4, p. 1325–1336, 1985.

T. D. Norum et C. H. Liu, « Point source moving above a finite impedance reflecting surface - experiment and theory », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 63, p. 1069–73, 1978.

NT ACOU 104, Ground surfaces : determination of the acoustic impedance, 1999.

S. Oie et R. Takeuchi, « Sound radiation from a point source moving in parallel to a plane surface of porous material », *Acustica*, vol. 48, n° 3, p. 123–29, 1981a.

S. Oie et R. Takeuchi, « Sound radiation from a point source moving in a layered fluid on a plane surface of porous material », *Acustica*, vol. 48, n° 3, p. 130–36, 1981b.

A. V. Oppenheim et R. W. Schafer, *Digital signal processing*, Prentice-Hall, 1975.

Y. Oshino et H. Tachibana, « Prediction of road traffic noise taking account of transient running conditions of vehicles », Dans *Proceedings of Inter-Noise*, n° 21, p. 629–632, Toronto, Canada, 1993.

M. Pallas, « Antenne microphonique : Localisation des sources d'origine mécanique d'un véhicule léger, tome 1 », Rapport technique LTE 9810, INRETS, 1998.

M. Pallas, J. Lelong et J. Clairet, « Véhicules lourds du trafic - identification et évaluation des sources de bruit », Rapport technique 0517, LTE/INRETS, 2005.

M. Pallas, J. Lelong et R. Chatagnon, « Noise emitted by trams. part II : development of a tram noise emission model », Dans *Internoise 2007*, Istanbul, Turkey, 2007.

A. Pierce, *Acoustics, an introduction to its physical principles and applications*, Mc Graw - Hill, New York, 1980.

J. E. Piercy, T. F. W. Embleton et L. C. Sutherland, « Review of noise propagation in the atmosphere », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 61, n° 6, p. 1403–1416, 1977.

G. Poppe et C. Wijers, « More efficient computation of the complex error function », *ACM Transactions on Mathematical Software*, vol. 1, p. 38–46, 1990.

K. B. Rasmussen, « A note on the calculation of sound propagation over impedance jumps and screens », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 84, p. 598–602, 1982.

G. Rosenhouse et N. Peled, « Sound field of moving sources near impedance surfaces », Dans *International conference on theoretical and computational acoustics*, vol. I, p. 377–88, Mystic, CT, USA, 5-9 uly 1993 1994.

I. Rudnick, « The propagation of an acoustic wave along a boundary », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 19, p. 348–357, 1947.

E. Salomons, H. Zhou et W. Lohman, « Efficient numerical modelling of traffic noise », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 127, n° 2, p. 796–803, 2010.

U. Sandberg et J. A. Ejsmont, *Tyre/Road noise reference book*, INFORMEX, Sweden, 2002.

G. Saporta, *Probabilités, analyse des données et statistique*, Editions TECHNIP, ISBN 978-2710808145, 1990.

Schall 03, Richtlinie zur berechnung der schallimmissionen von eisenbahnen und straßenbahnen (guidelines for the calculation of sound immision near railroad lines).

W. Scholes et P. Parkin, « The effect of small changes in source height on the propagation of sound over grassland », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 6, n° 3, p. 424–442, 1967.

Sétra (coordinateur), *Prévision du bruit routier - 1. Calcul des émissions sonores dues au trafic routier (NMPB 2008)*, 2009a, ISBN : 978-2-11-095825-9.

Sétra (coordinateur), *Prévision du bruit routier - 2. Méthode de calcul de propagation du bruit incluant les effets météorologiques (NMPB 2008)*, 2009b.

H. Tachibana et Y. Oshino, « Sound intensity radiation patterns of actually running automobiles », Dans *Proceedings of Inter-Noise*, n° 21, p. 4, Toronto, Canada, 1992.

S. I. Thomasson, « Reflections of waves from a point source by an impedance boundary », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 59, p. 780–785, 1976.

S. I. Thomasson, « A powerful asymptotic solution for sound propagation above an impedance boundary », *Acustica*, vol. 45, p. 122–125, 1980.

D. J. Thompson et C. J. C. Jones, « A review of wheel/rail noise generation », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 231, n° 3, p. 519–536, 2000.

A. Tolstoy, *Matched Field Processing for Underwater Acoustics*, World Scientific Publishing Company, ISBN 9789810210595, 9 1992.

H. L. van Trees, *Optimum array processing*, Wiley-Interscience, ISBN 0-471-09390-4, 2002.

C. Warren, « A note on moving multipole sources of sound », *Journal of Sound and Vibration*, vol. 44, p. 3–13, 1971.

XP S31-145-1, Acoustique. caractérisation in situ des performances acoustiques des revêtements de chaussées - mesure du bruit de contact pneumatique/chaussée en continu - partie i : mesure d'expertise, mars 2007.

C. Yu, Z. Zhou et M. Zhuang, « An acoustic intensity-based method for reconstruction of radiated fields », *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 123, n° 4, p. 1892–1901, 2008.

Table des matières

I Etat de l'art **1**

1 Modélisation de l'émission acoustique des sources de transports terrestres **3**
1.1 Introduction . . . 3
1.2 Modélisation de l'émission acoustique des sources de transports terrestres . . . 3
1.2.1 Diversité des sources . . . 4
1.2.2 Types de sources . . . 4
1.2.3 Émission(s) acoustique(s) . . . 5
1.2.4 Introduction aux modèles multi-souces . . . 6
1.2.5 Description des modèles multi-sources . . . 7
1.2.6 Nombre de sources . . . 8
1.2.7 Hauteur de source . . . 10
1.2.8 Spectres des sources . . . 10
1.2.9 Directivité . . . 12
1.2.10 Mouvement . . . 12
1.2.11 Facteurs d'émission . . . 12
1.2.12 Conclusion . . . 13
1.3 Propagation en champ proche . . . 13
1.3.1 Équations régissant la propagation . . . 14
1.3.2 Divergence géométrique . . . 14
1.3.3 Atténuation atmosphérique . . . 15
1.3.4 Solution en présence d'un sol plan homogène . . . 15
1.3.5 Modèle d'impédance du sol . . . 18
1.3.6 Figures d'interférences . . . 19
1.3.7 Effets météorologiques négligés . . . 19
1.3.8 Perte de cohérence . . . 22
1.3.9 Discontinuité d'impédance . . . 23
1.3.10 Environnements complexes . . . 23
1.3.11 Conclusion . . . 24
1.4 Prise en compte du mouvement . . . 24
1.4.1 Introduction . . . 24
1.4.2 Énoncé du problème . . . 25
1.4.3 Notations . . . 25
1.4.4 Modèles fréquentiels . . . 27
1.4.4.1 Champ libre . . . 27
1.4.4.2 Approche heuristique . . . 27
1.4.5 Modèle temporel : sol plat impédant . . . 28
1.4.6 Évolution des figures d'interférences avec la vitesse . . . 29

1.4.7 Dédopplérisation . . . 29
1.4.8 Conclusion . . . 30
1.5 Caractérisation de l'émission sonore des sources équivalentes . . . 30
1.5.1 Techniques de référence . . . 30
1.5.1.1 Antennes acoustiques . . . 30
1.5.1.2 Intensimétrie . . . 31
1.5.1.3 ESM . . . 31
1.5.1.4 Conclusion . . . 32
1.5.2 Techniques d'ingénierie . . . 32
1.5.2.1 Mesures sur des véhicules maîtrisés . . . 32
1.5.2.2 Mesure au passage : une source équivalente . . . 32
1.5.2.3 Méthode de la matrice de transfert . . . 33
1.5.2.4 Hauteur de source . . . 34
1.5.2.5 Backing Board . . . 34
1.5.2.6 Mesures réglementaires pour vérifier les valeurs seuils d'un véhicule 35
1.5.2.7 Mesure du bruit de roulement en continu . . . 35
1.5.3 Conclusion . . . 36
1.6 Conclusion . . . 36

II Amélioration des modèles fréquentiels 39

Introduction 41

2 Modèle Temporel Simplifié pour une Source harmonique en Mouvement [3] 43
2.1 Introduction . . . 43
2.2 État de l'art . . . 44
2.2.1 Énoncé et notations . . . 44
2.2.1.1 Énoncé du problème . . . 44
2.2.1.2 Notations . . . 45
2.2.2 Modéle temporel . . . 46
2.2.3 Modéles fréquentiels . . . 48
2.2.3.1 En champ libre . . . 48
2.2.3.2 Modéle heuristique au-dessus d'un sol impédant . . . 49
2.3 Modéle temporel simplifié . . . 49
2.3.1 Hypothéses . . . 49
2.3.2 Modéle temporel simplifié . . . 50
2.3.3 DSP et valeur moyenne du carré de la pression acoustique . . . 51
2.4 Simulations numériques . . . 51
2.4.1 Paramétres de calcul . . . 51
2.4.1.1 Modéles simulés . . . 51
2.4.1.2 Valeurs des paramétres . . . 52
2.4.2 Premiers résultats . . . 52
2.4.2.1 Valeur moyenne du carré de la pression . . . 53
2.4.2.2 DSP . . . 55
2.4.2.3 Fréquences angulaires dopplérisées . . . 56
2.4.3 Simulation Monte-Carlo pour l'évaluation du MTSSM . . . 56

3. Ce chapitre constitue un article qui a été soumis à JSV le 11/03/2010. C'est pourquoi il est rédigé en anglais.

2.5 Conclusion 58

Annexes **59**
2.A Simplifications dans le domaine temporel 59
2.B Fenêtre de Hann 62
2.C Comparaison entre la propagation de la pression et du potentiel de vitesse 63

3 Propagation d'un bruit à large bande **65**
3.1 Théorie 65
3.1.1 Cas général 65
3.1.2 Cas d'une source fixe au-dessus d'un sol plan parfaitement réfléchissant . . 66
3.2 Simulations numériques 67
3.2.1 Contexte des simulations 67
3.2.2 Paramètres de dépouillement 67
3.2.3 Résultats 68
3.2.3.1 Quelques configurations 68
3.2.3.2 Influence de la longueur du périodogramme 68
3.2.3.3 Influence du nombre de segments 68
3.3 Conclusion 68

III Estimation de la hauteur de source(s) **73**

Introduction **75**

4 Détermination de la hauteur de source de plusieurs sources situées à la même hauteur [4] **77**
4.1 Introduction 77
4.2 Modèles de propagation 78
4.2.1 Modèle de Rudnick 79
4.2.2 Modèle de Rasmussen 80
4.3 Méthode à deux microphones 81
4.3.1 Théorie 81
4.3.2 Spectre d'atténuation 81
4.3.2.1 Mesures 82
4.3.2.2 Modèles 83
4.4 Influence de la configuration retenue 83
4.4.1 Optimisation de la position des microphones 83
4.4.2 Influence de la position des microphones 84
4.5 Étude de sensitivité 84
4.5.1 Hypothèses 85
4.5.2 Influence de l'impédance du sol 86
4.5.2.1 Modèle de Rudnick 86
4.5.2.2 Modèle de Rasmussen 86
4.5.3 Positions des sources 87
4.5.4 Nombre des sources 88

4. Ce chapitre constitue un article qui a été accepté à Acta Acustica United with Acustica en avril 2010. C'est pourquoi il est rédigé en anglais.

4.6 Validation expérimentale . . . 88
4.6.1 Configuration générale et paramètres . . . 88
4.6.2 Une source ponctuelle au-dessus d'un sol plan homogène . . . 89
4.6.3 Une source ponctuelle au-dessus d'un sol plat avec une discontinuité d'impédance . . . 89
4.6.4 Trois sources au-dessus d'un sol plat homogène . . . 90
4.6.5 Trois sources au-dessus d'un sol plat avec une discontinuité d'impédance 90
4.7 Conclusion . . . 91
4.8 Remerciements . . . 93

5 Hauteur de sources réelles fixes ou en mouvement 95
5.1 Introduction . . . 95
5.2 Hauteur de sources en mouvement : théorie . . . 96
5.2.1 Énoncé du problème . . . 96
5.2.2 Modèles de propagation . . . 96
5.2.2.1 Modèle de propagation pour MHSD . . . 97
5.2.2.2 Modèle de propagation pour MHSM . . . 97
5.2.3 Calcul de la hauteur de source . . . 98
5.2.3.1 Calcul des spectres d'atténuation . . . 98
5.2.3.2 Adaptation de la fonction coût . . . 99
5.2.4 Détermination de l'abscisse de la source . . . 99
5.2.4.1 Localisation du niveau sonore maximum . . . 100
5.2.4.2 Localisation de la source . . . 100
5.2.5 Synoptique des différentes variantes . . . 101
5.3 Simulations numériques . . . 102
5.3.1 Description . . . 102
5.3.1.1 Paramètres des simulations . . . 102
5.3.1.2 Paramètres de dépouillement . . . 103
5.3.2 Résultats avec une source . . . 104
5.3.2.1 Estimation de la hauteur de source . . . 104
5.3.2.2 Allure de la fonction coût . . . 104
5.3.2.3 Influence de la vitesse . . . 105
5.3.2.4 Comparaison des spectres d'atténuation . . . 105
5.3.3 Résultats avec quatre sources . . . 107
5.3.3.1 Évaluation de la hauteur des sources . . . 107
5.3.3.2 Allure de la fonction coût . . . 107
5.3.3.3 Comparaison des spectres d'atténuation . . . 108
5.4 Application expérimentale . . . 109
5.4.1 Paramètres . . . 109
5.4.1.1 Configurations de mesurage . . . 109
5.4.1.2 Paramètres de dépouillement . . . 111
5.4.2 Résultats pour un haut-parleur en mouvement . . . 111
5.4.3 Résultats pour des véhicules . . . 111
5.4.3.1 Analyse sur la plage fréquentielle usuelle . . . 111
5.4.3.2 Analyse de la plage fréquentielle réduite . . . 113
5.5 Conclusion . . . 113
5.A Estimation de l'instant de passage . . . 116
5.B Périodogramme moyenné réarrangé . . . 117

IV Méthode énergétique **119**

Introduction **121**

6 Méthode Énergétique pour la Caractérisation des Sources acoustiques **123**
6.1 Introduction . . . 123
6.2 Méthode énergétique . . . 124
6.2.1 Formulation du problème . . . 124
6.2.2 Résolution . . . 124
6.2.3 Optimisation des spectres . . . 125
6.3 Simulations numériques : descriptif . . . 126
6.3.1 Configurations simulées . . . 127
6.3.2 Paramètres des simulations numériques . . . 127
6.3.3 Paramètres de dépouillement . . . 128
6.4 Simulations numériques . . . 128
6.4.1 Comparaison des spectres mesurés et simulés . . . 128
6.4.2 Localisation des sources . . . 129
6.4.3 Fonction coût . . . 129
6.4.4 Spectres d'émission des sources . . . 132
6.5 Étude paramétrique . . . 133
6.5.1 Influence du pas de discrétisation en hauteur . . . 134
6.5.2 Influence du pas de discrétisation suivant la distance . . . 134
6.5.3 Influence du nombre de sources équivalentes . . . 137
6.5.4 Calculs en tiers d'octave . . . 138
6.6 Cas d'une source complexe . . . 139
6.6.1 Simulation . . . 139
6.6.2 Résultats . . . 141
6.7 Conclusion . . . 142

Annexes **142**
6.A Étude de quelques variantes . . . 142

7 La MÉCS : perspectives **149**
7.1 Optimisation et validation de la MÉCS . . . 149
7.1.1 Optimisation des microphones . . . 149
7.1.2 Réduction de l'espace des solutions . . . 149
7.1.3 D'autres configurations de sources . . . 150
7.1.4 Des solutions plus physiques . . . 150
7.1.5 Mesures . . . 150
7.2 Développements théoriques possibles . . . 151
7.2.1 Prise en compte du mouvement . . . 151
7.2.2 Prise en compte de la propagation à large bande . . . 151
7.2.3 Directivité équivalente . . . 151
7.2.4 Mesures sur site réel . . . 152
7.3 Conclusion . . . 153

Conclusion générale **155**

Références bibliographiques **157**

Table des matières **172**

A Résolution du problème des moindres carrés **I**

B Détermination des cœfficients Harmonoise/Imagine : proposition d'une solution analytique **III**

C Variables **V**

D Acronymes **IX**

E Liste des publications **XI**
E.1 Articles dans des revues internationales avec comité de lecture : XI
E.2 Communication à des congrès avec actes : XI
E.3 Rapports de recherche : XI

F Synoptique du travail réalisé **XIII**

Annexe A

Résolution du problème des moindres carrés

À divers endroits de ce document, il est question de la résolution d'un problème des moindres carrés (*Least Mean Square* en anglais). La résolution d'un problème LMS est classique en physique. Pour notre part, on a utilisé l'implantation réalisée sous le logiciel de calculs Scilab [1]. On va détailler le principe de résolution (Saporta, 1990, p.375) (Björck, 1996 ; Hairer, 1993).

On considère le système suivant

$$\mathbf{y}_{R_y \times 1} = \mathbf{E}_{R_y \times R_b}\, \mathbf{b}_{R_b \times 1}, \tag{A.1}$$

où $\mathbf{y}$, $\mathbf{E}$ et $\mathbf{b}$ sont des matrices à cœfficients réels. $\mathbf{b}$ est la matrice des inconnues. Les dimensions des matrices sont écrites en indice. Ainsi $\mathbf{y}_{R_y \times 1}$ signifie que $\mathbf{y}$ est un vecteur colonne, qui comporte R_y lignes.

On suppose que le problème est surdéterminé, c'est-à-dire qu'il y a beaucoup plus d'équations que d'inconnues : $R_y \gg R_b$. Ce problème n'a évidemment pas de solution. Néanmoins on peut calculer $\mathbf{b}_{Opt}$ telle que

$$\mathbf{b}_{Opt} = \underset{\mathbf{b}}{\operatorname{argmin}} \|\mathbf{E}\,\mathbf{b} - \mathbf{y}\|. \tag{A.2}$$

Ce problème admet une solution unique calculée par

$$\mathbf{b}_{Opt} = \left(\mathbf{E}^t\mathbf{E}\right)^{-1} \mathbf{E}^t\mathbf{y}, \tag{A.3}$$

avec $\mathbf{E}^t$ la transposée de la matrice $\mathbf{E}$.

Si $\mathbf{E}$ et $\mathbf{y}$ ne contiennent que des réels positifs, alors tous les cœfficients de $\mathbf{b}$ seront réels, mais pas forcément positifs. Pour assurer la contrainte de positivité, d'autres algorithmes existent (Björck, 1996).

1. On a utilisé la version 4.1.2 de Scilab pour les calculs.

Annexe B

Détermination des cœfficients Harmonoise/Imagine : proposition d'une solution analytique

Pour la caractérisation de deux sources acoustiques équivalentes (ou plus si nécessaire), une méthode de matrice de transfert a été développée (partie 1.5.2.3). Cette méthode ne permet malheureusement pas de déterminer tous les coefficients du modèle européen Harmonoise/Imagine. Il reste à dissocier la contribution bruit de roulement et la contribution bruit moteur, qui sont toutes les deux réparties entre les deux sources équivalentes.

On considère une mesure au passage avec N_{Mics} microphones. Les émissions sonores des deux sources équivalentes $W_1(f_{tiers})$ et $W_2(f_{tiers})$, en tiers d'octave, peuvent être calculées à partir de la méthode avec matrice de transfert (Jonasson et Taraldsen, 2006, Annexe D), à partir de la résolution d'un problème des moindres carrés. Pour plus de précisions, on se reportera à l'équation (1.67).

D'après le modèle Harmonoise/Imagine, $W_1(f_{tiers})$ et $W_2(f_{tiers})$ s'expriment en fonction d'une composante bruit de roulement $W_R(f_{tiers})$ et d'une composante bruit moteur $W_P(f_{tiers})$

$$\left\{ \begin{array}{rcrcrcl} W_1(f_{tiers}) & = & w_R & W_R(f_{tiers}) & + & (1-w_p) & W_P(f_{tiers}), \\ W_2(f_{tiers}) & = & (1-w_R) & W_R(f_{tiers}) & + & w_p & W_P(f_{tiers}), \end{array} \right. \tag{B.1}$$

avec pour le modèle Harmonoise $w_R = 0.8 = w_P$.

$W_R(f_{tiers})$ et $W_P(f_{tiers})$ se calculent alors simplement en fonction de $W_1(f_{tiers})$ et $W_2(f_{tiers})$

$$\left(\begin{array}{c} W_R(f_{tiers}) \\ W_P(f_{tiers}) \end{array} \right) = \left(\begin{array}{cc} w_R & (1-w_P) \\ (1-w_R) & w_P \end{array} \right)^{-1} \left(\begin{array}{c} W_1(f_{tiers}) \\ W_2(f_{tiers}) \end{array} \right) \tag{B.2}$$

Enfin, on peut calculer les niveaux correspondants

$$\left\{ \begin{array}{rcl} L_{W_P}(f_{tiers}) & = & 10 \log_{10} \dfrac{W_P}{W_0}, \\ L_{W_R}(f_{tiers}) & = & 10 \log_{10} \dfrac{W_R}{W_0}, \end{array} \right. \tag{B.3}$$

avec W_0 le niveau de puissance de référence, égal à 10^{-12} W.

On considère maintenant N passages d'une même catégorie de véhicules. Pour chaque passage, d'après les équations (B.2) et (B.3), on peut calculer $L_{W_R}(f_{tiers}, n)$ et $L_{W_P}(f_{tiers}, n)$, où n représente le numéro du passage du véhicule. D'après le modèle Harmonoise/Imagine, on a

$$\left\{ \begin{array}{rcl} L_{W_P}(f_{tiers}, n) & \approx & a_P(f_{tiers}) + b_P(f_{tiers}) \dfrac{v(n) - v_{ref}}{v_{ref}}, \\ \\ L_{W_R}(f_{tiers}, n) & \approx & a_R(f_{tiers}) + b_R(f_{tiers}) \log_{10}\left(\dfrac{v(n)}{v_{ref}}\right). \end{array} \right. \tag{B.4}$$

Ce problème peut s'écrire sous forme matricielle, tout d'abord pour le bruit moteur

$$\begin{pmatrix} L_{W_P}(f_{tiers}, 1) \\ \dots \\ L_{W_P}(f_{tiers}, N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \dfrac{v(1) - v_{ref}}{v_{ref}} \\ \dots & \dots \\ 1 & \dfrac{v(N) - v_{ref}}{v_{ref}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_P(f_{tiers}) \\ b_P(f_{tiers}) \end{pmatrix} \tag{B.5}$$

puis pour le bruit de roulement

$$\begin{pmatrix} L_{W_R}(f_{tiers}, 1) \\ \dots \\ L_{W_R}(f_{tiers}, N) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \log_{10}\left(\dfrac{v(1)}{v_{ref}}\right) \\ \dots & \dots \\ 1 & \log_{10}\left(\dfrac{v(N)}{v_{ref}}\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_R(f_{tiers}) \\ b_R(f_{tiers}) \end{pmatrix} \tag{B.6}$$

Il s'agit de deux problèmes des moindres carrés, mais cette fois, sans contrainte de positivité sur les inconnues. Les cœfficients du modèle Harmonoise/Imagine peuvent donc être calculés sous forme entièrement analytique, à partir de simples mesures au passage sur des véhicules du flot.

Annexe C

Variables

Att_{atm}	atténuation atmosphérique	$\mathrm{dB.m^{-1}}$
c	célérité du son	$\mathrm{m.s^{-1}}$
C^d	modulation d'amplitude associée au rayon direct	
C^r	modulation d'amplitude associée au rayon réfléchi	
d_S	distance entre les sources	m
$d_{disc,j}$	distance entre la discontinuité d'impédance et le microphone M_j	m
DSP^{Mod}	densité Spectrale de Puissance calculée avec NC	dB
DSP^{Mes}	densité Spectrale de Puissance mesurée, calculée avec un périodogrammé moyenné	dB
DSP^{LB}	densité spectrale de puissance calculée pour un bruit à large bande	dB
f	fréquence	Hz
f_{tiers}	fréquence médiane d'un tiers d'octave	Hz
f_{ijl}^{dd}	fréquence dédopplérisée de l'onde directe	Hz
F_{cout}, F_{cost}	fonction coût utilisée pour la résolution du problème inverse	dB
f_e	fréquence d'échantillonnage	Hz
h_{rel}	humidité relative de l'air	%
i	indice de la source S_i	
I_l	intervalle de temps pris en compte, centré sur l'instant t_l	
j	indice du microphone M_j	
l	indice temporel, relatif au périodogramme I_l	
L_M	niveau du bruit moteur	dB
L_p	niveau de pression acoustique	dB

L_R	niveau du bruit de roulement	dB
M^a	nombre de Machs	ms^{-1}
M^d	nombre de Machs M_a multilplié par $\cos\theta^d$	ms^{-1}
M^r	nombre de Machs M_a multilplié par $\cos\theta^r$	ms^{-1}
n_{cyl}	nombre de cylindres d'un véhicule donné	
N_M	nombre de microphones	
N_f	nombre de fréquence discrètes prises en compte	
N_{Per}	nombre de périodogrammes moyennés	
$p(t)$	pression acoustique	Pa
$p^A_{eff}(t)$	pression acoustique efficace pondérée A	Pa
p_{eff}	pression acoustique efficace	Pa
$P(f)$	pression totale dans l'espace fréquentiel	Pa
$P^d(f)$	pression de l'onde directe dans l'espace fréquentiel	Pa
$P^r(f)$	pression de l'onde réfléchie dans l'espace fréquentiel	Pa
$q(t)$ Signal de débit		
R^d	signifie $R^d(\tau^d)$. Longueur du chemin direct entre la source et le récepteur, dans la géométrie d'émission.	m
R^r	signifie $R^r(\tau^r)$. Longueur du chemin réfléchi entre la source et le récepteur, dans la géométrie d'émission.	m
RSB	Rapport Signal sur Bruit	dB
S	régime moteur	$\mathrm{tr.min}^{-1}$
t^b_l	temps du début du segment I_l	s
t^e_l	temps de la fin du segment I_l	s
T	Température	°C
T_I	durée des segments de temps I_l	s
W_0	niveau de puissance de référence	10^{-12} W
W_1	niveau de puissance de la source 1 (modèle Harmonoise/Imagine), située à 0.01 cm	W

W_2	niveau de puissance de la source 2 (modèle Harmonoise/Imagine), située à 0.3 cm (VL) ou 0.75 cm (PL)	W
w_R	part du bruit de roulement attribué à la source 1 (modèle Harmonoise/Imagine)	
w_P	part du bruit moteur attribué à la source 2 (modèle Harmonoise/Imagine)	
W_R	niveau de puissance associé à la composante du bruit de roulement	W
W_P	niveau de puissance associé à la composante du bruit moteur (*propulsion* en anglais)vxcwvxcwacoustiques	
x_{M_j}	abscisse du microphone M_j	m
x_{S_i}	abscisse de la source S_i	m
y_{M_j}	ordonnée du microphone M_j	m
y_{S_i}	ordonnée de la source S_i	m
z_{M_j}	hauteur du microphone M_j	m
z_S^{Opt}	hauteur de source optimisée	m
z_{S_i}	hauteur de la source S_i	m
δ	distribution de Dirac	
θ_g	angle de l'onde réfléchie avec la normale au sol	rad
θ^d	angle entre le vecteur $\vec{v}$ et la droite (SM)	rad
θ^r	angle entre le vecteur $\vec{v}$ et la droite (S$'$M)	rad
κ	nombre d'onde dans l'air	m^{-1}
κ_l^d	nombre d'onde dans l'air associé à l'onde directe pour une source en mouvement et reçu en M à l'instant t_l	m^{-1}
κ_l^r	nombre d'onde dans l'air associé à l'onde réfléchie pour une source en mouvement et reçu en M à l'instant t_l	m^{-1}
ω	vitesse angulaire	$rad.s^{-1}$
ω^d	vitesse angulaire pour une source en mouvement associée à l'onde directe	$rad.s^{-1}$
ω^r	vitesse angulaire pour une source en mouvement associée à l'onde réfléchie	$rad.s^{-1}$
ρ	masse volumique de l'air	$kg.m^{-3}$

σ	résistance effective au passage	$\mathrm{kNs.m^{-4}}$
σ_m	écart-type d'une variable	
Z	impédance normalisée	$\mathrm{kg.m^{-2}.s^{-1}}$
β	admittance normalisée	$\mathrm{kg.m^{-2}.s^{-1}}$
τ^d	signifie $\tau^d(t)$. Temps auquel le rayon direct est parti de la source pour arriver en t au microphone. $\tau^d < t$.	s
τ^r	signifie $\tau^r(t)$. Temps auquel le rayon réfléchi est parti de la source pour arriver en t au microphone. $\tau^r < \tau^d < t$.	s
$\jmath$	imaginaire pu ($\jmath^2 = -1$)	
[mod .]	modulo	
$< . >$	moyenne d'une valeur	
$\|.\|$	norme matricielle	

Annexe D

Acronymes

ANSI	*American National Standards Insitute*
CFA	Congrès Français d'Acoustique
CNAM	Conservatoire National des Arts et Métiers
CNOSSOS	modèle européen, qui fait suite aux projets Harmonoise/Imagine
CPA	*Closest Point of Approach*
DSP	Densité Spectrale de puissance
EMPA	Swiss Federal Laboratories for Material Testing and Research, EMPA
ESM	*Equivalent Source Method*
FDTD	*Finite-Difference Time-Domain*
GPU	*Graphic Processor Unit*
HM	*Heuristic Model* (modèle empirique de la pression créée par une source harmonique en mouvement)
ICSV	*International Congress on Sound and Vibration*
ISO	*International Organization for Standardization*
LRS	Laboratoire Régional de Strasbourg
MÉCS	Méthode Énergétique de Caractérisation des Sources
MR	Modèle de Rudnick
MHSF	Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) Fixe(s)
MHSD	Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) en Déplacement
MHSM	Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) en Mouvement
MTSSM	Modèle Temporel Simplifié pour une Source en Mouvement
MTSM	Modèle Temporel pour une Source en Mouvement
NMPB	Nouvelle Méthode de Prévision du Bruit (méthode d'ingénierie française pour la modélisation du bruit des transports terrestres ou industriels)

PE	*Parabolic Equation*
PL	Poids Lourds
PSD	*Power Spectral Density*
RSB	Rapport Signal sur Bruit
SLIT	Système Linéaire Invariant dans le Temps
SNCF	Société Nationale des Chemins de Fer Français
SPIGA	école doctorale, Sciences Pour l'Ingénieur, Géosciences, Architecture
TF	Transformée de Fourier
TNM	*Trafic Noise Model*, modèle de prévision du bruit américain
UGent	Université de Gent
UM	Université du Maine
WBM	*Wave Based Method*

Annexe E

Liste des publications

E.1 Articles dans des revues internationales avec comité de lecture :

F. Golay, G. Dutilleux et D. Ecotière, « Source height determination for several sources at the same height », *Acta Acustica united with Acustica*, 2010a, Accepted 04/2010

F. Golay, G. Dutilleux, L. Simon, C. Ayrault et F. Poisson, « Simplified time-domain model of a harmonic point source moving above an impedance ground », *Journal of Sound and Vibration*, submitted to Journal of Sound and Vibration on the 11^{th} of March 2010

E.2 Communication à des congrès avec actes :

F. Golay, G. Dutilleux et C. Heinkelé, « Modélisation d'une source sonore par une ou plusieurs sources équivalentes omnidirectionnelles : une approche inverse semi-analytique », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010b

P. Lesage, F. Bernardin, F. Golay, G. Dutilleux et E. Gourdon, « Mesure acoustique de la cinématique des véhicules routiers », Dans *Proceedings of CFA*, n° 10, Lyon, France, 2010

F. Golay, C. Heinkelé et G. Dutilleux, « Height of a moving directive broadband source above a flat ground: a two-microphone method », Dans *Proceedings of Euronoise 09*, Edinburgh, Scotland, 2009

C. Heinkelé, F. Golay et G. Dutilleux, « Acoustical road parameters identification », Dans *Proceedings of Euronoise 09*, Edinburgh, Scotland, 2009

E.3 Rapports de recherche :

F. Golay, « Bibliographie sur l'émission acoustique des tramways - modélisation des véhicules étendus par des sources sonores ponctuelles », Rapport technique, 2009

F. Golay, « Étude des cohérences simple et multiple – configurations avec des sources ponctuelles : simulations numériques et mesures », Rapport technique n°05-76-019, LRPC de Strasbourg, 2008, Étude INRETS

F. Golay, « Bibliographie sur l'émission sonore des poids lourds », Rapport technique 2003-76-006, LRPC de Strasbourg, 2006

Annexe F

Synoptique du travail réalisé

Nom	Description	Chapitre
DSP^{LB}	Calcul d'une densité spectrale de puissance modélisée pour une source à large bande (approche empirique)	3
MÉCS	Développement d'une Méthode Énergétique de Caractérisation de Sources. À partir du signal de presion enregistrés en N_{Mics} microphones, le nombre de sources équivalentes, leur position, et leur spectre est déterminé. Les sources sont supposées fixes.	6
MHSD	La Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) en Déplacement permet de prendre en compte partiellement le mouvement : les déplacements des sources sont pris en compte entre deux intervalles de temps, mais ni la modulation de la fréquence, ni la modulation d'amplitude ne sont pris en compte.	5
MHSF	Il s'agit de la Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) Fixe(s). La méthode existante a bénéficié de quelques améliorations (périodogramme moyenné...) et de validations. La méthode est basée sur la comparaison des spectres d'atténuation entre deux microphones mesuré et modélisé.	4
MHSM	La Méthode d'estimation de la Hauteur de Source(s) en Mouvement permet de prendre en compte totalement le mouvement. Elle est basée sur le MTSSM.	5
MTSSM	Définition d'un Modèle Temporel Simplifié pour une Source harmonique en Mouvement, à partir de la simplification de l'équation Doppler Weyl van der Pol.	2