



**HAL**  
open science

# Modélisation, simulation et synthèse sonore de sources de bruit d'origine aérodynamique et vibratoire

Benjamin Cotté

► **To cite this version:**

Benjamin Cotté. Modélisation, simulation et synthèse sonore de sources de bruit d'origine aérodynamique et vibratoire. Acoustique [physics.class-ph]. Institut Polytechnique de Paris, 2023. tel-04182500

**HAL Id: tel-04182500**

**<https://hal.science/tel-04182500>**

Submitted on 22 Aug 2023

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

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



Institut des Sciences de la Mécanique et Applications Industrielles



**Habilitation à diriger des recherches de l'Institut Polytechnique de Paris**

Spécialité : Mécaniques et énergétique

**Benjamin Cotté**

Modélisation, simulation et synthèse  
sonore de sources de bruit d'origine  
aérodynamique et vibratoire

**Soutenue le 9 mai 2023 devant le jury composé de :**

<i>Président :</i>	Christophe BAILLY	Professeur à l'École Centrale de Lyon
<i>Rapporteurs :</i>	François GAUTIER	Professeur à Le Mans Université
	Stéphane MOREAU	Professeur à l'université de Sherbrooke
	Christophe SCHRAM	Professeur au von Karman Institute
<i>Examineurs :</i>	Caroline BRAUD	Chargée de recherche au CNRS
	Lutz LESSHAFFT	Chargé de recherche au CNRS
	Agnès MAUREL	Directrice de recherche au CNRS

# Table des matières

<b>Introduction générale et présentation du manuscrit</b>	<b>1</b>
<b>1 Vibroacoustique et synthèse sonore des instruments de musique</b>	<b>2</b>
1.1 Introduction . . . . .	2
1.2 Modèles d'amortissement dans le domaine temporel à l'aide de filtres numériques . . . . .	3
1.2.1 Modélisation en temps discret par filtrage numérique . . . . .	3
1.2.2 Synthèse de filtres numériques à partir de données d'amortissement dans le domaine fréquentiel . . . . .	6
1.2.3 Discrétisation du problème modèle . . . . .	6
1.2.4 Résultats numériques . . . . .	9
1.3 Vibroacoustique et synthèse sonore du piano . . . . .	11
1.3.1 Localisation des modes d'une table d'harmonie de piano . . . . .	11
1.3.2 Logiciel MAESSTRO de CAO sonore pour la synthèse sonore . . . . .	14
1.4 Conclusion . . . . .	16
<b>2 Étude du bruit de profil large bande à bas nombre de Mach</b>	<b>18</b>
2.1 Introduction . . . . .	18
2.2 Modélisation du bruit aérodynamique large bande d'un profil d'aile . . . . .	20
2.2.1 Formulation intégrale de l'analogie de Lighthill basée sur des fonctions de Green adaptées . . . . .	21
2.2.2 Théorie d'Amiet pour un profil d'aile fixe . . . . .	26
2.3 Prédiction du bruit large bande rayonné par une éolienne à l'aide de la théorie d'Amiet . . . . .	29
2.3.1 Application du modèle d'Amiet à une pale d'éolienne en rotation . . . . .	30
2.3.2 Influence de la turbulence atmosphérique et du cisaillement du vent sur le bruit rayonné par une éolienne . . . . .	31
2.4 Simulations aéroacoustiques avec turbulence amont synthétique . . . . .	36
2.4.1 Méthode des modes de Fourier aléatoires adaptée à des conditions limites de périodicité selon l'envergure . . . . .	36
2.4.2 Simulations d'une turbulence homogène isotrope en décroissance spatiale . . . . .	37
2.5 Caractérisation expérimentale du bruit de décrochage dynamique . . . . .	39
2.5.1 Dispositif expérimental . . . . .	40
2.5.2 Résultats pour un profil statique . . . . .	41
2.5.3 Résultats pour un profil oscillant . . . . .	42
2.6 Conclusion . . . . .	45
<b>3 Propagation atmosphérique à grande distance du bruit des éoliennes</b>	<b>47</b>
3.1 Introduction . . . . .	47
3.2 Modèles de source étendue pour le bruit des éoliennes . . . . .	49

3.2.1	Modèle de propagation acoustique basé sur l'approximation parabolique . . . . .	49
3.2.2	Modèle de source étendue basé sur la méthode de rétro-propagation dans l'approximation parabolique . . . . .	50
3.2.3	Modèle de source étendue basé sur des monopôles en rotation . . . . .	51
3.3	Résultats avec les deux modèles de source étendue . . . . .	53
3.3.1	Configurations étudiées . . . . .	53
3.3.2	Validation dans une atmosphère homogène . . . . .	54
3.3.3	Résultats dans une atmosphère stratifiée . . . . .	55
3.4	Analyse de sensibilité du bruit des éoliennes aux paramètres environnementaux . . . . .	58
3.4.1	Méthode de Morris pour l'analyse de sensibilité . . . . .	58
3.4.2	Cas d'étude et paramètres de l'analyse de sensibilité . . . . .	59
3.4.3	Résultats . . . . .	60
3.5	Conclusion . . . . .	62
<b>4</b>	<b>Projet de recherche</b>	<b>63</b>
4.1	Identification et modélisation des structures de l'écoulement à l'origine du bruit de séparation et de décrochage d'un profil d'aile . . . . .	64
4.1.1	Identification des structures tourbillonnaires associées au bruit de décrochage en régimes statique et dynamique . . . . .	64
4.1.2	Simulation de l'écoulement autour de profils d'aile à grand angle d'attaque et calcul du bruit associé . . . . .	65
4.1.3	Modélisation du bruit de séparation et de décrochage . . . . .	66
4.2	Optimisation des véhicules aériens sans pilote d'un point de vue aérodynamique et acoustique . . . . .	66
4.2.1	Caractérisation expérimentale du bruit de systèmes multi-propulseurs en chambre anéchoïque . . . . .	67
4.2.2	Modélisation et simulation du bruit d'un système multi-propulseurs . . . . .	68
4.2.3	Stratégies de réduction de bruit . . . . .	69
4.3	Synthèse sonore de sources environnementales par modèles physiques et effets de propagation atmosphérique . . . . .	70
4.3.1	Synthèse sonore par modèles physiques du bruit des éoliennes . . . . .	71
4.3.2	Effet des fluctuations atmosphériques sur les modulations d'amplitude du bruit des éoliennes . . . . .	71
4.3.3	Synthèse sonore d'autres sources dans l'environnement . . . . .	72
4.4	Effet des vibrations de structure sur les sources aéroacoustiques . . . . .	72
	<b>Curriculum Vitae</b>	<b>74</b>
	<b>Bibliographie personnelle</b>	<b>81</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>87</b>



# Introduction générale et présentation du manuscrit

Dans cette habilitation à diriger des recherches, je présente les travaux que j'ai effectués à l'ENSTA Paris depuis mon recrutement en tant qu'enseignant-chercheur en janvier 2011. Avant cela, j'ai tout d'abord été assistant de recherche à l'université de Penn State (États-Unis) entre 2003 et 2005 dans l'équipe de recherche en acoustique sous-marine de David L. Bradley et R. Lee Culver, où je me suis intéressé aux variations d'intensité acoustique de signaux haute fréquence diffusés par la surface de l'océan. J'ai ensuite réalisé ma thèse au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon entre 2005 et 2008, sous la direction de Philippe Blanc-Benon et en collaboration avec la SNCF. Mes travaux de thèse portaient sur la propagation du bruit des trains à grande vitesse en milieu atmosphérique. J'ai enfin travaillé pendant deux ans en tant que post-doctorant à l'Unité 556 de l'INSERM sur la modélisation de la propagation ultrasonore dans les tissus biologiques, afin d'optimiser la communication et le transfert d'énergie entre un système profondément implanté dans le corps humain et une unité de contrôle externe (projet européen ULTRAsponder).

Ce mémoire est divisé en deux grandes parties. La première, structurée en quatre chapitres, est une synthèse de mes activités de recherche. Le chapitre 1 est consacré aux études vibroacoustiques avec une application à la synthèse sonore du piano. Le chapitre 2 regroupe les recherches effectuées sur le bruit de profil à bas nombre de Mach, et le chapitre 3 s'intéresse à la propagation à grande distance du bruit des éoliennes. Enfin, le chapitre 4 présente mon projet de recherche pour les prochaines années. Dans la seconde partie du mémoire, je présente mon curriculum vitae détaillé et la liste de l'ensemble de mes publications et communications.

Dans ce mémoire d'habilitation, j'utilise un double système de références bibliographiques. Les références à la littérature scientifiques sont citées avec un système auteur-année, et les références à ma propre production scientifique sont composées d'un acronyme correspondant au type de publications (RI pour les revues internationales, CI pour les congrès internationaux avec actes, etc.) suivi d'un numéro.

# Chapitre 1

## Vibroacoustique et synthèse sonore des instruments de musique

### 1.1 Introduction

Le rayonnement acoustique d'une structure soumise à des excitations impulsionnelles dépend fortement de ses propriétés d'amortissement. Dans de nombreuses applications, il est important d'être capable de prédire de façon précise la signature temporelle du bruit rayonné par une structure, ce qui nécessite de prendre en compte la dépendance fréquentielle des phénomènes d'amortissement, qu'ils correspondent aux pertes internes (thermoélasticité, viscoélasticité) ou aux pertes par couplages externe (rayonnement acoustique, transmission aux conditions limites). On peut citer en particulier les applications dans les transports terrestres, comme le bruit d'impact associé aux contacts roue-rail (Wu et Thompson, 2003)), dans l'acoustique du bâtiment (Vorländer, 2009) ou encore dans l'acoustique des instruments de musique (Chaigne et Kergomard, 2008; Bilbao, 2009), où des études psychoacoustiques ont souligné le rôle majeur que joue l'amortissement dans la perception des sons (McAdams *et coll.*, 2010). Dans le paragraphe 1.2, une modélisation originale de l'amortissement en temps discret à l'aide de filtres numériques est présentée.

Le piano est un instrument de musique qui a reçu une attention particulière dans la littérature scientifique. La thèse de Kerem Ege (2009) s'est intéressée au comportement vibroacoustique de la table d'harmonie du piano, qui est une plaque de bois (généralement de l'épicéa) munie de raidisseurs. Il a proposé un modèle de plaque homogène équivalent valide jusqu'à 1,1 kHz environ, et il a montré que les vibrations sont localisées entre les raidisseurs au-delà de cette fréquence. Dans la thèse de Juliette Chabassier (2012), une simulation d'un piano entier par modèles physiques est proposée, de la corde excitée par le marteau jusqu'au rayonnement acoustique dans l'air dû aux vibrations de la table d'harmonie. Dans la continuité de ces deux thèses, deux projets de recherche ont été menés. D'une part, une étude expérimentale et numérique a étudié l'effet de l'espacement des raidisseurs sur le comportement vibroacoustique de la table d'harmonie du piano : cette étude est brièvement décrite dans le paragraphe 1.3.1. D'autre part, un outil de synthèse sonore a été développé afin d'aider les facteurs de piano à concevoir des tables d'harmonie innovantes en termes de géométrie et de matériaux. Ce logiciel appelé MAESSTRO est présenté dans le paragraphe 1.3.2.

## 1.2 Modèles d'amortissement dans le domaine temporel à l'aide de filtres numériques

Historiquement, les modèles d'amortissement structurel ont souvent été obtenus dans le domaine fréquentiel, à partir des données de modules d'élasticité complexes  $E^*$  ou bien de facteurs de pertes  $\eta$ , qui peuvent être obtenus à l'aide de viscoanalyseurs par exemple. Si de tels modèles conviennent pour une large gamme de simulations, le formalisme temporel apparaît plus intéressant dans le cas de structures excitées de manière impulsionnelle de par sa prise en compte naturelle des aspects transitoires, ou en présence de vibrations non-linéaires. Ainsi, il existe de nombreux modèles développés dans le cadre de la viscoélasticité linéaire (Christensen, 2003), des plus simples comme ceux de Maxwell, Kelvin-Voigt et Zener, aux plus sophistiqués comme le modèle de Golla-Hughes-McTavish (Golla et Hughes, 1985; McTavish et Hughes, 1993), des champs de déplacement anélastique (Lesieutre et Bianchini, 1993) ou de Zener généralisé (Chaigne et Lambourg, 2001; Bécache *et coll.*, 2005). Cependant, la capacité de ces modèles à suivre les variations fréquentielles de l'amortissement peut être limitée, et/ou demander un grand nombre de coefficients. D'autres modèles reposent sur le concept de dérivation fractionnaire (Bagley et Torvik, 1983). Ces modèles sont particulièrement bien adaptés pour représenter des phénomènes d'amortissement à faible variation fréquentielle, mais leur traitement numérique est parfois délicat (Deü et Matignon, 2010).

Plus récemment, la question du développement de modèles temporels bien posés dans le cadre des comportements de type viscoélastique a été abordée par Collet *et coll.* (2013) à l'aide d'une analyse des propriétés mathématiques du module d'élasticité complexe dans l'espace fréquentiel. Le travail exposé ici dérive d'une problématique similaire, et s'intéresse à une nouvelle approche permettant la réalisation de modèles temporels d'amortissement à même de prendre en compte des réponses à caractéristiques fréquentielles variées, et donc adaptés à une large gamme de matériaux (bois, polymères, matériaux composites...). La particularité de celle-ci repose sur la représentation des variations fréquentielles d'amortissement à l'aide d'un filtre numérique qui garantit les propriétés de causalité et de stabilité lors de sa transposition dans le domaine temporel. Ce travail a été réalisé dans le cadre du postdoc d'Augustin Parret-Fréaud, financé par la DGA, et il est publié dans [RI8].

Sur la base d'un problème modèle simple, on commence par détailler dans le paragraphe 1.2.1 la modélisation du comportement retenue. On explique ensuite dans le paragraphe 1.2.2 comment les coefficients des filtres numériques sont obtenus à partir de données d'amortissement dans le domaine fréquentiel. Puis, le paragraphe 1.2.3 introduit le schéma de résolution numérique mis en place pour réaliser les simulations temporelles, ainsi que ses propriétés de conservation d'énergie, de dispersion et de dissipation. Enfin, sur l'exemple d'une poutre en nylon, le paragraphe 1.2.4 présente les résultats des simulations temporelles en étudiant tout particulièrement les propriétés de dispersion et de dissipation du schéma numérique proposé.

### 1.2.1 Modélisation en temps discret par filtrage numérique

Afin de présenter la méthode dans un contexte simple, on s'intéresse aux vibrations longitudinales d'une poutre de longueur  $L$  et de masse volumique  $\rho$  sous l'hypothèse de petites perturbations, voir figure 1.1. En notant  $u(x, t)$ ,  $\varepsilon(x, t)$  et  $\sigma(x, t)$  les champs de déplacement, de déformation et de contrainte à l'abscisse  $x$  et au temps  $t$ , les équations

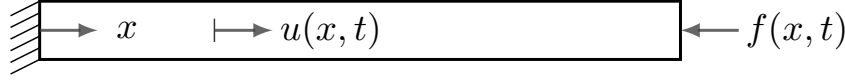
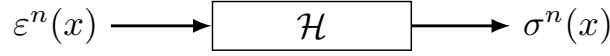


FIGURE 1.1 – Schéma pour les vibrations longitudinales d'une poutre encastree-libre.


 FIGURE 1.2 – Filtre numerique  $\mathcal{H}$  representant la loi de comportement continu  $\mathcal{E}$ .

du probleme s'ecrivent :

$$\sigma(x, t) = \mathcal{E}(\varepsilon(x, t)) = \mathcal{E}\left(\frac{\partial u(x, t)}{\partial x}\right), \quad (1.1a)$$

$$\rho(x) \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma(x, t)}{\partial x} + f(x, t), \quad (1.1b)$$

avec  $\mathcal{E}$  la loi de comportement qui est supposee locale, lineaire et independante du temps, et  $f(x, t)$  une repartition volumique d'efforts imposee. Pour une poutre encastree-libre, les conditions aux limites sont :  $u(x, 0) = 0$  et  $\sigma(x, L) = 0$ . Afin de represente un impact sur l'extremite libre de la poutre, on choisira par la suite  $f(x, t) = F(t)\delta(x - L)$ , avec  $F(t)$  l'evolution de la force dans le temps et  $\delta$  la distribution de Dirac.

Plutot que de discretiser un modele continu dans le domaine temporel, on decide de represente la loi de comportement dans l'espace des temps discrets a l'aide d'un filtre numerique  $\mathcal{H}$ , voir figure 1.2. On introduit pour cela un pas de temps  $\Delta t$  correspondant a la frequence d'echantillonnage  $f_s = \Delta t^{-1}$ , et on note  $\sigma^n(x) = \sigma(x, t^n)$  et  $\varepsilon^n(x) = \varepsilon(x, t^n)$  les valeurs des champs de contrainte et de deformation au temps  $t^n = n\Delta t$ . La forme generale du filtre numerique  $\mathcal{H}$  s'ecrit comme une relation de recurrence lineaire entre les valeurs successives de  $\sigma$  et de  $\varepsilon$  (Smith, 2007) :

$$\begin{aligned} \sigma^{n+1}(x) &= \mathcal{H}\left(\sigma^n(x), \dots, \sigma^{n+1-N_d}(x), \varepsilon^{n+1}(x), \dots, \varepsilon^{n+1-N_c}(x)\right) \\ &= H_0 \left( \varepsilon^{n+1}(x) + \sum_{l=1}^{N_c} c_l \varepsilon^{n+1-l}(x) \right) - \sum_{m=1}^{N_d} d_m \sigma^{n+1-m}(x). \end{aligned} \quad (1.2)$$

ou  $H_0$ ,  $\{c_l\}_l$  et  $\{d_m\}_m$  sont des coefficients independants du temps.

Pour synthetiser le filtre numerique  $\mathcal{H}$  et etudier ses proprietes dans le domaine frequentiel, il est commode d'introduire la transformee en Z, notee TZ, qui est l'equivalent discret de la transformee de Laplace. Pour une sequence d'echantillons discrets  $\{v^n\}_n$  aux temps  $t^n$ , la transformee en Z  $\check{v}(z)$  est definie par :

$$\text{TZ} : \{v^n\}_n \mapsto \check{v}(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} v^n z^{-n}. \quad (1.3)$$

En appliquant la transformee en Z a la relation de recurrence (1.2), on obtient la fonction de transfert complexe  $H(z)$  :

$$H(z) = \frac{\check{\sigma}(x, z)}{\check{\varepsilon}(x, z)} = H_0 \left[ \frac{1 + \sum_{l=1}^{N_c} c_l z^{-l}}{1 + \sum_{m=1}^{N_d} d_m z^{-m}} \right], \quad (1.4)$$

ou  $\check{\sigma}(x, z)$  et  $\check{\varepsilon}(x, z)$  sont respectivement les transformees en Z de  $\{\sigma^n(x)\}_n$  et de  $\{\varepsilon^n(x)\}_n$ . La fonction de transfert  $H(z)$  peut egalement etre ecrite en fonction de ses poles  $(p_m)_{1 \leq m \leq N_d}$  et zeros  $(q_l)_{1 \leq l \leq N_c}$  :

$$H(z) = H_0 \left[ \frac{\prod_{l=1}^{N_c} (1 - q_l z^{-l})}{\prod_{m=1}^{N_d} (1 - p_m z^{-m})} \right]. \quad (1.5)$$

Cette dernière expression est particulièrement intéressante car de nombreuses propriétés des filtres numériques découlent de conditions sur les pôles et zéros de leur fonction de transfert. En particulier, nous cherchons dans cette étude à construire des lois de comportement physiquement admissibles, ce qui nécessite de vérifier les propriétés de stabilité et de causalité. Une condition nécessaire et suffisante pour que le filtre numérique  $\mathcal{H}$  soit stable et causal est que les pôles  $(p_m)_{1 \leq m \leq N_d}$  de la fonction de transfert associée soient strictement contenus dans le cercle unité (Oppenheim et Schaffer, 2009) :

$$|p_m| < 1, \quad 1 \leq m \leq N_d. \quad (1.6)$$

Dans la suite, au lieu de travailler sur l'expression générale (1.5), on se restreint à une classe de fonctions de transfert  $H(z)$  correspondant à la somme de  $N_f$  filtres à 1 pôle  $H_k$  combinée à une fonction constante (gain pur)  $H_0$  :

$$H(z) = H_0 + \sum_{k=1}^{N_f} H_k(z) = H_0 + \sum_{k=1}^{N_f} \frac{H_{0k}}{1 - p_k z^{-1}}. \quad (1.7)$$

Cette expression correspond à la décomposition en éléments simples d'une fraction rationnelle satisfaisant  $N_c = N_d = N_f$  avec des pôles simples, ce qui restreint l'analyse à des modèles discrets qui excluent les filtres élémentaires avec des pôles multiples ou des pôles complexes conjugués. Cette hypothèse fondamentale a été effectuée afin de simplifier l'analyse de conservation de l'énergie discrète. On peut remarquer également que l'association en parallèle de pôles simples est une approche commune dans le domaine continu (modèle de Zener généralisé par exemple) appliquée à une large gamme de matériaux viscoélastiques.

Parret-Fréaud *et coll.* [RI8] ont montré que deux autres conditions sont nécessaires pour assurer que le modèle décrit par l'équation (1.7) soit bien posé. On introduit en premier lieu la réponse continue  $H^c(\omega)$  du filtre  $\mathcal{H}$  obtenue en évaluant  $H(z)$  sur le cercle unitaire à l'aide du changement de variables  $z = e^{i\omega f_s^{-1}}$  :

$$H^c(\omega) = H(e^{i\omega f_s^{-1}}). \quad (1.8)$$

On peut interpréter  $H^c(\omega)$  comme le module d'Young complexe dans le domaine fréquentiel associé au filtre  $\mathcal{H}$ . Pour obtenir un modèle bien posé, la première condition additionnelle à imposer est la positivité du module statique, soit :

$$H^c(0) = H(1) \geq 0. \quad (1.9)$$

De plus, le facteur de pertes global  $\eta^H$  est défini à partir de la réponse continue  $H^c(\omega)$  par :

$$H^c(\omega) = H_r^c(\omega) \left(1 + i\eta^H(\omega)\right) = H_r^c(\omega) \left(1 + i \sum_{k=1}^{N_f} \eta_k^H(\omega)\right), \quad (1.10)$$

avec :

$$\eta_k^H(\omega) = \frac{H_{k,i}^c(\omega)}{H_r^c(\omega)} \quad (1.11)$$

le facteur de pertes associé au filtre élémentaire  $H_k$ . Pour obtenir un modèle dissipatif en accord avec les principes de la thermodynamique, on impose la positivité de chaque facteur de pertes élémentaire  $\eta_k^H$  par la condition suivante sur les coefficients de  $H_k$  :

$$H_{0,k} p_k \leq 0, \quad \forall k. \quad (1.12)$$

Le respect de cette condition sur chaque filtre élémentaire est une condition suffisante pour obtenir la positivité du facteur de pertes global  $\eta_k^H$ .

### 1.2.2 Synthèse de filtres numériques à partir de données d'amortissement dans le domaine fréquentiel

On suppose dans cette partie que l'on dispose d'un ensemble de valeurs de modules d'Young complexes  $\{E_j^*\}_j$  à des pulsations  $\{\omega_j\}_j$  pour un matériau donné. On introduit ici le problème d'optimisation associé à la synthèse du filtre  $H(z)$  donnée par l'équation (1.7), qui consiste à trouver les paramètres  $H_0, \{H_{0,k}, p_k\}_k$  qui minimisent la distance entre la réponse continue  $H^c(\omega)$  du filtre  $\mathcal{H}$  et les valeurs  $E_j^*$  à chaque pulsation  $\omega_j$ , tout en vérifiant les conditions qui assurent que le modèle est physiquement admissible. En notant  $X = [H_0, \{H_{0,k}, p_k\}_k]^T$  le vecteur contenant les paramètres du filtre, la fonction de coût  $\mathcal{L}$  à minimiser est choisie comme la somme des normes quadratiques sur les parties réelles et imaginaires :

$$\mathcal{L}(X) = \alpha_r \left[ \sum_j \left( \frac{H_r^c(\omega_j) - \mathcal{R}e(E_j^*)}{\mathcal{R}e(E_j^*)} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} + \alpha_i \left[ \sum_j \left( \frac{H_i^c(\omega_j) - \mathcal{I}m(E_j^*)}{\mathcal{I}m(E_j^*)} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.13)$$

avec  $\alpha_r$  et  $\alpha_i$  des coefficients qui sont fixés à 1 dans la suite. Parret-Fréaud *et coll.* [RI8] ont montré que la fonction  $\mathcal{L}$  est beaucoup plus sensible aux variations des pôles  $p_k$  qu'aux variations des paramètres  $H_0$  et  $H_{0,k}$ . Pour remédier à ce problème, ils normalisent ces coefficients par une valeur de référence  $\tilde{H}$  qui peut être prise égale à la valeur maximale du module du module d'Young complexe :  $\tilde{H} = \max_j (|E_j^*|)$ .

Finalement, le problème d'optimisation à résoudre peut s'écrire :

$$\text{trouver } \tilde{X} = [\tilde{H}_0, \{\tilde{H}_{0,k}, p_k\}_k]^T \text{ vérifiant } \min_{\tilde{X}} \mathcal{L}(\tilde{X}), \quad (1.14)$$

avec  $\tilde{H}_0 = H_0/\tilde{H}$  et  $\tilde{H}_{0,k} = H_{0,k}/\tilde{H}$ , muni des contraintes suivantes décrites dans le paragraphe 1.2.1 :

$$\tilde{H}^c(0) \geq 0, \quad |p_k| < 1, \quad \tilde{H}_{0,k} p_k \leq 0, \quad 1 \leq k \leq N_f. \quad (1.15)$$

À titre d'exemple, un filtre est maintenant synthétisé à partir des mesures de module d'Young complexe de Collet *et coll.* (2013) pour une barre impactée en nylon de masse volumique  $\rho = 1149 \text{ kg/m}^3$ , représentées par des points sur la figure 1.3. La fréquence d'échantillonnage  $f_s$  est fixée à 180 kHz, et le filtre  $\mathcal{H}$  est synthétisé en résolvant le problème d'optimisation non-linéaire par l'algorithme d'optimisation quadratique successive (algorithme SQP pour *Sequential Quadratic Programming* en anglais), implémenté en GNU Octave dans la fonction `sqp`. Des synthèses de filtre sont réalisées avec un nombre croissant de filtres  $N_f$ , et on observe qu'il est inutile d'utiliser plus que 4 filtres à 1 pôle. La réponse fréquentielle associée à ce filtre est tracée sur la figure 1.3. Il faut insister sur le fait que le filtre synthétisé ne peut représenter la loi de comportement correcte du matériau que sur la gamme de fréquences couverte par les mesures, soit de 500 Hz à 8 kHz environ. En-dehors de cette gamme, le filtre produit un comportement physiquement admissible en termes de causalité et de respect des lois de la thermodynamique. Des synthèses de filtre pour un autre matériau visco-élastique, une mousse polyuréthane dont les modules d'Young complexes varient fortement avec la fréquence, sont également présentées dans le paragraphe 3.2 de l'article de Parret-Fréaud *et coll.* [RI8].

### 1.2.3 Discrétisation du problème modèle

L'objectif de cette partie est d'intégrer la loi de comportement en temps discret décrite par le filtre numérique  $\mathcal{H}$  dans un schéma numérique aux différences finies permettant de

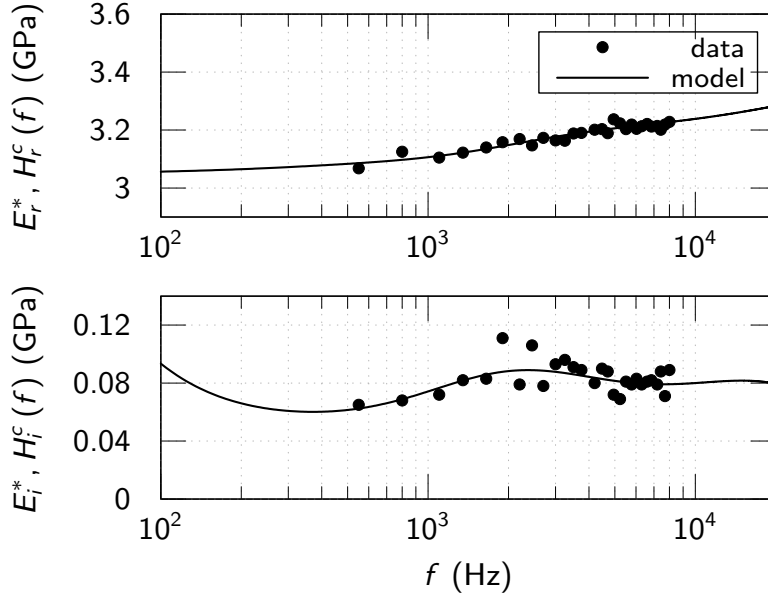


FIGURE 1.3 – Parties réelle (en haut) et imaginaire (en bas) du module d'Young complexe  $E^*$  mesuré par Collet *et coll.* (2013) pour un barre en nylon (points), et de la réponse continue  $H^c$  du filtre numérique synthétisé avec un gain pur et  $N_f = 4$  filtres à 1 pôle (trait continu)

résoudre le problème modèle décrit dans le paragraphe 1.2.1. Une analyse de stabilité est réalisée afin d'obtenir les conditions de conservation de l'énergie discrète, et une étude des propriétés de dispersion et de dissipation du schéma numérique est également menée.

### Schéma aux différences finies explicite

On utilise le même pas de temps  $\Delta t$  que précédemment, et on transpose la fonction de transfert (1.7) dans le domaine temporel, en utilisant le fait que  $z^{-1}$  correspond à l'opérateur de retard unitaire :  $z^{-1} \text{TZ}(v^n) = \text{TZ}(v^{n-1})$ . On obtient alors une loi de comportement en temps discret qui fait intervenir  $N_f$  variables internes  $\sigma_k^n(x)$  au temps  $t^n$ . De plus, on approche l'équation d'équilibre (1.1b) par un schéma de type saute mouton, qui est explicite et d'ordre 2 en temps. Le problème semi-discrétisé en temps s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \sigma_k^{n+1}(x) &= H_{0k} \frac{du^{n+1}}{dx}(x) + p_k \sigma_k^n(x), \quad k = \{1, \dots, N_f\}, \\ \sigma^{n+1}(x) &= H_0 \frac{du^{n+1}}{dx}(x) + \sum_{k=1}^{N_f} \sigma_k^{n+1}(x), \end{aligned} \quad (1.16a)$$

$$\rho(x) \frac{u^{n+1}(x) - 2u^n(x) + u^{n-1}(x)}{\Delta t^2} = \frac{d\sigma^n(x)}{dx} + f^n(x). \quad (1.16b)$$

Concernant la discrétisation spatiale, l'intervalle  $[0, L]$  est divisée en  $N_h + 1$  points avec un pas  $h = L/N_h$  pour obtenir un premier maillage  $\Omega_{h,0}$  constitué des points  $x_j = jh$ , comme le montre la figure 1.4. Au temps  $t^n$ , on introduit les valeurs  $u_j^n$  et  $f_j^n$  de  $u$  et  $f$  aux points  $x_j$ , et les vecteurs correspondants  $\mathbf{u}_h^n$  et  $\mathbf{f}_h^n$ . On introduit également le maillage décalé  $\Omega_{h,1/2}$  constitué des points  $x_{j+\frac{1}{2}}$  sur lequel on définit les valeurs  $\sigma_{j+\frac{1}{2}}^n$  et  $\varepsilon_{j+\frac{1}{2}}^n$ , et les vecteurs correspondants  $\boldsymbol{\sigma}_h^n$  et  $\boldsymbol{\varepsilon}_h^n$ . Pour un champ discret  $\mathbf{v}_h^n$  (respectivement  $\mathbf{w}_h^n$ )

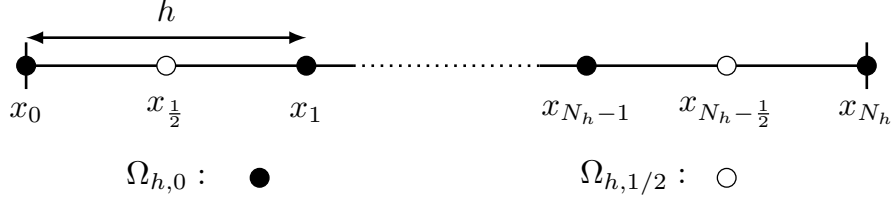


FIGURE 1.4 – Discrétisation spatiale du problème.

défini sur  $\Omega_{h,0}$  (respectivement  $\Omega_{h,1/2}$ ), on introduit l'opérateur  $\mathbf{D}_h$  (respectivement  $\mathbf{D}_h^*$ ) de dérivée spatiale centrée d'ordre 2 définie sur  $\Omega_{h,1/2}$  (respectivement  $\Omega_{h,0}$ ) :

$$\mathbf{D}_h \mathbf{v}_h^n = \left[ \frac{v_{j+1}^n - v_j^n}{h} \right]_j \in \Omega_{h,1/2}, \quad \mathbf{D}_h^* \mathbf{w}_h^n = \left[ \frac{w_{j+\frac{1}{2}}^n - w_{j-\frac{1}{2}}^n}{h} \right]_j \in \Omega_{h,0}. \quad (1.17)$$

Finalement, le problème discrétisé en espace et en temps s'écrit :

$$\begin{aligned} \sigma_{hk}^{n+1} &= H_{0k} \mathbf{D}_h \mathbf{u}_h^{n+1} + p_k \sigma_{hk}^n, \quad k = \{1, \dots, N_f\}, \\ \sigma_h^{n+1} &= H_0 \mathbf{D}_h \mathbf{u}_h^{n+1} + \sum_{k=1}^{N_f} \sigma_{hk}^{n+1}, \end{aligned} \quad (1.18a)$$

$$\rho \frac{\mathbf{u}_h^{n+1} - 2\mathbf{u}_h^n + \mathbf{u}_h^{n-1}}{\Delta t^2} = \mathbf{D}_h^* \sigma_h^n + \mathbf{f}_h^n. \quad (1.18b)$$

### Énergie discrète et analyse de stabilité

Afin d'étudier le comportement du schéma d'intégration temporel, il est intéressant d'étudier sa capacité à conserver une énergie discrète au cours du temps, comme cela est décrit dans Bilbao (2009). Pour réaliser cette étude, nous nous sommes inspirés des travaux de Bécache *et coll.* (2005) portant sur la discrétisation d'un modèle de Zener généralisé. On arrive alors à écrire le schéma numérique sous la forme de la conservation énergétique suivante :

$$\frac{E_h^{n+\frac{1}{2}} - E_h^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = P_h^n - D_h^n, \quad (1.19)$$

qui relie la variation de l'énergie discrète  $E_h^{n+\frac{1}{2}}$  entre les pas temporels  $t^{n-\frac{1}{2}}$  et  $t^{n+\frac{1}{2}}$  au travail des forces externes  $P_h^n$  et à la dissipation  $D_h^n$  associée aux filtres  $H_k$  au temps  $t^n$ .

Sur la base des expressions de l'énergie discrète  $E_h^{n+\frac{1}{2}}$  et de la dissipation  $D_h^n$  détaillées dans Parret-Fréaud *et coll.* [RI8], et en supposant que les conditions de causalité et de stabilité (1.6) sur les pôles  $p_k$  sont vérifiées, on montre que des conditions supplémentaires doivent être vérifiées pour assurer la positivité de l'énergie discrète et de la dissipation :

$$H^c(0) \geq 0, \quad (1.20a)$$

$$H_{0k} p_k \leq 0, \quad k = \{1, \dots, N_f\}, \quad (1.20b)$$

$$\Delta t \leq h \sqrt{\frac{\rho}{H^c(\pi f_s)}} \quad (1.20c)$$

On remarque d'ores et déjà que les deux premières conditions (1.20a) et (1.20b) sont exactement les mêmes que les conditions (1.9) et (1.12) introduites dans le paragraphe 1.2.1 afin d'assurer la positivité du module d'Young statique et le comportement dissipatif de chaque filtre élémentaire  $H_k$ . De plus, une troisième condition de Courant–Friedrichs–Lewy



(CFL) est obtenue, qui donne le pas de temps maximal admissible pour que le schéma soit stable en fonction de la réponse continue du filtre  $H^c$  à la fréquence de Nyquist  $\omega = \pi f_s$  ou  $f = f_s/2$ . Étant donné que le filtre représentant la loi de comportement du matériau doit être synthétisé avant de réaliser la simulation à une fréquence d'échantillonnage donnée, le pas temporel  $\Delta t$  de la simulation est fixé *a priori* :  $\Delta t = f_s^{-1}$ . Par conséquent, il est plus utile d'exprimer la condition CFL (1.20c) sur le pas spatial  $h$  :

$$h \geq h_{\min} = \frac{1}{f_s} \sqrt{\frac{H^c(\pi f_s)}{\rho}}, \quad (1.21)$$

où le terme  $\sqrt{\frac{H^c(\pi f_s)}{\rho}}$  peut être interprété comme la vitesse de propagation maximale des ondes longitudinales dans le milieu.

### Analyse de dispersion et de dissipation du schéma numérique

On étudie la relation de dispersion suivante sur le nombre d'onde complexe  $k_h^*(\omega)$  du problème discret [RI8] :

$$k_h^*(\omega) = k_{hr}(\omega) + ik_{hi}(\omega) = \pm \frac{2}{h} \arcsin \left[ \frac{h}{\Delta t} \sqrt{\frac{\rho}{H^c(\omega)}} \sin \left( \frac{\omega \Delta t}{2} \right) \right]. \quad (1.22)$$

Si on considère une solution élémentaire en onde plane de la forme  $u(x, t) = u_0 \exp[i(k_h^*(\omega)x - \omega t)]$ , on obtient :

$$\begin{aligned} u(x, t) &= u_0 \exp(-k_{hi}(\omega)x) \exp(ik_{hr}(\omega)x - \omega t) \\ &= u_0 \exp(-\alpha_h(\omega)t) \exp(ik_{hr}(\omega)(x - c_h(\omega)t), \end{aligned}$$

où la célérité  $c_h(\omega)$  et le coefficient d'amortissement  $\alpha_h(\omega)$  sont reliés aux parties réelle et imaginaire du nombre d'onde discret par :

$$c_h(\omega) = \frac{\omega}{k_{hr}(\omega)}, \quad \alpha_h(\omega) = c_h(\omega)k_{hi}(\omega) = \omega \frac{k_{hi}(\omega)}{k_{hr}(\omega)}. \quad (1.23)$$

Dans la suite, pour quantifier les performances du schéma numérique en termes de dispersion et de dissipation, on introduit les erreurs relatives  $e_r^k$  et  $e_i^k$  suivantes :

$$e_r^k(\omega) = \frac{|k_r(\omega) - k_{hr}(\omega)|}{|k_r(\omega)|}, \quad e_i^k(\omega) = \frac{|k_i(\omega) - k_{hi}(\omega)|}{|k_i(\omega)|}, \quad (1.24)$$

où  $k_{hr}$  et  $k_{hi}$  sont donnés par l'équation (1.22), et où  $k_r$  et  $k_i$  sont reliés au nombres d'onde complexe  $k^*$  du problème continu :

$$k^*(\omega) = k_r(\omega) + ik_i(\omega) = \pm \omega \sqrt{\frac{\rho}{E^*(\omega)}}. \quad (1.25)$$

#### 1.2.4 Résultats numériques

On cherche maintenant à résoudre le problème modèle décrit dans le paragraphe 1.2.1 pour une poutre en nylon de longueur  $L = 1$  m et de masse volumique  $\rho = 1149$  kg/m<sup>3</sup> excitée par une impulsion en  $x = L$ . Le filtre synthétisé dans le paragraphe 1.2.2 à partir des données de Collet *et coll.* (2013) est utilisé. Dans la suite, on souhaite simuler la réponse de la poutre sur la bande de fréquences [20 Hz, 20 kHz] correspondant au domaine audible, tout en vérifiant des critères sur les erreurs de dispersion et de dissipation numériques. On choisit comme fonction d'excitation en  $x = L$  une ondelette de Ricker donnée par :

$$F(t) = F_0 \left( 1 - 2\pi^2 f_0^2 (t - t_0)^2 \right) \exp \left( -\pi^2 f_0^2 (t - t_0)^2 \right), \quad (1.26)$$

où  $f_0 = 10$  kHz est le maximum du spectre fréquentiel.

L'oreille humaine est particulièrement sensible aux différences de hauteur des sons, c'est pourquoi l'erreur de dispersion est limitée à 1%, qui est l'ordre de grandeur de la sensibilité de l'oreille humaine. L'erreur de dissipation, qui est reliée à la décroissance temporelle de chaque harmonique, est limitée à 5% car elle est moins critique d'un point de vue perceptif. Afin de respecter ces critères, se pose la question du choix de la fréquence d'échantillonnage optimale. Ce problème n'est pas simple car le calcul des erreurs de dispersion et de dissipation dépend de la réponse continue du filtre synthétisé, comme cela est décrit dans le paragraphe 1.2.3. Or, le filtre synthétisé est obtenu pour une certaine fréquence d'échantillonnage  $f_s$  fixée *a priori*, comme on l'a vu dans le paragraphe 1.2.2. Par conséquent, nous suggérons de fixer  $f_s$  à la valeur la plus faible possible à travers une procédure itérative consistant à synthétiser des filtres à des fréquences d'échantillonnage différentes puis à valider les critères sur l'erreur de dispersion et de dissipation.

Dans la suite, nous avons choisi de fixer la fréquence d'échantillonnage  $f_s$  à 180 kHz comme dans le paragraphe 1.2.2, ce qui correspond à 9 fois la fréquence maximale sur la bande considérée. La condition CFL (1.21) donne la valeur minimale  $h_{\min}$  du pas spatial  $h$  qui assure la stabilité du schéma numérique. Ensuite, le pas spatial est choisi égal à la valeur minimale  $h \geq h_{\min}$  compatible avec une discrétisation spatiale uniforme de la poutre :

$$h = \frac{L}{N_h} \quad \text{with} \quad N_h = E \left( \frac{L}{h_{\min}} \right) + 1, \quad (1.27)$$

avec  $E(Y)$  la partie entière de  $Y$ . Pour étudier l'influence de  $h$  sur les propriétés du schéma numérique, on introduit le nombre CFL =  $\frac{h}{h_{\min}}$ , de telle sorte que CFL = 1 dans le cas idéal correspondant à  $h = h_{\min}$ . Dans le problème considéré, la valeur minimale du pas spatial est  $h = 9.52$  mm, ce qui correspond à un nombre CFL de 1.004.

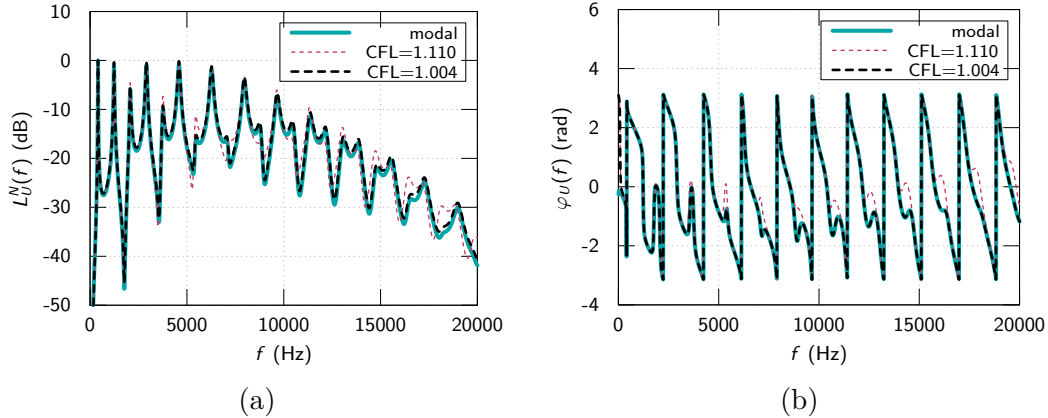


FIGURE 1.5 – (a) Densité spectrale de puissance  $L_U^N$  normalisée du déplacement en décibels, et (b) spectre de phase  $\varphi_U$  associée pour des CFL de 1,004 ou de 1,110, et pour la solution de référence.

La densité spectrale de puissance  $L_U^N(f)$  et le spectre de phase  $\varphi_U(f)$  sont calculés à partir de l'évolution temporelle du déplacement de la poutre  $u$  au point d'observation  $x_{\text{obs}} = 0.47L$  pour deux nombres CFL, et sont comparés sur la figure 1.5 à une solution modale de référence. Ces deux figures montrent que la solution numérique est en très bon accord avec la solution modale sur toute la bande de fréquences pour un CFL de 1.004, alors que des différences apparaissent aux fréquences élevées pour un CFL de 1.110. Ces différences sont mises en évidence sur la figure 1.6 où les erreurs relatives  $e_r^k$  et  $e_i^k$  sont tracées pour le cas idéal correspond à un CFL=1 et pour deux valeurs admissibles du CFL 1.004 et 1.110.

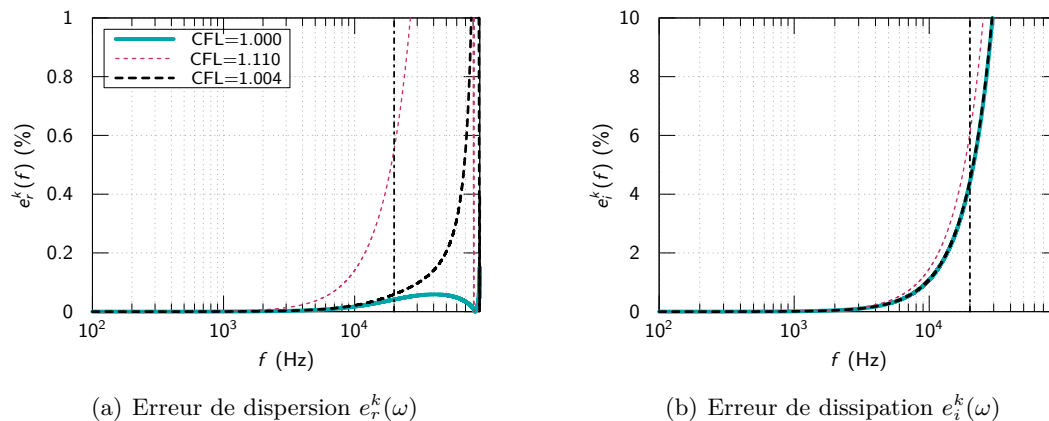


FIGURE 1.6 – Erreurs de dispersion et de dissipation pour des CFL de 1, 1,004 et 1,110 sur sur la gamme de fréquences  $[100 \text{ Hz}, f_s/2]$ , où la fréquence maximale d'intérêt 20 kHz est tracée en pointillés noirs.

L'erreur  $e_r^k$  sur la partie réelle du nombre d'onde complexe, qui est liée à la vitesse de propagation des ondes dans le milieu, reste inférieure à 1% sur la bande de fréquences  $[20 \text{ Hz}, 20 \text{ kHz}]$  pour les différentes valeurs du nombre CFL. On remarque néanmoins que l'erreur de dispersion est très sensible à une augmentation même faible du CFL, avec une forte augmentation de l'erreur de dispersion pour un nombre CFL de 1.110 au-delà de 12 kHz, ce qui se traduit par un décalage des pics fréquentiels visibles sur la figure 1.5. L'erreur  $e_i^k$  sur la partie imaginaire du nombre d'onde complexe est quant à elle un ordre de grandeur plus grande. On observe que l'augmentation du nombre CFL a une faible influence sur ces courbes, ce qui tend à montrer que l'erreur de dissipation provient essentiellement du schéma numérique en lui-même et peu des paramètres de discrétisation. Ici, avec le choix optimal de  $h$  correspondant à  $\text{CFL}=1.004$ , l'erreur relative à 20 kHz est de 0.06% pour  $e_r^k$  et de 4.46% pour  $e_i^k$ , ce qui valide *a posteriori* le choix initial de  $f_s$  vis-à-vis des critères d'erreur posés au début du paragraphe. Si les critères d'erreur n'avaient pas été respectés, une solution simple aurait été d'augmenter la fréquence d'échantillonnage afin de repousser les fortes augmentations de l'erreur visibles sur la figure 1.6 à des fréquences supérieures.

## 1.3 Vibroacoustique et synthèse sonore du piano

### 1.3.1 Localisation des modes d'une table d'harmonie de piano

La table d'harmonie joue un rôle central dans le fonctionnement du piano. Elle est excitée par les vibrations des cordes, et elle permet un rayonnement acoustique efficace dans l'air ambiant. Les cordes sont couplées à la table via le chevalet, qui ajoute de la rigidité à la table et réduit sa mobilité; voir figure 1.7 à gauche. La table est également rigidifiée par la présence de raidisseurs collés perpendiculairement à la direction des fibres du bois; voir figure 1.7 à droite. L'influence du chevalet et des raidisseurs sur le comportement statique de la table d'harmonie est bien connu, par contre leur rôle sur les propriétés vibratoire et acoustique de l'instrument sont moins bien compris.

L'objectif de cette étude publiée dans [RI7] est de montrer l'influence des raidisseurs et des chevalets sur le comportement vibratoire de la table, et sur le rayonnement acoustique associé. Pour cela, une étude numérique est réalisée par éléments finis sur une table d'harmonie de piano droit de complexité croissante. On considère une table avec 10 raidisseurs



FIGURE 1.7 – Table d’harmonie non cordée d’un piano Pleyel P131 pour les mesures aux vibromètres laser à balayage côté chevalets (à gauche) et côté raidisseurs (à droite). Tiré de [RI7].

d’espacement inter-raideuseur :

$$d_i = d_{\text{ref}}(1 + \alpha_i\beta), \quad (1.28)$$

avec  $d_{\text{ref}} = 15,8 \text{ cm}$ ,  $\alpha_i \in [-1, 1]$  un nombre aléatoire, et  $\beta \in [0, 1]$  un paramètre de désordre. Le cas  $\beta = 0$  correspond à une distribution périodique des raidisseurs, le cas  $\beta = 1$  à une distribution fortement irrégulière, et le cas  $\beta = 0.1$  à une distribution légèrement irrégulière, proche de celle observée sur des tables d’harmonie de piano. La localisation des vibrations est observée lorsque la distance inter-raideuseur est comparable à une demi-longueur d’onde de flexion, soit au-delà de 1,2 kHz environ. On montre sur la figure 1.8 que la localisation des vibrations est obtenue pour une plaque dont la distance inter-raideuseurs est légèrement irrégulière, alors que les modes ne sont pas localisés sur la répartition est parfaitement périodique.

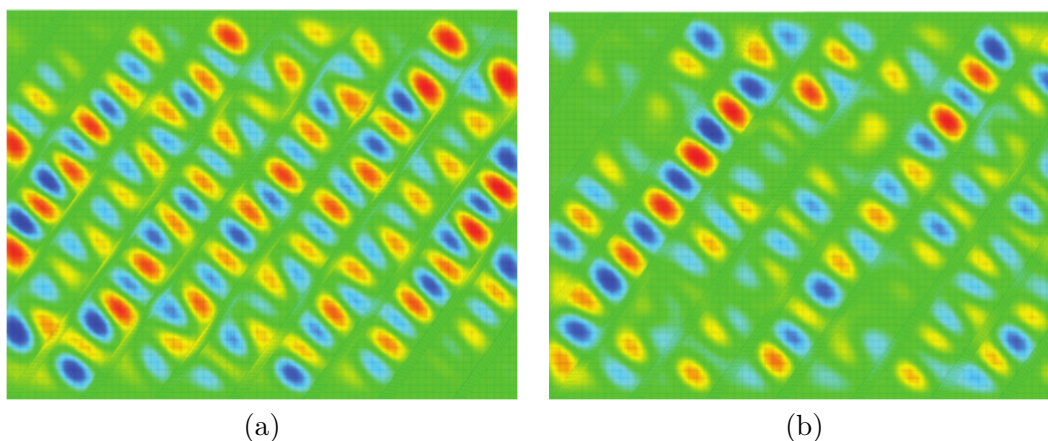


FIGURE 1.8 – Déformées modales d’une table d’harmonie sans chevalet calculées par éléments finis (a) avec un espace inter-raideuseurs régulier ( $f = 2078 \text{ Hz}$ ), et (b) avec un espace inter-raideuseurs légèrement irrégulier ( $f = 2036 \text{ Hz}$ ).

Lorsque l’on ajoute le chevalet des aigus, c’est-à-dire le plus long des deux chevalets visible sur la figure 1.7 à gauche, la surface effective de vibrations est encore réduite, comme on peut le voir sur la figure 1.9. Pour la plupart des modes de table, le chevalet est vu comme une condition aux limites rigides, et les vibrations sont localisées d’un seul côté du chevalet. D’un point de vue expérimental, il est difficile d’isoler des modes de vibration aux moyennes et hautes fréquences à cause du recouvrement modal élevé. Les mesures au vibromètre laser à balayage permettent de mesurer des déformées opérationnelles, qui peuvent être vues comme une superposition de déformées modales dont les fréquences

propres sont proches de la fréquences d'excitation. Nous avons vérifié à l'aide du modèle numérique que la localisation observée individuellement sur les modes est également retrouvée sur les déformées opérationnelles (voir partie II.B.2 de Chaigne *et coll.* [RI7]).

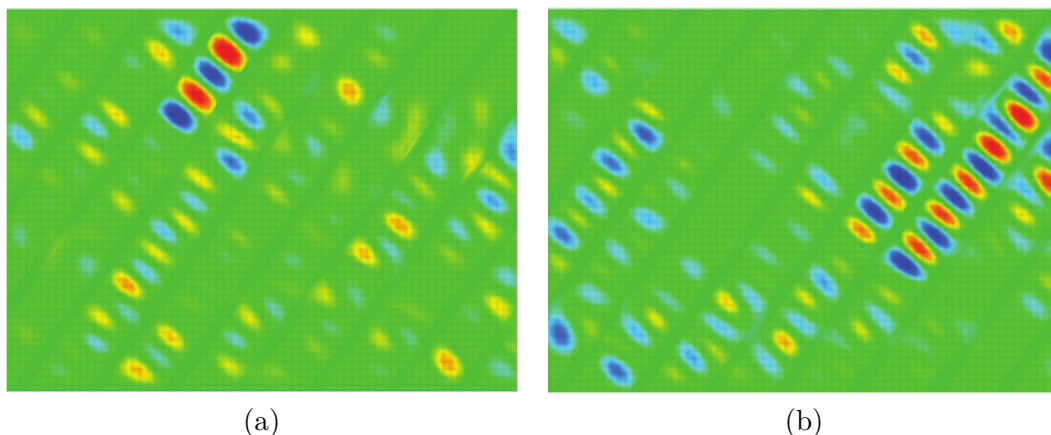


FIGURE 1.9 – Déformées modales d'une table d'harmonie avec un chevalet et un espace inter-raideurs légèrement irrégulier calculées par éléments finis à (a) 2149 Hz et (b) 2260 Hz.

Nous avons ensuite étudié l'influence de la localisation des vibrations sur le rayonnement acoustique. Pour cela, nous avons utilisé l'intégrale de Rayleigh qui suppose que la table d'harmonie est bafflée, ce qui est une bonne approximation pour les fréquences supérieures à 1 kHz qui nous intéressent ici. Nous avons tout d'abord réalisé le calcul à partir du mode à 2078 Hz de la table avec espace inter-raideurs régulier et sans chevalet, comme le montre la figure 1.10. Pour ce mode, la plaque vibre comme un réseau bidimensionnel de sources élémentaires, avec des nœuds de vibration confondus avec les raidisseurs (axe  $X$ ). On observe sur les directivités  $D(\theta)$  (dans la direction des raidisseurs) et  $D(\psi)$  (dans la direction perpendiculaire aux raidisseurs) des lobes de directivité assez marqués, typiques d'une antenne bidimensionnelle.

On considère ensuite sur la figure 1.11 le rayonnement acoustique calculé à partir du champ de vitesse mesuré à 1542 Hz. À cette fréquence, la présence du chevalet et d'un espacement légèrement irrégulier des raidisseurs contribuent à réduire la surface de rayonnement effective de la table d'harmonie. On observe que les lobes de directivité sont moins marqués. On vérifie également que les directivités calculées sont en accord avec celles d'une antenne de  $4 \times 2$  monopôles dont les amplitudes correspondent à celles de la région entourée de noir sur la figure 1.11(a).



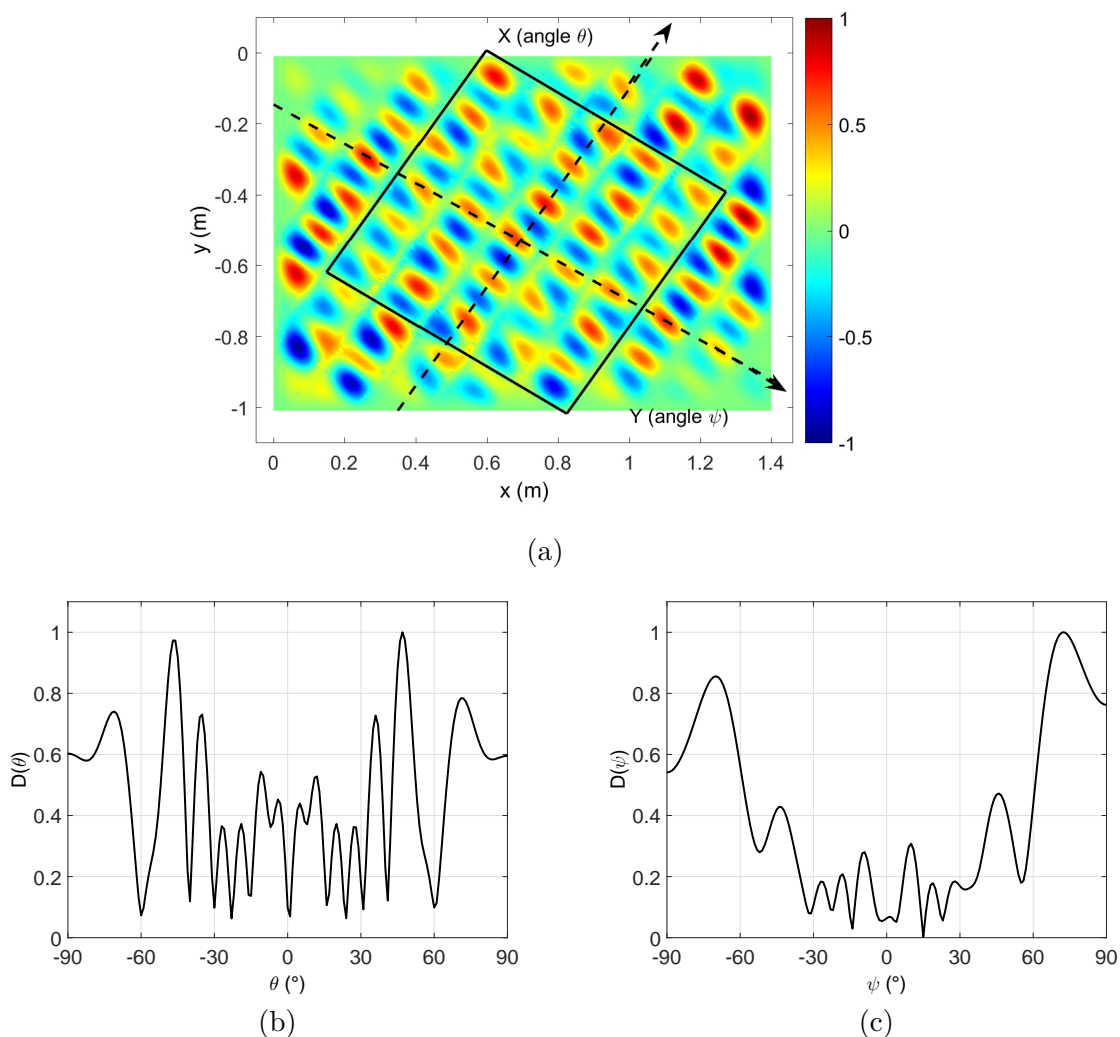


FIGURE 1.10 – (a) Champ de déplacement calculé pour le mode à 2078 Hz de la table avec un espace inter-raideurs régulier, et directivités associées (b)  $D(\theta)$  selon l’axe  $X$  et (c)  $D(\psi)$  selon l’axe  $Y$  à  $r = 3$  m.

### 1.3.2 Logiciel MAESSTRO de CAO sonore pour la synthèse sonore

#### Présentation du logiciel MAESSTRO

Dans le cadre du projet ANR ”Modélisations Acoustiques, Expérimentations et Synthèse Sonore pour Tables d’haRmonie de pianO” (MAESSTRO - <https://www.maesstro.cnrs.fr/>), coordonné par Xavier Boutillon du LMS, j’étais responsable de la tâche 2 consacrée au développement d’un logiciel de Conception Assistée par Ordinateur (CAO) de tables d’harmonie de piano. L’objectif de cet outil est de permettre aux facteurs de piano de prédire l’impact sur le son produit par l’instrument fini de changements structurels effectués sur la table. MAESSTRO réalise des synthèses sonores par modèles physiques, en assemblant et articulant entre eux plusieurs modèles physiques permettant de simuler les phénomènes à l’origine de la production des sons de piano, du marteau au rayonnement acoustique en passant par les vibrations des cordes et de la table d’harmonie.

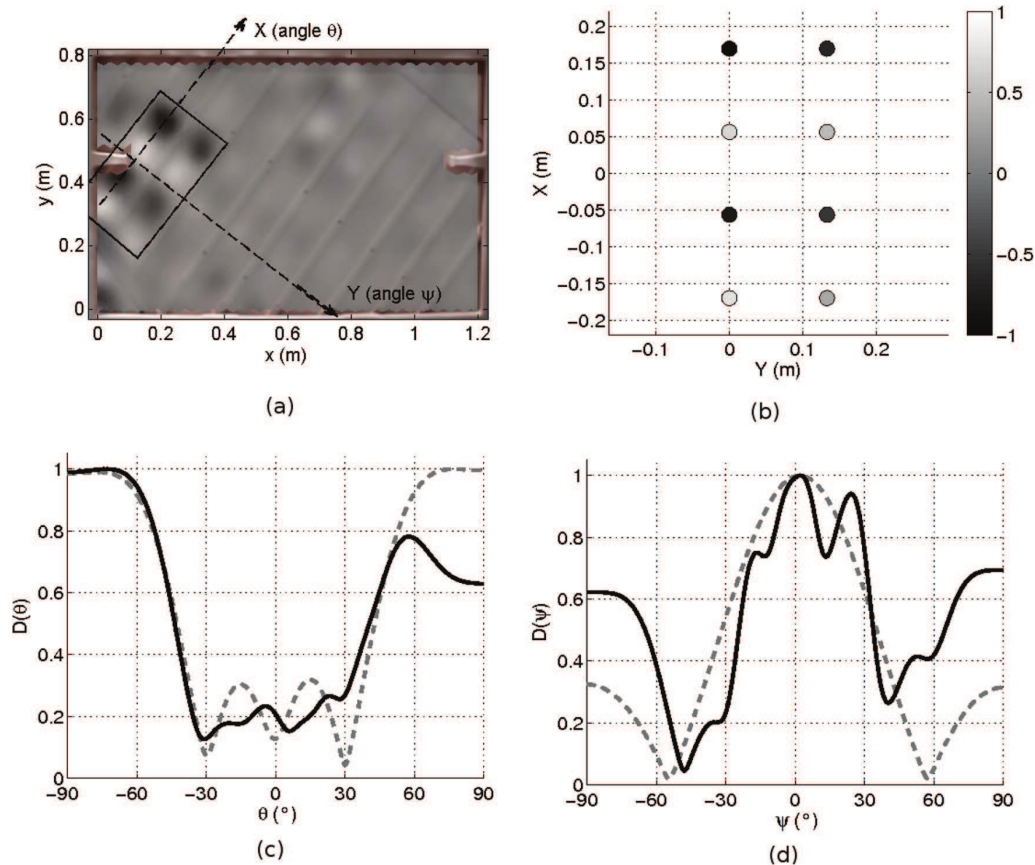


FIGURE 1.11 – (a) Champ de vitesse mesuré à 1542 Hz, (b) configuration d’une antenne de  $4 \times 2$  sources monopolaires, et directivités associées (c)  $D(\theta)$  selon l’axe X et (d)  $D(\psi)$  selon l’axe Y. Les directivités sont calculées à  $r = 3$  m avec le champ de vitesse mesuré (trait continu) et avec l’antenne bidimensionnelle (tirets).

### Architecture du logiciel

MAESSTRO regroupe plusieurs fonctionnalités permettant d’aider le facteur de piano dans les processus de fabrication, modification voire de restauration de pianos :

- une interface graphique (GUI) permettant d’entrer les données géométriques et les matériaux de la table d’harmonie virtuelle,
- un synthétiseur de fichier MIDI,
- des modules de calcul afin de simuler les phénomènes physiques à l’origine des sons de piano,
- des modules de post-traitement des sorties logicielles,
- un outil de création des fichiers audio des notes synthétisées.

La figure 1.12 présente un schéma-bloc de l’architecture logicielle de MAESSTRO.

Tout d’abord, les données normalisées sur la géométrie et les matériaux de la table d’harmonie virtuelle sont spécifiées à l’aide d’une interface graphique (GUI), accessible à l’adresse suivante : <https://maesstro.demo.logilab.fr/>. L’allure générale de la page est celle de la figure 1.13. Un guide d’utilisation détaillé décrit le fonctionnement de l’interface graphique (Elie, 2019b); il est disponible sur le site du projet (<https://www.maesstro.cnrs.fr/cao-sonore/>). Par ailleurs, le logiciel est décrit en détails dans [RI17].

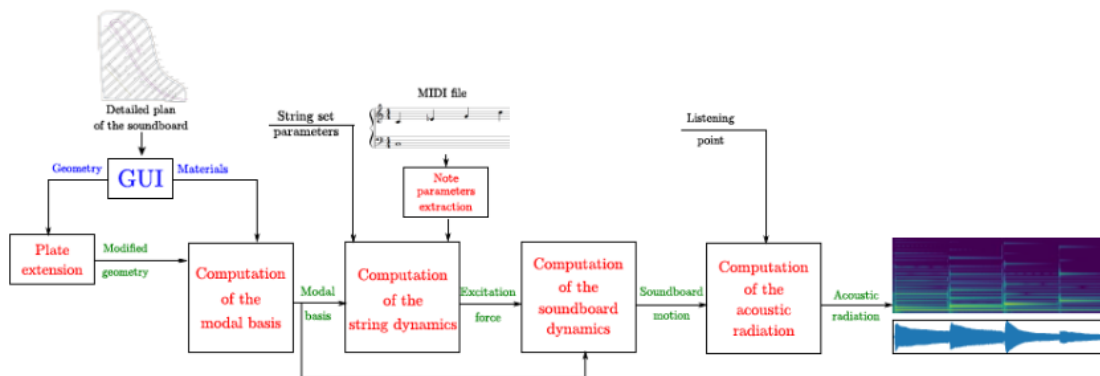


FIGURE 1.12 – Architecture du logiciel MAESSTRO. Les données d’entrée sont représentées en noir. Les données en bleu sont entrées par l’utilisateur à travers l’interface graphique (GUI). Les opérations logiciel sont représentées en rouge et les sorties en vert sur le schéma. Tiré de [RI17].

## Codes de calcul

Une fois que la géométrie de la table d’harmonie et ses matériaux sont connus, l’étape suivante consiste à calculer la base modale de cette table. Cela peut être fait par une méthode d’éléments finis qui utilise la librairie Montjoie (Chabassier *et coll.*, 2013), ou une méthode semi-analytique développée au LVA, qui utilise la méthode de la plaque étendue (Trévisan *et coll.*, 2017). Cette dernière est plus rapide que la méthode par éléments finis, mais oblige à simplifier la géométrie de la table (raidisseurs et chevalets parallèles ou perpendiculaires aux axes d’orthotropie).

Ensuite, le déplacement des cordes frappées par les marteaux sont calculées avec une méthode par éléments finis, développée lors de la thèse de Juliette Chabassier (2012). Les non-linéarités géométriques sont prises en compte à l’aide d’un modèle géométriquement exact. Enfin, l’évolution temporelle des coordonnées modales de la table excitées par les cordes est obtenue, et la pression acoustique est calculée avec l’intégrale de Rayleigh, en considérant que la table est insérée dans un baffle.

Pour éviter d’avoir à installer l’ensemble des codes de calcul, l’utilisateur standard peut utiliser la plateforme de simulation numérique collaborative Simulagora (<https://www.simulagora.com/>) développée par Logilab. Pour un utilisateur avancé qui souhaite modifier les codes source, une description plus détaillée est donnée dans le guide d’utilisateur avancé (Elie, 2019a). Le logiciel est disponible sur un dépôt Gitlab [LO1] avec la licence libre CECILL-C.

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, mes travaux de recherche en vibroacoustique ont été synthétisés. Tout d’abord, les travaux réalisés dans le cadre du post-doctorat d’Augustin Parret-Fréaud sur la modélisation des phénomènes d’amortissement en temps discret à l’aide de filtres numériques ont été décrits. Le filtre est synthétisé à partir de données d’amortissement fréquentielles à l’aide d’une procédure d’optimisation. Des contraintes sont ajoutées sur les coefficients du filtre afin d’assurer que le modèle obtenu respecte les propriétés de stabilité, de causalité et d’adéquation avec les principes de la thermodynamique.

Ensuite, deux projets de recherche sur le comportement vibroacoustique de la table d’harmonie de piano ont été présentés. Dans le premier projet, réalisé avec Antoine Chaigne et Roberto Viggiano, nous avons montré expérimentalement et numériquement que la



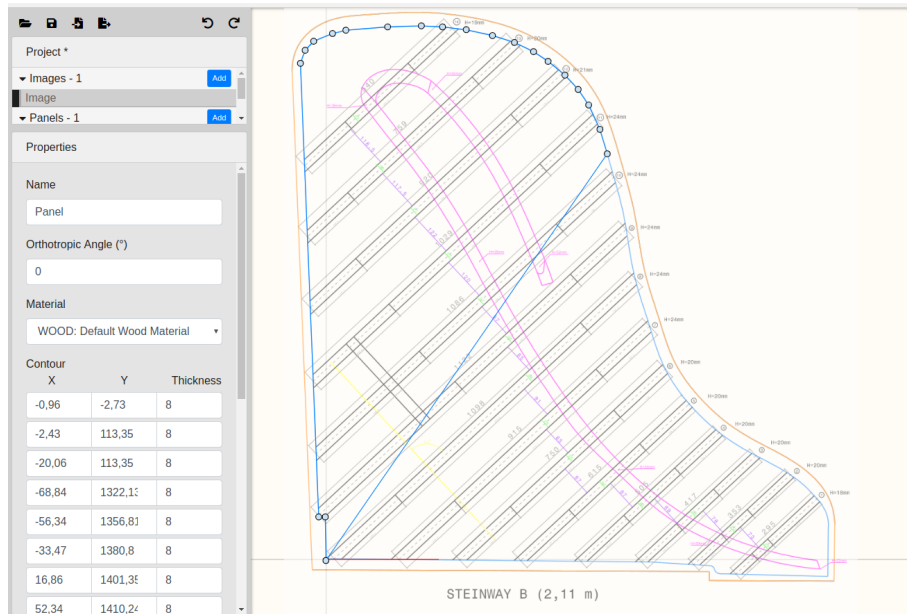


FIGURE 1.13 – Capture d’écran de l’interface graphique (GUI) pour un Steinway D. Tiré de [RI17].

localisation des vibrations entre les raidisseurs de la table ne se produit que si l’espacement inter-raideur est irrégulier. Une des conséquences de ce phénomène de localisation est que le rayonnement acoustique des modes est moins directif comparé à une distribution parfaitement régulière des raidisseurs. Dans le deuxième projet, mené dans le cadre de l’ANR ”Modélisations Acoustiques, Expérimentations et Synthèse Sonore pour Tables d’haRmonie de pianO” (MAESSTRO), un logiciel de synthèse sonore par modèles physiques a été développé pour la Conception Assistée par Ordinateur (CAO) de tables d’harmonie de piano. Ce logiciel, disponible en licence libre, est conçu pour permettre aux facteurs de piano d’écouter l’impact de changements structurels sur la table d’harmonie, en termes de géométrie ou de matériaux par exemple.

## Chapitre 2

# Étude du bruit de profil large bande à bas nombre de Mach

### 2.1 Introduction

Il existe de nombreuses applications où le bruit des rotors peut être gênant, que ce soit pour les riverains des aéroports ou des fermes éoliennes, ou encore dans les bâtiments et véhicules où le bruit des ventilateurs utilisés dans les systèmes de chauffage et de climatisation peut être perceptible. L'effet du bruit sur les animaux est également étudié de façon croissante, comme l'impact du bruit des hélices marines sur les mammifères marins (Gervaise *et coll.*, 2012; Liu *et coll.*, 2017). La figure 2.1 montre quelques exemples de sources sonores avec hélice. Pour toutes ces sources sonores, on distingue dans le spectre les composantes tonales et large bande, comme l'illustre la figure 2.2. Les composantes tonales aux harmoniques de la fréquence de passage des pales sont associées aux fluctuations périodiques. Les composantes large bande proviennent quant à elles des fluctuations aléatoires de l'écoulement. Sur la figure 2.2(a), on remarque que les composantes tonales mesurées par Zajamsek *et coll.* (2016) à 3 kilomètres d'une ferme éolienne se situent dans le domaine infrasonore, la fréquence de passage des pales d'une éolienne moderne se situant généralement entre 0,6 Hz et 1,0 Hz. Zajamsek *et coll.* (2016) montrent que les maxima vers 30 Hz et 50 Hz (notés "hump") sont également composés de pics aux fréquences multiples de la fréquence de passage des pales. Ils identifient par ailleurs un pic à 23 Hz associé aux vibrations de la boîte de vitesse, et un maximum entre 10 et 20 Hz dans les mesures à l'intérieur d'une maison, qui est attribué à un mode de salle. Au-delà de 100 Hz le spectre du bruit éolien est large bande, comme cela a été montré par d'autres études (Oerlemans et Schepers, 2009).

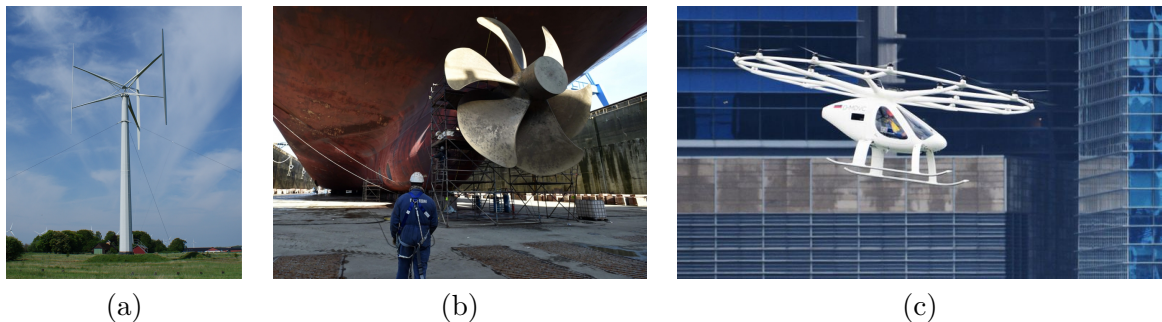


FIGURE 2.1 – Exemples de sources sonores avec hélice : (a) éolienne à axe vertical de 200 kW (Ottermo *et coll.*, 2017), (b) hélice du porte-conteneur Emma Maersk (Le Télégramme du 19-02-2016), (c) taxi volant Volocopter (francetvinfo.fr le 23/10/2019)

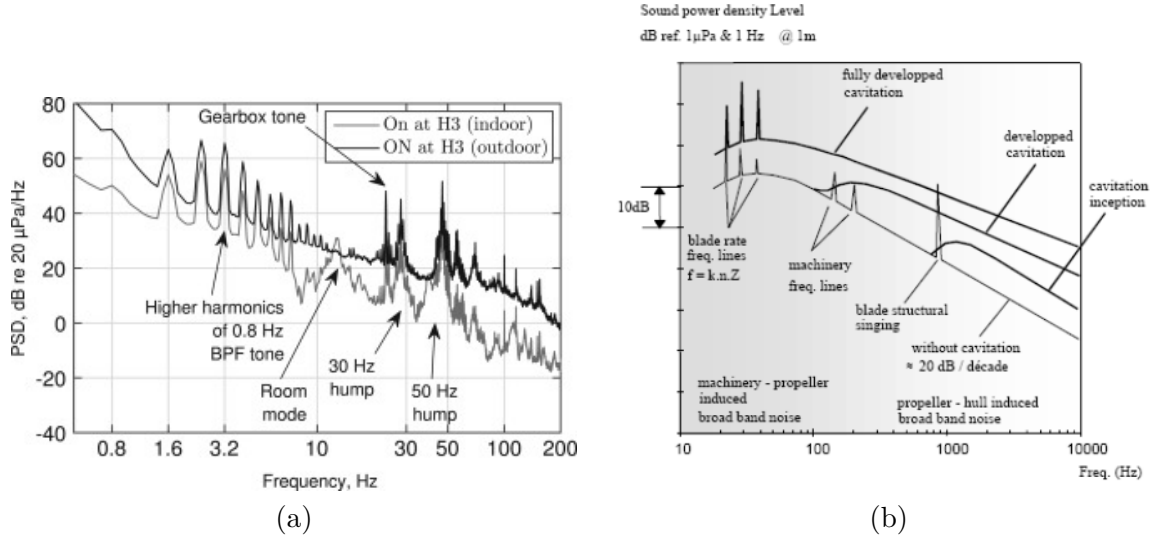


FIGURE 2.2 – Densités spectrales de puissance du bruit rayonné (a) par une éolienne en intérieur ou en extérieur (Zajamsek *et coll.*, 2016), et (b) d’une hélice marine en présence ou en absence de cavitation (Fréchou *et coll.*, 2001).

Un spectre typique d’hélice marine en présence ou non de cavitation est tracé sur la figure 2.2(b). On observe que les niveaux sont 10 à 20 dB supérieurs en présence de cavitation ; il est donc primordial d’éviter le phénomène de cavitation dans les applications où la discrétion est essentielle (défense, océanographie). Par ordre de fréquence croissante, les composantes tonales correspondent aux raies basse fréquence aux multiples de la fréquence de passage des pales, aux vibrations des machines qui se transmettent à la coque et rayonnent dans l’eau, puis au chant d’hélice (*blade structural singing*) associé aux vibrations des pales de l’hélice excitées par l’écoulement fluide. À haute fréquence, ce sont les composantes large bande du spectre qui dominent.

Les principaux mécanismes de bruit autour d’une pale d’un rotor sont illustrés sur la figure 2.3(a). On distingue le bruit d’interaction de turbulence, associé à l’impact de la turbulence en amont sur le bord d’attaque de la pale, du bruit propre qui existe même en l’absence de turbulence amont. Le bruit de bord de fuite est un mécanisme de bruit propre qui est toujours présent ; son niveau correspond au niveau de bruit minimum rayonné par la pale. Il est produit lorsque les structures turbulentes de la couche limite sont diffractées par le bord de fuite du profil. Si la couche limite reste laminaire jusqu’au bord de fuite, comme c’est le cas à bas Reynolds, les instabilités dans la couche limite peuvent être amplifiées par les ondes diffractées par la couche limite ce qui crée un bruit tonal très intense (Yakhina *et coll.*, 2020). Lorsque l’angle d’attaque entre l’écoulement amont et la corde du profil est grand, une séparation de la couche limite peut avoir lieu sur tout ou partie de l’extrados de la pale, comme l’illustre la figure 2.3(b). Le bruit rayonné devient alors plus intense, et dans le cas où la couche limite est entièrement décollée un lâcher tourbillonnaire peut être créé comme sur un corps non profilé (*deep stall regime*). Enfin, il existe d’autres mécanismes de génération de bruit comme le bruit de tourbillon marginal (*tip vortex noise*), et le bruit tonal associé à un bord de fuite épais ou abîmé (*trailing edge bluntness noise*), étudiés entre autres par Brooks *et coll.* (1989).

Dans ce chapitre, on s’intéresse à des applications bas Mach, c’est-à-dire que la vitesse de l’écoulement amont  $U$  est faible devant la vitesse du son  $c_0$ . Le nombre de Mach  $M = U/c_0$  est typiquement inférieur à 0,25 dans les applications éoliennes, et inférieur à 0,05 dans les applications marines. Il n’y a donc pas d’ondes de choc, et les effets de compressibilité sont modérés. Par ailleurs, la plupart des applications qui nous intéressent

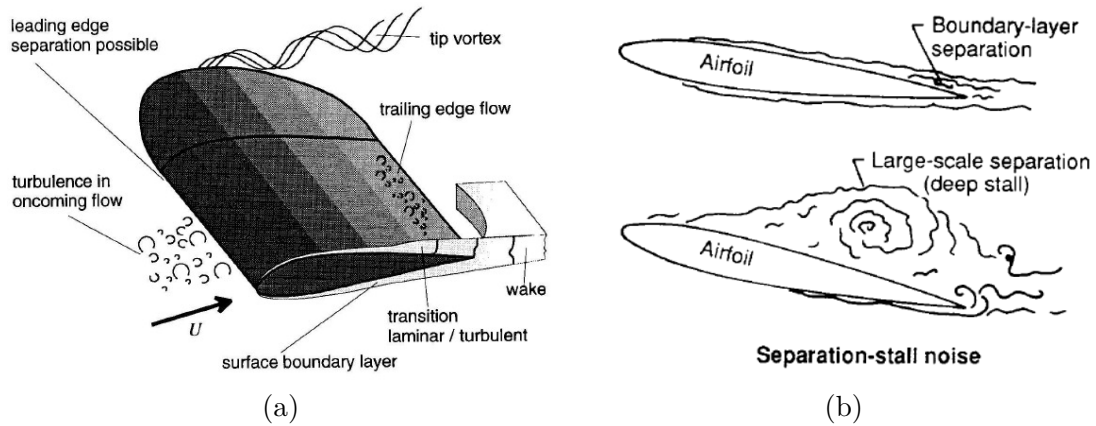


FIGURE 2.3 – (a) Mécanismes de génération de bruit autour d’une pale (Wagner *et coll.*, 1996), et (b) mécanismes de bruit de séparation et de décrochage d’un profil d’aile (Brooks *et coll.*, 1989)

sont à haut Reynolds, c’est-à-dire que le nombre de Reynolds basé sur la corde  $Re_c = Uc/\nu$ , avec  $c$  la corde du profil de pale et  $\nu$  la viscosité cinématique, est supérieur à  $10^6$ . Tout d’abord, on s’intéresse dans le paragraphe 2.2 à la modélisation de deux mécanismes de bruit large bande : le bruit de bord de fuite d’une couche limite turbulente et le bruit d’interaction de turbulence (également appelé bruit de bord d’attaque). On considère pour cela une formulation intégrale de l’analogie de Lighthill (1952) basée sur des fonctions de Green adaptées, et la théorie d’Amiet (1975, 1976) qui est couramment utilisée dans la littérature. On applique ensuite la théorie d’Amiet à une pale d’éolienne en rotation dans le paragraphe 2.3, et on étudie l’influence de la turbulence atmosphérique et du cisaillement du vent sur le bruit rayonné. Dans le paragraphe 2.4, on développe une méthode afin de synthétiser une turbulence amont silencieuse dans un code de résolution des équations de Navier-Stokes compressibles, ce qui permet de réaliser des calculs directs de bruit. Enfin, on caractérise le bruit de séparation et de décrochage en régime statique et dynamique dans le paragraphe 2.5 à l’aide de mesures sur un profil en oscillation de tangage réalisées dans la soufflerie anéchoïque de l’École Centrale de Lyon.

## 2.2 Modélisation du bruit aérodynamique large bande d’un profil d’aile

Dans ce paragraphe, on s’intéresse à la modélisation du bruit d’interaction de turbulence et du bruit de bord de fuite d’une couche limite turbulente à l’aide de deux approches différentes. La première approche, présentée dans le paragraphe 2.2.1, a été développée dans le cadre de la thèse de Nicolas Trafny [RI14, RI18], dans le contexte des hélices marines. La principale originalité de ce modèle est de pouvoir être appliquée à une géométrie de pale arbitraire, car les hélices marines ont une géométrie complexe, pour laquelle un découpage en segments (*strip theory*), comme cela est fait dans le paragraphe 2.3 pour une pale d’éolienne, est discutable. La formulation intégrale proposée est basée sur l’analogie de Lighthill, et néglige les effets de convection et de réfraction. Cela est une bonne approximation pour les applications marines où le nombre de Mach est très faible. La deuxième approche, développée pendant la thèse de Yuan Tian dans le contexte des éoliennes [RI9], utilise la théorie d’Amiet ; elle est présentée dans le paragraphe 2.2.2. Cette théorie a l’avantage de prendre en compte les effets de réfraction et de convection, et permet de réaliser des calculs de bruit rapidement à l’aide de certaines hypothèses simplificatrices.

### 2.2.1 Formulation intégrale de l'analogie de Lighthill basée sur des fonctions de Green adaptées

#### Formulations volumiques de l'analogie de Lighthill

L'analogie de Lighthill (1952) consiste à réécrire les équations de la mécanique des fluides sous la forme d'une équation d'onde inhomogène. Tous les termes non-linéaires se retrouvent sous la forme de termes sources dans le membre de droite. Bien que cette équation soit formellement exacte, elle est réellement utile lorsque l'on considère un observateur en-dehors de la zone source où se trouve l'écoulement, dans un milieu homogène et au repos. Dans la suite, la vitesse du son  $c_0$  et la masse volumique  $\rho_0$  correspondent donc à la région de l'observateur. L'analogie de Lighthill ne permet pas de prendre en compte les effets de convection et de réfraction associés à l'écoulement moyen. Cependant, ces effets sont faibles à bas Mach et peuvent donc être négligés.

Dans le domaine fréquentiel, la pression fluctuante à un récepteur  $\mathbf{x}$  en présence de surfaces rigides est donnée par (Glegg et Devenport, 2017, équation (4.5.4)) :

$$p'(\mathbf{x}, \omega) = \int_V \frac{\partial^2 G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij}(\mathbf{y}, \omega) dV(\underline{y}) + \oint_S p_{ij}(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i} n_j(\mathbf{y}) dS(\underline{y}), \quad (2.1)$$

où  $\omega$  est la pulsation,  $V$  est le volume de turbulence qui entoure la surface rigide  $S$ ,  $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$  est la normale à la surface  $S$  qui pointe vers le fluide,  $p_{ij} = p' \delta_{ij} - \tau_{ij}$ , avec  $\tau_{ij}$  le tenseur des contraintes visqueuses,  $G$  est la fonction de Green, et  $T_{ij}$  le tenseur de Lighthill donné par :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + [p' - \rho' c_0^2] \delta_{ij} - \tau_{ij}, \quad (2.2)$$

avec  $\rho' = (\rho - \rho_0)$  la fluctuation de densité et  $\mathbf{u}$  la vitesse de l'écoulement.

La fonction de Green est la solution au point  $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$  de l'équation d'Helmholtz obtenue pour une source ponctuelle située en  $\mathbf{y} = (y_1, y_2, y_3)$  :

$$(\nabla^2 + k_0^2) G(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = -\delta(\underline{x} - \underline{y}), \quad (2.3)$$

où  $k_0 = \omega/c_0$  est le nombre d'onde associé à la vitesse du son  $c_0$ . Dans la suite, on considérera soit la fonction de Green en champ libre  $G_0$  soit la fonction de Green adaptée  $G_T$  qui satisfait la condition de paroi rigide sur  $S$  :

$$\frac{\partial G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i} n_i(\mathbf{y}) = 0, \quad \forall \mathbf{y} \in S. \quad (2.4)$$

On peut ainsi formuler deux classes de modèle de bruit large bande. La première est basée sur la fonction de Green en champ libre :

$$p'(\mathbf{x}, \omega) = \int_V \frac{\partial^2 G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij}(\mathbf{y}, \omega) dV(\underline{y}) + \oint_S p_{ij}(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i} n_j(\mathbf{y}) dS(\underline{y}). \quad (2.5)$$

C'est l'équation de Curle (1955). La deuxième utilise la fonction de Green adaptée ce qui permet d'éliminer l'intégrale surfacique :

$$p'(\mathbf{x}, \omega) = \int_V \frac{\partial^2 G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij}(\mathbf{y}, \omega) dV(\underline{y}). \quad (2.6)$$

En introduisant  $G_S = G_T - G_0$ , on peut décomposer le champ de pression  $p'$  en un champ direct  $p'_d$  de nature quadripolaire et un champ diffracté  $p'_s$  qui prend en compte la présence des parois rigides :

$$p'_d(\mathbf{x}, \omega) = \int_V \frac{\partial^2 G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij}(\mathbf{y}, \omega) dV(\underline{y}), \quad (2.7)$$

$$p'_s(\mathbf{x}, \omega) = \oint_S p_{ij}(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial G_0(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i} n_j(\mathbf{y}) dS(\underline{y}) = \int_V \frac{\partial^2 G_S(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij}(\mathbf{y}, \omega) dV(\underline{y}). \quad (2.8)$$

Comme le montrent Gierfeld *et coll.* (2005), les équations (2.5) et (2.6) sont équivalentes mais la résolution de l'équation (2.5) est plus délicate car elle nécessite de calculer avec précision le terme  $p_{ij}$  sur la surface. Lorsque la surface est non-compacte, c'est-à-dire que sa dimension caractéristique n'est pas petite devant la longueur d'onde acoustique, la composante compressible de la pression pariétale doit être calculée pour obtenir une bonne prédiction de la pression acoustique rayonnée (Howe, 1999). Elle peut être obtenue par résolution des équations de Navier-Stokes compressibles sur un volume  $V$ , ce qui est coûteux à bas Mach et haut Reynolds (Bogey *et coll.*, 2002), ou par une méthode d'éléments de frontière (Khalighi *et coll.*, 2010). Une alternative intéressante est d'utiliser la formulation (2.6), la fonction de Green adaptée contenant les effets de diffraction. La difficulté associée au calcul de la composante compressible de  $p_{ij}$  est alors transférée au calcul de la fonction de Green adaptée. L'équation (2.6) montre que la production du bruit d'écoulement dépend des dérivées secondes de la fonction de Green adaptée. Comme ces dérivées secondes sont indépendantes de l'écoulement, elles permettent d'étudier la directivité du bruit et d'identifier les régions de l'écoulement turbulent qui contribueront majoritairement au rayonnement acoustique.

### Bruit rayonné par un écoulement turbulent à proximité d'un plan semi-infini

Dans les applications bas Mach et haut Reynolds en l'absence de transfert thermique, les effets de viscosité sont généralement négligés et on peut utiliser l'approximation d'écoulement incompressible :

$$T_{ij} \approx \rho_0 u_i u_j = \rho_0 \left( U_i U_j + 2U_i u'_j + u'_i u'_j \right), \quad (2.9)$$

où l'on a introduit la vitesse fluctuante  $u'_i = u_i - U_i$ . Le premier terme étant une constante, il existe deux sources de génération de bruit : le terme  $2U_i u'_j$  traduit l'interaction entre l'écoulement moyen et la turbulence et le terme  $u'_i u'_j$  correspond aux interactions turbulence-turbulence. Ce dernier terme est généralement négligeable devant le premier, excepté à haute fréquence (Grasso *et coll.*, 2019), ce qui nous permet de réécrire l'équation (2.6) :

$$p'(\mathbf{x}, \omega) = 2\rho_0 \int_V U_i(\mathbf{y}) u'_j(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial^2 G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_i \partial y_j} dV(\mathbf{y}). \quad (2.10)$$

Pour calculer le bruit d'interaction entre un écoulement turbulent et les bords d'un profil, celui-ci est généralement assimilé à un plan semi-infini. Pour le bruit de bord de fuite, on s'intéresse aux structures de la couche limite turbulente qui sont diffractées par le bord de fuite, comme le montre la figure 2.4, alors que dans le cas du bruit d'impact de turbulence, on considère l'interaction entre un écoulement turbulent en amont et le bord d'attaque du profil. Dans les deux cas, on suppose que l'écoulement moyen est orienté selon  $x_1$ , et ne dépend que de la variable  $y_2$  :  $\mathbf{U} = U_1(y_2)\mathbf{e}_1$ . La pression acoustique est alors donnée par :

$$p'(\mathbf{x}, \omega) = 2\rho_0 \int_V U_1(y_2) \left( u'_1(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial^2 G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_1^2} + u'_2(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial^2 G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_1 \partial y_2} + u'_3(\mathbf{y}, \omega) \frac{\partial^2 G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_1 \partial y_3} \right) dV(\mathbf{y}), \quad (2.11)$$

et la densité spectrale de puissance (DSP) associée peut être exprimée :

$$\begin{aligned} S_{pp}(\mathbf{x}, \omega) &= \langle p'(\mathbf{x}, \omega) p'^*(\mathbf{x}, \omega) \rangle \\ &= 4\rho_0^2 \int_V \int_V U_1(y_2) U_1(z_2) \left( \phi_{ij}(\mathbf{y}, \mathbf{z}, \omega) \frac{\partial^2 G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega)}{\partial y_1 \partial y_i} \frac{\partial^2 G_T(\mathbf{x}, \mathbf{z}, \omega)}{\partial z_1 \partial z_i} \right) dV(\mathbf{y}) dV(\mathbf{z}), \end{aligned} \quad (2.12)$$

où  $\phi_{ij}(\mathbf{y}, \mathbf{z}, \omega) = \langle u'_i(\mathbf{y}, \omega) u'_j^*(\mathbf{z}, \omega) \rangle$  sont les interspectres de la vitesse turbulente,  $\langle - \rangle$  est l'opérateur de moyenne d'ensemble, et l'exposant  $*$  correspond au complexe conjugué. L'évaluation de l'intégrale sextuple de l'équation (2.12) peut être réalisée à l'aide de

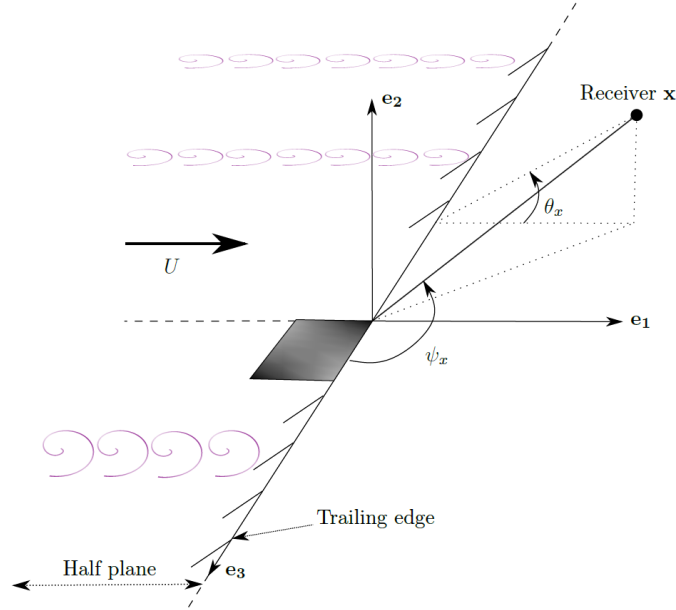


FIGURE 2.4 – Notations pour le modèle de bruit de bord de fuite. Tiré de [RI18].

méthodes Monte Carlo. Pendant sa thèse, Nicolas Trafny a testé plusieurs algorithmes, et a finalement choisi l'algorithme VEGAS implémenté dans la *GNU Scientific Library* (GSL).

### Fonctions de Green adaptées

Pour des géométries simples comme la plaque le plan semi-infini de la figure 2.4, il existe des expressions analytiques de la fonction de Green. Pour un récepteur  $\mathbf{x} = (r_x, \theta_x, x_3)$  en champ lointain, et une source  $\mathbf{y} = (r_y, \theta_y, y_3)$  près du bord de fuite, de telle sorte que  $r_x \gg r_y$  et  $k_0 r_y \ll 1$ , on peut utiliser la fonction de Green compacte utilisée dans la théorie de Howe (1999) :

$$G_T(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \omega) = \frac{-e^{ik_0|\mathbf{x}-y_3\mathbf{e}_3|}}{4\pi|\mathbf{x}-y_3\mathbf{e}_3|} - \frac{\sqrt{k_0} \sin(\theta_x/2) \sqrt{r_y} \sin(\theta_y/2)}{\pi\sqrt{2i\pi}|\mathbf{x}-y_3\mathbf{e}_3|^{3/2}} e^{ik_0|\mathbf{x}-y_3\mathbf{e}_3|}. \quad (2.13)$$

Trafny *et coll.* [RI18] ont montré que les dérivées secondes de la fonction de Green compacte sont proches de la solution exacte près du bord de fuite, où les valeurs de la fonction sont les plus élevées. Pour une plaque de longueur finie, il est important de prendre en compte les diffractions multiples par les bords de la plaque. Pour cela, on utilise la fonction de Green avec diffraction multiple (*multiple scattering*) calculée par Howe (2001).

Pour des géométries arbitraires, il n'existe pas de solution analytique et il est nécessaire de calculer les fonctions de Green adaptées numériquement. Dans le cadre de la thèse de Nicolas Trafny, cela a été fait par une méthode d'éléments de frontière, à l'aide du code COFFEE développé par Stéphanie Chaillat à l'UMA POEMS. L'approche proposée permet de calculer à la fois la fonction de Green adaptée et ses dérivées secondes de façon précise et efficace, en particulier à l'aide d'une méthode d'accélération basée sur les H-matrices [RI14]. À titre d'illustration, un exemple de calcul des dérivées secondes des fonctions de Green adaptées à une géométrie d'hélice marine est tracé sur la figure 2.5 pour deux nombres d'onde différents.

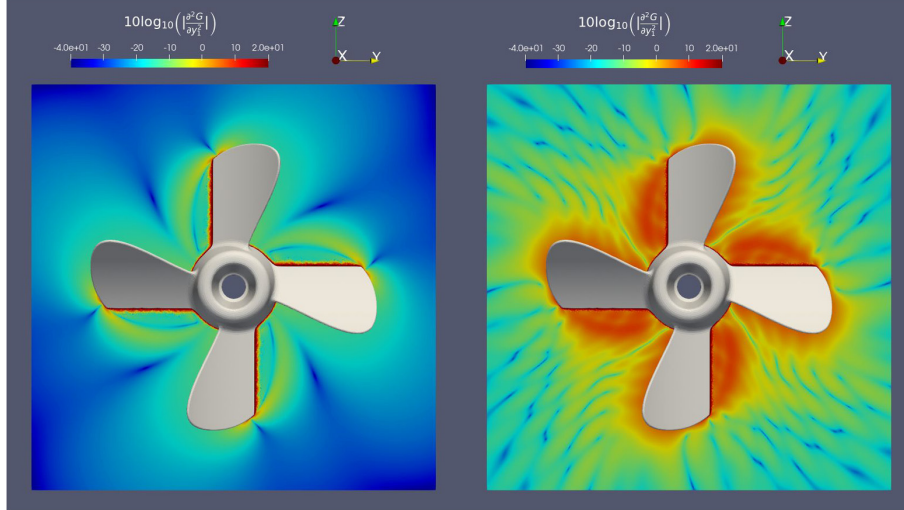


FIGURE 2.5 – Dérivées secondes de la fonction de Green relative  $\partial^2 G_S / \partial y_1^2$  pour un point d'observation  $\mathbf{x} = (100 \text{ m}, 0, 0)$  dans l'axe de l'hélice et une source dans le plan  $(y_2, y_3)$  pour des nombres d'onde  $k_0 = 10 \text{ m}^{-1}$  (gauche) et  $k_0 = 10 \text{ m}^{-1}$  (droite). L'hélice marine a un rayon de 0.5 m et le maillage comprend 106 074 degrés de liberté. Tiré de [RI14].

### Modélisation statistique de l'écoulement turbulent dans l'espace physique

Afin de calculer les interspectres de la vitesse turbulente  $\phi_{ij}(\mathbf{y}, \mathbf{z}, \omega)$  de l'équation (2.12), plusieurs méthodes sont envisageables. La première est de réaliser une simulation numérique directe (DNS) ou une simulation des grandes échelles (LES) de l'écoulement, ce qui est très coûteux à haut Reynolds. Les méthodes stochastiques consistent quant à elles à générer un champ de vitesse turbulente sur la base d'un calcul stationnaire RANS (Bechara *et coll.*, 1994; Ewert, 2008). Enfin, une description statistique de l'écoulement turbulent peut être proposée. Cette approche a l'avantage d'être rapide, mais nécessite de faire des hypothèses assez fortes. Ainsi, la plupart des modèles existants ont été développés dans le domaine nombre d'onde-fréquence, et font l'hypothèse d'un domaine infini dans la direction de l'écoulement. Dans notre cas, il est important de pouvoir considérer un domaine fini dans la direction de l'écoulement, et il nous faut donc proposer un modèle pour les interspectres de la vitesse turbulente dans le domaine espace-fréquence.

On suppose tout d'abord que l'écoulement turbulent est homogène et isotrope, et on utilise le modèle de von Kàrmàn pour le spectre d'énergie cinétique turbulente :

$$E(K) = \frac{55\Gamma(5/6)}{9\sqrt{\pi}\Gamma(1/3)} \frac{\sigma_u^2}{K_e^2} \frac{(K/K_e)^4}{1 + (K/K_e)^{17-6}}, \quad (2.14)$$

avec  $\sigma_u^2 = \overline{u_1'^2} = \overline{u_2'^2} = \overline{u_3'^2}$  la variance des fluctuations turbulentes, et  $K_e$  le nombre d'onde turbulent associé à l'échelle intégrale longitudinale  $\Lambda_f$  :

$$K_e = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(5/6)}{\Gamma(1/3)\Lambda_f} \approx \frac{0,75}{\Lambda_f}. \quad (2.15)$$

En introduisant une vitesse de convection moyenne  $U_c$  des structures turbulentes, et après quelques manipulations détaillées dans [RI18], les interspectres de vitesse s'écrivent :

$$\phi_{ij}(r_1, r_2, r_3, \omega) = \frac{55\Gamma(5/6)}{9\sqrt{\pi}\Gamma(1/3)} \frac{\sigma_u^2}{4\pi U_c K_e^2} e^{-\gamma r_1/U_c} e^{i\omega r_1/U_c} \varphi_{ij}(K_e r_2, K_e r_3, \omega), \quad (2.16)$$

avec  $\mathbf{r} = \mathbf{y} - \mathbf{z} = (r_1, r_2, r_3)$  la distance de corrélation et  $\gamma = 0.3$  un paramètre empirique. Les expressions exactes des fonctions  $\varphi_{ij}$  sont données en annexe de [RI18].



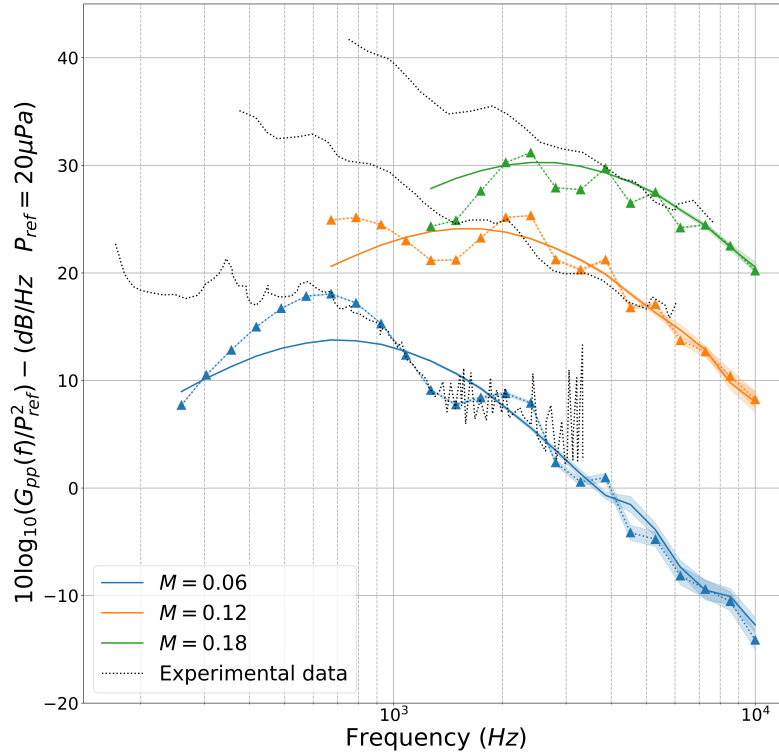


FIGURE 2.6 – DSP de la pression acoustique  $G_{pp}(f) = 4\pi S_{pp}(\omega)$  pour un observateur au droit du bord de fuite pour  $|x| = 1.17$  m et à mi-envergure, calculés avec une fonction de Green analytique. Les mesures de Stalnov *et coll.* (2016) sont tracées en noir, les calculs avec la fonction de Green compacte en trait plein, et les calculs avec fonction de Green avec diffraction multiple en tirets avec symboles. Les zones transparentes correspondent à l'erreur d'intégration estimée par l'algorithme VEGAS. Tiré de [RI18].

Pour le bruit de bord d'attaque, on suppose que  $\Lambda_f$  et  $\overline{u'^2}$  sont constants dans tout le volume en amont du bord d'attaque, et la vitesse de convection est prise égale à la vitesse  $U$  en amont. Pour le bruit de bord de fuite, on considère une turbulence localement homogène et isotrope, avec des paramètres  $\Lambda_f$ ,  $\overline{u'^2}$  et  $U_c$  qui dépendent de  $y_1$  et  $y_2$  pour suivre l'évolution de la couche limite le long du profil. En suivant l'approche de Fischer *et coll.* (2017), on utilise les formules suivantes :

$$\Lambda_f(\mathbf{y}, \mathbf{z}) = \sqrt{\Lambda_f(\mathbf{y})\Lambda_f(\mathbf{z})}, \quad \sigma_u^2(\mathbf{y}, \mathbf{z}) = \sqrt{\sigma_u^2(\mathbf{y})\sigma_u^2(\mathbf{z})}, \quad U_c(\mathbf{y}, \mathbf{z}) = \frac{U_1(\mathbf{y}) + U_1(\mathbf{z})}{2}.$$

Ces variables peuvent être estimées à partir des paramètres de couche limite calculés par Xfoil(Drela et Giles, 1987), à l'aide des expressions détaillées dans [RI18].

## Résultats

Afin de valider l'approche retenue, on s'intéresse tout d'abord au bruit de bord de fuite rayonné par un profil NACA0012 de corde  $c = 0,2$  m et d'envergure  $L = 0,45$  m à incidence nulle, correspondant aux mesures de Stalnov *et coll.* (2016) à différents nombres de Mach  $M = U/c_0$ . La figure 2.6 montre les prédictions obtenues avec la fonction de

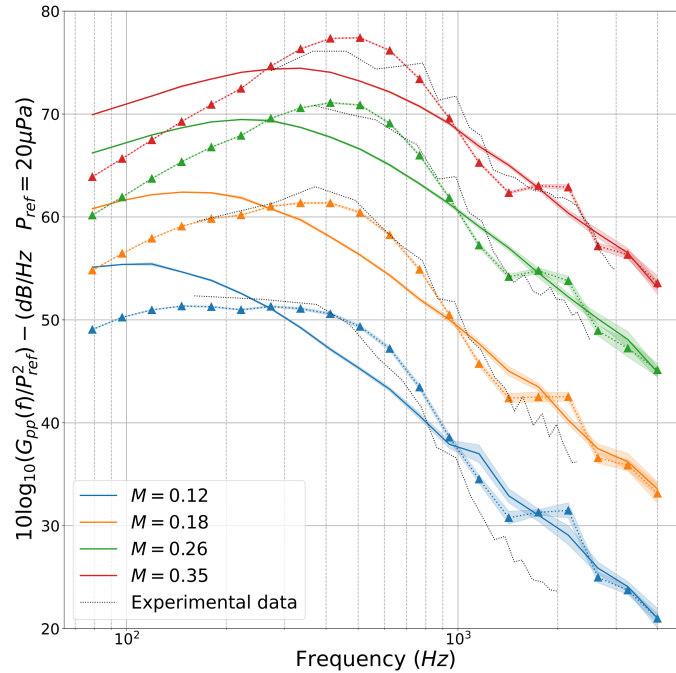


FIGURE 2.7 – DSP de la pression acoustique  $G_{pp}(f) = 4\pi S_{pp}(\omega)$  pour un observateur au droit de la mi-corde pour  $|x| = 2.25$  m et à mi-envergure, calculés avec une fonction de Green analytique. Les mesures de Paterson et Amiet (1976) sont tracées en noir, les calculs avec la fonction de Green compacte en trait plein, et les calculs avec fonction de Green “Multiple Scattering” en tirets avec symboles. Les zones transparentes correspondent à l’erreur d’intégration estimée par l’algorithme VEGAS. Tiré de [RI18].

Green compacte et la fonction de Green avec diffraction multiple. À hautes fréquences, les prédictions du modèle sont en bon accord avec les mesures, en particulier avec la fonction de Green avec diffraction multiple qui permet de retrouver les oscillations dues à la non compacité du profil. Aux basses fréquences, les niveaux mesurés sont supérieurs aux niveaux prédits, ce qui peut être attribué au bruit de la soufflerie qui devient prépondérant à ces fréquences, comme le mentionnent Stalnov *et coll.* (2016).

Pour le bruit de bord d’attaque, on considère les mesures de Paterson et Amiet (1976) pour un profil NACA0012 de corde  $c = 0,23$  m et d’envergure  $L = 0,53$  m immergé dans une turbulence homogène et isotrope d’échelle intégrale  $\Lambda_f = 0,3$  m et d’intensité turbulence  $I = \sigma_u/U_1 = 4,5\%$ . La figure 2.7 montre les prédictions obtenues avec la fonction de Green compacte et la fonction de Green avec diffraction multiple pour quatre nombres de Mach. Les prédictions sont en très bon accord avec les mesures, en particulier pour la fonction de Green avec diffraction multiple. Comme le modèle permet de prendre en compte la distance effective entre les structures turbulentes et le bord d’attaque, contrairement au modèle d’Amiet décrit dans le paragraphe 2.2.2 ou à la théorie de la diffraction (Gershfeld, 2004), il n’est pas nécessaire d’ajouter un terme correctif pour prendre en compte l’effet de l’épaisseur du profil.

## 2.2.2 Théorie d’Amiet pour un profil d’aile fixe

Dans le cadre de la théorie d’Amiet (1975, 1976), le profil est vu comme une plaque sans épaisseur placé dans un écoulement moyen uniforme. Dans une première étape, la réponse aérodynamique instationnaire est calculée analytiquement en résolvant les équations d’Euler linéarisées au-dessus d’une plaque semi-infinie, à l’aide du théorème de Schwartzschild. Cette étape permet de calculer les effets de diffraction, comme cela est fait avec la fonction

de Green adaptée (2.13) dans le paragraphe précédent. Dans un deuxième temps, le champ sonore est calculé à partir de la pression instationnaire sur le profil de corde finie à l'aide de l'analogie acoustique de Curle. L'utilisation d'une plaque semi-infinie pour résoudre le problème de diffraction par les bords est justifiée par le fait que la corde du profil est généralement beaucoup plus grande que la taille caractéristique des structures turbulentes considérées. Des corrections peuvent éventuellement être apportées pour prendre en compte le caractère fini du profil (Roger et Moreau, 2005, 2010). Ces corrections sont importantes à basse fréquence, lorsque la longueur d'onde est de même ordre de grandeur que la corde.

### Modèle d'Amiet pour le bruit d'interaction de turbulence

On considère un profil de corde  $c$  et d'envergure  $L$  dans un écoulement uniforme de vitesse  $U$ , comme l'illustre la figure 2.8(a). La position du profil est supposée fixe par rapport à un récepteur  $\mathbf{x}_R = (x_R, y_R, z_R)$  en champ lointain. Pour un rapport d'aspect  $L/c$  plus grand que 3 environ, la densité spectrale de puissance (DSP) de la pression acoustique à la pulsation  $\omega$  s'écrit pour le bruit d'interaction de turbulence (Amiet, 1976; Roger et Moreau, 2010) :

$$S_{pp}^F(\mathbf{x}_R, \omega) = \left( \frac{\rho_0 k c z_R}{2S_0^2} \right)^2 \pi U \frac{L}{2} \Phi_{ww} \left( \frac{\omega}{U}, \frac{ky_R}{S_0} \right) \left| \mathcal{L}_{TI} \left( x_R, \frac{\omega}{U}, \frac{ky_R}{S_0} \right) \right|^2, \quad (2.17)$$

avec  $k = \omega/c_0$  le nombre d'onde acoustique,  $\rho_0$  la masse volumique de l'air,  $c_0$  la vitesse du son,  $S_0 = \sqrt{x_R^2 + (1 - M^2)(y_R^2 + z_R^2)}$  une distance corrigée par les effets de convection,  $\Phi_{ww}$  le spectre bidimensionnel des fluctuations verticales de vitesse turbulente, et  $\mathcal{L}_{TI}$  une fonction de transfert aéroacoustique. L'exposant  $F$  dans l'équation (2.17) fait référence au profil *fixe*. Dans le cadre de l'étude [RI9] sur le bruit des éoliennes, on néglige la correction du second ordre pour la diffraction par le bord de fuite dans le calcul de la fonction de transfert, donnée dans l'équation (4) de Roger et Moreau (2010), car elle est faible pour les valeurs de  $kc$  considérés. Le terme  $\mathcal{L}_{TI}$  est donc obtenu à partir de l'équation (3) de Roger et Moreau (2010). Enfin,  $\Phi_{ww}$  est calculé avec le modèle de von Kármán pour une turbulence homogène et isotrope :

$$\Phi_{ww}(K_x, K_y) = \frac{4}{9\pi} \frac{\sigma_u^2}{K_e^2} \frac{(K_x/K_e)^2 + (K_y/K_e)^2}{(1 + K_x/K_e)^2 + (K_y/K_e)^2}{}^{7/3}, \quad (2.18)$$

où  $K_e$  est relié à l'échelle intégrale  $\Lambda_f$  de la turbulence par l'équation (2.15).

Dans le paragraphe 2.1 de [RI9], le modèle d'Amiet pour le bruit d'interaction de turbulence est comparé aux mesures de Paterson et Amiet (1976) pour un profil NACA 0012 d'épaisseur relative 12% à des nombres de Mach compris entre 0,12 et 0,50, et aux mesures de Devenport *et coll.* (2010) pour un profil S831 d'épaisseur relative 18% à un nombre de Mach de 0,08. Les prédictions du modèle sont en bon accord avec les mesures, sauf à basse vitesse et hautes fréquences où l'épaisseur du profil a pour effet de réduire le bruit d'interaction de turbulence (Roger et Moreau, 2010; Devenport *et coll.*, 2010). On montre également que la correction d'épaisseur empirique proposée par Roger et Moreau (2010) permet d'améliorer sensiblement les résultats.

### Modèle d'Amiet pour le bruit de bord de fuite d'une couche limite turbulente

Comme dans le paragraphe précédent, pour un grand rapport d'aspect  $L/c$ , la DSP de la pression acoustique pour le bruit de bord de fuite s'écrit (Amiet, 1976; Roger et Moreau, 2005) :

$$S_{pp}^F(\mathbf{x}_R, \omega) = \left( \frac{kc z_R}{4\pi S_0^2} \right)^2 \frac{L}{2} \Phi_{pp}(\omega) l_y \left( \omega, \frac{ky_R}{S_0} \right) \left| \mathcal{L}_{TE} \left( \frac{\omega}{U_c}, \frac{ky_R}{S_0} \right) \right|^2, \quad (2.19)$$

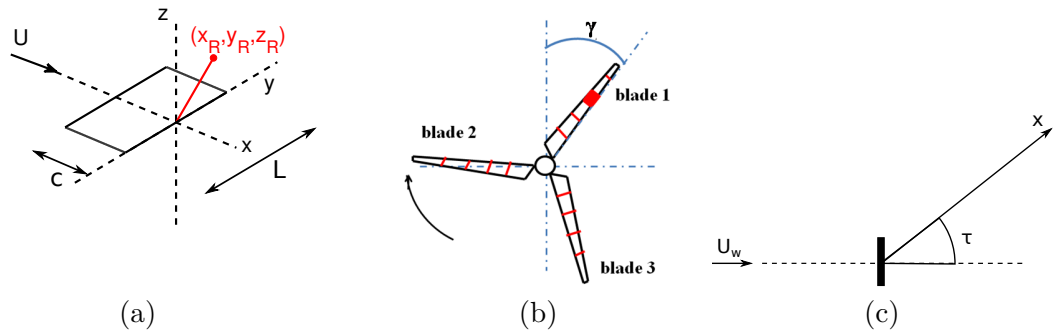


FIGURE 2.8 – Schéma et notations (a) pour le modèle d’Amiet dans le cas du bruit de bord de fuite d’un profil d’aile fixe, (b) pour le découpage d’une pale à la position angulaire  $\gamma$  en segments, et (c) pour la propagation du bruit dans une direction  $\tau$  par rapport à la direction du vent  $U_w$ .

avec  $\Phi_{pp}$  la DSP des fluctuations de pression pariétale,  $l_y$  l’échelle de cohérence transverse,  $U_c$  la vitesse de convection des fluctuations et  $\mathcal{L}_{TE}$  une fonction de transfert aéroacoustique. Roger et Moreau (2010) ont montré que la correction du second ordre pour la diffraction par le bord d’attaque a une contribution significative pour  $kc < 1$ . Cette condition n’est pas rencontrée dans les configurations étudiées dans [RI9], donc le terme  $\mathcal{L}_{TE}$  est calculé à partir de l’équation (11) de Roger et Moreau (2010).

Pour la prédiction du bruit de bord de fuite, nous utilisons le modèle de Corcos (1963) pour l’échelle de cohérence transverse :

$$l_y(\omega, K_y) = \frac{\omega/(b_c U_c)}{K_y^2 + \omega^2/(b_c U_c)^2}, \quad (2.20)$$

avec  $b_c$  une constante empirique. On choisit ici  $b_c = 1.47$  et  $U_c = 0.7U$  comme dans Rozenberg *et coll.* (2012). Le calcul numérique du spectre  $\Phi_{pp}(\omega)$  est assez complexe, c’est pourquoi des modèles semi-empiriques ont été proposés dans la littérature. Pour une couche limite sans gradient de pression (*zero pressure gradient* ou ZPG en anglais), Goody (2004) propose un modèle empirique utilisant la mise à l’échelle suivante :

$$\frac{\Phi_{pp}(\omega)U_e}{\tau_p^2 \delta} = f\left(\frac{\omega \delta}{U_e}\right), \quad (2.21)$$

avec  $U_e$  la vitesse à l’extérieur de la couche limite,  $\tau_p$  la contrainte de cisaillement en paroi, et  $\delta$  l’épaisseur de la couche limite. Ce modèle donne des spectres en bon accord avec des mesures pour une plaque plane sans incidence. Pour des profils réalistes, un gradient de pression défavorable est généralement présent sur l’extrados près du bord de fuite, et le modèle de Goody n’est plus satisfaisant. Rozenberg *et coll.* (2012) ont proposé une extension du modèle de Goody qui prend en compte l’effet d’un gradient de pression défavorable (*adverse pressure gradient* ou APG en anglais) à travers le paramètre de Clauser  $\beta_c = \frac{\theta}{\tau_p} \frac{dp}{dx}$ , où  $\theta$  est l’épaisseur de quantité de mouvement et  $\frac{dp}{dx}$  le gradient de pression près du bord de fuite. Comme cela est expliqué dans la thèse de Tian (2016) et dans [RI9], les paramètres de couche limite nécessaires sont obtenus à partir du logiciel XFOIL (Drela et Giles, 1987) à  $x/c = 99,5\%$ .

Dans le paragraphe 2.2 de [RI9], le modèle d’Amiet pour le bruit de bord de fuite est comparé aux mesures Brooks et Hodgson (1981) pour un profil NACA 0012 sans incidence, et aux mesures de Kamruzzaman *et coll.* (2012) pour un profil asymétrique NACA 64<sub>3</sub>-418 typiquement utilisé dans les applications éoliennes. Sur la figure 2.9(a), nous comparons

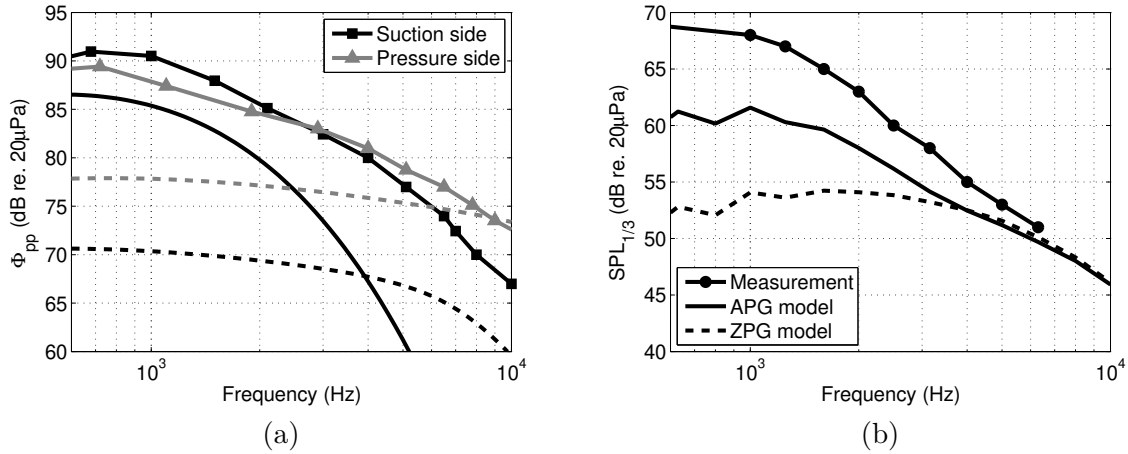


FIGURE 2.9 – (a) Spectres de pression pariétale sur l'extrados (en noir) et sur l'intrados (en gris) mesurés par Kamruzzaman *et coll.* (2012) (symboles) et calculés avec les modèles APG de Rozenberg *et coll.* (2012) (trait continu) et ZPG de Goody (2004) (tirets), et (b) spectres en tiers d'octave du niveau de pression à 1 m mesurés par Kamruzzaman *et coll.* (2012) (symboles) et calculés avec (trait continu) et sans (tirets) l'effet du gradient de pression sur l'extrados.

les modèles spectraux de pression pariétale de Goody et de Rozenberg aux mesures sur l'extrados et sur l'intrados pour le profil NACA 64<sub>3</sub>-418. Sur l'extrados, le modèle avec gradient de pression est en meilleur accord avec les mesures, même si les niveaux restent sous-estimés sur une large bande de fréquences. Sur l'intrados, seul le modèle de Goody est considéré car les gradients de pression sont faibles. La figure 2.9(b) compare les résultats du modèle d'Amiet aux mesures de bruit de bord de fuite. En utilisant le modèle de Goody sur l'intrados et le modèle de Rozenberg sur l'extrados, un meilleur accord est obtenu, même si le modèle sous-estime les niveaux mesurés.

## 2.3 Prédiction du bruit large bande rayonné par une éolienne à l'aide de la théorie d'Amiet

Plusieurs études de la littérature ont montré que le bruit d'interaction de turbulence et le bruit de bord de fuite d'une couche limite turbulente sont les mécanismes de génération de bruit dominants pour une éolienne moderne (Zhu *et coll.*, 2005; Oerlemans et Schepers, 2009). Oerlemans et Schepers (2009) ont également montré que les modulations d'amplitude du bruit mesurées *in situ* sont bien prédits lorsque l'on prend en compte la directivité du bruit de bord de fuite et l'amplification convective. Néanmoins, ces études utilisent le modèle semi-empirique de Brooks *et coll.* (1989), appelé modèle BPM, obtenu sur la base de mesures sur un profil symétrique NACA 0012 d'épaisseur 12%. Les profils de pale d'éolienne étant cambrés et d'épaisseur supérieure à 15%, il n'y a pas eu de validation du modèle BPM pour ces profils, et nous avons choisi dans la thèse de Yuan Tian d'utiliser le modèle d'Amiet, qui a des bases physiques solides. Nous montrons comment le modèle d'Amiet peut être appliqué à une pale d'éolienne en rotation dans le paragraphe 2.3.1, puis nous étudions l'influence de la turbulence atmosphérique et du cisaillement du vent sur le bruit rayonné par une éolienne dans le paragraphe 2.3.2, à l'aide de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov.

### 2.3.1 Application du modèle d'Amiet à une pale d'éolienne en rotation

Afin de prendre en compte le fait que l'écoulement incident n'est pas uniforme le long d'une pale d'éoliennes, chaque pale est découpée en  $M$  segments rectangulaires de corde  $c_m$  et d'envergure  $L_m$ ,  $m = 1..M$ , comme l'illustre la figure 2.8(b). C'est ce que l'on appelle la *strip theory* en anglais. Chaque segment est supposé indépendant des segments voisins, ce qui suppose que son envergure est supérieure à la longueur de cohérence transversale de la turbulence amont (pour le bruit d'interaction de turbulence), et des fluctuations turbulentes de la couche limite (pour le bruit de bord de fuite). Cette hypothèse permet de calculer le bruit total de la pale par sommation énergétique des contributions de chaque segment au récepteur.

Dans la suite, la pale est découpée en 8 segments afin de vérifier la condition  $L_m/c_m \geq 3$ ,  $m = 1..M$ , pour laquelle les équations (2.17) et (2.19) sont valides. Afin de prendre en compte l'effet du mouvement de la pale, nous suivons la méthode de Schlinker et Amiet (1981) qui consiste à approcher le mouvement de rotation par une série de translations entre des positions angulaires discrètes. Il a été démontré que cette approche est valide sur une large bande de fréquences dans le cas des éoliennes (Blandeau et Joseph, 2011; Sinayoko *et coll.*, 2013). Dans la suite, les calculs sont réalisés sur les tiers d'octave entre 50 Hz et 5000 Hz. Pour une pale à la position angulaire  $\gamma$ , la DSP pour un récepteur en champ lointain à la pulsation  $\omega$  s'écrit (Sinayoko *et coll.*, 2013) :

$$S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^T, \omega, \gamma) = \frac{\omega_e}{\omega} S_{pp}^F(\mathbf{x}_R^B, \omega_e, \gamma), \quad (2.22)$$

avec  $\omega_e$  la pulsation à l'émission,  $\mathbf{x}_R^T$  les coordonnées du récepteur dans le repère associé à l'éolienne, et  $\mathbf{x}_R^B$  les coordonnées du récepteur dans le repère associé à la pale en rotation. L'exposant  $R$  dans l'équation (2.22) fait référence au profil en *rotation*. L'expression du facteur Doppler  $\omega/\omega_e$  est donné par Sinayoko *et coll.* (2013), qui ont également obtenu une expression pour le spectre moyenné sur une rotation de la pale :

$$S_{pp}^{av}(\mathbf{x}_R^T, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\omega_e}{\omega} S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^T, \omega, \gamma) d\gamma = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\omega_e}{\omega}\right)^2 S_{pp}^F(\mathbf{x}_R^B, \omega_e, \gamma) d\gamma. \quad (2.23)$$

Afin de tester le modèle proposé, on le compare à des mesures de niveau de puissance d'une éolienne réalisées au DTU (Leloudas, 2006). L'éolienne étudiée est une Siemens SWT 2.3-93 de puissance nominale 2,3 MW et de hauteur de mât  $H_{\text{hub}} = 80$  m, dotée de trois pales de longueur 45 m à calage variable. Deux vitesses de vent de 6 et 8 m/s sont considérées, correspondant à des vitesses de rotation différentes. Leloudas (2006) ne donne pas d'autres détails concernant les conditions atmosphériques au moment des mesures. Le modèle aéroacoustique décrit précédemment suppose une propagation en champ libre. Afin de comparer les résultats du modèle aux mesures réalisées suivant la norme IEC 61400-11, on assimile l'éolienne à un monopôle de niveau de puissance  $\text{SWL}(\omega)$  situé à une hauteur  $H_{\text{hub}}$ . Le niveau de puissance est obtenu à partir du niveau de pression en champ libre  $\text{SPL}_{FF}(\omega)$  dans la direction  $\tau$  (voir figure 2.8c) en utilisant le spectre moyenné sur une rotation de la pale donnée par l'équation (2.23) :

$$\text{SWL}(\omega) = \text{SPL}_{FF}(\omega) + 10 \log_{10}(4\pi R_1^2) = 10 \log_{10} \left( \frac{S_{pp}^{av}(\mathbf{x}_R^T, \omega)}{p_{\text{ref}}^2} \right) + 10 \log_{10}(4\pi R_1^2), \quad (2.24)$$

où  $S_{pp}^{av}$  est obtenu par sommation sur les segments des trois pales,  $R_1 = \sqrt{x^2 + (z - H_{\text{hub}})^2}$  est la distance entre la position de la source ponctuelle au sommet du mât et le récepteur en  $(x, 0, z)$ , et  $p_{\text{ref}} = 20 \mu\text{Pa}$ . En pratique, on choisit le récepteur sous le vent ( $\tau = 0$ ) à  $x = 100$  m au niveau du sol ( $z = 0$ ).

Dans un premier temps, on se place dans le cas idéal où il n'y a pas de turbulence atmosphérique, et où le profil de vent est constant en fonction de l'altitude. Ainsi, seul le

bruit de bord de fuite est considéré ; l'effet de la turbulence atmosphérique et du cisaillement du vent sur le bruit rayonné est étudié dans le paragraphe 2.3.2. Les résultats du modèle sont comparés aux mesures sur la figure 2.10 pour les deux vitesses de vent. En utilisant le modèle APG de Rozenberg *et coll.* (2012) sur l'extrados et le modèle ZPG de Goody (2004) sur l'intrados, un bon accord est obtenu entre modèle et mesures à hautes fréquences, au-dessus de 200 Hz dans le cas 1 et de 1000 Hz dans le cas 2. Dans les deux cas, la contribution de l'extrados domine aux basses fréquences, et celle de l'intrados aux hautes fréquences. Lorsque le modèle ZPG est utilisé sur l'extrados, par contre, les prédictions du modèle sont jusqu'à 10 dB inférieures, et sous-estiment les niveaux mesurés. À basse fréquence, on peut attribuer la sous-estimation des niveaux mesurés à la présence d'autres mécanismes de génération de bruit, comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

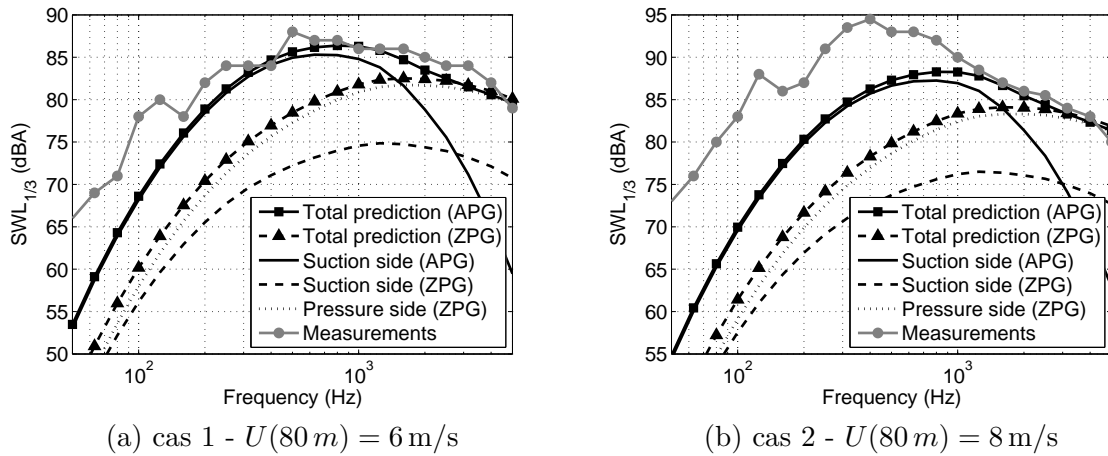


FIGURE 2.10 – Spectres en tiers d'octave du niveau de puissance SWL mesurés par le DTU et calculés avec le modèle de bruit de bord de fuite en utilisant les modèles avec et sans gradient de pression.

### 2.3.2 Influence de la turbulence atmosphérique et du cisaillement du vent sur le bruit rayonné par une éolienne

La théorie de la similitude de Monin-Obukhov est maintenant utilisée pour étudier l'influence de la turbulence atmosphérique et du cisaillement du vent sur le bruit des éoliennes. Cette théorie s'applique à la couche de surface de l'atmosphère, où les flux turbulents de chaleur et de quantité de mouvement sont stationnaires et constants (soit sur une hauteur typique de quelques dizaines de mètres), et elle est valide au-dessus d'un sol plat et homogène (Wilson, 2003; Foken, 2006; Cheinet, 2012). Les principaux paramètres de ce modèle sont la vitesse de friction  $u_*$  et le flux de chaleur sensible  $H$ , ou de façon équivalente l'échelle de température  $T_*$ . La stabilité de l'atmosphère est ensuite décrite par la longueur de Monin-Obukhov  $L_*$  donnée par (Wilson, 2003; Cheinet, 2012) :

$$L_* = \bar{T}u_*^2/(\kappa g T_*) = -\frac{\rho_0 C_p \bar{T} u_*^3}{\kappa g H}, \quad (2.25)$$

avec  $\bar{T}$  la température potentielle,  $\kappa = 0.41$  la constante de von Kármán,  $g$  l'accélération de la pesanteur, et  $C_p$  la capacité thermique massique (ou chaleur spécifique) de l'air sec. L'atmosphère est instable pour  $L_* < 0$  ( $H > 0$ ) et stable pour  $L_* > 0$  ( $H < 0$ ). Le premier cas se rencontre typiquement le jour, lorsque la surface est chauffée par le rayonnement solaire et qu'il y a un fort mélange des masses d'air (couche convective mélangée), alors que le deuxième cas se produit typiquement la nuit, lorsque la surface se refroidit et qu'une

	Cas 1 : $U_w(80\text{ m}) = 6\text{ m/s}$		Cas 2 : $U_w(80\text{ m}) = 8\text{ m/s}$	
$H$ ( $\text{W/m}^2$ )	$u_*$ (m/s)	$L_*$ (m)	$u_*$ (m/s)	$L_*$ (m)
-25	-	-	0.38	200
-10	0.29	235	0.46	905
0	0.37	$\infty$	0.49	$\infty$
40	0.42	-168	0.53	-348
200	-	-	0.58	-92

TABLE 2.1 – Paramètres de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov utilisés dans cette étude pour des vitesses de vent  $U_w$  de 6 m/s (cas 1) et 8 m/s (cas 2) au sommet du mât à 80 m.

inversion de température peut apparaître (température qui croît avec l’altitude). Lorsque les effets du cisaillement du vent dominent les échanges thermiques, l’atmosphère est dite neutre avec  $1/L_* \approx 0$  ( $H \approx 0$ ).

Les profils moyens de vitesse en fonction de l’altitude  $z$  peuvent ensuite être obtenus à partir des relations de similitude (Salomons, 2001; Wilson, 2003) :

$$U_w(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left[ \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) - \psi_u \left( \frac{z}{L_*} \right) \right], \quad (2.26)$$

où  $z_0$  est la longueur de rugosité et  $\psi_u$  est une fonction empirique qui dépend de la stabilité de l’atmosphère (voir détails dans l’annexe de [RI9]). En conditions neutres,  $\psi_u = 0$  et on retrouve les profils de vitesse logarithmiques classiques. La théorie de la similitude de Monin-Obukhov peut aussi être utilisée pour estimer les paramètres de turbulence en fonction de la hauteur pour représenter l’inhomogénéité de l’atmosphère. Le spectre de von Kármán spectrum de l’équation (2.18) est utilisé, mais avec un écart-type des fluctuations de vitesse  $\sigma_u$  et une échelle intégrale  $\Lambda_f$  qui dépendent de  $z$  (voir détails dans l’annexe de [RI9]).

Comme les conditions atmosphériques pendant les mesures de bruit éolien de Leloudas (2006) ne sont pas connus, nous utilisons des paramètres moyens issues de la littérature. Ainsi, le flux de chaleur sensible  $H$  varie typiquement entre  $-50\text{ W/m}^2$  et  $600\text{ W/m}^2$  durant le cycle diurne (Wilson, 2003). Comme suggéré par Ostashev et Wilson (2000), nous choisissons une valeur de  $200\text{ W/m}^2$  pour un ciel largement ensoleillé, et  $40\text{ W/m}^2$  pour un ciel partiellement à entièrement couvert. En conditions stables, se produisant typiquement la nuit, des valeurs de  $-10\text{ W/m}^2$  et de  $-25\text{ W/m}^2$  sont choisies pour  $H$ . Nous en déduisons ensuite la valeur de la vitesse de friction à partir de l’équation (2.26) telle que la vitesse moyenne au niveau du sommet du mât est égale à 6 m/s (cas 1) ou à 8 m/s (cas 2), en utilisant  $z_0 = 0.1\text{ m}$ . Les résultats sont synthétisés dans le tableau 2.1. Les résultats ne sont pas présentés pour  $H = -25\text{ W/m}^2$  et  $200\text{ W/m}^2$  dans le cas 1 car ils correspondent à de faibles valeurs de l’échelle de Monin-Onukhov ( $|L_*| < 50\text{ m}$ ), et il est généralement admis que la théorie est valable pour  $|z/L_*| < 1 - 2$  (Foken, 2006). On remarque également que pour  $H = 200\text{ W/m}^2$  dans le cas 2, la validité de la théorie n’est pas garantie pour la partie haute du rotor.

Les profils de vent associés au cas 2 sont tracés sur la figure 2.11(a). Le cisaillement du vent est clairement plus prononcé en conditions stables ( $H < 0$ ). La vitesse du vent augmente de 6,2 à 9,5 m/s entre le bas et le haut du rotor pour  $H = -25\text{ W/m}^2$ , alors qu’elle reste relativement proche de 8 m/s en conditions instables. Le bruit rayonné par une éolienne dépend du cisaillement, en particulier car une augmentation de la vitesse du vent cause une augmentation de l’angle d’attaque vu par un segment de pale. À titre d’exemple, une cartographie de la variation d’angle d’attaque sur le rotor est tracée sur la figure 2.11(b) pour le cas 2 avec  $H = -25\text{ W/m}^2$ . La variation maximale d’angle d’attaque est d’environ  $\pm 1,5^\circ$  pour le bout de la pale. Cette variation d’angle d’attaque va



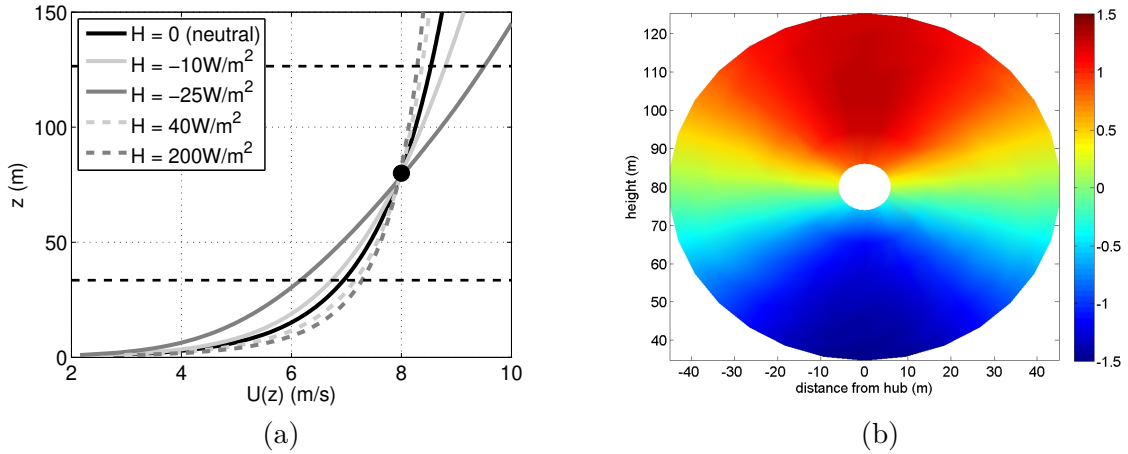


FIGURE 2.11 – (a) Profils moyens de vent  $U(z)$  pour les conditions atmosphériques décrites dans le tableau 2.1 pour le cas 2 ( $U(80 \text{ m}) = 8 \text{ m/s}$ ). Les hauteurs minimale et maximale du rotor sont indiquées par des lignes en tirets. (b) Variation d'angle d'attaque par rapport à la valeur nominale en degrés due au cisaillement du vent pour  $U(80 \text{ m}) = 8 \text{ m/s}$  et  $H = -25 \text{ W/m}^2$ .

induire une variation des paramètres caractéristiques de la couche limite turbulente en fonction de la position angulaire  $\gamma$ . Par conséquent, les spectres de pression pariétale vont également varier en fonction de l'angle  $\gamma$ , comme on peut le voir sur la figure 2.12(a). Le pic spectral se décale vers les hautes fréquences lorsque l'altitude de la pale décroît, ce qui correspond à une diminution d'angle d'attaque de  $5,2^\circ$  à  $2,5^\circ$ . Ces variations spectrales associées au cisaillement du vent sont en bon accord qualitatif avec les mesures de pression pariétale réalisées par le DTU dans le cadre du projet DANAERO sur une éolienne de taille similaire (Madsen *et coll.*, 2013, Figure 25).

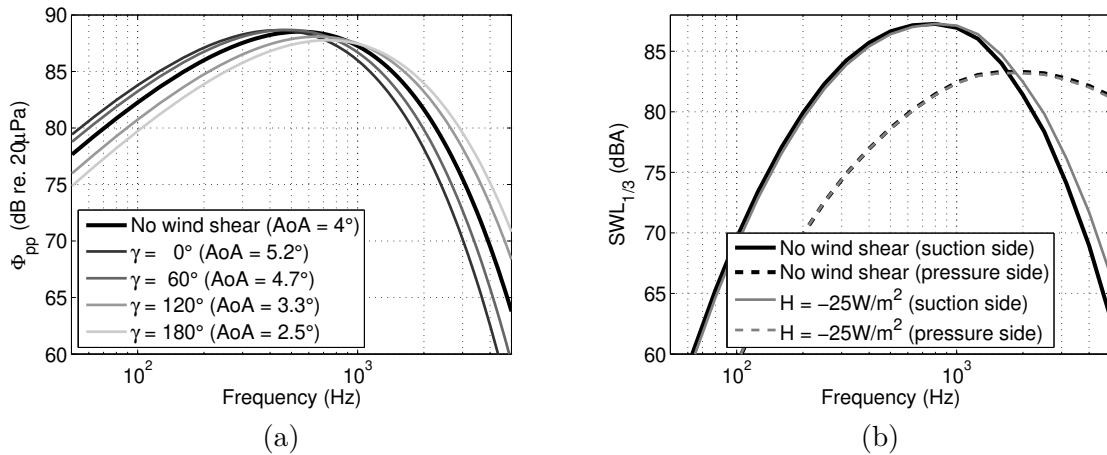


FIGURE 2.12 – (a) Spectres de pression pariétale  $\Phi_{pp}$  sur l'extrados pour différentes positions angulaires  $\gamma$  du segment en bout de pale, et (b) spectres en tiers d'octave du niveau de puissance du bruit de bord de fuite en ne considérant que l'extrados ou l'intrados. Les résultats sont présentés pour le cas 2 sans cisaillement de vent et avec  $H = -25 \text{ W/m}^2$ .

L'effet du cisaillement de vent est beaucoup moins marqué lorsque l'on regarde les spectres de puissance moyennés sur une rotation, comme le montre la figure 2.12(b). La puissance acoustique due à l'extrados (*suction side*) tend à augmenter à hautes fréquences, d'environ 1 dB(A) à 2 kHz et de 3 dB(A) à 4 kHz. Cependant, cette augmentation n'est

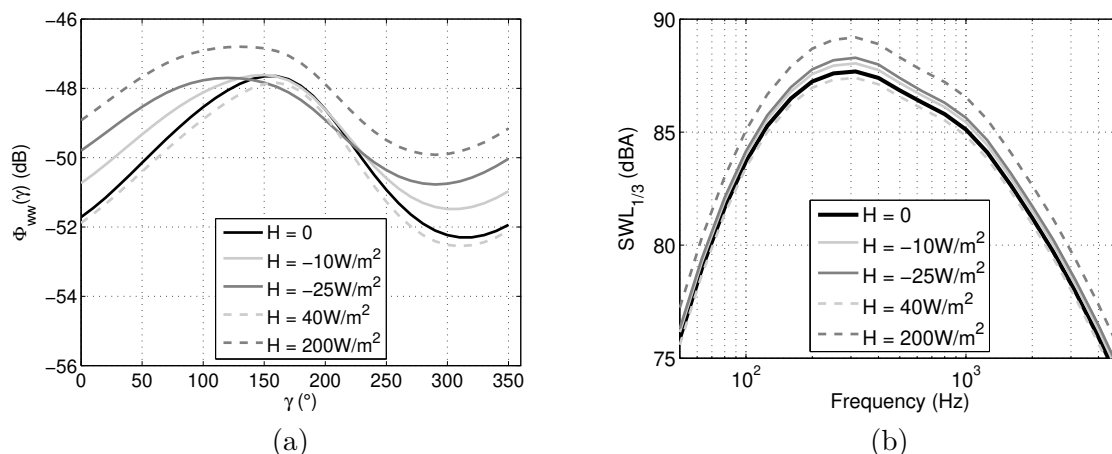


FIGURE 2.13 – (a) Variations du spectre d'énergie turbulente  $\Phi_{ww}$  en fonction de la position angulaire de la pale  $\gamma$  pour le segment en bout de pale à 100 Hz, et (b) spectre de puissance en tiers d'octave  $SWL$  du bruit d'interaction de turbulence pour différentes conditions atmosphériques correspondant au cas 2.

pas observée sur la puissance acoustique due à l'intrados (*pressure side*), qui domine au-dessus de 2 kHz, ce qui explique que l'augmentation maximale due au cisaillement du vent est seulement de 0,4 dB(A) à 2 kHz sur le spectre total du bruit de bord de fuite. Il faut toutefois garder en tête que des effets de cisaillement de vent plus marqués que ceux prédites par la théorie de la similitude peuvent se produire en réalité, par exemple parce que le terrain n'est pas plat ou inhomogène, ou parce d'autres sources d'inhomogénéités (grandes échelles de turbulence, sillage d'autres éoliennes) peuvent exister (Oerlemans, 2013; Smith, 2013; Madsen *et coll.*, 2013).

Le modèle d'Amiet pour le bruit d'interaction de turbulence dépend directement du spectre d'énergie turbulente  $\Phi_{ww}$ , comme cela est expliqué dans le paragraphe 2.2.2. Celui-ci est calculé avec le modèle de von Kármán en prenant des paramètres de turbulence qui dépendent de la hauteur ou de façon équivalente de la position angulaire de la pale  $\gamma$ . La figure 2.13(a) montre l'évolution de  $\Phi_{ww}$  en fonction de  $\gamma$  pour le segment en bout de pale à 100 Hz. On observe que les niveaux sont les plus élevés pour une atmosphère instable avec  $H = 200 \text{ W/m}^2$  sur l'ensemble de la rotation. On retrouve la même tendance sur les spectres de puissance moyennés sur une rotation, qui sont calculés à un récepteur situé à 100 mètres sous le vent, comme le montre la figure 2.13(b). Les différences sont significatives, de l'ordre de 2 dB(A) entre les niveaux maximaux obtenus pour  $H = 200 \text{ W/m}^2$  et les niveaux minimaux obtenus pour  $H = 0$  et  $H = 40 \text{ W/m}^2$ .

Les spectres de puissance totaux, incluant à la fois le bruit de bord de fuite et le bruit d'interaction de turbulence sont comparés aux mesures de Leloudas (2006) dans la figure 2.14 pour les cas 1 et 2. On considère une atmosphère neutre ( $H = 0$ ). Il apparaît clairement que le bruit d'interaction de turbulence est dominant aux basses fréquences, jusqu'à 300 à 500 Hz, tandis que le bruit de bord de fuite est dominant aux plus hautes fréquences. L'accord entre les résultats de modèle et les mesures est assez satisfaisant sur l'ensemble de la bande de fréquences. Dans le cas 1, le modèle surestime légèrement les mesures à basse fréquence, ce qui peut signifier que le modèle de bruit d'interaction de turbulence doit être amélioré (correction d'épaisseur) et/ou que les paramètres de turbulence atmosphériques ne sont pas correctement choisis. Dans le cas 2, le pic du spectre mesuré autour de 400 Hz n'est pas prédit par le modèle, ce qui peut être dû à la présence de bruit de séparation/décrochage (Tian, 2016, paragraphe 3.4.3).

La directivité horizontale du niveau global moyenné sur une rotation est tracée sur la

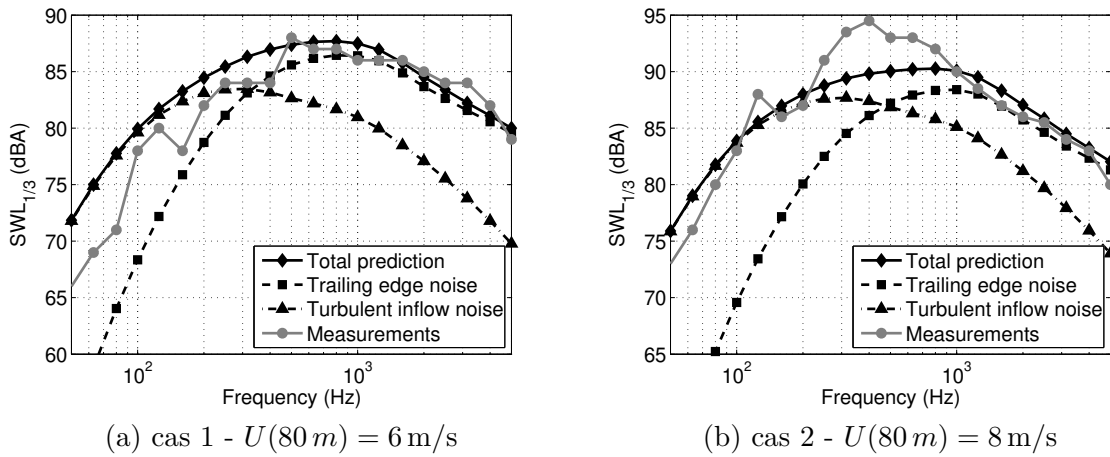


FIGURE 2.14 – Spectres en tiers d'octave du niveau de puissance  $SWL$  mesurés par le DTU et calculés dans une atmosphère neutre ( $H = 0$ ).

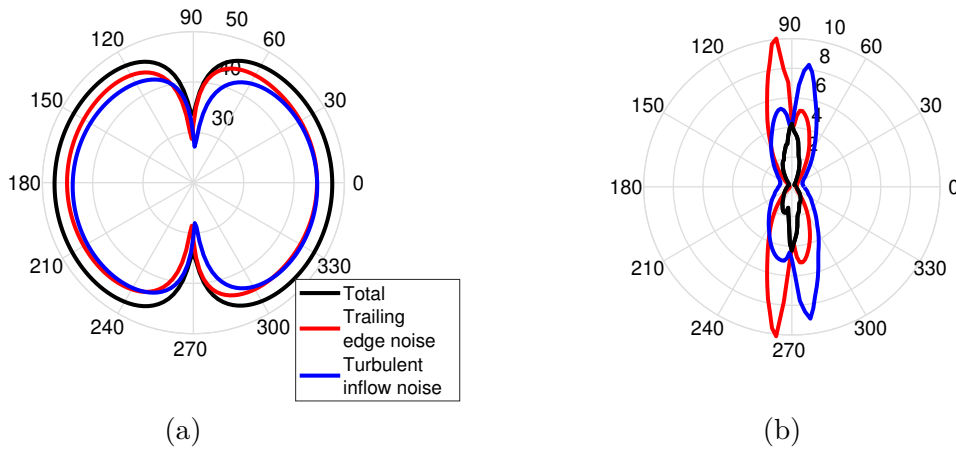


FIGURE 2.15 – Directivité (a) du niveau de bruit global, et (b) de l'intensité de la modulation d'amplitude à 100 m de l'éolienne pour le cas 2 avec  $H = 0$  (atmosphère neutre).

figure 2.15(a) pour une atmosphère neutre ( $H = 0$ ). Les résultats sont donnés par chacun des mécanismes de génération de bruit et pour le bruit total. Il apparaît que les maxima du niveau global sont obtenus sous le vent ( $\tau = 0^\circ$ ) et contre le vent ( $\tau = 180^\circ$ ), et que les minima sont obtenus par vent de travers ( $\tau = 90^\circ$  et  $\tau = 270^\circ$ ). On s'intéresse maintenant à la modulation d'amplitude du bruit global qui se produit à la fréquence de passage des pales, soit 0,65 et 0,70 Hz pour des vitesses de rotation de 13 et 14 tours/minute respectivement. Dans le cadre de notre modèle fréquentiel, on s'intéresse à l'évolution du niveau global en fonction de la position de la pale  $\gamma$ , comme le montre la figure 2.16 pour trois directions de propagation  $\tau$ . On observe que les modulations d'amplitude sont fortes près du plan du rotor, à cause des effets d'amplification convective et de directivité. On définit l'intensité de la modulation d'amplitude comme la différence entre le maximum et le minimum de  $SPL(\gamma)$  sur une rotation, et on trace sa directivité sur la figure 2.15(b). L'intensité de la modulation d'amplitude est inférieure à 1 dB sous le vent et contre le vent, et elle est maximale dans la direction perpendiculaire au vent, à des directions légèrement différentes pour les deux mécanismes de génération de bruit. Cela peut s'expliquer par les différences entre les directivités du bruit de bord de fuite et du bruit d'interaction de turbulence. Pour comprendre la directivité de l'intensité de la modulation d'amplitude, il est intéressant de regarder les évolutions de  $SPL(\gamma)$  à  $\tau = 270^\circ$  et  $\tau = 278^\circ$  tracées

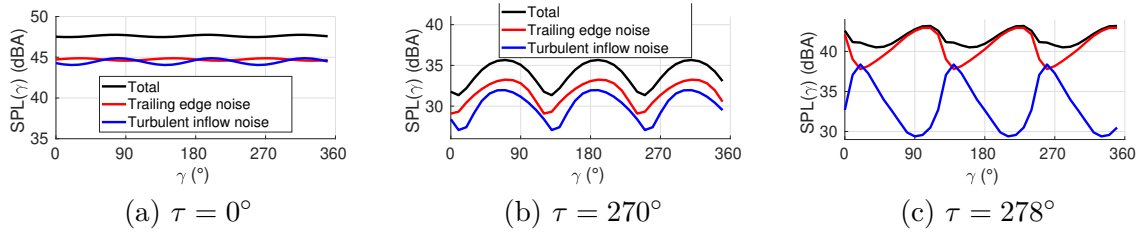


FIGURE 2.16 – Évolution du niveau global SPL en fonction de la position de la pale  $\gamma$  à 100 m de l'éolienne pour le cas 2 avec  $H = 0$  (atmosphère neutre) et pour trois directions de propagation  $\tau$ .

sur les figures 2.16(b) et (c). À  $\tau = 270^\circ$ , les variations du bruit de bord de fuite et du bruit d'interaction de turbulence sont en phase et de niveau comparable, ce qui explique que le niveau global fluctue avec une intensité de modulation d'amplitude de 4 dB(A). À  $\tau = 278^\circ$ , légèrement sous le vent, la situation est différente car les deux mécanismes de bruit évoluent en opposition de phase. Ainsi, le bruit total a une intensité de modulation d'amplitude de seulement 3 dB(A), alors que le bruit d'interaction de turbulence a une intensité de 9 dB(A).

## 2.4 Simulations aéroacoustiques avec turbulence amont synthétique

Dans le cadre de la thèse de Tommy Rigall, co-dirigée avec Philippe Lafon, nous nous sommes intéressés à la simulation numérique du bruit de profil large bande à bas nombre de Reynolds. Nous avons considéré deux approches différentes. La première consiste à effectuer des calculs directs de bruit dans lesquels l'écoulement et le rayonnement acoustique sont résolus simultanément. Nous utilisons pour cela Code\_Safari, un code développé par EDF R&D qui résout les équations de Navier-Stokes compressibles avec des schémas de résolution d'ordre élevé (Daude *et coll.*, 2012). La deuxième approche appelée approche hybride consiste à calculer l'écoulement dans un premier temps, puis d'en déduire le champ acoustique rayonné avec un modèle d'analogie acoustique. Nous utilisons pour cela Code\_Saturne, un code libre développé par EDF R&D qui permet de résoudre les équations de Navier-Stokes incompressibles par volumes finis.

Comme les simulations des grandes échelles sont très coûteuses à haut Reynolds, nous nous sommes focalisés sur des applications à  $Re_c = Uc/\nu < 5 \times 10^5$ , pour lesquelles la turbulence amont influe fortement sur les performances aérodynamiques (présence de bulles de séparation laminaire en particulier). De plus, l'interaction entre une turbulence amont et le bord d'attaque d'un profil est à l'origine d'un bruit large bande. Ainsi le développement d'une turbulence synthétique dans nos simulations s'est révélé être très importante.

Dans ce paragraphe, basé sur l'article [RI13], nous considérons la méthode des modes de Fourier aléatoires pour générer une turbulence synthétique dans Code\_Safari. Cette méthode a été adaptée afin de réduire le bruit parasite associé aux conditions aux limites de périodicité selon l'envergure du profil.

### 2.4.1 Méthode des modes de Fourier aléatoires adaptée à des conditions limites de périodicité selon l'envergure

La méthode des modes de Fourier aléatoires (RFM pour *Random Fourier Modes*) permet de générer des champs de turbulence isotropes à partir d'un spectre d'énergie théorique (Karweit *et coll.*, 1991; Bechara *et coll.*, 1994). Elle a l'avantage de produire

naturellement des champs de vitesse incompressibles, de façon à limiter le bruit rayonné par la turbulence synthétique. Le champ de vitesse turbulent  $\underline{u}'$  est donné par :

$$\underline{u}'(\underline{x}, t) = 2 \sum_{n=1}^N \tilde{u}_n \cos(\underline{K}_n \cdot \underline{x} + \psi_n - K_{nx} U_x t) \underline{\sigma}_n, \quad (2.27)$$

avec  $N$  le nombre de modes de Fourier,  $U_x$  la vitesse du champ moyen,  $\tilde{u}_n$  l'amplitude du  $n^{\text{ème}}$  mode,  $\psi_n$  la phase aléatoire du  $n^{\text{ème}}$  mode,  $\underline{\sigma}_n$  la direction du  $n^{\text{ème}}$  mode, et  $\underline{K}_n = (K_{nx}, K_{ny}, K_{nz})$  le nombre d'onde du  $n^{\text{ème}}$  mode. La condition d'incompressibilité  $\nabla \cdot \underline{u}' = 0$  est utilisée, ce qui conduit à  $\underline{K}_n \cdot \underline{\sigma}_n = 0$ .

Lorsque des conditions limites de périodicité sont introduites dans les simulations, par exemple selon l'envergure pour des simulations de bruit de profil, un bruit parasite est émis car les composantes du nombre d'onde  $K_n$  sont choisies aléatoirement et ne respectent pas les conditions de périodicité. Une discontinuité de la vitesse turbulente est donc présente entre les deux faces périodiques opposées. Pour corriger ce problème, la composante  $K_z$  du nombre d'onde selon l'envergure est choisie comme un multiple de la plus petite valeur positive permettant de respecter la périodicité :

$$K_{nz} = \pm \frac{2\pi n}{L_z}, \quad n = 1, 2, \dots, N_z, \quad (2.28)$$

où  $L_z$  est la longueur du domaine de calcul selon la direction  $z$  et  $N_z$  le nombre de valeurs admissibles du nombre d'onde  $K_z$ . Ce nombre est défini par :

$$N_z = E \left( \frac{K_z^{\text{Max}}}{2\pi/L_z} \right), \quad (2.29)$$

avec  $E(\bullet)$  la partie entière et  $K_z^{\text{Max}}$  le nombre d'onde maximal que le maillage peut accepter, qui dépend de la taille de maille la plus petite et du schéma numérique considéré. Par exemple, pour le schéma aux différences finies optimisé sur 11 points de Bogey et Bailly (2004), ce nombre d'onde doit être fixé à  $K_z^{\text{Max}} = \frac{2\pi}{4.6\Delta_z}$  pour résoudre précisément les ondes injectées, où  $\Delta_z$  est la taille de maille selon  $z$ .

Un algorithme est proposé dans [RI13] afin de calculer un jeu de  $N$  modes de Fourier aléatoires distribuées logarithmiquement et respectant la condition de périodicité (2.28). L'extension de la méthode RFM à des conditions limites de périodicité est appelée RFM-P. Comme il est difficile d'obtenir des valeurs de  $K_z$  non nulles lorsque  $K_n L_z$  est petit (ce qui arrive souvent en pratique), l'algorithme renvoie un certain nombre de modes bidimensionnels avec  $K_z = 0$ . L'algorithme est conçu de façon à minimiser le nombre de modes bidimensionnels.

### 2.4.2 Simulations d'une turbulence homogène isotrope en décroissance spatiale

On compare maintenant l'extension RFM-P à la méthode RFM classique sur un cas de turbulence homogène isotrope en décroissance spatiale. Notre objectif est d'étudier les propriétés de la turbulence entre le plan d'entrée et le bord d'attaque du profil, c'est pourquoi le profil est absent de ces simulations. Deux configurations sont étudiées, avec un maillage en un bloc ou multi-blocs, comme le montre la figure 2.17. Dans les deux cas, une zone éponge est ajoutée pour atténuer les structures turbulentes avant qu'elles n'atteignent la sortie du domaine. La configuration à un bloc est composée d'un maillage de convection avec un pas uniforme  $\Delta$ . La configuration multi-blocs est composée d'un maillage de convection de taille réduite selon l'axe  $y$ , entourée de maillages acoustiques avec un pas  $2\Delta$ . L'idée est d'assurer la convection des structures turbulentes depuis l'entrée

du domaine jusqu'au profil centré en  $y = 0$  tout en réduisant le nombre de mailles dans le domaine. Les principales caractéristiques de ces deux maillages sont données dans le tableau 2.2. Le maillage de la configuration multi-blocs contient deux fois moins de points, mais deux fois plus de points d'interpolation.

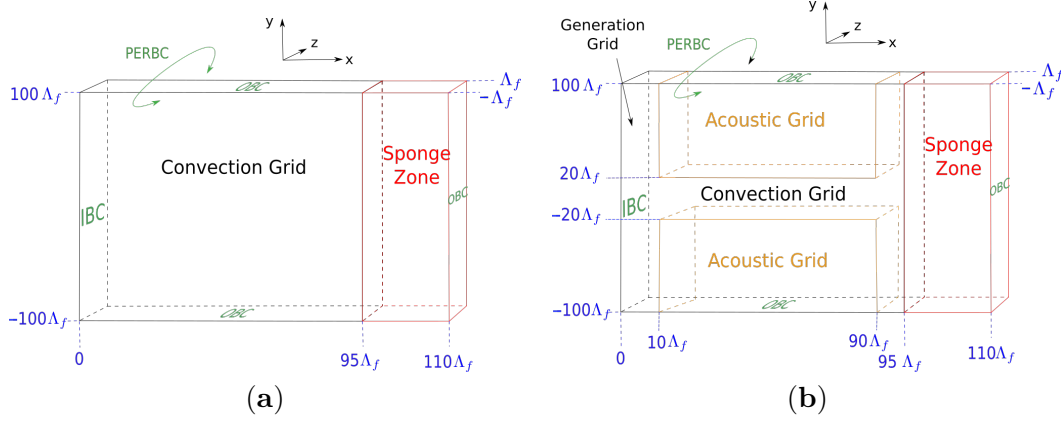


FIGURE 2.17 – Schémas des configurations (a) à un bloc et (b) multi-blocs. Les conditions d'entrée de l'écoulement sont notées IBC (*Inflow Boundary Condition*), les conditions de sortie du fluide sont notées OBC (*Outflow Boundary Condition*), et les conditions de périodicité sont notées PERBC (*PERiodic Boundary Condition*).

TABLE 2.2 – Caractéristiques des maillages à un bloc et multi-blocs, avec  $\Lambda_f$  l'échelle intégrale longitudinale,  $\lambda_g$  la micro-échelle de Taylor,  $N_m$  le nombre de points de maillage et  $N_i$  le nombre de points d'interpolation.

Configuration	$\frac{L_x}{\Lambda_f}, \frac{L_y}{\Lambda_f}, \frac{L_z}{\Lambda_f}$	pas du maillage de convection	pas du maillage acoustique	$N_m$	$N_i$
1 bloc	95, 200, 2	$\lambda_g/1.1$	/	$6.8 \times 10^6$	$1.1 \times 10^5$
Multi-blocs	95, 200, 2	$\lambda_g/1.1$	$2\lambda_g/1.1$	$3.3 \times 10^6$	$2.1 \times 10^5$

Les paramètres de turbulence sont ceux mesurés par Comte-Bellot et Corrsin (1971) dans le premier plan de mesures de la soufflerie, c'est-à-dire une énergie cinétique turbulente  $k_t = 0.0739 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$ , une échelle intégrale  $\Lambda_f = 0.024 \text{ m}$  et une micro-échelle de Taylor  $\lambda_g = 0.0048 \text{ m}$  ( $Re_{\lambda_g} = \lambda_g \sqrt{2/3k_t}/\nu = 72$ ). Le spectre de von Kármán modifié est discrétisé avec  $N = 200$  modes entre 20 et 500  $\text{m}^{-1}$ . Le nombre de Mach est fixé à  $M = U/c_0 = 0.1$ , ce qui donne une intensité turbulente  $I_t = \sqrt{2/3k_t}/U = 0.65\%$ . Ce nombre de Mach est plus grand que dans les expériences de Comte-Bellot and Corrsin car le coût de calcul devient prohibitif aux nombres de Mach très faibles. Le nombre CFL est égal à 0.95 afin d'assurer la stabilité du schéma numérique. Les simulations sont effectuées sur le super-calculateur Occigen du CINES. La configuration multi-blocs permet de réduire le temps de calcul d'environ 25% par rapport à la configuration à un bloc.

Les champs de pression fluctuante à  $z = 0$  obtenus avec les méthodes RFM et RFM-P sont comparés sur la figure 2.18 pour les deux configurations. On observe une forte diminution du bruit parasite entre les simulations RFM et RFM-P. En effet l'échelle de pression est choisie entre  $-50$  and  $50 \text{ Pa}$  pour les simulations RFM, et entre  $-0.5$  and  $0.5 \text{ Pa}$  pour les simulations RFM-P. Avec la méthode RFM-P, on observe que la pression fluctuante est plus élevée dans la configuration multi-blocs par rapport à la configuration à un bloc. Cette différence peut être attribuée à la méthode de recouvrement de maillages qui nécessite d'effectuer des interpolations (Sharan *et coll.*, 2018). Pour la configuration à un bloc, le bruit parasite provient principalement de la zone éponge pour  $x/\Lambda_f \geq 100$ .

Dans le cadre de simulations de bruit de profil, cela ne poserait pas un problème car la zone éponge sera située loin en aval du profil et aura une épaisseur plus grande pour augmenter son efficacité.

La figure 6 de [RI13] montre que les champs de vitesse turbulents sont sensiblement les mêmes avec les méthodes RFM et RFM-P. Rigall *et coll.* [RI13] ont également montré que l'énergie cinétique turbulente est calculée de façon plus précise avec la méthode RFM-P, et que les spectres uni-dimensionnels sont bien reproduits. Cette méthode est donc parfaitement adaptée aux simulations de bruit de profil en présence d'une turbulence amont.

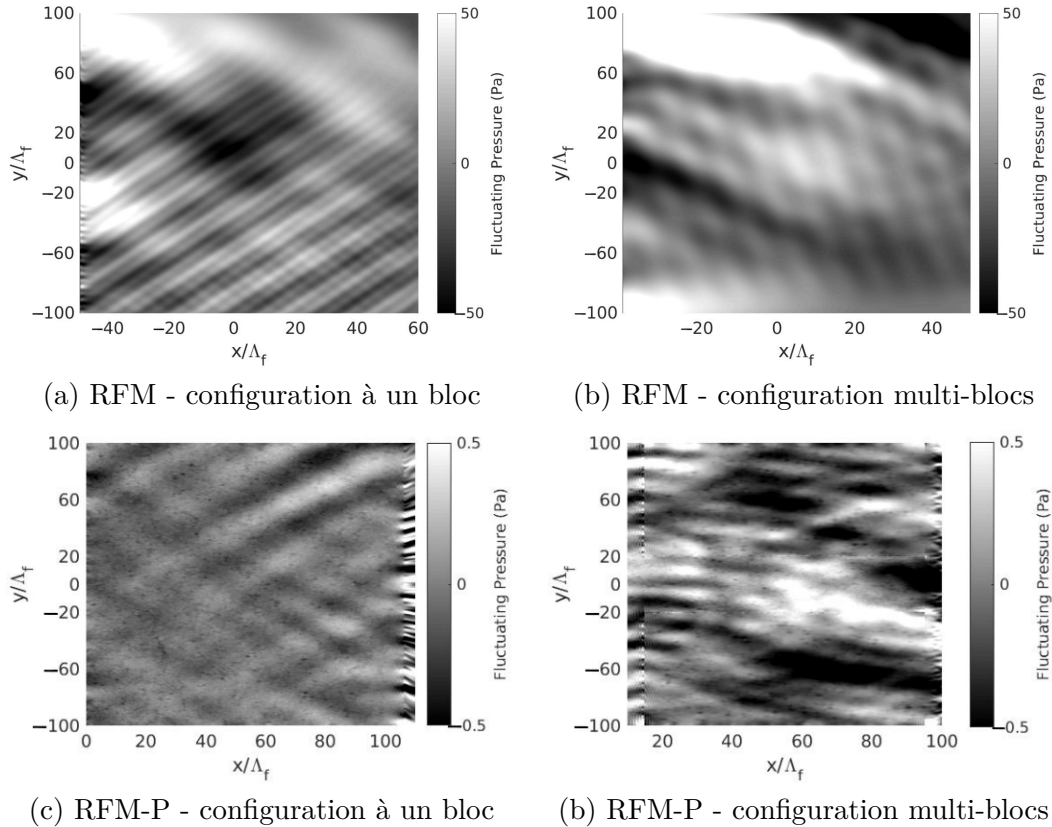


FIGURE 2.18 – Champs de pression fluctuante à la dernière itération pour les configurations à un bloc (à gauche) et multi-blocs (à droite). Les figures du haut correspondent à la méthode RFM et celles du bas à l'extension RFM-P. La pression est tracée entre  $-50$  et  $50$  Pa pour les simulations RFM, et entre  $-0.5$  et  $0.5$  Pa pour les simulations RFM-P.

## 2.5 Caractérisation expérimentale du bruit de décrochage dynamique

Dans le contexte des machines tournantes, l'angle d'attaque de la pale peut varier pendant la rotation lorsque l'écoulement amont est inhomogène. Il peut alors exister des variations cycliques du bruit de bord de fuite, voire un phénomène de décrochage dynamique, avec une succession de décollements et recollements de la couche limite, comme cela est illustré sur la figure 2.3(b). Le décrochage dynamique a été étudié en détails d'un point de vue aérodynamique, notamment dans le contexte des hélicoptères, mais il existe très peu d'études sur le bruit de décrochage dynamique (Siegel *et coll.*, 2018; Mayer *et coll.*, 2020). Pourtant, ce phénomène peut se produire sur les pales d'éolienne dans certaines



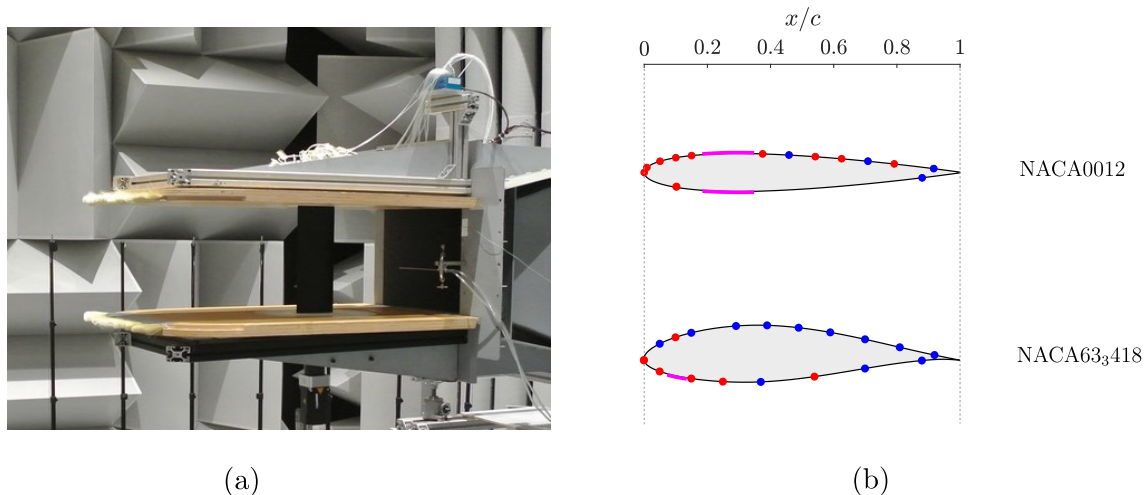


FIGURE 2.19 – (a) Vue du dispositif expérimental, et (b) schémas des deux profils d'aile avec les positions des prises de pression pariétale. Les points rouges correspondent aux positions où seule la pression statique est mesurée, et les points bleus aux positions où les pressions statique et dynamique sont mesurées simultanément. Les surfaces rugueuses (*tripping*) apparaissent en rose.

conditions, et être à l'origine de modulations d'amplitude du bruit, comme on le verra dans l'introduction du chapitre 3.

Dans le cadre du post-doctorat de David Raus (projet DGA AEROAC), puis de la thèse de Lisa Sicard (projet ANR PIBÉ), une caractérisation expérimentale du bruit de décrochage dynamique a été réalisée dans la soufflerie anéchoïque de l'École Centrale de Lyon à l'aide d'un profil d'aile en oscillation de tangage. En complément, des mesures ont également été réalisées en régime statique (angle d'attaque fixe), car les mécanismes à l'origine du bruit de séparation/décrochage restent encore mal compris (Lacagnina *et coll.*, 2019). Les résultats présentés dans ce paragraphe sont issus des articles de Raus *et coll.* [CI25,RI16].

### 2.5.1 Dispositif expérimental

Les expériences ont été réalisées dans la soufflerie anéchoïque de l'École Centrale de Lyon. Il s'agit d'une soufflerie ouverte avec une tuyère d'éjection rectangulaire de dimensions  $0.4 \text{ m} \times 0.3 \text{ m}$ , prolongée par deux plaques de guidage horizontales, comme le montre la figure 2.19(a). Deux profils de corde  $c = 12 \text{ cm}$  et d'envergure  $s = 30 \text{ cm}$  ont été testés : un profil NACA 0012 symétrique et un profil NACA 633418 cambré, ce dernier étant utilisé sur des pales d'éoliennes. Les profils sont soumis à une vitesse amont  $U = 50 \text{ m/s}$ , correspondant à un nombre de Reynolds  $Re_c = Uc/\nu = 4 \times 10^5$ . Comme le montre la figure 2.19(b), des surfaces rugueuses (*tripping*) ont été placées près du bord d'attaque des profils pour accélérer le développement des couches limites turbulentes et éviter ainsi la génération de bruit tonal de couche limite laminaire (Brooks *et coll.*, 1989). Dans un premier temps, des mesures sont réalisées pour des profils statique, à des angles géométriques  $\alpha_{s,g}$ . Les deux profils sont ensuite soumis à un mouvement de tangage sinusoïdal autour de la mi-corde :

$$\alpha_{d,g} = \alpha_0 + \alpha_1 \sin(2\pi f_0 t), \quad (2.30)$$

où  $f_0$  est la fréquence d'oscillation et  $\alpha_0 = \alpha_1 = 15^\circ$ . L'angle  $\alpha_{d,g}$  est un angle géométrique fixée par le moteur. Dans une soufflerie ouverte, l'écoulement est déviée de l'axe du jet lorsqu'une force de portance est présente. L'angle d'attaque effectif, correspondant à un



écoulement amont d'étendue infinie, est inférieur à l'angle d'attaque géométrique. Des corrections d'angle d'attaque peuvent être utilisées pour estimer les angles d'attaque effectifs sur des profils statiques, comme cela est montré par Raus *et coll.* [RI16]. Comme ces corrections d'angle d'attaque ne sont a priori pas valables dans les régimes dynamiques, nous n'utiliserons que des angles géométriques dans la suite.

Les deux profils sont instrumentés avec des prises de pression situées à mi-envergure, voir figure 2.19(b). Des mesures de pression statiques sont réalisés à une fréquence d'échantillonnage de  $f_s = 1.1$  kHz, et des mesures de pression dynamique sont réalisées à l'aide de microphones déportés à une fréquence d'échantillonnage de  $f_s = 51.2$  kHz. Des mesures de pression acoustique sont également réalisées avec un microphone placé à mi-envergure du profil, à 2 m du centre de profil côté intrados et perpendiculairement à l'écoulement incident. Afin de caractériser le bruit de fonds généré par la soufflerie et les plaques de guidage, des mesures acoustiques sont également réalisées en l'absence de profil.

### 2.5.2 Résultats pour un profil statique

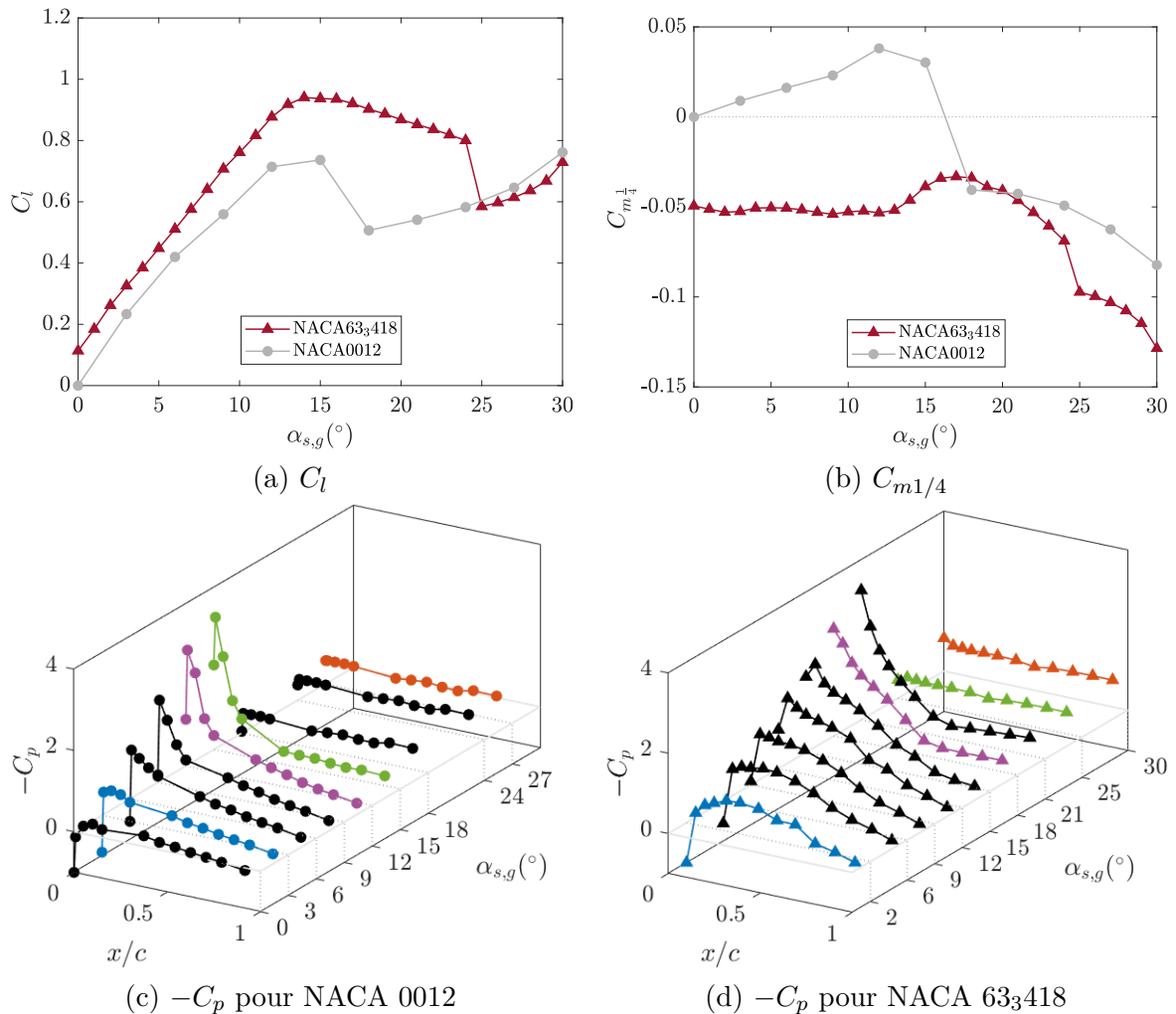


FIGURE 2.20 – (a) Coefficient de portance  $C_l$ , (b) coefficient de moment de tangage au quart de corde  $C_{m1/4}$ , et coefficient de pression  $-C_p$  le long de l'extrados pour les profils (c) NACA 0012 et (d) NACA 633418.

Les coefficients de portance  $C_l$  et de moment de tangage au quart de corde  $C_{m1/4}$  obtenus par intégration de la pression statique le long de la corde du profil sont présentés

sur les figures 2.20(a) et (b) pour les deux profils. Les distributions de pression statique sur l'extrados sont également tracées sur les figures 2.20(c) et (d). On observe que le coefficient de portance atteint un maximum autour de  $\alpha_{s,g} = 15^\circ$  pour les deux profils, lorsque la couche limite commence à se séparer sur l'extrados. Un plateau de pression statique peut être observé pour cet angle sur les figures 2.20(c) et (d). Un décrochage brutal se produit pour le NACA 0012 entre  $15^\circ$  et  $18^\circ$ , alors que le point de séparation est de plus en plus proche du bord d'attaque pour le NACA 63<sub>3</sub>418, jusqu'à ce que la couche limite soit complètement décollée à  $\alpha_{s,g} = 25^\circ$ , où une brusque chute de portance se produit. Pour le profil NACA 63<sub>3</sub>418, la séparation de la couche limite est associée à une légère augmentation du coefficient de moment de tangage  $C_{m1/4}$ , suivie par une brusque diminution lorsque la couche limite décolle complètement à  $\alpha_{s,g} = 25^\circ$ . Pour le profil NACA 0012,  $C_{m1/4}$  devient négatif au moment du décrochage entre  $15^\circ$  et  $18^\circ$ .

Les densités spectrales de puissance (DSP) des fluctuations de pression pariétale en  $x/c = 0.92$  côté extrados sont tracées sur les figures 2.21(a) et (b) pour quelques angles statiques caractéristiques. Pour de faibles incidences, un spectre relativement plat est obtenu pour les deux profils, correspondant à une couche limite attachée. À des angles d'attaque plus grands, l'amplitude du spectre augmente aux basses fréquences. Pour le NACA 0012 à  $12^\circ$ , il existe un fort gradient de pression adverse mais la couche limite n'a pas encore décollé (pas de plateau de  $C_p$ ). À  $15^\circ$ , par contre, la couche limite a décollé sur plus de la moitié de la corde et le spectre augmente fortement, avec un comportement en loi de puissance pour  $fc/U > 0.5$ . La transition vers un comportement en loi de puissance est plus douce pour le profil NACA63<sub>3</sub>418, car le point de séparation se déplace graduellement vers l'amont. Pour  $\alpha_{s,g} = 18^\circ$ , la couche limite est décollée sur la moitié de l'extrados environ, et un pic centré sur  $fc/U = 1.4$  est visible sur le spectre de pression pariétale. Ce pic est de moins en moins marqué jusqu'à ce que le spectre suive une loi de puissance lorsque la couche est entièrement décollée pour  $\alpha_{s,g} = 25^\circ$ . Pour de très grands angles d'attaque ( $\alpha_{s,g} \geq 27^\circ$ ), des spectres similaires sont obtenus pour les deux profils, avec un pic centré sur un nombre de Strouhal  $St = fc \sin(\alpha_{s,g})/U \simeq 0.19$ .

Les DSP de pression acoustique sont tracées sur les figures 2.21(c) et (d) pour les mêmes angles d'attaque. Pour de faibles incidences, le rapport signal sur bruit est faible, avec le bruit de fonds qui domine pour  $fc/U < 1$  et  $fc/U > 10$ . Pour le profil NACA 0012, le brusque décrochage à  $\alpha_{s,g} = 15^\circ$  est à l'origine d'une forte augmentation du bruit aux basses fréquences, avec une augmentation qui va jusqu'à 15 dB à  $fc/U = 1$  par rapport au régime non-décroché. Pour le profil NACA63<sub>3</sub>418, on observe que la transition vers le décrochage profond (*deep stall*), où la couche limite est entièrement décrochée, est plus douce, avec une amplitude spectrale qui augmente progressivement et se décale vers les basses fréquences lorsque le point de séparation se rapproche du bord d'attaque. La chute de portance à  $\alpha_{s,g} = 25^\circ$  est associée à une augmentation du spectre, sauf sur la bande de fréquences  $0.7 < fc/U < 2.5$ . Pour de très grands angles d'attaque ( $\alpha_{s,g} \geq 27^\circ$ ), des régimes de décrochage similaires sont obtenus pour les deux profils, avec un pic à  $St = fc \sin(\alpha_{s,g})/U \simeq 0.19$ . Ce pic peut être expliqué par les instabilités de la couche de cisaillement et les lâchers tourbillonnaires de grande amplitude (Moreau *et coll.*, 2009). Des observations analogues ont été faites par Laratro *et coll.* (2017) pour des profils NACA 0012 et NACA 0021 à très grands angles d'attaque.

### 2.5.3 Résultats pour un profil oscillant

On réalise maintenant une analyse similaire sur des profils oscillants, avec  $\alpha_0 = \alpha_1 = 15^\circ$  dans l'équation (2.30), et différentes valeurs de la fréquence réduite  $k = \pi f_0 c/U$ . Les mesures de pression pariétale et de pression acoustique sont réalisées sur 100 périodes d'oscillation, et une moyenne de phase est réalisée sur 90 périodes en retirant les 10 premières périodes pour éviter les transitoires. Les spectrogrammes moyennés en phase des fluctua-

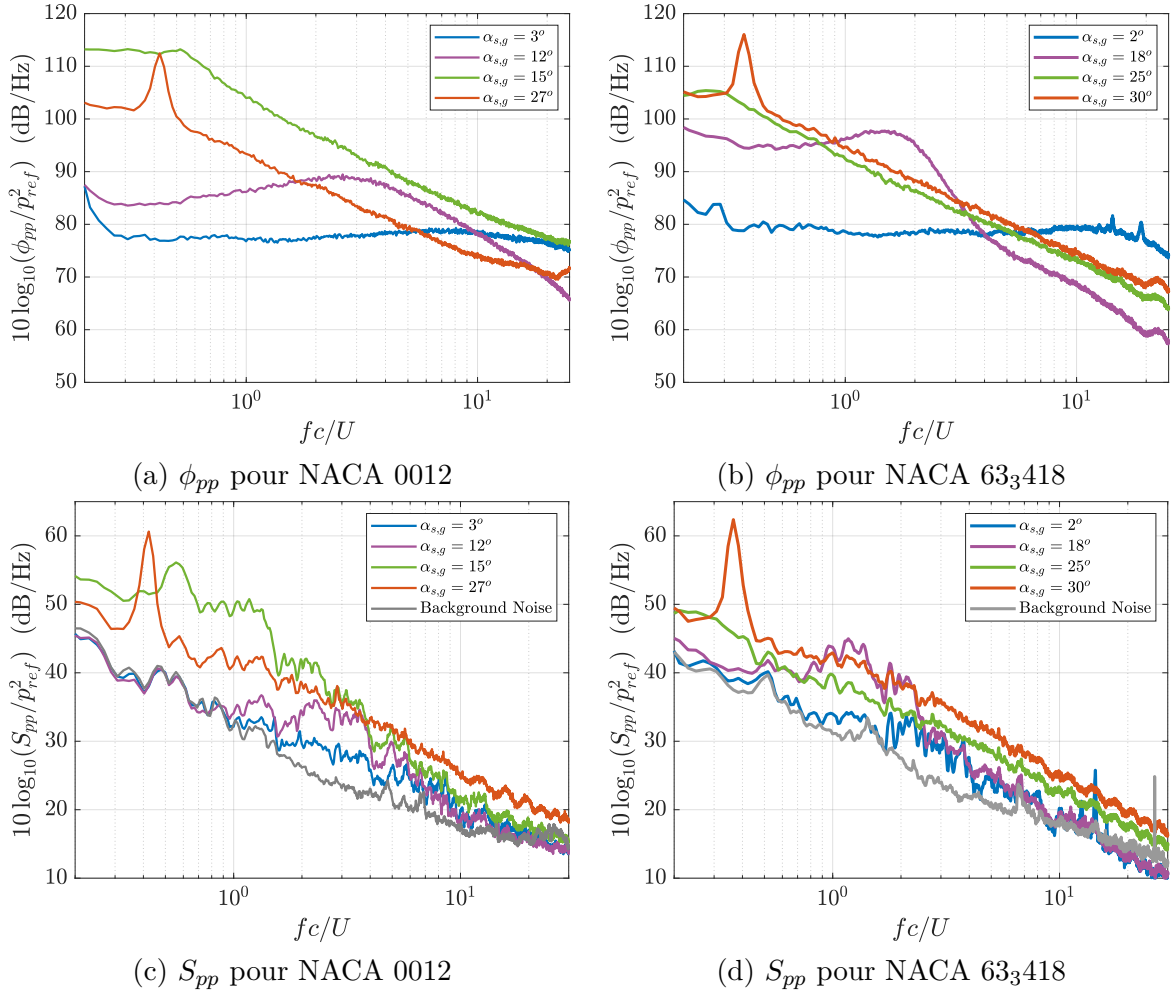


FIGURE 2.21 – DSP de la pression pariétale  $\phi_{pp}$  à  $x/c = 0.92$  sur l’extrados et de la pression acoustique  $S_{pp}$  pour différents angles d’attaque et pour des profils NACA 0012 et NACA 633418.

tions de pression pariétale près du bord de fuite et de pression acoustique sont présentées respectivement sur les figures 2.22 et 2.23.

Comme pour le profil statique, les spectrogrammes montrent deux régimes distincts pendant la phase de décrochage du cycle. Au moment du décollement et du recollement de la couche limite, un spectre large bande est observé. Entre ces deux instants, l’énergie se concentre dans une bande de fréquence étroite qui varie avec le temps, de telle sorte que le pic est centré sur un nombre de Strouhal  $St \simeq 0.2$  avec  $St = fc \sin(\overline{\alpha_{d,g}})/U$  et  $\overline{\alpha_{d,g}}$  l’angle d’attaque moyenné en phase. On peut remarquer également que le spectrogramme de pression acoustique est contaminée par le bruit du moteur pour le profil NACA633418 oscillant à  $k = 0.025$ ; voir figure 2.23(e). Cette contamination ne se produit que pendant le mouvement descendant du profil et n’affecte pas le reste du spectrogramme.

L’effet de la fréquence réduite sur le bruit de décrochage dynamique est similaire pour les deux profils. Pour  $k = 0.01$ , le spectrogramme est presque symétrique et les bruit large bande au moment du décollement et du recollement de la couche limite sont proches. Pour  $k \geq 0.02$ , par contre, l’amplitude et la durée du bruit large bande tend à augmenter au moment du décollement, alors qu’elles restent à peu près les mêmes qu’à  $k = 0.01$  au moment du recollement. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus précédemment à un nombre de Reynolds plus faible [RI15].

L’effet de la forme du profil est visible sur la figure 2.23. Tout d’abord, la phase de

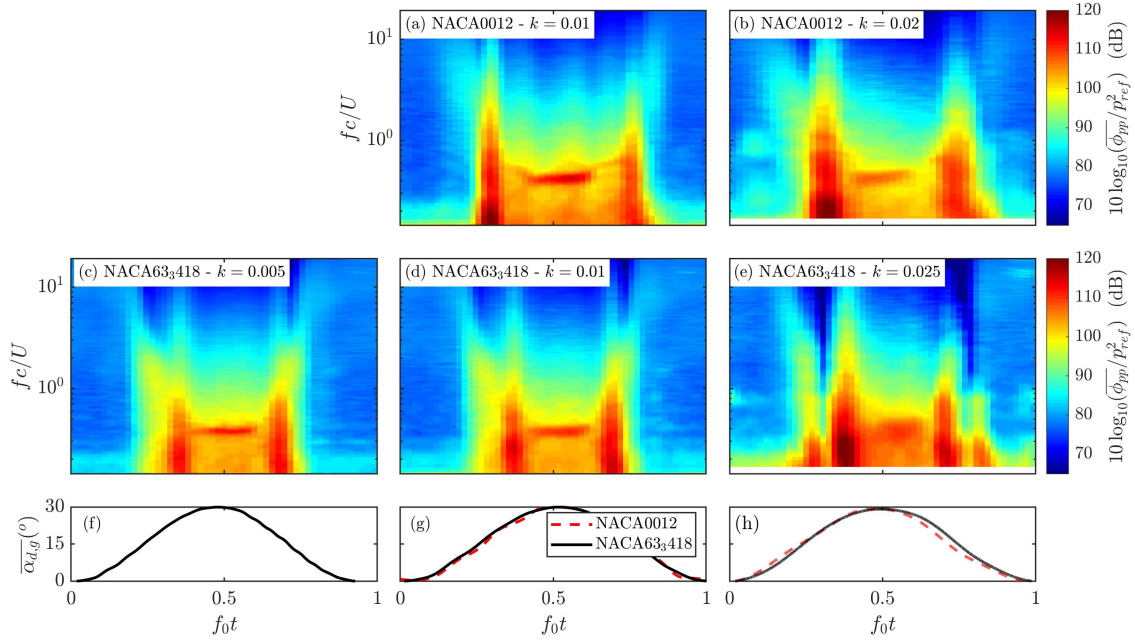


FIGURE 2.22 – Spectrogrammes moyennés en phase des fluctuations de pression pariétale en  $x/c = 0.92$  sur l'extrados pour  $\alpha_{d,g} = 15^{\circ} + 15^{\circ} \sin(2\pi f_0 t)$  pour un profil (a-b) NACA0012 ou (c-d-e) NACA633418, et (g-h-i) angle d'attaque moyenné en phase. Le symbole  $\bar{x}$  correspond à la grandeur  $x$  moyennée en phase.

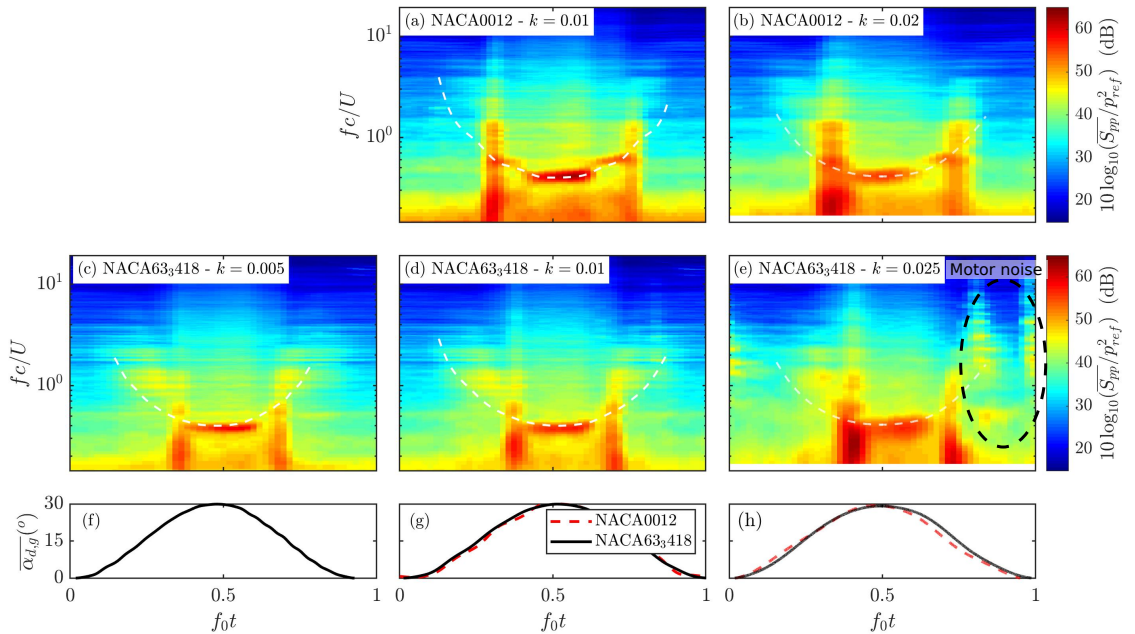


FIGURE 2.23 – Spectrogrammes moyennés en phase des fluctuations de pression acoustique pour  $\alpha_{d,g} = 15^{\circ} + 15^{\circ} \sin(2\pi f_0 t)$  pour un profil (a-b) NACA0012 ou (c-d-e) NACA633418, et (g-h-i) angle d'attaque moyenné en phase. Le symbole  $\bar{x}$  correspond à la grandeur  $x$  moyennée en phase. La ligne pointillée blanche est associée à un nombre de Strouhal constant  $St = f c \sin(\overline{\alpha_{d,g}})/U$ .

décrochage du cycle est plus courte pour le profil cambré et épais. Pour  $k = 0.01$ , le bruit de décrochage large bande débute à  $f_0 t \sim 0.28$  pour le profil NACA 0012 et à  $f_0 t \sim 0.36$  pour le profil NACA 63<sub>3</sub>418. De plus, ce bruit large bande est limité aux basses fréquences correspondant à  $fc/U < 1$  pour le profil NACA 63<sub>3</sub>418, alors qu'il s'étend jusqu'à  $fc/U = 2$  pour le profil symétrique. Comme en régime statique, le bruit de décrochage du profil NACA 63<sub>3</sub>418 est précédé par une augmentation du spectre de pression acoustique centrée sur  $fc/U \simeq 1$  due à la séparation progressive de la couche limite sur l'extrados du profil. Cette augmentation des amplitudes spectrales est également observée sur la pression pariétale près du bord de fuite (voir figure 2.22d). Ce bruit de séparation n'est pas observé sur le profil NACA 0012. Finalement, la fréquence centrale du pic de bande étroite à grand angle d'attaque varie avec le temps pour le profil NACA 0012, alors qu'elle semble constante pour le profil cambré. Cela est dû à la faible étendue des angles d'attaque couverts par ce régime pour le profil NACA 63<sub>3</sub>418 comparée au profil symétrique.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, les projets de recherche que j'ai menés sur le bruit aérodynamique large bande rayonné par des profils d'aile ont été résumés. J'ai tout d'abord présenté les travaux de modélisation réalisés dans le cadre des thèses de Nicolas Trafny et de Yuan Tian. La première approche consiste à résoudre une formulation intégrale de l'analogie de Lighthill à l'aide de fonctions de Green adaptées qui peuvent être calculées analytiquement pour des géométries simples ou numériquement pour des géométries plus complexes. Cette approche est très générale et peut être étendue à des géométries arbitraires, comme des pales d'hélice avec un fort vrillage. Elle nécessite la résolution d'une intégrale sextuple, ce qui est possible à l'aide d'algorithmes de type Monte-Carlo. Le modèle développé dans le cadre de la thèse de Yuan Tian est basé sur la théorie d'Amiet, qui permet d'obtenir des expressions relativement simples pour les densités spectrales de puissance de la pression acoustique. Pour le calcul du bruit de bord de fuite, il est cependant nécessaire de calculer le spectre de pression pariétale au voisinage du bord de fuite, ce qui peut être ardu en présence d'un gradient de pression adverse. Pour le calcul du bruit d'interaction de turbulence, le modèle d'Amiet ne prend pas en compte l'effet de l'épaisseur du profil, contrairement au modèle développé dans la thèse de Nicolas Trafny.

La théorie d'Amiet est ensuite appliquée à une pale d'éolienne en rotation. L'influence de la turbulence atmosphérique et du cisaillement du vent sur le bruit rayonné est étudiée à l'aide de la théorie de la similitude de Monin-Obukhov. Cependant, cette théorie n'est pas valide pour des atmosphères très stables, et ne permet donc pas d'étudier l'effet de forts gradients de vent sur le bruit rayonné. De plus, le bruit de séparation/décrochage n'est pas pris en compte de cette étude, ce qui peut expliquer que le modèle sous-estime les niveaux mesurés dans l'un des cas de validation.

Des travaux numériques effectués dans le cadre de la thèse de Tommy Rigall ont ensuite été présentés. Ces travaux visent à synthétiser une turbulence amont silencieuse dans un code de résolution des équations de Navier-Stokes compressibles. Pour cela, une méthode de modes de Fourier aléatoires est modifiée afin d'être compatible avec des conditions limites de périodicité placées selon l'envergure. La méthode a été validée dans un cas académique de turbulence homogène et isotrope en décroissance spatiale.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre est consacrée à la caractérisation expérimentale du bruit de séparation et de décrochage d'un profil d'aile en oscillations de tangage, réalisée lors du post-doctorat de David Raus. Pour un profil d'aile statique comme pour un profil d'aile oscillant, plusieurs régimes d'écoulement sont identifiés, selon que la couche limite est attachée, partiellement séparée ou complètement détachée. L'effet de la fréquence réduite

est clairement observé, avec un comportement qui devient très différent lors des phases de décollement et de recollement lorsque la vitesse d'oscillation est suffisamment importante. On observe également des différences marquées entre les profils symétrique et cambré qui ont été testés. Pour le profil cambré et épais, typiquement utilisé sur une pale d'éolienne, la transition entre les phases où la couche limite est attachée ou complètement détachée est beaucoup plus douce, avec un point de séparation qui remonte progressivement du bord de fuite vers le bord d'attaque. La phase de décrochage du cycle est plus courte que pour le profil symétrique.

## Chapitre 3

# Propagation atmosphérique à grande distance du bruit des éoliennes

### 3.1 Introduction

L'énergie éolienne est en forte expansion en France, comme ailleurs dans le monde, et les problèmes liés au bruit sont souvent mis en avant par les opposants au développement des parcs éoliens. Plusieurs études ont montré que le bruit des éoliennes est une source de gêne (Pedersen, 2011; Schäffer *et coll.*, 2016), et des liens sont possibles avec les troubles du sommeil (Hansen *et coll.*, 2021), même si des études plus complètes sont nécessaires pour l'établir avec certitude. Cette gêne est liée à la nature particulière du signal généré par les éoliennes, qui présentent des fluctuations temporelles marquées, appelées modulations d'amplitude dans la littérature. Ces modulations d'amplitude peuvent être détectées à plusieurs kilomètres d'un parc éolien. Dans l'étude de Hansen *et coll.* (2019), des modulations d'amplitude sont détectées 20% du temps à une distance de 2,4 kilomètres. Cette étude montre également que les modulations d'amplitude sont observées le plus souvent la nuit, ou pendant les heures précédant ou suivant la nuit, ce que les auteurs de l'étude attribuent aux conditions météorologiques favorables à la propagation du son et au faible bruit de fond (bruit de vent et bruit associé aux activités agricoles en particulier).

Comme on l'a vu au paragraphe 2.3, les modèles de bruit de bord de fuite et de bruit d'interaction de turbulence prédisent des modélisations d'amplitude lorsque le récepteur est proche du plan de rotor. Cependant, des modulations d'amplitude plus intenses du bruit peuvent également exister à cause du phénomène de décrochage dynamique, décrit dans le paragraphe 2.5, qui se produit lorsque l'angle d'attaque varie pendant la rotation de la pale. Cela peut notamment se produire en présence d'un fort cisaillement de vent, comme le montre Oerlemans (2015) ; voir figure 3.1. Bertagnolio *et coll.* (2015) ont également montré à partir de mesures sur une pale d'éolienne instrumentée de taille réelle que des variations d'angle d'attaque significatives peuvent se produire, comme le montre la figure 3.2.

Pour pouvoir prédire les modulations d'amplitude du bruit des éoliennes, et en particulier identifier dans quelles conditions météorologiques ils se produisent, il est donc nécessaire de proposer des modèles qui prennent en compte à la fois les sources aéroacoustiques et la propagation atmosphérique. Pour modéliser les sources de bruit d'origine aérodynamique, l'approche la plus courante dans la littérature (Zhu *et coll.*, 2005; Oerlemans et Schepers, 2009) est de diviser les pales d'éolienne dans la direction radiale (*strip theory*), et de sommer de façon incohérente les contributions de chaque segment au récepteur, comme on l'a vu au paragraphe 2.3.1. Lorsque les effets de propagation sont pris en compte, cette approche est rarement utilisée, et il est courant de représenter l'éolienne



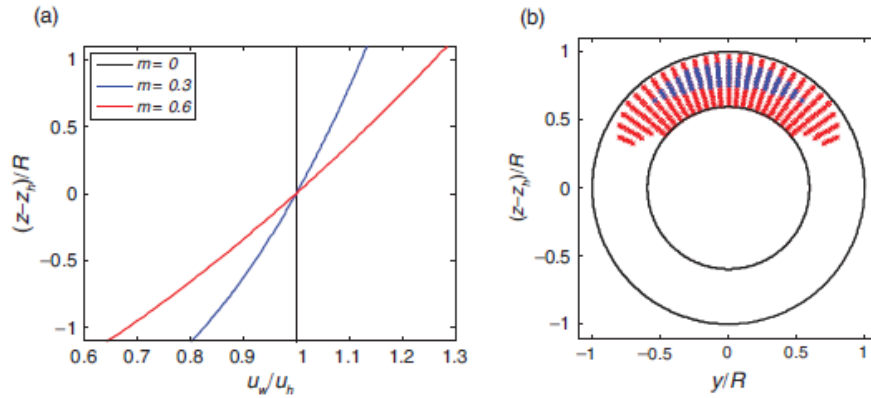


FIGURE 3.1 – (a) Profil de vent dans le plan du rotor pour différentes valeurs du coefficient de cisaillement  $m$ , et (b) zones de décrochage pour  $m = 0,3$  (en bleu) et  $m = 0,6$  (en rouge). Figure tirée de Oerlemans (2015)

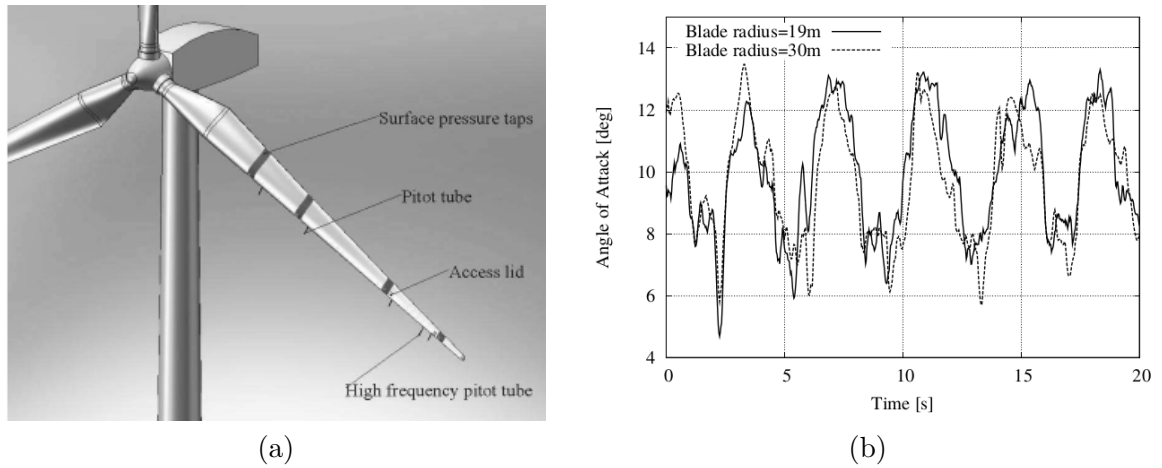


FIGURE 3.2 – (a) Pale d'éolienne de 38.8 m instrumentée par le DTU, et (b) angle d'attaque mesurée en amont de la pale à 19 m et 30 m. Figure tirée de Bertagnolio *et coll.* (2015))

par une source ponctuelle localisée au centre du rotor (Prospathopoulos et Voutsinas, 2007; Lee *et coll.*, 2016). Récemment, plusieurs méthodes ont été proposées pour inclure un modèle de source étendu dans des calculs de propagation du bruit en milieu extérieur. McBride et Burdisso (2017) et Heimann *et coll.* (2018) ont considéré des modèles de source étendus dans une méthode de tracé de rayons. McBride et Burdisso (2017) ont gardé tous les segments de pale utilisés dans le modèle de source aéroacoustique, alors que Heimann *et coll.* (2018) n'ont considéré que 24 sources ponctuelles fixes distribuées dans le plan du rotor et avec une puissance acoustique identique (pas de modèle aéroacoustique). Une des faiblesses connues des méthodes de tracés de rayons basées sur l'acoustique géométrique est le traitement des effets de diffraction, par exemple en présence d'une zone d'ombre acoustique. D'autres groupes de recherche ont proposé des modèles basés sur l'équation parabolique, qui permet de prendre en compte les effets de diffraction avec précision. Barlas *et coll.* (2017) ont ainsi utilisé un modèle d'équation parabolique en considérant une source ponctuelle par pale. Cette source ponctuelle est localisée au niveau du segment où le niveau de bruit calculé par leur modèle de source aéroacoustique est maximal.

Dans le paragraphe 3.2, nous comparons deux méthodes permettant d'inclure les modèles de source aéroacoustiques présentés dans le paragraphe 2.2.2 à un code d'équation parabolique pour la propagation acoustique dans une atmosphère inhomogène. Dans la



première méthode, introduite dans [RI10], la solution initiale dans le code d'équation parabolique est obtenue pour chaque segment de pale par la méthode de rétro-propagation. Cette méthode permet de prendre en compte de façon précise la directivité des sources mais elle est coûteuse en temps de calcul. Dans la deuxième méthode, présentée dans [RI11], les segments de pale sont vus comme des monopôles en mouvement, et le calcul du bruit nécessite un nombre limité de simulations ce qui réduit fortement le temps de calcul. Les deux méthodes sont comparées à l'approximation de source ponctuelle dans le paragraphe 3.3, d'abord dans un milieu homogène où une solution analytique de référence est connue puis dans une atmosphère stratifiée. Enfin, dans le paragraphe 3.4, le modèle de monopôles en mouvement est utilisé dans le cadre d'une analyse de sensibilité du bruit des éoliennes à différents paramètres environnementaux [RI12].

## 3.2 Modèles de source étendue pour le bruit des éoliennes

### 3.2.1 Modèle de propagation acoustique basé sur l'approximation parabolique

Le modèle de propagation acoustique considéré dans ce chapitre est une équation parabolique à pas fractionnaires appelé *Split-Step Padé* (SSP), basée sur des approximations de Padé d'ordre élevé et résolue avec la méthode de Collins (1993). Il a été montré dans [RI10] pour une configuration typique de propagation de bruit éolien que cette méthode est plus efficace qu'une équation parabolique classique basée sur une approximation de Padé (1,1) de l'opérateur de propagation. Dans cette étude, l'approximation de célérité effective est utilisée de façon à prendre en compte les effets de réfraction dus aux gradients verticaux de vent :

$$c_{\text{eff}}(z) = c(z) + U_w(z) \cos \tau = \sqrt{\gamma_0 r T(z)} + U_w(z) \cos \tau, \quad (3.1)$$

avec  $z$  la hauteur au-dessus du sol,  $\gamma_0$  le rapport des chaleurs spécifiques du fluide,  $r$  la constante des gaz parfaits massique,  $U_w(z)$  et  $T(z)$  les profils verticaux moyens de vitesse de vent et de température, et  $\tau$  l'angle de propagation entre la direction du vent et la direction de propagation entre la source et le récepteur notée  $x$ , comme le montre la figure 2.8(c). De façon à introduire les notations utilisées dans la suite du chapitre, les principales étapes permettant d'obtenir l'équation parabolique sont brièvement rappelées ci-dessous.

Dans l'approximation axisymétrique, l'équation d'Helmholtz tridimensionnelle peut être réduite à l'équation bidimensionnelle suivante en champ lointain (Salomons, 2001) :

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \left( \frac{\partial}{\partial z^2} + k^2 \right) \right] q_c = 0, \quad (3.2)$$

où  $q_c = p_c \sqrt{x}$  relie la variable  $q_c$  à l'amplitude complexe de la pression  $p_c$ , et  $k$  est le nombre d'onde acoustique. Ce nombre d'onde peut être écrit  $k^2 = k_0^2 n^2 = k_0^2 (1 + \epsilon)$ , où  $n(z) = c_0 / c_{\text{eff}}(z)$  est l'indice de réfraction et  $k_0 = \omega / c_0$  est la valeur du nombre d'onde acoustique pour la vitesse du son de référence  $c_0$ . En introduisant l'opérateur de propagation :

$$\mathcal{Q} = \left( 1 + \epsilon + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial}{\partial z^2} \right)^{1/2} = (1 + \mathcal{L})^{1/2}, \quad (3.3)$$

qui est indépendant de  $x$  dans un milieu stratifié, l'équation (3.4) devient (Gilbert et White, 1989) :

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} + ik_0 \mathcal{Q} \right) \left( \frac{\partial}{\partial x} - ik_0 \mathcal{Q} \right) q_c = 0. \quad (3.4)$$

On peut découpler l'équation (3.4) en deux équations décrivant la propagation d'une onde dans la direction  $+x$ , notée  $q_+$  (propagation vers l'avant), et d'une onde dans la direction  $-x$ , notée  $q_-$  (propagation vers l'arrière ou rétro-propagation). En utilisant la notation  $\gamma = \pm 1$ , on obtient :

$$\left( \frac{\partial}{\partial x} - i\gamma k_0 \mathcal{Q} \right) q_\gamma = 0. \quad (3.5)$$

En introduisant la variable  $\phi_\gamma$  correspondant à l'enveloppe de la variable  $q_\gamma$  :

$$q_\gamma(x, z) = \phi_\gamma(x, z) \exp(i\gamma k_0 x), \quad (3.6)$$

l'équation suivante est obtenue :

$$\frac{\partial \phi_\gamma}{\partial x} = i\gamma k_0 (\mathcal{Q} - 1) \phi_\gamma. \quad (3.7)$$

Afin de résoudre l'équation (3.7) par différences finies, le domaine est discrétisé à l'aide d'un maillage rectangulaire de taille  $\Delta x$  selon  $x$  et  $\Delta z$  selon  $z$ . La méthode SSP (N,N) est utilisée pour avancer le champ  $\phi_\gamma$  de  $x$  à  $x + \Delta x$  pour  $\gamma = 1$ , et de  $x$  à  $x - \Delta x$  pour  $\gamma = -1$  (Collins, 1993; Dallois *et coll.*, 2002). La validité angulaire de la méthode augmente avec l'ordre N du développement et dépend de la taille de maille  $\Delta x$  choisie (Dallois *et coll.*, 2002). Comme cela a été montré dans [RI10], des résultats précis sont obtenus sur une configuration typique de bruit éolien avec  $N = 2$  et des tailles de maille  $\Delta x = 2\lambda$  et  $\Delta z = \lambda/10$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde acoustique. Selon la direction verticale, le domaine est borné par une condition d'impédance de sol en  $z = 0$ , et par une couche absorbante en haut du domaine pour éliminer les réflexions parasites (Salomons, 2001).

### 3.2.2 Modèle de source étendue basé sur la méthode de rétro-propagation dans l'approximation parabolique

Le première modèle de source étendue, appelé Amiet-PE et détaillé dans [RI10], est résumé ici. Pour chaque segment de pale  $m$ , chaque position angulaire  $\beta$  de la pale et chaque pulsation  $\omega = 2\pi f$ , un calcul d'équation parabolique est réalisé pour lequel une condition initiale en  $x = 0$  (*starter*) est nécessaire. Afin de conserver la directivité de la source, cette condition initiale est obtenue numériquement à l'aide de la méthode de rétro-propagation, dont le principe est illustré sur la figure 3.3(a). Cette méthode consiste tout d'abord à rétro-propager un champ de pression connu, noté "initial solution" dans le figure 3.3(a), de  $x = x_{is}$  jusqu'à  $x = 0$ , en prenant  $\gamma = -1$  dans les équations du paragraphe 3.2.1. Dans un second temps, la condition initiale obtenue en  $x = 0$  est propagé vers l'avant jusqu'à la distance voulue en prenant  $\gamma = +1$  dans les équations du paragraphe 3.2.1.

Dans la méthode de rétro-propagation, le champ de pression en  $x = x_{is}$  est obtenu pour des hauteurs  $z_{is,p} = p\Delta z, p = 0..P$ , à partir de l'expression (2.22) pour la densité spectrale de puissance de la pression acoustique pour une pale en rotation. Cette expression contient donc la directivité de la source vue par cette antenne verticale de récepteurs dans cette direction de propagation  $\tau$ . En présence de sol, la variable  $q_c$  s'écrit :

$$q_c(z_{is,p}) = \sqrt{S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^T, \omega, \beta)} \sqrt{x_S} e^{ik_0 R_{1,p}} \left( 1 + Q \frac{R_{1,p}}{R_{2,p}} e^{ik_0 (R_{2,p} - R_{1,p})} \right), \quad (3.8)$$

où  $R_{1,p} = \sqrt{r_{is}^2 + (z_S - z_{is,p})^2}$  et  $R_{2,p} = \sqrt{r_{is}^2 + (z_S + z_{is,p})^2}$  sont respectivement les distances entre le segment à  $(0, y_S, z_S)$  ou le segment image à  $(0, y_S, -z_S)$  et le  $p^{\text{ème}}$  point de la solution initiale, avec  $r_{is} = \sqrt{x_{is}^2 + (y_S - y_{is})^2}$ , et  $Q$  le coefficient de réflexion d'une onde sphérique. Afin d'éviter la confusion avec  $\gamma = \pm 1$  utilisé dans l'équation (3.6), la

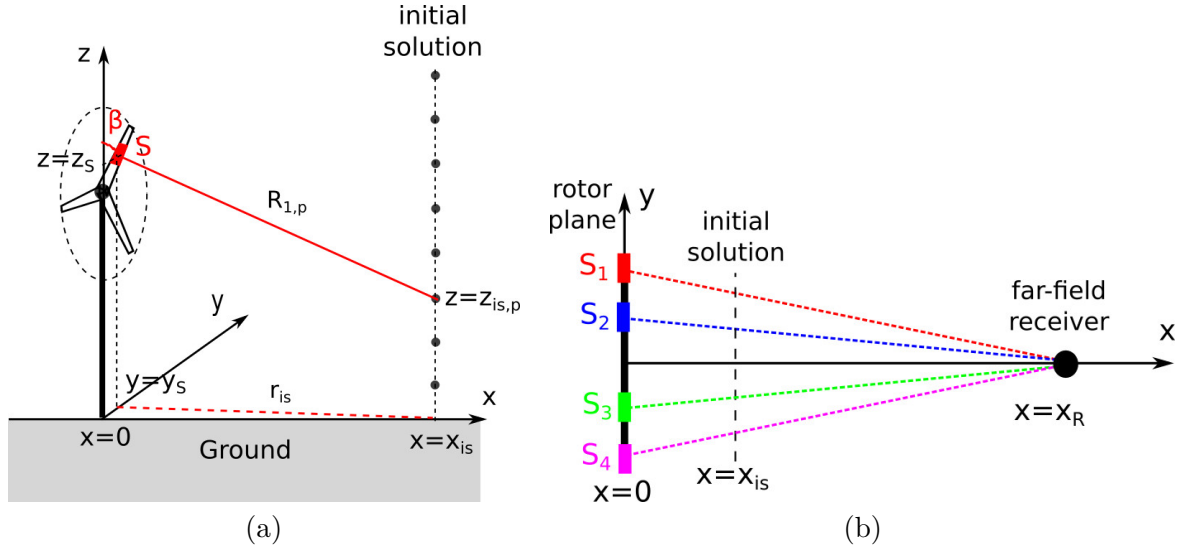


FIGURE 3.3 – Schémas (a) de la méthode de rétro-propagation utilisée pour obtenir la condition initiale en  $x = 0$  à partir de la solution connue en  $x = x_{is}$  pour un segment de pale  $S$ , et (b) des différents plans de propagation entre 4 segments de pale notés  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  et  $S_4$  et un récepteur en champ lointain noté  $x = x_R$  (vue de dessus).

position angulaire de la pale est notée  $\beta$  dans ce chapitre, alors qu'elle était notée  $\gamma$  dans le chapitre 2.

Durant la phase de rétro-propagation, l'atmosphère est supposée homogène, de façon à pouvoir utiliser une solution analytique pour les effets de propagation, et le sol est choisi rigide ( $Q = 1$ ) car des instabilités numériques peuvent apparaître lorsqu'un champ de pression est rétro-propagé au-dessus d'un sol d'impédance finie. Ensuite, la condition initiale en  $x = 0$  peut être propagée avec l'impédance de sol et le profil de vitesse du son choisis. Chaque calcul bidimensionnel est réalisé dans un plan différent qui inclut le segment de pale  $m$  et le récepteur en champ lointain à  $x = x_R$ , comme le montre la figure 3.3(b). Cette méthode n'est donc en toute rigueur exacte qu'à cette distance. Pour  $x \neq x_R$ , la pression acoustique totale est obtenue par sommation des contributions avec des valeurs de  $y$  différentes. Cependant, comme le rayon du rotor (de l'ordre de 50 m) est généralement petit devant les distances de propagation considérées, la méthode reste valide sur une large gamme de distances [RI10]. Le coût de calcul de cette méthode est très élevé, car  $MN_\beta$  calculs d'équation parabolique par fréquence et par direction de propagation doivent être effectués, avec  $M$  le nombre de segments de pale et  $N_\beta$  le nombre de positions angulaires utilisées pour discrétiser le plan du rotor.

### 3.2.3 Modèle de source étendue basé sur des monopôles en rotation

Le second modèle de source étendue considéré représente chaque segment de pale comme un monopôle en rotation à la vitesse angulaire  $\dot{\beta}$ . Il est appelé modèle de monopôles en mouvement (MM) et il est présenté en détails dans [RI11]. Contrairement au premier modèle, il ne dépend pas de l'approximation parabolique et peut donc être appliqué à n'importe quel modèle de propagation.

Dans le modèle MM, le niveau de pression au récepteur, noté SPL pour *Sound Pressure Level*, est calculé pour chaque segment  $m$  à la position angulaire  $\beta$  en utilisant l'approximation de source ponctuelle (Salomons, 2001) :

$$\text{SPL}(\omega, \beta) = \text{SWL}(\omega, \beta) - 10 \log_{10}(4\pi R_1^2) + \Delta L(\omega, \beta) - \alpha(\omega)R_1, \quad (3.9)$$

où  $\text{SWL}(\omega, \beta)$  est le niveau de puissance à la position angulaire  $\beta$ ,  $R_1 =$

$\sqrt{x^2 + y_S^2 + (z_S - z)^2}$  est la distance entre le segment à  $(0, y_S, z_S)$  et le récepteur à  $(x, 0, z)$ ,  $\Delta L$  est le niveau de pression relatif au champ libre et  $\alpha$  est le coefficient d'absorption en dB/m.

Le niveau de puissance SWL à la position angulaire  $\beta$  peut être obtenu à partir du niveau de pression en champ libre à l'aide du modèle d'Amiet. En effet en supposant des conditions de champ libre ( $\Delta L = 0$ ) et l'absence d'absorption dans le milieu ( $\alpha = 0$ ), l'équation (3.9) devient :

$$\begin{aligned} \text{SWL}(\omega, \beta) &= \text{SPL}_{FF}(\omega, \beta) + 10 \log_{10}(4\pi R_1^2) \\ &= 10 \log_{10} \left( \frac{S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^T, \omega, \beta)}{p_{\text{ref}}^2} \right) + 10 \log_{10}(4\pi R_1^2), \end{aligned} \quad (3.10)$$

avec  $\text{SPL}_{FF}$  le niveau de pression en champ libre et  $p_{\text{ref}} = 20 \mu\text{Pa}$  la pression de référence. À partir des équations (3.9) et (3.10), on obtient :

$$\text{SPL}(\omega, \beta) = 10 \log_{10} \left( \frac{S_{pp}^R(\mathbf{x}_R^T, \omega, \beta)}{p_{\text{ref}}^2} \right) + \Delta L(\omega, \beta) - \alpha(\omega)R_1. \quad (3.11)$$

Dans l'équation (3.11), la principale inconnue est le niveau de pression relatif au champ libre  $\Delta L(\omega, \beta)$ . Pour la propagation au-dessus d'un sol plan d'impédance finie dans une atmosphère homogène au repos, ce terme peut être calculé analytiquement (Salomons, 2001) :

$$\Delta L = 10 \log_{10} \left| 1 + Q \frac{R_1}{R_2} e^{ik_0(R_2 - R_1)} \right|^2, \quad (3.12)$$

avec  $R_2 = \sqrt{x^2 + y_S^2 + (z_S + z)^2}$  la distance entre la source image et le récepteur.

Afin de prendre en compte les effets de réfraction,  $\Delta L(\omega, \beta)$  peut être calculé avec l'approximation parabolique présentée dans le paragraphe 3.2.1. La condition initiale en  $x = 0$  correspondant à une source monopolaire est calculée numériquement avec la méthode de rétro-propagation afin de préserver la validité angulaire de la méthode SSP (2,2) (Galindo, 1996). De façon à limiter le nombre de calculs d'équation parabolique à réaliser, un jeu de  $N_h$  hauteurs de source distribuées le long du plan du rotor est choisi :

$$H_n = H_{\min} + n\Delta H, \quad n = 0, \dots, N_h - 1, \quad (3.13)$$

avec  $\Delta H$  le pas de hauteur donné par :

$$\Delta H = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{N_h - 1}, \quad (3.14)$$

où  $H_{\min}$  et  $H_{\max}$  sont respectivement les hauteurs minimale et maximale à considérer. Le niveau de pression relatif au champ libre  $\Delta L(\omega, \beta)$  dans l'équation (3.11) est ensuite obtenu par interpolation au plus proche voisin. À titre d'exemple, les sources monopolaires sont représentés pour les trois pales de l'éolienne sur la figure 3.4 avec  $M = 6$  segments par pale. En utilisant  $N_h = 5$  hauteurs de source dans le modèle MM, les sources sont décalés à une position fictive déterminée par l'interpolation au plus proche voisin. La différence entre les positions de source fictive et exacte est donc inférieure à  $\Delta H/2$ . Il faut remarquer que ces positions fictives ne sont utilisées que pour calculer  $\Delta L(\omega, \beta)$  dans l'équation (3.9), les variables  $\text{SWL}(\omega, \beta)$  et  $R_1$  étant calculées à partir des positions de source exactes. Dans le modèle MM, il y a  $N_h$  calculs d'équation parabolique à effectuer par fréquence et direction de propagation. Le coût de calcul est donc réduit par rapport au modèle Amiet-PE présenté dans le paragraphe 3.2.2 car  $N_h < MN_\beta$  en pratique. D'un autre côté, le modèle MM ne prend pas en compte la directivité de la source dans la direction verticale.

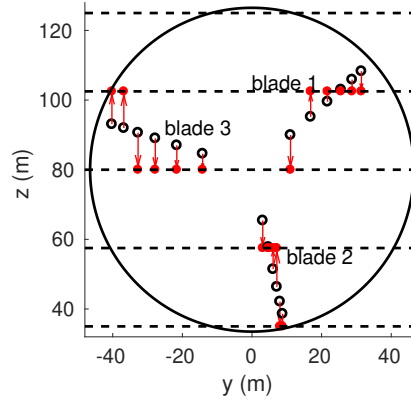


FIGURE 3.4 – Positions des sources monopolaires exactes (o) et fictives (•) dans le modèle MM à  $\beta = 48^\circ$  avec  $M = 6$  segments et  $N_h = 5$  hauteurs de source représentées par des lignes horizontales en pointillés ( $\Delta H = 22.5$  m).

Finalement, on peut remarquer que l'approximation de source ponctuelle est un cas particulier du modèle MM où un seul calcul d'équation parabolique est réalisé pour une source située au centre du rotor. Il est toujours possible dans ce cas d'obtenir l'évolution du niveau de pression en fonction de la position angulaire  $\beta$  à l'aide de l'équation (3.11), ce qui permettra d'en déduire les modulations d'amplitude dans le paragraphe 3.3. Dans ce cas particulier, l'approximation de source ponctuelle n'est utilisée que pour les effets de propagation compris dans  $\Delta L$ , le terme  $SWL$  étant calculé avec un modèle de source étendu.

### 3.3 Résultats avec les deux modèles de source étendue

#### 3.3.1 Configurations étudiées

Dans cette étude, on considère la même éolienne de 2,3 MW que dans le paragraphe 2.3, avec un diamètre de 93 m, une hauteur de mât de 80 m et trois pales de longueur 45 m. Chaque pale est décomposée en  $M = 8$  segments afin de respecter un rapport d'aspect  $L_m/c_m \geq 3$ ,  $m = 1, \dots, M$ , où  $c_m$  et  $L_m$  sont respectivement la corde et l'envergure du segment de pale  $m$ . La rotation de la pale est divisée en  $N_\beta = 30$  positions angulaires (résolution de  $12^\circ$ ). La vitesse du vent au niveau du sommet du mât en  $z = 80$  m vaut 8 m/s, et la vitesse angulaire est de 14 tours/minute comme dans le cas 2 du tableau 2.1.

Deux configurations de propagation sont utilisées pour évaluer la précision des modèles de source étendue Amiet-PE et MM. Dans la première, seul le bruit de bord de fuite est inclus et la vitesse du vent est uniforme dans le modèle de source (pas de cisaillement). Les conditions de propagation sont homogènes ( $c(z) = c_0$ ) avec un sol d'impédance finie, ce qui permet de comparer les résultats numériques à la solution analytique basée sur les équations (3.11) et (3.12). Dans la seconde configuration, à la fois le bruit de bord de fuite et le bruit d'interaction de turbulence sont considérés, et l'atmosphère est supposée neutre. Cela signifie que les profils verticaux de vent  $U_w(z)$  et de température  $T(z)$  sont donnés par (Salomons, 2001) :

$$U_w(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) \quad \text{et} \quad T(z) = T_0 + \alpha_0 z,$$

où  $u_* = 0,49$  m/s est la vitesse de friction,  $z_0 = 0,1$  m est la longueur de rugosité,  $T_0 = 10^\circ\text{C}$  est la température de surface,  $\alpha_0 = -0,01$  K/m est le gradient thermique adiabatique

de l'air sec, et  $\kappa = 0.41$  est la constante de von Kármán. Dans les deux configurations, l'effet de diffusion acoustique due à la propagation à travers la turbulence atmosphérique est négligé, ce qui signifie que le niveau de pression peut être sous-estimé lorsqu'une zone d'ombre est présente [RI2].

Le domaine de propagation a une taille de 1200 m selon  $x$  et de 300 m selon  $z$ . Les calculs d'équation parabolique sont réalisés pour 49 fréquences afin de d'obtenir le spectre en tiers d'octave entre 100 Hz et 2000 Hz. L'impédance de sol est estimée avec le modèle à porosité variable à deux paramètres, qui est physiquement admissible et permet d'obtenir un meilleur accord avec les mesures que les modèles à un paramètre couramment utilisé (Delany-Bazley ou Miki), comme l'ont montré Dragna *et coll.* (2015). On choisit une résistivité effective  $\sigma_e = 50 \text{ kNs/m}^4$  et un taux de variation de la porosité  $\alpha_e = 100 \text{ m}^{-1}$ , qui sont des valeurs typiques pour un sol naturel (Dragna *et coll.*, 2015, Table III).

Dans le modèle Amiet-PE, la condition initiale est calculée à une distance  $x_{is} = 100 \text{ m}$ , et le récepteur est placée à  $x_R = 1000 \text{ m}$ ; voir figure 3.3(b). Dans le modèle MM, le nombre de hauteur de sources  $N_h$  varie entre 3 et 19, ce qui correspond à des pas de hauteur  $\Delta H$  décroissant de 45 m à 5 m, en considérant  $H_{\min} = 35 \text{ m}$  et  $H_{\max} = 125 \text{ m}$ . Pour donner un ordre de grandeur des temps de calcul, un jeu de calculs d'équation parabolique pour les 49 fréquences est obtenu en environ 8 minutes sur un coeur d'un PC équipé d'un processeur Intel Xeon X5650 à 2.66 GHz. Pour chaque direction  $\tau$ , le temps de calcul est donc d'environ 24 minutes avec  $N_h = 3$  et de 2h30' avec  $N_h = 19$ , alors qu'il est supérieur à 30 heures avec le modèle Amiet-PE.

### 3.3.2 Validation dans une atmosphère homogène

Tout d'abord, le spectre en tiers d'octave du niveau de pression moyenné sur une rotation est tracé sur la figure 3.5 pour un récepteur à une hauteur de 2 m et à une distance de 500 m ou 1000 m sous le vent ( $\tau = 0^\circ$ ). Les résultats avec l'approximation de source ponctuelle, le modèle Amiet-PE, et le modèle MM avec trois ou sept hauteurs de source sont comparés à la solution analytique de référence. Avec l'approximation de source ponctuelle, il y a des différences dues aux creux d'interférence associés à l'effet de sol qui sont fortement réduits avec les modèles de source étendue. Ces fluctuations sont encore visibles avec le modèle MM lorsque 3 hauteurs de source sont considérées. Un excellent accord est obtenu avec la solution de référence avec le modèle Amiet-PE model ou le modèle MM avec 7 hauteurs de source.

Ensuite, on s'intéresse au niveau de bruit global (OASPL) moyenné sur une rotation et à l'intensité de la modulation d'amplitude (AM), définie comme la différence entre le maximum et le minimum du niveau de bruit global pendant une rotation. Ces quantités sont tracées en fonction de  $x$  sur la figure 3.6 pour un récepteur à une hauteur de 2 m en vent de travers ( $\tau = 90^\circ$ ). On observe que les calculs de OASPL sont à moins d'un dB(A) de la solution de référence, même avec l'approximation de source ponctuelle. Les écarts observés sur les spectres de la figure 3.5 sont donc "gommés" lorsque l'on intègre sur toutes les fréquences. Il apparaît par contre que les modulations d'amplitude sont beaucoup plus sensibles au modèle de source utilisé. Comme cela est expliqué dans le paragraphe 3.2.3, l'approximation de source ponctuelle n'est utilisé que pour les effets de propagation, donc il est possible de calcul les modulations d'amplitude qui proviennent du modèle aéroacoustique. On voit néanmoins que les valeurs calculées sont éloignées de la solution de référence. Avec le modèle Amiet-PE, les modulations d'amplitude sont correctement prédites pour des distances supérieures à 500 m environ, ce qui s'explique par le fait que les récepteurs à  $x < 500 \text{ m}$  sont trop loin du point  $x_R = 1000 \text{ m}$  où tous les plans de propagation se croisent, comme le montre la figure 3.3(b). Le modèle MM permet d'obtenir de bonnes valeurs de modulation d'amplitude lorsqu'au moins 7 hauteurs de source sont considérées.

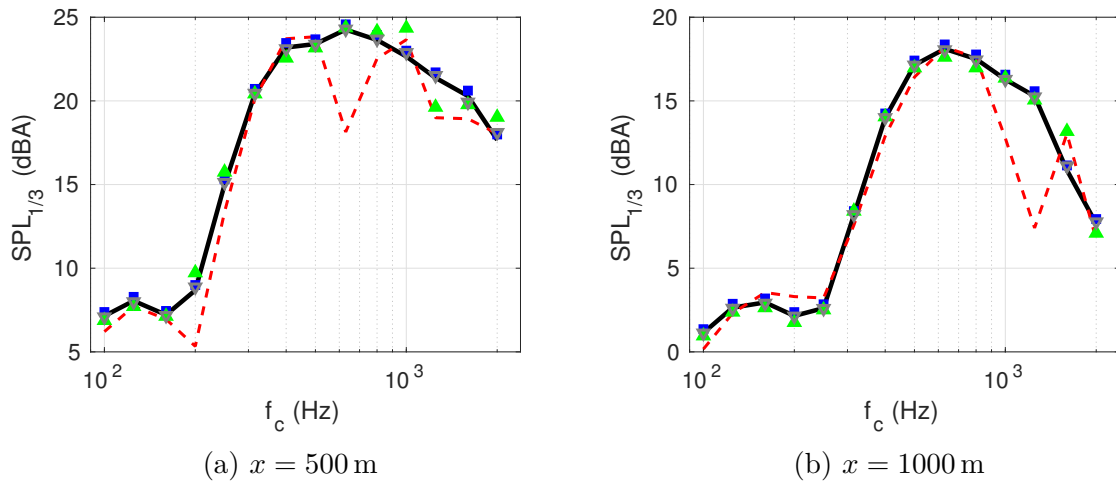


FIGURE 3.5 – Spectres en tiers d’octave du niveau de pression sous le vent ( $\tau = 0^\circ$ ) à  $z = 2$  m et (a)  $x = 500$  m ou (b)  $x = 1000$  m : solution analytique (—), approximation de source ponctuelle (---), Amiet-PE (■), MM avec 3 hauteurs (▲) ou 7 hauteurs (▽).

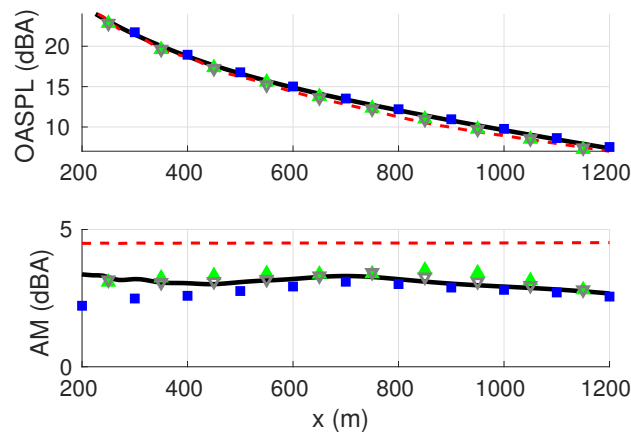


FIGURE 3.6 – Niveau de bruit global et intensité de la modulation d’amplitude en fonction de  $x$  à  $z = 2$  m en vent de travers ( $\tau = 90^\circ$ ) : solution analytique (—), approximation de source ponctuelle (---), Amiet-PE (■), MM avec 3 hauteurs (▲) ou 7 hauteurs (▽).

Finalement, les directivités de OASPL et de AM à une distance de 1000 m et une hauteur de 2 m sont tracées sur la figure 3.7, en utilisant un pas angulaire  $\Delta\tau = 10^\circ$ . Les calculs Amiet-PE sont absents car il serait très coûteux en temps de calcul d’obtenir les résultats avec une valeur aussi petite de  $\Delta\tau$ . La directivité du niveau de bruit global montre de petites différences entre l’approximation de source ponctuelle et la solution de référence, de l’ordre de 1 dB(A) environ, alors que les résultats avec le modèle MM sont très bons même avec  $N_h = 3$ . La directivité des modulations d’amplitude n’est pas correctement prédite avec l’approximation de source ponctuelle, et de très bons résultats sont obtenus avec le modèle MM, en particulier avec  $N_h = 7$ .

### 3.3.3 Résultats dans une atmosphère stratifiée

Dans une atmosphère neutre, la propagation du bruit des éoliennes est complètement différente sous le vent et contre le vent, car une zone d’ombre acoustique est présente dans ce dernier cas. Cette zone d’ombre est bien visible sur les cartographies du niveau

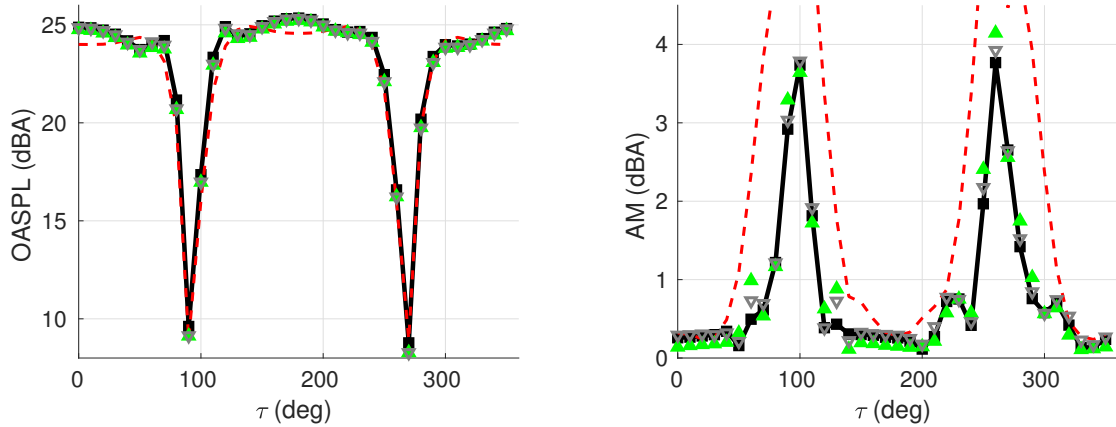


FIGURE 3.7 – Directivité du niveau de bruit global (OASPL) et de l'intensité de la modulation d'amplitude (AM) à  $x = 1000$  m et  $z = 2$  m : solution analytique (—), approximation de source ponctuelle (---), MM avec 3 hauteurs (▲) ou 7 hauteurs (▽).

de bruit global de la figure 3.8, calculées pour  $\tau = 180^\circ$  avec le modèle Amiet-PE et avec l'approximation de source ponctuelle. On rappelle que les niveaux dans la zone d'ombre sont sous-estimés par rapport à ce qu'ils seraient en réalité, car on a négligé ici l'effet de diffusion induit par les fluctuations turbulentes dans l'atmosphère, comme cela est discuté dans [RI10]. On observe clairement que la zone d'ombre débute à des distances  $x$  plus petites et a une étendue plus grande avec l'approximation de source ponctuelle. En effet, avec le modèle de source étendu, le segment en bout de pale a une hauteur qui varie entre 45 m et 125 m pendant une rotation, ce qui fait que la distance à la zone d'ombre sera plus grande dans la partie haute du rotor et plus petite dans la partie basse du rotor.

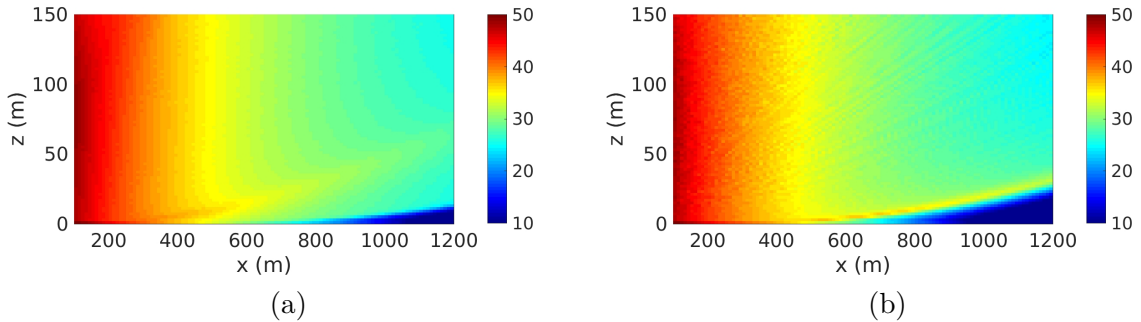


FIGURE 3.8 – Cartographies du niveau de bruit global pour une atmosphère neutre ( $H = 0$ ) calculé pour  $\tau = 180^\circ$  (a) avec le modèle Amiet-PE, et (b) avec l'approximation de source ponctuelle.

On retrouve également ce résultat sur la figure 3.9(a), où l'évolution de OASPL en fonction de la distance  $x$  est tracée pour différentes directions de propagation  $\tau$ . Contre le vent ( $\tau = 180^\circ$ ), une décroissance rapide des niveaux est observée avec les modèles Amiet-PE et MM au-delà de 800 m environ. Cette décroissance est observée environ 200 m plus tôt avec l'approximation de source ponctuelle. Sous le vent ( $\tau = 0^\circ$ ), par contre, les trois modèles de source donnent des résultats très proches. Comme les niveaux sont très faibles en vent de travers ( $\tau = 90^\circ$ ), deux directions proches sont choisies dans cette figure :  $\tau = 80^\circ$  and  $\tau = 110^\circ$ . À  $\tau = 80^\circ$ , l'évolution est similaire à  $\tau = 0^\circ$  avec des niveaux plus faibles. À  $\tau = 110^\circ$ , une zone d'ombre est présente même si elle est moins prononcée qu'à  $\tau = 180^\circ$  et l'approximation de source ponctuelle donne des résultats erronés. Une étude



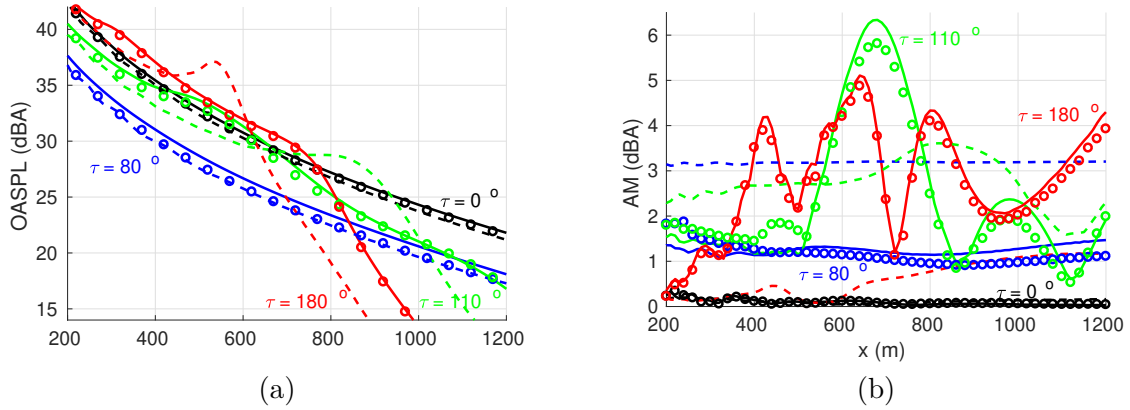


FIGURE 3.9 – (a) Niveau de bruit global et (b) intensité de la modulation d’amplitude en fonction de  $x$  à  $z = 2$  m dans une atmosphère neutre à  $\tau = 0^\circ$  (sous le vent),  $\tau = 80^\circ$ ,  $\tau = 110^\circ$ , et  $\tau = 180^\circ$  (contre le vent) : Amiet-PE (—), approximation de source ponctuelle (---), MM avec 19 heights (o).

quantitative des différences entre les différents calculs est faite dans le tableau I de [RI11]. Elle montre que les résultats du modèle MM pour OASPL sont à moins de 1 dB de ceux du modèle Amiet-PE lorsqu’au moins 10 hauteurs de source sont considérées.

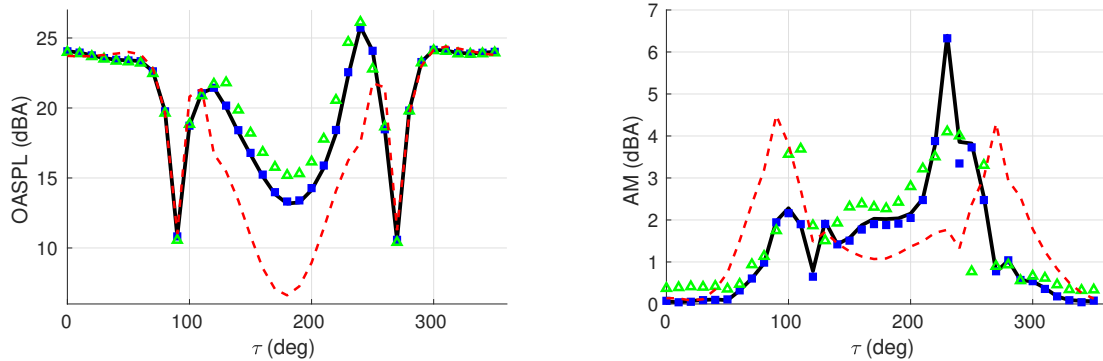


FIGURE 3.10 – Directivité du niveau de bruit global (OASPL) et de l’intensité de la modulation d’amplitude (AM) à  $x = 1000$  m et  $z = 2$  m dans une atmosphère neutre : MM avec 19 hauteurs (—), MM avec 10 hauteurs (■), MM avec 3 hauteurs (△), et approximation de source ponctuelle (---).

L’évolution de l’intensité des modulations d’amplitude avec la distance  $x$  est tracée sur la figure 3.9(b) pour les mêmes directions de propagation. Cette intensité reste inférieure à 0,2 dB(A) sous le vent, quelque soit le modèle considéré. Pour les autres directions de propagation, par contre, les deux modèles de source étendue sont en accord et l’approximation de source ponctuelle donne des valeurs très éloignées. Les grandes valeurs de AM dans les directions de vent contraire ( $\tau = 110^\circ$  and  $\tau = 180^\circ$ ) pour des distances supérieures à 400 m peuvent être attribuées au fait que le récepteur va entrer et sortir de la zone d’ombre durant une rotation de la pale lorsque celui-ci est proche du début de la zone d’ombre, comme cela a été montré par Barlas *et coll.* (2017). Comme la zone d’ombre débute à une distance  $x$  plus petite lorsque la fréquence augmente, les fortes valeurs de modulation d’amplitude sont obtenues à des fréquences différentes en fonction de la position du récepteur. L’étude des différences entre les différents calculs réalisée dans le tableau II de [RI11] montre que les résultats du modèle MM pour l’intensité des modulations d’amplitude AM sont à moins de 1,1 dB de ceux du modèle Amiet-PE lorsqu’au moins 10 hauteurs

de source sont considérées.

Les directivités de OASPL et de AM de la figure 3.10 permettent de vérifier la convergence du modèle MM lorsque le nombre de hauteurs de source augmente pour toutes les directions de propagation. On observe qu’avec seulement 3 hauteurs de source, les différences avec le calcul de référence avec 19 hauteurs de source sont significatives, allant jusqu’à 2,4 dB(A) pour OASPL et 3,1 dB(A) pour AM. Avec 10 hauteurs de source, les résultats sont très proches du calcul de référence, avec moins de 0,3 dB(A) de différence pour OASPL et 0,5 dB(A) pour AM.

### 3.4 Analyse de sensibilité du bruit des éoliennes aux paramètres environnementaux

Dans le cadre de la thèse de Bill Kayser, co-encadré par David Ecotière et Benoit Gauvreau de l’UMRAE, le modèle de source étendu basé sur des monopôles en rotation décrit dans le paragraphe 3.2 a été utilisé afin d’estimer l’influence des paramètres environnementaux sur l’émission et la propagation du bruit éolien. L’analyse de sensibilité est réalisée avec une méthode de criblage de Morris, qui est brièvement décrite dans le paragraphe 3.4.1. Puis, le cas d’étude et les paramètres retenus pour l’analyse de sensibilité sont présentés dans le paragraphe 3.4.2. Les principaux résultats sont enfin donnés dans le paragraphe 3.4.3. Plus de détails peuvent être obtenus dans [RI12], ainsi que dans la thèse de doctorat de Bill Kayser (2020).

#### 3.4.1 Méthode de Morris pour l’analyse de sensibilité

L’analyse de sensibilité est l’étude de l’influence relative de différents paramètres d’entrée sur une sortie du modèle (par exemple le niveau sonore dans notre cas). Nous utilisons dans cette étude la méthode de Morris, qui est une méthode de criblage (*screening*) largement utilisée lorsque les entrées du modèle sont nombreuses. Les méthodes de criblage sont des méthodes déterministes, qui n’utilisent pas de lois de probabilités sur les entrées (fonction de distribution uniforme), et qui reposent sur l’hypothèse de non-corrélation entre les facteurs d’entrée. Une fois que les paramètres influents ont été identifiés, il est possible de réaliser une analyse d’incertitudes détaillée pour avoir des résultats quantitatifs sur l’effet de ces paramètres d’entrée (Kayser, 2020).

La méthode de Morris consiste à répéter  $n$  fois une trajectoire aléatoire dans l’espace des paramètres d’entrée. Il s’agit d’une méthode “un par un” ou *One At a Time (OAT)*, car un seul paramètre d’entrée varie durant une trajectoire. L’intervalle de variation de chaque paramètre d’entrée est discrétisé en  $n$  niveaux. Le nombre de simulations à réaliser est de  $n(m + 1)$ , où  $m$  est le nombre de paramètres d’entrée, et où  $n$  est généralement compris entre 5 et 10. La méthode débute par un tirage aléatoire des valeurs initiales des paramètres d’entrée parmi les valeurs discrètes possibles et par le calcul de la sortie du modèle correspondant. La deuxième étape consiste à changer la valeur d’un seul paramètre et à calculer la variation de la sortie entre les deux jeux de paramètres d’entrée. Puis, un autre paramètre est modifié jusqu’à ce que toutes les variables d’entrée aient été changées une fois. La figure 3.11 illustre la méthode pour  $n = 2$  trajectoires et  $m = 2$  paramètres.

Chaque trajectoire  $i$  ( $i = 1..n$ ) entre deux jeux de variables d’entrée permet d’évaluer un effet élémentaire  $E_j^{(i)}$  dû au paramètre d’entrée  $X_j$ . Le plan d’expérience total fournit  $n$  échantillons d’effets pour chaque paramètre, à partir desquels on peut obtenir les indices de sensibilité suivants :

- $\mu_j^* = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |E_j^{(i)}|$  est la moyenne des valeurs absolues des effets élémentaires du paramètre d’entrée  $X_j$ . Plus  $\mu_j^*$  est important et plus le paramètre d’entrée  $X_j$  est considéré comme sensible.

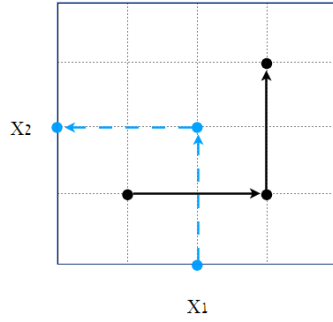


FIGURE 3.11 – Illustration de la méthode de Morris avec  $n = 2$  trajectoires représentées par des flèches, et  $m = 2$  paramètres  $X_1$  et  $X_2$ . Les intervalles de variation des paramètres sont discrétisés en 5 niveaux et les calculs sont représentés par les  $n(m + 1) = 6$  points.

- $\mu_j = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n E_j^{(i)}$  est la moyenne des effets élémentaires du paramètre d'entrée  $X_j$ . Si le modèle est monotone, le signe de  $\mu_j$  indique si le paramètre  $X_j$  tend à faire augmenter ou diminuer la sortie du modèle. Si le modèle n'est pas monotone, les effets élémentaires de signe opposée peuvent se compenser, c'est pourquoi il est important de regarder en parallèle la valeur de  $\mu_j^*$ .
- $\sigma_j = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (E_j^{(i)} - \mu)^2}$  est l'écart-type des effets élémentaires sur les  $n$  trajectoires pour le paramètre  $X_j$ . Une augmentation de cette indice signifie qu'il existe des relations non-linéaires entre le paramètre  $X_j$  et la sortie du modèle et/ou entre le paramètre  $X_j$  et d'autres paramètres d'entrée du modèle.

### 3.4.2 Cas d'étude et paramètres de l'analyse de sensibilité

Le cas d'étude correspond à la propagation du bruit d'une seule éolienne au-dessus d'un sol présentant une certaine rugosité, mais de topographie moyenne plate. La sortie du modèle est le niveau de pression moyenné sur une rotation et exprimé en dB, ce qui fait que les indices de sensibilité sont également exprimés en dB. L'éolienne de 2,3 MW est la même que celle considérée dans le paragraphe 3.3. La vitesse de rotation est supposée augmenter linéairement de 6 tours/minute à la vitesse de vent minimale de 4 m/s à 16 tours/minute à la vitesse de vent de 12 m/s au-delà de laquelle la puissance nominale est atteinte.

Comme les phénomènes étudiés dépendent de la fréquence, l'analyse de sensibilité est réalisée pour 14 fréquences entre 50 Hz et 1000 Hz. L'étude se limite à des directions de propagation sous le vent, car la turbulence atmosphérique n'est pas prise en compte dans les calculs. Neuf paramètres d'entrée sont sélectionnés : 3 paramètres relatifs à l'effet de sol, et 6 paramètres météorologiques.

L'effet du sol sur la propagation acoustique au-dessus d'un sol rugueux peut être obtenu à l'aide d'une condition limite d'admittance effective  $\beta_{\text{eff}}$  (Kayser *et coll.*, 2019) :

$$\beta_{\text{eff}} = \frac{1}{Z} + \beta_{\text{rough}}, \quad (3.15)$$

où  $Z$  est l'impédance acoustique du sol et  $\beta_{\text{rough}}$  correspond à l'effet moyen de la rugosité de surface sur l'admittance. L'impédance  $Z$  est calculée dans cette étude à l'aide du modèle de Miki (1990) qui ne dépend que d'un seul paramètre, la résistivité du sol  $a_{\text{fr}}$  ( $\text{kN}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-4}$ ). L'expression de  $\beta_{\text{rough}}$  est obtenue pour une surface rugueuse bidimensionnelle  $\zeta(x)$  avec une rugosité faible et variant lentement ; elle dépend du spectre de rugosité du sol  $W(k_x)$  qui s'écrit en supposant que la densité de probabilité des hauteurs de rugosité suit une loi

normale :

$$W(k_x) = \frac{\sigma_h^2 l_c}{2\sqrt{\pi}} e^{-\frac{k_x^2 l_c^2}{4}}, \quad (3.16)$$

avec  $\sigma_h$  l'écart-type des hauteurs de rugosité du sol, et  $l_c$  la longueur de corrélation des variations horizontales de rugosité. Finalement, les trois paramètres associés à l'effet de sol retenus dans l'analyse sont  $a_{fr}$ ,  $l_c$  et  $\sigma_h$ .

Les effets de réfraction acoustique sont pris en compte à l'aide d'un profil vertical moyen de célérité du son effective :

$$c_{\text{eff}}(z) = \sqrt{\gamma_0 r T(z) + U_w(z) \cos \theta}, \quad (3.17)$$

avec  $\theta$  l'angle entre la direction moyenne du vent et la direction de propagation acoustique. L'équation (3.17) est identique à l'équation (3.1) si on remplace  $\theta$  par  $\tau$ . Les profils verticaux moyens de vitesse de vent et de température sont définis avec une loi logarithmique :

$$U_w(z) = a_u \ln \left( \frac{z-d}{z_0} \right), \quad (3.18)$$

$$T(z) = T_0 + a_T \ln \left( \frac{z-d}{z_0} \right), \quad (3.19)$$

où  $T_0$  est la température de surface,  $a_u$  et  $a_T$  sont des coefficients qui déterminent l'intensité des gradients de vent et de température,  $d = 0.66h_v$  est la hauteur de déplacement qui prend en compte l'influence de la hauteur de végétation  $h_v$ , et  $z_0 = 0.13h_v$  est la hauteur de rugosité aérodynamique des profils.

De plus, l'absorption atmosphérique est prise en compte dans le modèle conformément à la norme ISO9613-11993. Cette absorption dépend de la température de l'air  $T$ , de la pression atmosphérique  $p_{\text{atm}}$  et de l'humidité relative de l'air  $h_r$ . Finalement, les six paramètres associés aux effets météorologiques retenus dans l'analyse sont  $h_r$ ,  $T_0$ ,  $a_T$ ,  $a_u$ ,  $h_v$  et  $\theta$ .

Afin de construire le plan d'expérience de la méthode de Morris, le nombre de trajectoires  $n$  est choisi égale à 10, et les intervalles de variation des 9 paramètres sont discrétisés en 4 valeurs, qui sont données dans le tableau 3.1. Comme indiqué plus haut, l'angle  $\theta$  varie uniquement entre 0 et 90° pour éviter des situations où une zone d'ombre acoustique est présente.

Parameters	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4
$a_{fr}$ (kN·s·m <sup>-4</sup> )	50	500	1000	5000
$l_c$ (m)	0.05	0.37	0.68	1
$\sigma_h$ (m)	0.01	0.023	0.037	0.05
$h_r$ (%)	40	60	80	100
$T_0$ (°C)	0	10	20	30
$a_T$ (K·m <sup>-1</sup> )	-0.5	-0.25	0	0.25
$a_u$ (m·s <sup>-1</sup> )	0.67	0.98	1.33	1.67
$h_v$ (m)	0	0.33	0.66	1
$\theta$ (°)	0	30	60	90

TABLE 3.1 – Discrétisation des intervalles de variation des paramètres d'entrée dans la méthode de Morris.

### 3.4.3 Résultats

L'étude de sensibilité est tout d'abord réalisée en ne considérant que les effet d'émission, c'est-à-dire en prenant  $\Delta L(\omega, \beta)$  et  $\alpha(\omega)$  égaux à zéro dans l'équation (3.11), pour un

récepteur en (125,0) m. La partie gauche de la figure 3.12 montre l'évolution des trois indices de sensibilité de la méthode de Morris pour les 9 paramètres en fonction des 14 fréquences réparties entre 50 Hz et 1000 Hz. Le coefficient du gradient de vent  $a_u$  ressort clairement comme le paramètre le plus sensible pour toutes les fréquences considérées. Le paramètre  $\mu$  est supérieur ou égal à 20 dB ce qui signifie que les niveaux d'émission augmentent en moyenne de 20 dB lorsque le coefficient  $a_u$  varie dans la gamme définie dans le tableau 3.1. Cela est cohérent car ce coefficient influence directement la vitesse du vent au niveau du rotor, et par conséquent la vitesse de rotation des pales, ce qui a pour effet de modifier la puissance sonore.

Le deuxième paramètre le plus influent est l'angle  $\theta$  entre la direction du vent et la direction. L'indice  $\mu$  correspondant est négatif, ce qui est cohérent avec la directivité de l'éolienne : voir figure 2.15(a). La hauteur de végétation  $h_v$  est également un paramètre influent avec  $\mu \approx -6$  dB. En effet, une augmentation de  $h_v$  cause une diminution de la vitesse du vent au niveau du rotor. Les six autres paramètres ont des indices égaux à zéro car ils ne sont pas liés à l'émission du bruit des éoliennes. Finalement, on peut remarquer que l'indice  $\sigma$  pour  $\theta$  a une valeur assez élevée, ce qui peut être dû à des interactions non-linéaires avec les autres variables d'entrée ( $a_u$  et  $h_v$ ).

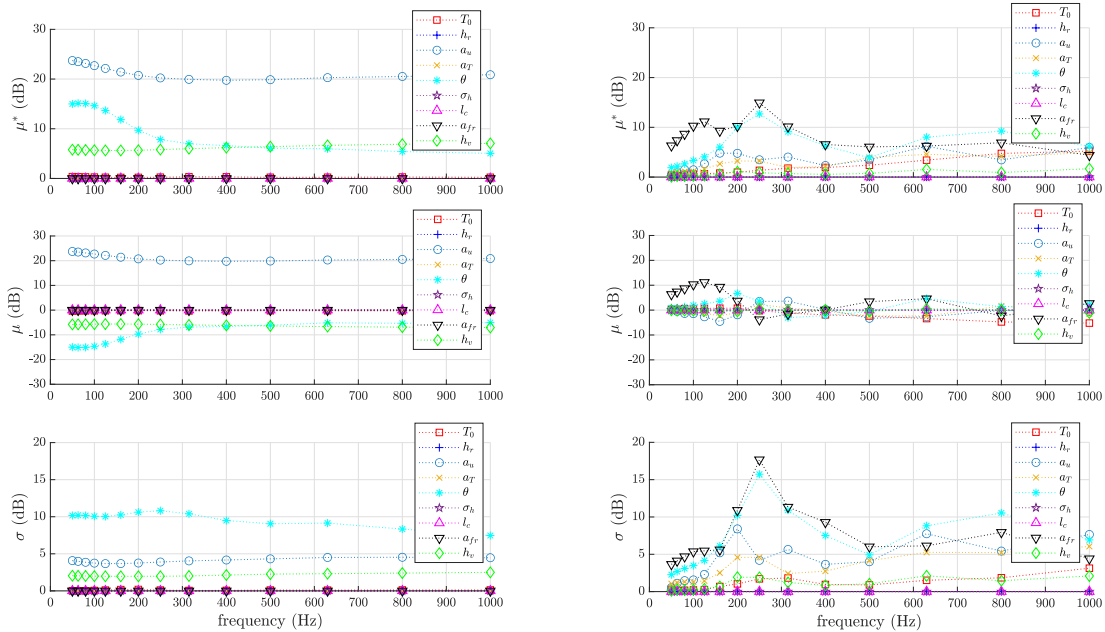


FIGURE 3.12 – Évolution des indices de sensibilité  $\mu^*$ ,  $\mu$  et  $\sigma$  en fonction des fréquences pour les 9 paramètres étudiés : effets sur l'émission pour un récepteur à (125,0) m (à gauche) et sur la propagation pour un récepteur à (1500,2) m.

Dans un deuxième temps, on s'intéresse aux effets de propagation pour un récepteur à (1500, 2) m. Cela est réalisé en annulant le terme  $SWL(\omega, \beta)$  dans l'équation (3.11). La partie droite de la figure 3.12 montre l'évolution des trois indices de sensibilité de la méthode de Morris pour les 9 paramètres en fonction de la fréquence. Le paramètre le plus influent est la résistivité du sol  $\epsilon_r$  correspondant à l'effet d'absorption du sol. On peut remarquer que l'indice  $\mu$  de ce paramètre fluctue autour de 0, alors que l'indice  $\mu^*$  est assez élevé, ce qui traduit le fait qu'une variation de ce paramètre peut produire une augmentation ou une diminution du niveau sonore au récepteur. Le deuxième paramètre le plus influent est l'angle  $\theta$ . De plus, les indices  $\sigma$  pour les paramètres  $\theta$  et  $a_{fr}$  évoluent

de façon similaire avec la fréquence, ce qui peut indiquer des interactions entre ces deux paramètres. En effet, l'angle  $\theta$  influe sur les effets de réfraction, qui ont eux-mêmes un effet sur les figures interférentielles dues à l'effet de sol.

Quatre autres paramètres ont une influence significative sur la propagation du bruit éolien à ce récepteur. Il s'agit de  $a_u$ ,  $a_T$ ,  $T_0$  et  $h_v$ . Dans [RI12], il a été montré que ces paramètres ont une influence assez faible à un récepteur en (500, 2) m. Cela peut être attribué aux effets de réfraction dans une atmosphère stratifiée qui tendent à augmenter avec la distance de propagation. Enfin, les paramètres de rugosité de sol  $l_c$  et  $\sigma_h$  ont une faible influence sur le niveau sonore, tout comme l'humidité relative  $h_r$  qui n'intervient que dans le terme d'absorption atmosphérique.

Dans la figure 6 de [RI12], les indices de sensibilité sont également présentés lorsque l'ensemble des effets sont pris en compte (émission et propagation). On retrouve sans surprise les mêmes paramètres influents que dans la figure 3.12.

### 3.5 Conclusion

Dans ce chapitre consacré aux effets de propagation acoustique dans le contexte des éoliennes, deux modèles de source étendue ont été testés dans un code d'équation parabolique. Le modèle basé sur des monopôles en mouvement donne des résultats aussi précis que la méthode de rétro-propagation lorsqu'un nombre suffisant de hauteurs de source est considéré, avec des coûts de calcul fortement réduits. Dans une atmosphère neutre, les résultats en terme de niveau global OASPL et d'intensité des modulations d'amplitude AM varient fortement selon la direction de propagation. Lorsque la direction de propagation acoustique est opposée au vent, une zone d'ombre acoustique apparaît à partir d'une distance de 500 m environ, ce qui se traduit par une diminution de OASPL et une augmentation de AM. On observe également que l'approximation de source ponctuelle, qui est couramment utilisée dans la littérature, donne des résultats erronés lorsqu'une zone d'ombre est présente, et ne permet pas de calculer AM correctement quelle que soit la direction de propagation.

Dans la dernière partie du chapitre, le modèle de monopôles en mouvement a été utilisé dans une analyse de sensibilité du bruit des éoliennes à différents paramètres environnementaux, menée dans le cadre de la thèse de Bill Kayser. Six paramètres atmosphériques et trois paramètres de sol ont été testés. Lorsque les effets d'émission et de propagation sont combinés, les trois paramètres qui sont les plus sensibles sont le coefficient du profil de vent logarithmique, qui détermine la vitesse du vent au niveau du rotor, l'angle entre la direction du vent et la direction de propagation acoustique, et la résistivité du sol qui influence la réflexion des ondes acoustiques. Les paramètres les moins influents sont l'humidité de l'air, qui n'influence que l'absorption atmosphérique, et les paramètres de rugosité du sol; ils pourront donc être pris constants dans les calculs d'incertitude qui seront menés par la suite.

# Chapitre 4

## Projet de recherche

Mon projet de recherche s'inscrit dans la continuité des activités décrites dans les trois premiers chapitres de ce mémoire. Ce projet est décliné en quatre sujets de recherche principaux et complémentaires :

1. l'identification et la modélisation des structures tourbillonnaires à l'origine du bruit de séparation et de décrochage d'un profil d'aile ;
2. l'optimisation des véhicules aériens sans pilote d'un point de vue aérodynamique et acoustique ;
3. la synthèse sonore de sources environnementales par modèles physiques, incluant l'effet de la propagation atmosphérique ;
4. l'étude de l'influence des vibrations de structure sur le bruit d'origine aérodynamique.

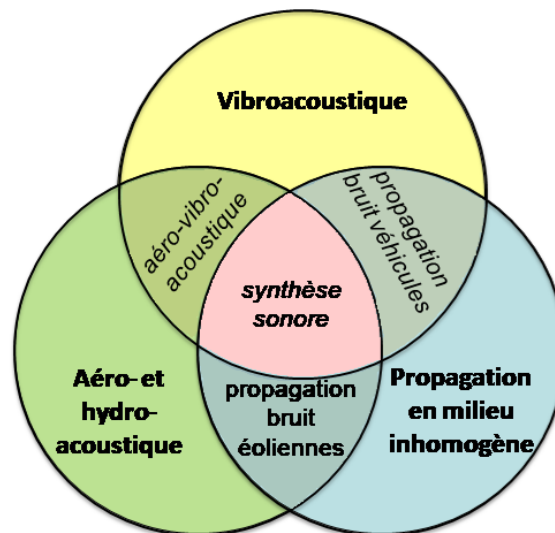


FIGURE 4.1 – Synthèse de mes activités de recherche. Les thématiques en italique correspondent aux perspectives de recherche.

Comme l'illustre la figure 4.1, plusieurs de mes thématiques de recherche sont à l'interface des trois domaines scientifiques suivants :

- la vibroacoustique ;
- l'aéroacoustique (ou hydroacoustique) ;
- la propagation acoustique en milieu inhomogène et en mouvement.

Ainsi, comme on l'a vu dans le chapitre 3, l'étude du bruit des éoliennes nécessite des connaissances sur les sources aéroacoustiques au niveau des pales d'éolienne et sur la

propagation atmosphérique du bruit. Les thématiques en italique sur la figure 4.1 correspondent aux perspectives de recherche, qui sont mentionnées dans la suite.

## 4.1 Identification et modélisation des structures de l'écoulement à l'origine du bruit de séparation et de décrochage d'un profil d'aile

### 4.1.1 Identification des structures tourbillonnaires associées au bruit de décrochage en régimes statique et dynamique

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.5, le bruit rayonné par un profil d'aile évolue de façon complexe avec l'angle d'attaque selon la fréquence d'oscillation (régimes statique, quasi-statique et dynamique), la forme du profil, la vitesse d'écoulement (nombre de Reynolds) et le forçage éventuel de la couche limite (*tripping*). Les écoulements associés sont très divers, et les mécanismes physiques à l'origine du bruit ne sont pas clairement identifiés dans la littérature (Lacagnina *et coll.*, 2019).

Dans le cadre de la thèse de Lisa Sicard (ANR PIBÉ), co-encadrée avec Romain Monchaux, nous cherchons à identifier les structures de l'écoulement responsables du bruit rayonné à l'aide de mesures synchronisées de la pression acoustique en champ lointain et du champ de vitesse par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV) ; voir figure 4.2. Une méthode de décomposition orthogonale aux valeurs propres dans l'espace spectral (SPOD pour *Spectral Proper Orthogonal Decomposition*) est utilisée (Towne *et coll.*, 2018), car elle permet de décomposer les fluctuations turbulentes sur la base de modes à une fréquence donnée, et ainsi faire ressortir les structures de l'écoulement les plus énergétiques à cette fréquence. En parallèle, nous souhaitons corrélérer les mesures de vitesse par PIV aux mesures de pression acoustique en champ lointain pour identifier les zones de l'écoulement responsables du rayonnement acoustique. Une des difficultés que nous rencontrons est que nous n'avons qu'une vue partielle de l'écoulement (plan bidimensionnel à mi-envergure). L'autre défi à relever est l'identification des structures en régime dynamique (profil oscillant), qui nécessite des techniques de traitement d'images adaptées.

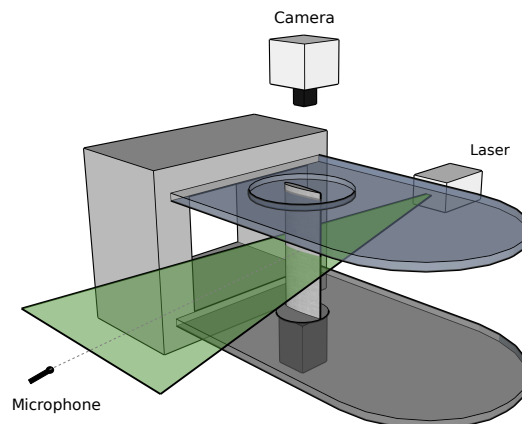


FIGURE 4.2 – Mesures synchronisées acoustique et PIV réalisées dans la soufflerie anéchoïque de l'École Centrale de Lyon dans le cadre du projet ANR PIBÉ.



### 4.1.2 Simulation de l'écoulement autour de profils d'aile à grand angle d'attaque et calcul du bruit associé

Dans la continuité de la thèse de Tommy Rigall [CI16], co-encadrée avec Philippe Lafon, nous souhaitons développer une approche hybride pour calculer le bruit de profil à grand angle d'attaque à partir de simulations des grandes échelles (LES) incompressibles. Ces simulations sont réalisées avec le code libre Code\_Saturne développé par EDF R&D qui utilise une méthode de résolution par volumes finis. Ces simulations seront complémentaires des mesures réalisées dans le cadre du projet ANR PIBE (voir paragraphe 4.1.1), et permettront en particulier de mieux comprendre le développement de structures tridimensionnelles selon l'envergure du profil (Turner et Kim, 2020), ainsi que l'identification des structures turbulentes à l'origine du bruit.

Pendant le stage M2 de Maxime Magré (2021), des résultats encourageants ont été obtenus avec Code\_Saturne sur un profil NACA 0012 à un angle d'attaque de  $20.9^\circ$  lorsqu'une taille de domaine selon l'envergure  $L_z = 0.4c$  a été utilisée, avec  $c$  la corde du profil. La figure 4.3(a) montre qu'il y a un décollement massif de la couche limite sur l'extrados. Le spectre de pression pariétale à  $x/c = 92\%$  est en bon accord avec les mesures à haute fréquence, comme le montre la figure 4.3(b), mais il est surestimé à basse fréquence. Cette surestimation peut être due notamment à la taille du domaine selon l'envergure qui est encore trop petite. Comme le coût des calculs devient très important (34 millions de cellules et 150 000 heures-cœur utilisés pour le calcul de la figure 4.3), nous envisageons avec l'équipe de développement de Code\_Saturne d'utiliser une méthode hybride RANS-LES pour réduire drastiquement les coûts de calcul en n'activant le mode LES que dans les zones de l'écoulement où cela est nécessaire (zones de séparation en particulier). En effet, comme cela est résumé dans la thèse de Duffal (2020), de nombreuses méthodes hybrides RANS-LES ont été développées depuis une vingtaine d'années. On peut citer par exemple le modèle DES (*Detached Eddy Simulation*) et ses multiples extensions (DDES, IDDES, ZDES), le modèle PITM (*Partially Integrated Transport Model*) et sa version avec filtre temporel (TPITML), ou encore la formulation HTLES (*Hybrid Temporal Large Eddy Simulation*) proposée récemment par Duffal *et coll.* (2021).

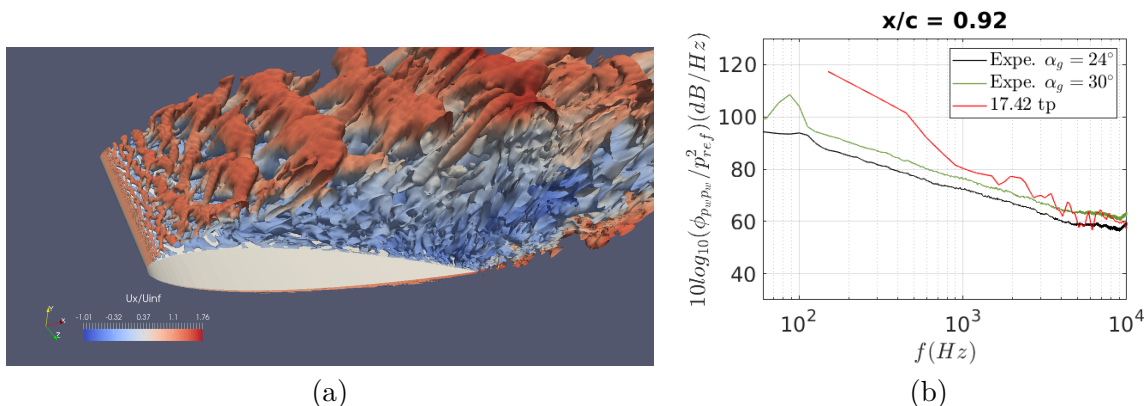


FIGURE 4.3 – (a) Isocontours du critère-Q ( $Q = 30 \text{ s}^{-2}$ ) colorés par les valeurs de  $U_x/U_\infty$ , et (b) spectre de pression pariétale à  $x/c = 92\%$  pour un angle d'attaque  $20.9^\circ$  et pour une taille de domaine selon l'envergure  $L_z = 0.4c$ , avec  $c$  la corde du profil. Tiré de Magré (2021)

À partir des données de la simulation des grandes échelles, il est a priori possible d'estimer le spectre de pression pariétale, la longueur de corrélation transverse et la vitesse de convection afin de prédire le bruit rayonné avec la théorie d'Amiet. Il est également envisageable d'utiliser une formulation volumique du type Ffowcs-Williams et Hall (1970)

impliquant une fonction de Green adaptée. Cette formulation volumique a été implémentée dans Code\_Saturne pendant la thèse de Tommy Rigall mais elle n’a pas encore pu être validée. Par rapport à la théorie d’Amiet, cette dernière méthode a l’avantage d’inclure à la fois les sources en champ libre (dites “quadripolaires”) et les sources diffractées par les singularités du profil (dites “dipolaires”) ; elle permettrait également de mieux identifier les zones de l’écoulement qui sont à l’origine du bruit rayonné

À moyen terme, nous souhaitons étendre les résultats au profil oscillant, en utilisant des méthodes de calcul par maillage mobile, comme la méthode ALE (*Arbitrary Lagrangian Eulerian*) implémentée dans Code\_Saturne. Cela permettra d’étudier l’influence de la fréquence réduite sur le bruit rayonné par le profil d’aile. Il est relativement courant de réaliser des simulations avec maillages mobiles à l’aide de méthodes de type RANS instationnaires (U-RANS), mais cela ne permet pas de capturer les petites structures turbulentes de l’écoulement. Réaliser ce type de simulations avec des méthodes de type LES ou RANS-LES serait donc particulièrement intéressant, mais constitue un défi d’un point de vue numérique, avec des coûts de calcul qui peuvent devenir prohibitifs.

### 4.1.3 Modélisation du bruit de séparation et de décrochage

Lorsque la couche limite est partiellement ou complètement détachée, les modèles de bruit de bord de fuite tels que le modèle d’Amiet décrit dans le paragraphe 2.2.2 ne peuvent plus être directement utilisés. Néanmoins, Bertagnolio *et coll.* (2017) ont montré que le modèle statistique d’Amiet (1976) relatif au bruit de bord de fuite donne encore de bons résultats pour une couche limite partiellement détachée, à condition d’être capable de décrire l’évolution du spectre de pression pariétale et de l’échelle de cohérence transverse avec l’angle d’attaque. Lorsque la couche limite est complètement détachée, par contre, l’échelle de cohérence transverse  $l_y$  n’est plus petite devant l’envergure du profil  $L$ , et un modèle de profil acoustiquement compact doit être proposé, comme celui proposé par Moreau *et coll.* (2009).

Pour une couche limite partiellement détachée, Un premier axe de recherche consiste à développer une modélisation semi-empirique du spectre de pression pariétale et de l’échelle de cohérence transverse avec l’angle d’attaque, afin d’étendre le modèle de Bertagnolio *et coll.* (2017) à une large gamme de régimes d’écoulement. Dans un deuxième temps, une approche plus physique du problème sera recherchée, par exemple sur la base d’un modèle réduit de l’écoulement basé sur des structures tourbillonnaires identifiées expérimentalement (mesures PIV du paragraphe 4.1.1) ou numériquement (simulations du paragraphe 4.1.2). Ce sujet intéresse beaucoup la communauté aéroacoustique en ce moment, et des collaborations sont envisageables à l’avenir avec le DTU (Franck Bertagnolio et Andreas Fischer), l’université de Bristol (Mahdi Azarpeyvand et Nick Zang) ou encore l’université de Sherbrooke (Stéphane Moreau).

## 4.2 Optimisation des véhicules aériens sans pilote d’un point de vue aérodynamique et acoustique

Les systèmes multi-propulseurs sont utilisés de façon croissante dans le contexte des véhicules aériens sans pilote (*Unmanned Aerial Vehicle* ou UAV) : drones pour le transport de colis ou la surveillance de site, taxis volants, ... Pour les applications civiles, cela pose des problèmes potentiels de pollution sonore, en particulier en environnement urbain. Pour les applications défense, l’objectif est de développer des drones silencieux, non détectables, avec des trajectoires de vol optimisées.

Il existe de nombreux concepts de véhicules (voir deux exemples sur la figure 4.4), et de nombreuses questions scientifiques se posent actuellement :

- quelle est l'importance des composantes large bande du bruit par rapport aux composantes tonales ?
- comment est-ce que les propulseurs interagissent entre eux, d'un point de vue aérodynamique et acoustique ?
- quelle est l'importance des effets d'installation (châssis, support des hélices) ?

Dans cette thématique de recherche, il est donc nécessaire de développer des outils de prédiction robustes pour déterminer les meilleurs compromis entre performances aérodynamiques et bruit rayonné.



FIGURE 4.4 – (a) Drone Parrot ANAFI, et Mini drone ECA Group IT180-120.

#### 4.2.1 Caractérisation expérimentale du bruit de systèmes multi-propulseurs en chambre anéchoïque

Dans le cadre du stage de Chakshu Deora, encadré avec Tommy Rigall, nous avons monté une expérience de bruit d'interaction pale-mât dans la chambre anéchoïque de l'UME. Voir figure 4.5(a). Le mât était équipé de 32 prises de pression pariétale, ce qui nous a permis d'obtenir une cartographie de pression sur le mât, et d'en déduire le bruit tonal rayonné dû à l'interaction pale-mât [CI20]. Les données associées à cette expérience seront partagées dans le cadre du groupe GARTEUR (Group for Aeronautical Research and Technology in EUROpe) RC/AG-26 "Noise Radiation and Propagation for Multirotor System Configurations", coordonné par Jianping Yin du DLR. Dans le cadre de ce groupe, des mesures seront également partagées sur différentes configurations d'hélice, comme le montre la figure 4.5(b).

Dans le cadre du projet "Aéroacoustique des systèmes multi-PROPulseurs pour les drones" (APRO), qui a débuté en septembre 2022 en collaboration avec l'Unité d'Informatique et d'Ingénierie des Systèmes (U2IS) de l'ENSTA Paris, nous mettons en place un dispositif expérimental dans la chambre anéchoïque du laboratoire afin de réaliser des mesures aérodynamiques et acoustiques simultanées sur un propulseur isolé ou sur des propulseurs en interaction. Afin d'automatiser les mesures, nous envisageons d'utiliser un robot 7-axes, comme celui testé actuellement dans le cadre de la thèse de Caroline Pascal en collaboration entre l'UME et l'U2IS ; voir figure 4.6(a). Dans le cadre d'une collaboration avec l'ISAE Supaero, nous comparerons nos résultats expérimentaux sur les mêmes géométries d'hélice (Gojon *et coll.*, 2021) ; voir quelques exemples sur la figure 4.6(b). D'autres collaborations sont également envisageables, par exemple avec TU Delft qui a proposé un benchmark bien documenté récemment (Casalino *et coll.*, 2021). Afin de tester l'influence de la rigidité du matériau et de l'état de surface sur les performances de l'hélice, nous imprimerons des hélices avec des matériaux plus ou moins rigides, et nous étudierons en détail l'état de la couche limite (bulles de séparation laminaire, transition laminaire-turbulent) en fonction de l'état de surface du matériau.

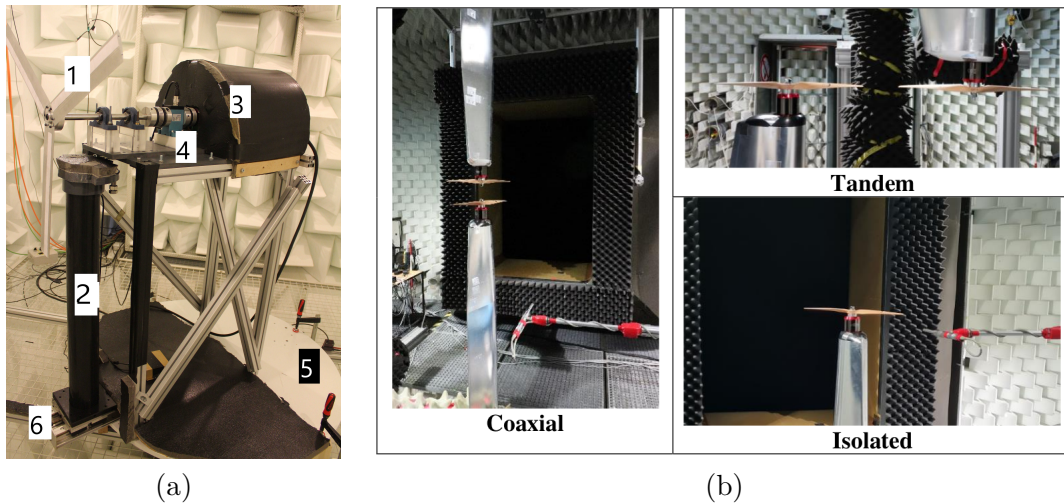


FIGURE 4.5 – (a) Vue du dispositif expérimental pour la mesure du bruit d’interaction pale-mat dans la chambre anéchoïque de l’UME [CI20], et (b) dispositifs expérimentaux du DLR dans des configurations d’hélice isolée, coaxiales et côte-à-côte (tandem) (Yin, 2021)

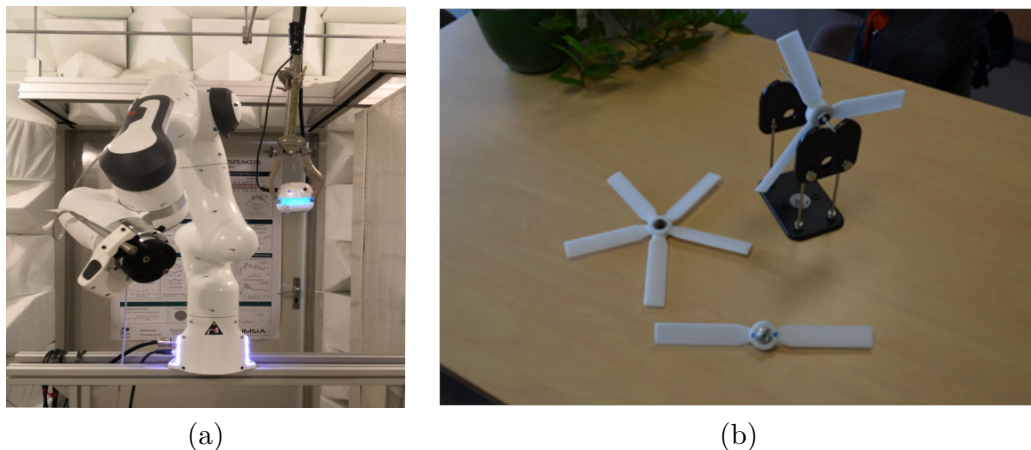


FIGURE 4.6 – (a) Mesures de directivité en chambre anéchoïque avec un robot 7-axes Panda, et (b) hélices imprimées en 3D et validées par l’ISAE Supaero.

#### 4.2.2 Modélisation et simulation du bruit d’un système multi-propulseurs

Pour un propulseur isolé, plusieurs modèles ont déjà été proposés avec succès dans la littérature. Ainsi, les composantes tonales du bruit peuvent être calculées à l’aide de l’analogie de Ffocws-Williams Hawkins, et le bruit large bande peut être calculé avec la théorie d’Amiet lorsque la couche limite est turbulente [RI9]. Si la couche limite reste laminaire jusqu’au bord de fuite, une approche différente devra être utilisée (Yakhina *et coll.*, 2020).

Pour des propulseurs en interaction, d’autres sources de bruit vont apparaître. Pour un drone quadrirotor, comme celui de la figure 4.4(a), l’ajout des bras de support va augmenter le bruit de charge instationnaire (Roger et Moreau, 2020). Pour des propulseurs co-axiaux, comme ceux du drone de la figure 4.4(b), il peut exister un bruit d’interaction entre le sillage d’un propulseur et l’autre propulseur (*wake rotor interaction noise*). Les fluctuations périodiques du sillage sont à l’origine d’un bruit tonal, alors que les fluctuations turbulentes du sillage sont à l’origine d’un bruit large bande. Des modélisations semi-analytiques ont



été proposées dans la littérature dans le contexte des hélices contra-rotatives (Blandeau *et coll.*, 2013; Grasso *et coll.*, 2018), voir figure 4.7. Elles pourront servir de base pour la modélisation de ces interaction dans le cadre des systèmes multi-propulseurs.

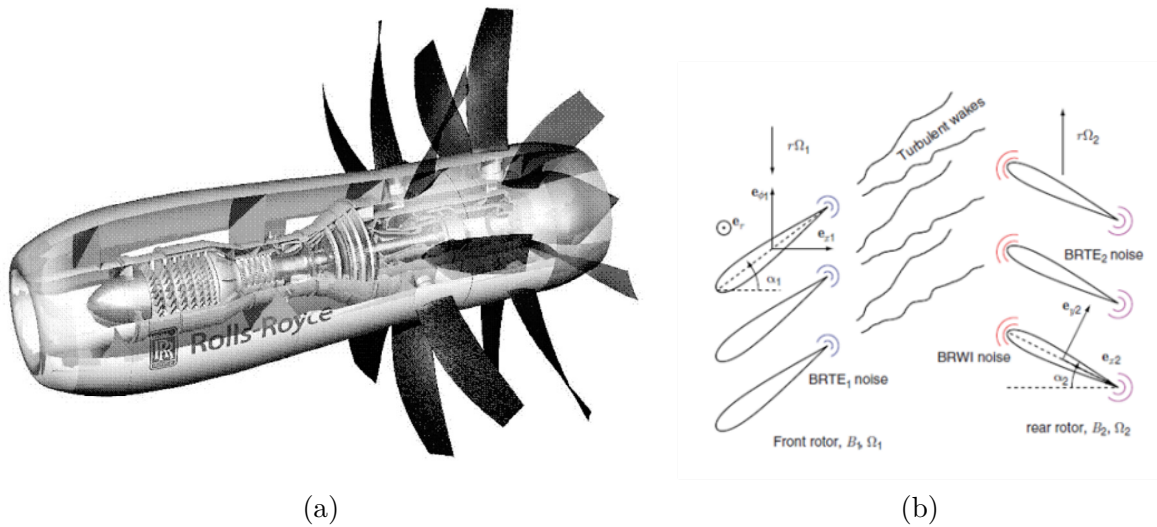


FIGURE 4.7 – Modélisation semi-analytique du bruit large bande d'interaction sillage hélice pour des hélices contra-rotatives (Blandeau *et coll.*, 2013)

Afin d'obtenir les paramètres d'entrée des modèles acoustiques, il est possible d'utiliser une simulation U-RANS (*Unsteady Reynolds-Averaged Navier Stokes*) de l'écoulement, comme cela est fait dans Sanjosé et Moreau (2018), ou d'utiliser des modèles simplifiés (modèle empirique de sillage par exemple pour le bruit d'impact de turbulence). Depuis quelques années, les méthodes de type Lattice-Boltzman sont de plus en plus populaires dans la communauté aéroacoustique, notamment pour les applications aux propulseurs (Casalino *et coll.*, 2021), et pourraient être mieux adaptées que les simulations des grandes échelles pour les géométries complexes avec des propulseurs en interaction.

Sur cette thématique, des collaborations peuvent être envisagées avec les groupes de recherche actifs dans le domaine, que ce soit en France (ISAE Supaero, École Centrale de Lyon, ONERA) ou à l'étranger (von Kármán Institute, université de Sherbrooke, ...).

### 4.2.3 Stratégies de réduction de bruit

À partir des modèles développés dans le paragraphe 4.2.2, nous chercherons à optimiser le système multi-propulseurs à la fois d'un point de vue aérodynamique et acoustique. Les paramètres à optimiser sont la forme de l'hélice (loi de vrillage et éventuellement la forme du profil), les ondulations de bord d'attaque et/ou les peignes de bord de fuite (*serrations*). En effet, il a été montré que les ondulations de bord d'attaque peuvent permettre de réduire le bruit d'interaction de turbulence. De plus, les peignes de bord de fuite peuvent être utilisés pour réduire le bruit de bord de fuite, mais également pour réduire le bruit d'interaction sillage-profil en modifiant le sillage du profil en amont (Liu *et coll.*, 2022); voir figure 4.8(a).

Ces travaux seront réalisés en collaboration avec l'ISAE Supaero, qui travaille depuis plusieurs années sur des algorithmes d'optimisation de la forme des hélices afin d'obtenir le meilleur compromis entre performances aérodynamiques et bruit rayonné (Serré *et coll.*, 2019; Volsi *et coll.*, 2022); voir figure 4.8(b). Ces algorithmes considèrent pour le moment le bruit tonal, et pourraient à l'avenir prendre en compte également le bruit large bande.

Enfin, les modèles prenant en compte l'effet des peignes de bord de fuite et des ondulations de bord d'attaque pourront également être utiles pour d'autres applications. Sur les

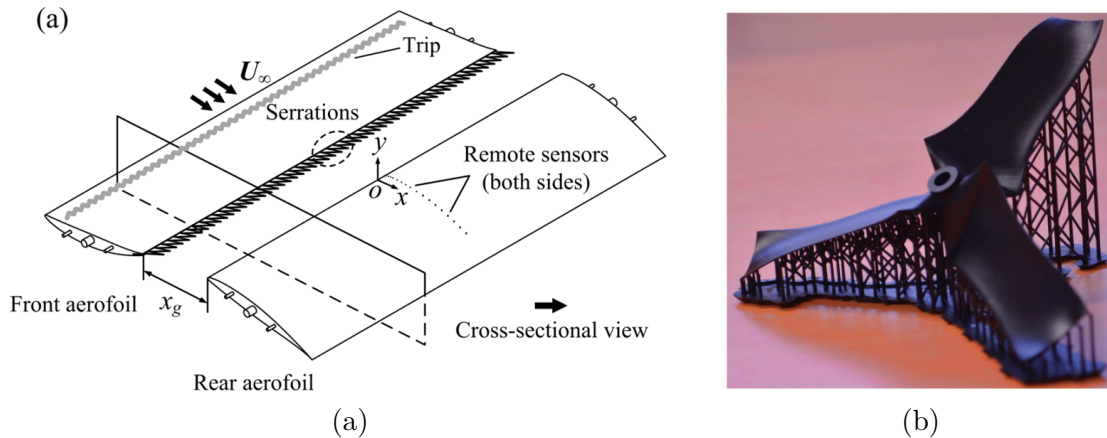


FIGURE 4.8 – (a) Réduction du bruit d’interaction sillage-profil à l’aide de peignes sur le bord de fuite (Liu *et coll.*, 2022) et (b) rotor optimisé imprimé en 3D (Serré *et coll.*, 2019).

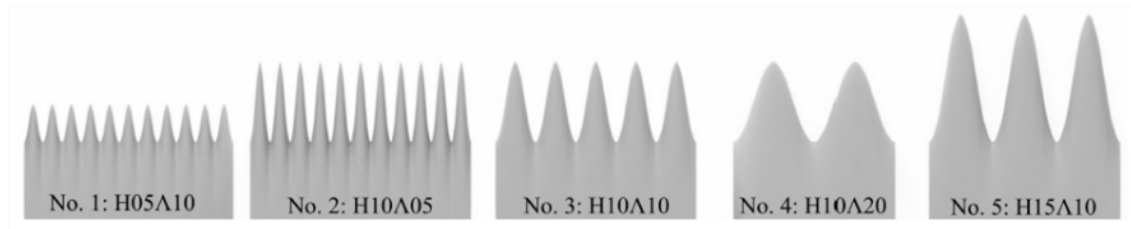


FIGURE 4.9 – Géométries d’ondulations de bord d’attaque étudiées par Mayer *et coll.* (2019)

éoliennes modernes, les peignes de bord de fuite sont couramment utilisés pour réduire le bruit large bande, et d’autres modifications comme les ondulations de bord d’attaque ou les générateurs de tourbillons sont à l’étude. En particulier, les ondulations de bord d’attaque comme celles de la figure 4.9 semblent intéressantes car elles permettent de réduire le bruit d’interaction de turbulence et également de retarder l’apparition du décrochage.

### 4.3 Synthèse sonore de sources environnementales par modèles physiques et effets de propagation atmosphérique

En acoustique environnementale, on utilise souvent des modèles dans le domaine fréquentiel, et on présente de façon classique les résultats de ces modèles sous la forme de cartes de bruit du niveau global (généralement avec pondération A), ou sous la forme de spectres en tiers d’octave en certains points particuliers. Cependant pour certaines sources, comme les avions, les trains ou encore les éoliennes, les signaux acoustiques sont fortement instationnaires et une synthèse sonore permet d’avoir accès à toute la complexité du signal sonore. Une synthèse sonore par modèles physiques, par opposition aux méthodes basées sur des signaux enregistrés et des techniques de traitement de signal, permet de faire varier les paramètres d’entrée du modèle de façon contrôlée. Ces synthèses sonores peuvent permettre de réaliser des tests psychoacoustiques, afin d’étudier la perception de certains phénomènes ou encore de quantifier la gêne sonore. Elles peuvent également être utiles pour communiquer les résultats au grand public et aux collectivités locales. Il est en effet plus facile de faire entendre la différence entre deux sons que de mentionner une réduction de  $x$  décibels à des non-spécialistes !

### 4.3.1 Synthèse sonore par modèles physiques du bruit des éoliennes

Dans le cadre du réseau européen *Virtual Reality Audio for Cyber Environments*, la thèse de David Mascarenhas, co-encadrée avec Olivier Doaré, porte sur l'auralisation du bruit des éoliennes. Cet outil de synthèse sonore par modèles physiques inclura les principales sources de bruit large bande, et les effets de propagation atmosphérique à l'aide d'un code d'équation parabolique dans un milieu inhomogène en mouvement (Ostashev *et coll.*, 2020). Une première version de cet outil a été présentée dans [RI15]. Il permettra d'une part de faire entendre le champ sonore d'une ferme éolienne avant que celle-ci ne soit construite, ce qui serait utile à un concepteur de parcs dans ses interactions avec les riverains et/ou les décideurs locaux. D'autre part, cet outil pourra être utilisé dans des études psychoacoustiques, par exemple pour étudier l'effet des modulations d'amplitudes sur la perception des sons et sur la gêne associée. Dans le cadre du projet RIBEoIH (Recherche des Impacts du Bruit EOLien sur l'Humain : son, perception, santé), cet outil sera complété par l'ajout des mécanismes de bruit tonal, en particulier le bruit d'interaction pale-mât (Yauwenas *et coll.*, 2017), afin de s'intéresser à la perception et à la gêne dues aux basses fréquences (20 Hz-200 Hz) et aux infrasons (< 20 Hz), en collaboration avec Sabine Meunier du LMA et Catherine Marquis-Favre du LGCB. Il est également envisagé que des tests psychoacoustiques puissent être réalisés dans l'*Immersive Media Lab* de la Leibniz Universität Hannover, en collaboration avec Jürgen Peissig et Stephan Preihs.

### 4.3.2 Effet des fluctuations atmosphériques sur les modulations d'amplitude du bruit des éoliennes

L'un des objectifs du projet ANR PIBE (Prévoir l'Impact du Bruit des Eoliennes) est de mesurer les modulations d'amplitude du bruit des éoliennes sur un parc *in situ*, et d'étudier dans quelles conditions météorologiques ces modulations se produisent. En particulier, l'effet des gradients verticaux de vent et de température, du décalage entre la direction du vent et l'axe de l'éolienne (*yaw angle*), de la turbulence atmosphérique et de la présence du sillage d'une autre éolienne sera évalué en détail. Si on est capable d'identifier les conditions météorologiques qui posent des problèmes de bruit, on peut imaginer ensuite adapter les plans de bridage des machines pour réduire la gêne chez les riverains.

Une large base de données acoustiques et météorologiques a été collectée pendant plus d'un an (février 2020 à avril 2021) sur un site opéré par EDF Renouvelables comprenant 8 éoliennes ; voir figure 4.10. D'un point de vue acoustique, 5 points de mesure ont été placés à des distances comprises entre 350 m et 1400 m de l'éolienne la plus proche. Cette campagne de long terme a été complétée par deux campagnes de court terme (environ une semaine), avec un certain nombre de capteurs supplémentaires, dont deux microphones placés proches des éoliennes sur une plate-forme rigide qui permettent de caractériser la puissance sonore émise par l'éolienne (points IEC). Un grand nombre de signaux audio ont été acquis durant cette campagne, ce qui sera utile pour valider d'un point de vue physique et perceptif les synthèses sonores du paragraphe 4.3.1.

Les modulations d'amplitude du bruit peuvent également provenir du sillage des éoliennes, comme cela a été montré par Barlas *et coll.* (2017). Cela est étudié actuellement par Jules Colas, qui réalise sa thèse à l'École Centrale de Lyon sous la supervision de Didier Dragna et Ariane Emmanuelli, et en collaboration avec Richard Stevens de l'université de Twente, qui réalise des simulations des grandes échelles de l'atmosphère prenant en compte la présence d'éoliennes. Jules Colas a prévu d'utiliser le modèle de sources présenté dans le paragraphe 2.3 dans le cadre de cette thèse afin d'étudier l'effet du sillage et de la topographie sur le bruit rayonné par une éolienne.

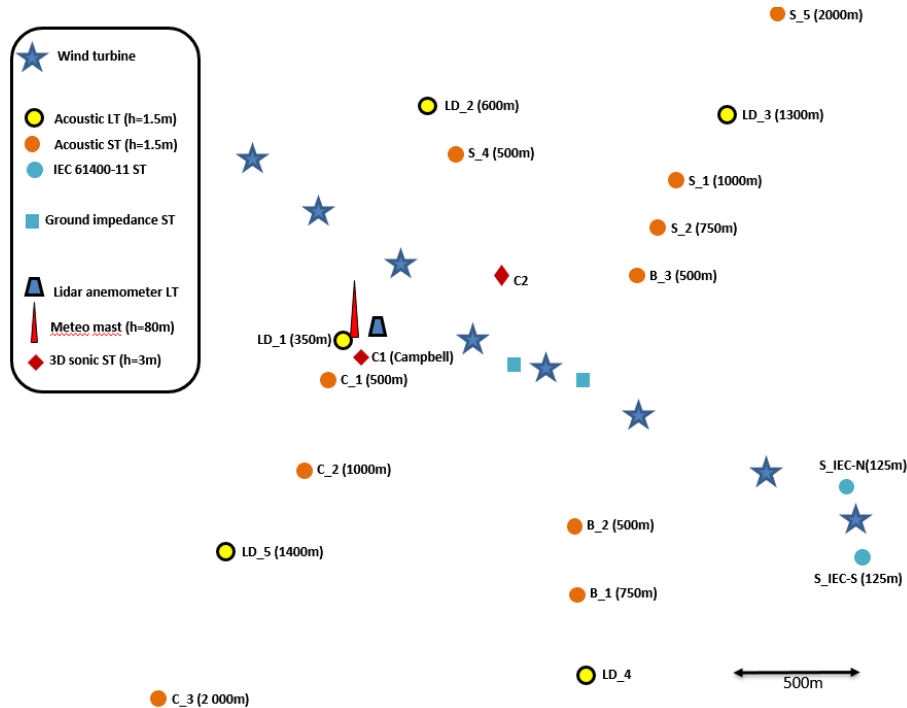


FIGURE 4.10 – Vue d'ensemble de la campagne *in situ* réalisée dans le cadre du projet ANR PIBE. Tiré de Ecotière *et coll.* (2022)

### 4.3.3 Synthèse sonore d'autres sources dans l'environnement

L'outil de synthèse sonore actuellement développé dans le cadre des projets VRACE et RIBEOIH pour les éoliennes pourra être étendu à d'autres sources de bruit dans l'environnement (bruit routier, ferroviaire ou aérien), voire en acoustique sous-marine. La principale différence résidera dans la prise en compte des sources vibroacoustiques (bruit de contact pneu-chaussée pour le bruit routier, bruit de contact roue-rail pour le bruit ferroviaire). Pour les applications au bruit des avions, il a été montré que la prise en compte de l'effet de la turbulence atmosphérique sur la propagation du bruit est importante pour obtenir des sons réalistes (Arntzen et Simons, 2014; Pieren et Lincke, 2022). Ce sujet pourrait être approfondi dans les années à venir.

Pour les applications aux véhicules aériens sans pilote (UAVs) dont traite le paragraphe 4.2, le bruit tonal est souvent considéré comme le plus gênant, mais le bruit large bande pourrait devenir prédominant dans certaines configurations. Un outil de synthèse sonore serait alors utile pour réaliser des tests perceptifs avec une répartition variable entre bruit tonal et bruit large bande.

## 4.4 Effet des vibrations de structure sur les sources aéroacoustiques

Les éoliennes modernes ont des pales de plus en plus longues, avec des déflexions en bout de pale de plus en plus grandes. Ainsi dans les simulations récentes de Dose *et coll.* (2018) pour une éolienne de 5 MW avec une longueur de pale de 61,5 m, des déflexions transverses de l'ordre de 10% de la longueur des pales sont obtenues en bout de pale. Lorsque la direction du vent est décalée de 30° par rapport à celle du rotor, ils observent également une forte évolution de cette déflexion sur une rotation, comme le montre la figure 4.11. Bresciani *et coll.* (2022) ont montré récemment que la prise en compte de la



flexibilité des pales modifie la directivité du bruit des éoliennes. On peut également se demander si la déflexion des pales peut avoir un effet sur les modulations d'amplitude du bruit.

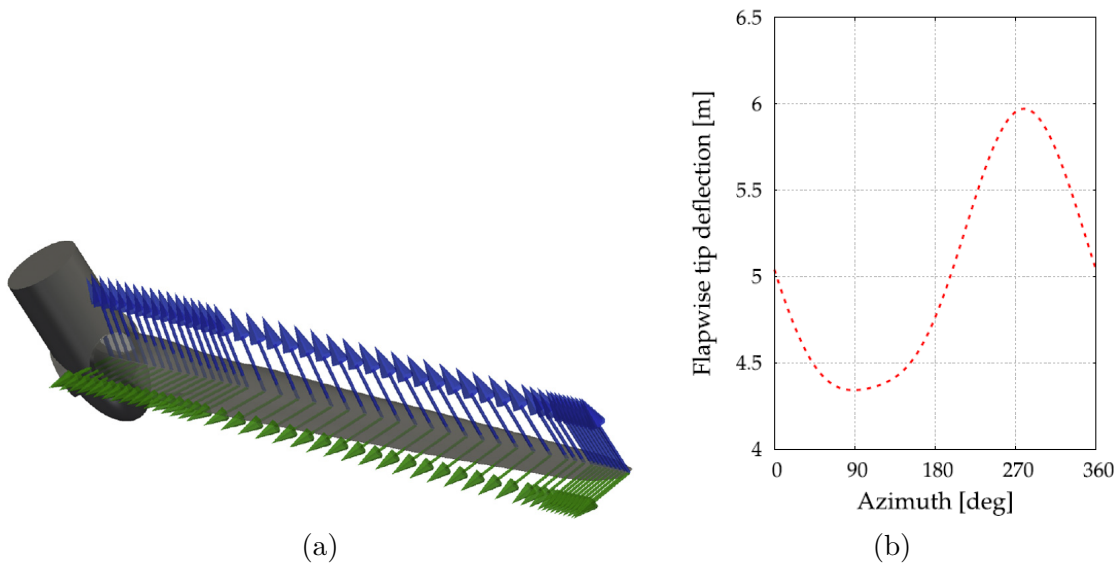


FIGURE 4.11 – (a) Section de poutre pour l'éolienne NREL 5 MW de référence, avec la direction de vibration transverse représenté en bleu, et (b) déflexions transverses en bout de pale sur une rotation de la pale dans le cas où la direction du vent est décalée de  $30^\circ$  par rapport à celle du rotor. Tiré de Dose *et coll.* (2018).

L'effet des vibrations de structure sur le bruit d'origine aérodynamique se pose également pour les drones de petite taille, dont les pales peuvent être très flexibles ; voir paragraphe 4.2. Enfin, dans les applications hydroacoustiques, il est bien connu que le couplage entre l'écoulement turbulent et les vibrations de la structure (hélices, coques de sous-marin, ...) a une forte influence sur le bruit rayonné. Une des extensions possibles du modèle développé par Nicolas Trafny pendant sa thèse pour une structure rigide (voir paragraphe 2.2.1) est la prise en compte de ces vibrations. Cela peut être fait par exemple en calculant une fonction de Green adaptée à une structure élastique.

# Curriculum Vitae

## **Benjamin Cotté, enseignant-chercheur à l'ENSTA Paris**

Institut des Sciences de la Mécanique et Applications Industrielles (IMSI)

Né le 23 mars 1981 à Amiens (80)

Nationalité : française

Tél. : 01 69 31 99 04

Courriel : benjamin.cotte@ensta-paris.fr

Site web : <https://perso.ensta-paris.fr/~cotte/>

## FORMATION UNIVERSITAIRE

---

- 2008**            **Thèse de doctorat en Acoustique, 'Ecole Centrale de Lyon**  
intitulée "Propagation acoustique en milieu extérieur complexe : problèmes spécifiques au ferroviaire dans le contexte des trains à grande vitesse", réalisée au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique sous la direction de Philippe Blanc-Benon.  
Soutenue le 22 octobre 2008. Mention Très Honorable.
- 2005**            **Master of Science in Acoustics – Penn State University, USA**  
Thesis title : "Scintillation index of high frequency acoustic signals forward-scattered by the ocean surface"
- 2004**            **Ingénieur de l'École Centrale de Lyon**

## FONCTIONS OCCUPÉES

---

- Depuis 2011**   **Enseignant-chercheur à l'ENSTA Paris**
- 2009-2010**    **Post-doctorant – INSERM Unité 556**  
Optimisation de la transmission d'ondes ultrasonores dans le corps humain et évaluation des effets biologiques, projet européen "In vivo Ultrasonic Transponder System for Biomedical Applications" (ULTRASponder)
- 2005 – 2008**   **Doctorant – LMFA, École Centrale de Lyon**  
Propagation acoustique en milieu extérieur complexe dans le contexte des trains à grande vitesse, sous la direction de Philippe Blanc-Benon, en collaboration avec la SNCF
- 2003 – 2005**   **Assistant de recherche – Penn State University, USA**  
Variations d'intensité acoustique de signaux haute fréquence diffusés par la surface de l'océan, sous la direction de David L. Bradley et de R. Lee Culver

ACTIVITÉS D'ENSEIGNEMENT

---

Cours de l'ENSTA Paris

- 2021-2023** **Aéroacoustique et propagation en écoulement**, 2ème année, cours et TD (21h)
- 2014-2023** **Acoustique linéaire puis Acoustique en milieu fluide**, 2ème année, cours et TD (15h puis 18h)
- 2022** **Mécanique des milieux continus**, 1ère année, TD (12h)
- 2022** **Elasticité linéaire**, 1ère année, TD (12h)
- 2021-2022** **Ondes et vibrations**, 2ème année, TD (12h)
- 2011-2016** **Module expérimental (MODEX)**, 2ème année, projet (24h)
- 2022-2023**
- 2019, 2021** **Projet scientifique**, 2ème année, projet (24h)
- 2015-2017** **Ecoulements incompressibles**, 1ère année, TD (12h)
- 2011-2014** **Vibroacoustique**, 3ème année, TD de 2011 à 2013 (14h), cours et TD en 2014 (32h)
- 2011-2013 et 2016** **Interaction Fluide-Structure**, 2ème année, TD (12h)

Cours de Master

- 2016-2020** **Acoustic propagation in inhomogeneous moving media**, M2 Acoustical Engineering, cours, TD et projet (30h)
- 2016-2020** **Structural Acoustics**, M2 Acoustical Engineering, cours, TD et projet (24h)
- 2011-2018** **Acoustique du Véhicule Electrique**, Master Mobilité des Véhicules Electriques, cours et TD (6h)

Cours de l'École Polytechnique

- 2014** **Projet de recherche en laboratoire (PRL)**, 3ème année, projet (18h)
- 2012-2013** **Projets expérimentaux en acoustique (EA)**, 3ème année, projet (27h)

Autres formations

- 2016, 2017 et 2019** **Journées Ensta - Union de Profs de Spéciales (JEUPS)**, TP acoustique & vibrations, traitement de signal (3h)

RESPONSABILITÉS D'ENSEIGNEMENT

---

- 2022** Participation aux jurys de *M1 du master de mécanique* de l'IP Paris.
- 2016-2020** Coordinateur avec Xavier Boutillon du **M2 Acoustical Engineering** du master de mécanique de l'Université Paris-Saclay.
- 2016-2018** Correspondant à l'ENSTA ParisTech du **Master "Mobilité et Véhicules Électriques"**, en partenariat avec la Fondation Renault et les écoles de ParisTech.
- 2011-2018** Coordinateur du **Module électif d'acoustique**, 2ème année ENSTA ParisTech
- 2011-2016** Coordinateur des cours de la semaine Athens "**Trade ports**" et "**Propulsion éolienne**", et de deux cours de la filière Génie Maritime (organisation d'une journée de visite du port du Havre, ≈ 12 intervenants)

**2011-2014** Coordinateur du module de cours “**Systèmes de transport**” de la filière transport automobile et ferroviaire (4 cours et  $\approx 20$  intervenants)

---

PARTICIPATION ET GESTION DE CONTRATS DE RECHERCHE

---

**2022-2026** CIEDS APRO (Aeroacoustics for drone PROpulsion, 294 k€) – Co-responsable du projet avec A. Chapoutot de l’U2IS

**2021-2024** AID JANUS (Jet and Airfoil Noise on UnStructured grids, 60 k€) – Co-responsable du projet avec L. Lesshafft du LADHYX

**2019-2024** ANR RIBEOlH (Recherche des Impacts du Bruit EOlien sur l’Humain : son, perception, santé, 89 k€) – Pilote de la tâche 2.2 Synthèse sonore par modèle physique

**2019-2023** ITN VRACE (Virtual Reality Audio for Cyber Environments, 275 k€, avec O. Doaré) – Responsable du WP5 “Training”

**2019-2021** AID AEROAC (Analyse Expérimentale de l’écoulement autour d’un profil d’aile en Oscillation et du rayonnement ACoustique associé, 197 k€) – Responsable du projet

**2018-2023** ANR PIBE (Prévoir l’Impact du Bruit des Eoliennes, 160 k€) – Responsable de l’axe 1 “Caractériser les phénomènes de modulation d’amplitude”

**2018-2021** CIFRE Naval Group (accompagnement thèse N. Trafny, 65 k€, avec J.-F. Mercier de POEMS)

**2017-2018** DCNS (Recherche et développement d’une méthode prédictive du rayonnement acoustique large bande d’une hélice marine hors cavitation, 10 k€)

**2014-2019** ANR MAESSTRO (Modélisations Acoustiques, Expérimentations et Synthèse Sonore pour Tables d’haRmonie de pianO, 107 k€) – Responsable de la tâche 2 “CAO sonore”

**2013-2017** ITN BATWOMAN (Basic Acoustics Training & Workprogram On Methodologies for Acoustics – Network, 464 k€, avec A. Chaigne et C. Touzé)

**2011-2014** DGA Modèles temporels d’amortissement en vibroacoustique (124 k€, avec A. Chaigne) – Responsable du projet

---

ENCADREMENT DE TRAVAUX DE RECHERCHE

---

**Chercheurs post-doctorants**

**2022-2024** **Yoann Beusse** : Caractérisation expérimentale et modélisation du bruit des systèmes multi-propulseurs, encadrement à 80% avec Olivier Doaré, CIEDS APRO, 24 mois.

**2022** **Sayahnya Roy** : Synthèse sonore par modèle physique des bruits large bande et tonaux associés aux éoliennes, encadrement à 100%, ANR RIBEOlH, 11 mois.

**2021** **Hari Vemuri** : Synthèse sonore par modèle physique des bruits large bande et tonaux associés aux éoliennes, encadrement à 100%, ANR RIBEOlH, 5 mois.

**2019-2021** **David Raus** : Analyse expérimentale de l’écoulement autour d’un profil d’aile en Oscillation et du rayonnement acoustique associé, co-encadrement à 70% avec Romain Monchaux de l’IMSIA, AID AEROAC, 28 mois.

**2019** **Benjamin Elie** : Développement et validation d’un logiciel de CAO sonore pour tables d’harmonie de piano, encadrement à 100%, ANR MAESSTRO, 9 mois.

**2012-2014** **Augustin Parret-Fréaud** : Modèles temporels d'amortissement en vibroacoustique, co-encadrement à 80% avec Antoine Chaigne de l'UME, DGA, 19 mois.

### Thèses de doctorat

**2020-2023** **Lisa Sicard** : Caractérisation des phénomènes de modulation d'amplitude du bruit des éoliennes, co-encadrement à 50% avec Romain Monchaux de l'IMSIA, financement ANR (projet PIBE)

**2020-2023** **David Mascarenhas** : Physics-based sound synthesis of wind turbine noise, co-encadrement à 50% avec Olivier Doaré de l'IMSIA, financement Marie Curie (ITN VRACE), soutenue le 14/12/2022.

**2018-2021** **Nicolas Trafny** : Développement d'une approche semi-analytique pour la prédiction du bruit large-bande produit par l'interaction entre un écoulement turbulent et un obstacle rigide de forme complexe. Application au bruit des hélices marines et des appendices de navires hors cavitation, co-encadrement à 50% avec Jean-François Mercier de POEMS, financement CIFRE Naval Group, soutenue le 22/11/2021.

**2017-2021** **Tommy Rigall** : Simulations aéro- et hydroacoustiques de profils d'aile ou de pale d'hélice : prédiction du bruit de bord de fuite et du bruit d'interaction, co-encadrement à 50% avec Philippe Lafon d'EDF R&D, financement DGA-ENSTA, thèse arrêtée le 30/09/2021 pour raison de santé.

**2014-2017** **Jin Jack Tan** : Piano acoustics : string's double polarisation and piano source identification, co-encadrement à 33% avec Cyril Touzé de l'IMSIA et Patrick Joly de POEMS, financement Marie Curie (ITN Batwoman), soutenue le 30/11/2017.

**2012-2016** **Yuan Tian** : Modeling of wind turbine noise sources and propagation in the atmosphere, co-encadrement à 80% avec Olivier Cadot de l'IMSIA, financement MESR, soutenue le 15/02/2016.

### Stages de M2 ou équivalent

**2022** **Giovanni Coco** : Méthodes hybrides RANS-LES pour la simulation de l'écoulement autour d'un profil d'aile (M2 Aéronautique et Espace, École Centrale de Lyon, 6 mois)

**2021** **Maxime Magré** : Calcul du bruit de décrochage d'un profil d'aile par approche hybride à l'aide de simulations aux grandes échelles incompressibles (M2 Aérodynamique et aéroacoustique, Sorbonne Université - ENSAM Paris, 6 mois)

**2021** **Théo Elégbédé** : Simulation of blade-tower interaction for wind turbine sound synthesis, (M2 Modélisation et Simulation en Hydrodynamique, Sorbonne Université, 6 mois)

**2020** **Shreyas Ramanagar Sridhara** : Large Eddy Simulation and Local Stability Analysis of a Laminar Separation Bubble over an Airfoil at Low Reynolds Number (MSc Aerospace Engineering, École Centrale de Lyon, 5 mois)

**2019** **Chakshu Deora** : Experimental Characterization and Analytical Modeling of Rotor Tonal Noise (MSc Aerodynamics, TU Delft, 6 mois)

**2017** **Tommy Rigall** : Calcul direct du bruit d'interaction de turbulence amont et du bruit de décrochage à bas nombre de Reynolds (PFE et Master Transport Aéronautique et Terrestre, ISAE-ENSMA Poitiers, 5 mois)

- 2016** **Trésor Ebomapoko** : Modélisation temporelle des sources de bruit éolien pour la synthèse sonore (M2 Dynamique des Fluides et Énergétique, Université Paris-Saclay, 6 mois)
- 2012** **Yuan Tian** : Wind turbine noise source prediction and atmospheric propagation (M2 Fluid Mechanics, Fundamental and Applications, UPMC et École Polytechnique, 6 mois)

### Stages de M1 ou équivalent

- 2022** **Titouan Ouvrard** : Caractérisation expérimentale d'un profil d'aile en régime statique et dynamique (Pre ENSTA Paris, 2,5 mois)
- 2021** **Rayan Oueini** : Modélisation du bruit de décrochage (Pre ENSTA Paris, 2 mois)
- 2020** **Maria El Haddad** : Méthodes de caractérisation des modulations d'amplitude créées par le bruit des éoliennes (Pre ENSTA Paris, 2 mois)
- 2020** **Arthur Blanc** : Modélisation du spectre de pression pariétale sous une couche limite turbulente soumise à un gradient de pression adverse (Pre ENSTA Paris, 2 mois)
- 2020** **Chuanhao Li** : Modélisation du bruit d'interaction pale-mât dans le contexte des machines tournantes (Pre ENSTA Paris, 2 mois)
- 2017** **Daoyuan Zhou** : Calculs vibroacoustiques de tables d'harmonie de piano pour la synthèse sonore (Pre ENSTA Paris, 3 mois)
- 2016** **Yifan Zhang** : Mesure de la directivité et de la puissance acoustique : application à une table d'harmonie de piano (Pre ENSTA Paris, 3 mois)
- 2014** **Paulo Jacobs** : Simulation et mesure des vibrations en flexion d'une poutre pour la caractérisation de ses propriétés mécaniques (M1 UPMC Énergétique et Environnement, 4 mois)
- 2013** **Marie de Seze** : Caractérisation expérimentale d'impacts pour des applications en vibroacoustique (2ème année ENSIP, 3 mois)
- 2013** **Zhengchao Fang** : Simulation du comportement vibroacoustique d'une structure par éléments finis (Pre ENSTA Paris, 2,5 mois)
- 2013** **Raphaël Leiba** : Caractérisation expérimentale de l'amortissement dans les matériaux viscoélastiques et du bruit d'impact associé (M1 UPMC Acoustique, 3 mois)
- 2012** **Rani Salamé** : Modèles temporels d'amortissement en vibroacoustique (Pre ENSTA Paris, 2,5 mois)
- 2011** **Sahaj Anand Parikh** : Study of Viscoelastic Vibrations of Wood used in Stringed Musical Instruments (IIT Madras, India, 2,5 mois)

### COLLABORATIONS

- |   |   |
|---|---|
| Didier Dragna et Ariane Emmanuelli (LMFA, École Centrale de Lyon), Richard Stevens (University of Twente) | Effet du sillage et de la topographie sur la propagation du bruit des éoliennes (thèse de Jules Colas), depuis 2021 |
| Jürgen Peissig (IKT, Leibniz Universität Hannover)  | Auralisation du bruit des éoliennes (projet VRACE), depuis 2021   |
| Lutz Lesshafft (LADHYX, École Polytechnique)  | Simulation bruit de jet et bruit de profil (projet JANUS), depuis 2021  |
| Michel Roger, Emmanuel Jondeau et Pascal Souchotte (LMFA, École Centrale de Lyon)                         | Mesure et modélisation bruit de décrochage dynamique (projets PIBÉ et AEROAC) [RI16, CI21, CI27]                    |

David Ecotière (UMRAE, CEREMA) et Benoît Gauvreau (UMRAE, IFST-TAR)	Caractérisation expérimentale et analyse de sensibilité du bruit des éoliennes (thèse de Bill Kayser, projets PIBE et VRACE) [RI12, CI17, CI22, CI29]
Gilles Serre (Naval Group R&D), Jean-François Mercier et Stéphanie Chaillat (POEMS, ENSTA Paris)	Modélisation du bruit large bande des hélices marines [RI14, RI18, CI18, CI23, CN9]
Philippe Lafon (EDF R&D)	Simulation direct et hybride de bruit de profil [RI13, CI16, CN7]
Xavier Boutillon (LMS, École Polytechnique)	Vibroacoustique et synthèse sonore du piano (projet MAESSTRO) [RI17, CI19, CI24]

#### ACTIVITÉS INTERNATIONALES

---

GARTEUR RC/AG-26 “Noise Radiation and Propagation for Multirotor System Configurations” (2022-2024)	Réunion de lancement 02/02/2022 10 équipes européennes (coord. J. Yin du DLR) Partage base de données, benchmarks numériques
ITN zEPHYR (2022-2023)	Membre de l’ <i>advisory board</i> Participation à 3 réunions (2 en visio, 1 à Delft)
ITN VRACE (2019-2023)	Réunions régulières avec les différents partenaires (Vienne, en visio) Organisation d’une session de formations du 18 au 20 mai 2022 pour les 15 doctorants du réseau
e-Forum Acusticum 2020	Organisation et animation de la session “Flow-induced noise and vibrations” (9 papiers)
ITN Batwoman (2014-2018)	Réunions régulières avec les différents partenaires (Detmold, Graz, Leuven, Vienne, ...)

#### DISTINCTIONS

---

- *Kenneth T. Simowitz Memorial award for outstanding effort in publishing results of the Graduate Program in Acoustics of Penn State University, USA, en 2007.*
- Prix Rocard de la Société Française d’Acoustique 2009.

#### EXPERTISES

---

- Articles pour des revues internationales à comité de lecture (26 rapports) :
  - *Journal of the Acoustical Society of America* depuis 2009 (8 rapports) ;
  - *Journal of Sound and Vibration* depuis 2015 (10 rapports) ;
  - *AIAA Journal* depuis 2021 (2 rapports) ;
  - *Wind Energy Science* depuis 2022 (2 rapports) ;
  - *Wind Energy* depuis 2018 (1 rapport) ;
  - *Acta Acustica United with Acustica* depuis 2019 (1 rapport) ;
  - *Applied Acoustics* depuis 2020 (1 rapport).
  - *Ocean Engineering* depuis 2021 (1 rapport).
- Projets ANR : 2015 (pré-propositions + 1 projet), 2016 (1 projet), 2017 (1 projet)

#### PARTICIPATION À DES JURYS DE THÈSE

---

- Camilla Nyborg, *Validation and application of advanced sound propagation modeling for optimization of wind farms*, thèse soutenue le 6 décembre 2022 au DTU (directeur de thèse : Andreas Fischer).

- Elina Cros, *Diffraction du bruit tonal d'une hélice marine par la carène aux très basses fréquences ; étude analytique, expérimentale et numérique*, thèse soutenue le 24 novembre 2022 à l'École Centrale de Lyon (directeur de thèse : Michel Roger).

#### RESPONSABILITÉS SCIENTIFIQUES

---

- Participation à une société savante : élu membre du Groupe Spécialisé GAHA (groupe aéro et hydro-acoustique) de la Société Française d'Acoustique (SFA) depuis 2014, et représentant au Conseil d'Administration de 2015 à 2017.
- Organisation de sessions :
  - *Bruit des éoliennes* au CFA 2022 (Marseille)
  - *Flow-induced noise and Vibration* au e-Forum Acusticum 2020.
  - *Bruit des éoliennes* au CFA 2018 (Le Havre)
  - *Aéroacoustique des machines tournantes et bruit des éoliennes* au CFA 2016 (Le Mans)

#### VULGARISATION SCIENTIFIQUE

---

- Participation à la fête de la science (2017, 2018 et 2021), visite du laboratoire pour des collégiens (2021)
- Participation au 1er épisode d'ENSTA'Sciences "Vibrations et Acoustique" (vidéo de vulgarisation scientifique de 5'18) :  
<https://www.ensta-paris.fr/fr/enstasciences-ndeg1-vibrations-et-acoustique>  
<https://www.youtube.com/watch?v=VDcOWWsKtxU>



# Bibliographie personnelle

L'ensemble des articles publiés dans des revues à comité de lecture, et une sélection d'actes de congrès peuvent être téléchargés sur mon site personnel : <https://perso.ensta-paris.fr/~cotte/publications.html>.

## Revue internationale avec comité de lecture

- [RI1] **Cotté, B.**, Culver, R., and Bradley, D. (2007). Scintillation index of high frequency acoustic signals forward scattered by the ocean surface. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121(1) :120–131.
- [RI2] **Cotté, B.** and Blanc-Benon, P. (2007). Estimates of the relevant turbulent scales for acoustic propagation in an upward refracting atmosphere. *Acta Acustica united with Acustica*, 93(6) :944–958.
- [RI3] **Cotté, B.** ET BLANC-BENON P. (2009). “Time-domain simulations of sound propagation in a stratified atmosphere over an impedance ground”, *J. Acoust. Soc. Am.* **125**(5), EL202–207.
- [RI4] **Cotté, B.**, BLANC-BENON P., BOGEY C. ET POISSON F. (2009). “Time-domain impedance boundary conditions for simulations of outdoor sound propagation”, *AIAA J.* **47**(10), 2391–2403.
- [RI5] Dragna, D., **Cotté, B.**, Blanc-Benon, P., et Poisson, F. (2011) Time-domain simulations of outdoor sound propagation with suitable impedance boundary conditions. *AIAA Journal*, 49(7) :1420–1428.
- [RI6] **Cotté, B.**, Lafon, Dehollain, C., et Chapelon, J.-Y. (2012). Theoretical study for safe and efficient energy transfer to deeply implanted devices using ultrasound. *Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 59(8) :1674–1686.
- [RI7] Chaigne, A., **Cotté, B.**, and Viggiano, R. (2013). Dynamical properties of piano soundboards. *J. Acoust. Soc. Am.*, 133(4) :2456–2466.
- [RI8] Parret-Fréaud, A., **Cotté, B.** et Chaigne, A. (2016). Time-domain damping models in structural acoustics using digital filtering. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 68-69 :587–607.
- [RI9] Tian, Y. and **Cotté, B.** (2016). Wind turbine noise modeling based on amiet’s theory : Effects of wind shear and atmospheric turbulence. *Acta Acustica united with Acustica*, 102 :626–639.
- [RI10] **Cotté, B.** (2018). Coupling of an aeroacoustic model and a parabolic equation code for long range wind turbine noise propagation. *Journal of Sound and Vibration*, 422 :343–357.
- [RI11] **Cotté, B.** (2019). Extended source models for wind turbine noise propagation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 145 :1363–1371.
- [RI12] Kayser, B., **Cotté, B.**, Ecotièrre, D., and Gauvreau, B. (2020). Environmental parameters sensitivity analysis for the modeling of wind turbine noise in downwind conditions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 148 :3623–3632.
- [RI13] Rigall T., **Cotté, B.**, Lafon P. (2021). Low Noise Synthetic Turbulence Tailored to Lateral Periodic Boundary Conditions, *Fluids*, 6, 193, <https://doi.org/10.3390/fluids6060193>.
- [RI14] Chaillat, S., **Cotté, B.**, Mercier, J.-F., Serre, G., Trafny, N. (2022). Efficient evaluation of three-dimensional Helmholtz Green’s functions tailored to arbitrary rigid geometries for flow noise simulations, *Journal of Computational Physics* 452 :110915, <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2021.110915>.
- [RI15] Mascarenhas, D., **Cotté, B.**, Doaré, O. (2022) Synthesis of wind turbine trailing edge noise in free field, *Journal of the Acoustical Society of America Express Letters* 2, 033601, <https://doi.org/10.1121/1.5070000>.

//doi.org/10.1121/10.0009658.

[RI16] Raus, D., **Cotté, B.**, Monchaux, R., Jondeau, E., Souchotte, P., Roger, M. (2022) Experimental study of the dynamic stall noise on an oscillating airfoil, *Journal of Sound and Vibration* 537, 117144, <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2022.117144>.

[RI17] Elie, B., **Cotté, B.** and Boutillon, X. (2022) Application of a sound synthesis framework for Computer-Aided Design of piano soundboards to investigate the mechanical and acoustical impact of global and local stiffness variations *Acta Acustica* 6, 30, <https://doi.org/10.1051/aacus/2022024>.

[RI18] Trafny, N., Serre, G., **Cotté, B.**, Mercier J.-F. A stochastic volume approach based on tailored Green's functions for airfoil noise prediction at low Mach number, *Journal of Sound and Vibration* 551, 117603, <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2023.117603>.

[RI19] Kayser, B., Mascarenhas, D., **Cotté, B.**, Ecotière, D., Gauvreau, B. Validity of the effective sound speed approximation in parabolic equation models for wind turbine noise propagation, *Journal of the Acoustical Society of America* 7, 23, <https://doi.org/10.1051/aacus/2023018>.

[RI20] Mascarenhas, D., **Cotté, B.**, Doaré, O. (2022) Propagation effects in the synthesis of wind turbine noise, accepté pour publication dans *Acta Acustica* le 25/04/2023.

## Revue internationale avec comité de lecture (en cours de revue)

[RI21] Sicard L., Monchaux R., **Cotté, B.**, Raus, D., Jondeau E. (2023) Experimental Characterization of the Airfoil Stall Noise at High Angles of Attack, soumis à *Journal of Fluid Mechanics* le 30/03/2023.

## Revue de plus faible audience

[RF1] **Cotté, B.**, Blanc-Benon P., Cremezi-Charlet C. et Poisson F. (2007). “Modélisation de la propagation acoustique à moyenne distance du bruit des trains à grande vitesse”, *Acoustique & Techniques* **50**, 4–8.

[RF2] **Cotté, B.** et Blanc-Benon P. (2007). “Modélisation de la propagation acoustique en milieu extérieur complexe : effets atmosphériques”, *Acoustique & Techniques* **51**, 25–31.

## Congrès internationaux avec actes détaillés publiés

[CI1] Junker F., Cremezi-Charlet C., Gérault C., Gauvreau B., Blanc-Benon P., **Cotté, B.** et Ecotière D. (2006). Classification of relative influence of physical parameters for long range acoustic propagation – Experimental and numerical results. In *Euronoise 2006, 30 May – 1 June, Tampere, Finland*.

[CI2] Junker F., Gauvreau B., Bérengier M., Cremezi-Charlet C., Blanc-Benon P., **Cotté, B.** et Ecotière D. (2006). Classification of relative influence of physical parameters for long range acoustic propagation. In *Internoise 2006, 3 – 6 December, Honolulu, Hawaii, USA*.

[CI3] **Cotté, B.** and Blanc-Benon, P. (2006). Coupling between turbulence scales, acoustic frequency and geometric parameters and its effect on sound propagation in an upward-refracting atmosphere. In *Internoise 2006, 3 – 6 December, Honolulu, Hawaii, USA*.

[CI4] **Cotté, B.**, Blanc-Benon, P., Cremezi-Charlet C. and Poisson, F. (2007). High speed train noise propagation at mid-ranges. In *19th International Congress on Acoustics, 2 - 7 September, Madrid, Spain*.

[CI5] **Cotté, B.**, Blanc-Benon, P., and Poisson, F. (2008). Time-domain impedance boundary condition for outdoor sound propagation numerical simulations. In *Fourteenth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Vancouver, BC, Canada, AIAA Paper 2008–3021*.

- [CI6] **Cotté, B.** and Blanc-Benon, P. (2008). Outdoor sound propagation simulations in the time domain using linearized Euler equations with suitable impedance boundary conditions. In *13th International Symposium on Long Range Sound Propagation, 16 - 17 October, Lyon, France*.
- [CI7] Dagna D., **Cotté, B.**, Blanc-Benon P. et Poisson F. (2009). Time-domain simulations of outdoor sound propagation with suitable boundary condition. In *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 11 – 13 May, Miami, FL, USA, AIAA Paper 2009-3306.
- [CI8] **Cotté, B.**, Lafon C., Chapelon J.-Y. et Dehollain C. (2010). Suitable acoustic paths to transfer energy in depth using ultrasound. In *32nd Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, 31 August – 4 September, Buenos Aires, Argentina.
- [CI9] Mazzilli F., Peisino M., Mitouassiou R., **Cotté, B.**, Thoppay P., Lafon C., Favre P., Meurville E. et Dehollain C. (2010). In-vitro platform to study ultrasound as source for wireless energy transfer and communication for implanted medical devices. In *32nd Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*, 31 August – 4 September, Buenos Aires, Argentina.
- [CI10] **Cotté, B.**, Parret-Fréaud A. and Chaigne, A. (2013). Measurement and modeling of damping for time-domain structural acoustic simulations. In *NOISE-Con 2013*, 26 - 28 August, Denver, CO, USA.
- [CI11] Tian, Y., **Cotté, B.**, and Chaigne, A. (2013). Wind turbine noise modelling based on Amiet's theory. In *5th International Meeting on Wind Turbine Noise*, 28 - 30 August, Denver, CO, USA.
- [CI12] Tian, Y., **Cotté, B.**, and Chaigne, A. (2014). Wind turbine noise modeling : prediction of amplitude modulation and influence of atmospheric conditions. In *Forum Acusticum*, 7-12 December, Kraków, Poland.
- [CI13] Tian, Y. and **Cotté, B.** (2015). Modelling of ground and atmospheric effects on wind turbine noise. In *6th International Meeting on Wind Turbine Noise*, 20 - 23 April, Glasgow, UK.
- [CI14] **Cotté, B.** and Tian, Y. (2015). Prediction of variability in wind turbine noise calculations. In *6th International Meeting on Wind Turbine Noise*, 20 - 23 April, Glasgow, UK.
- [CI15] Tan, J.J., Touzé, C., and **Cotté, B.** (2016). Double polarisation in nonlinear vibrating piano strings. In *Third Vienna Talk on Music Acoustics*, 16 - 19 September, Vienna, Austria.
- [CI16] Rigall T., **Cotté, B.**, Lafon P. (2019). Airfoil Noise Numerical Simulations with Direct Noise Computation and Hybrid Methods Using Inflow Synthetic Turbulence. In *25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 20-23 mai, Delft, Netherlands*, AIAA paper 2019-2721.
- [CI17] Ecotière, D., Gauvreau, B., **Cotté, B.**, Roger, M., Schmich-Yamane, I., and Nessi M.-C., (2019). PIBE : a new French project for predicting the impact of wind turbine noise. In *8th International Meeting on Wind Turbine Noise*, 12-14 June, Lisbon, Portugal.
- [CI18] Trafny, N., Serre, G., **Cotté, B.**, Mercier, J.-F. (2019). Impact of the Green function in acoustic analogies for flow noise predictions at low Mach number. In *Inter-Noise 2019*, 16-19 June, Madrid, Spain.
- [CI19] Elie, B., Boutillon, X., Chabassier, J., Ege, K., Laulagnet, B., Trevisan, B., Chauvat, N., and **Cotté, B.** (2019). MAESSTRO : A sound synthesis framework for Computer-Aided Design of piano soundboards. In *International Symposium on Music Acoustics (ISMA)*, 13-17 September, Detmold, Germany.
- [CI20] **Cotté, B.**, Rigall, T., and Deora, C. (2020). Experimental Characterization and Analytical Modelling of Rotor Tonal Noise. In *e-Forum Acusticum 2020*, 7-11 December.
- [CI21] Raus, D., **Cotté, B.**, Monchaux, R., Lafoux, B., Jondeau, E., Souchotte, P., and Roger, M. (2020). Experimental Investigation of the Acoustic Radiation of an Oscillating Airfoil. In *e-Forum Acusticum 2020*, 7-11 December.
- [CI22] Kayser, B., Ecotière, D., Gauvreau, B., and **Cotté, B.** (2020). Influence of environmental parameters on the modeling of wind turbine noise emission and propagation : a sensitivity analysis. In *e-Forum Acusticum 2020*, 7-11 December.
- [CI23] Trafny, N., Serre, G., **Cotté, B.**, Mercier, J.-F. (2019). An analytical approach based on tailored Green's functions for flow noise prediction at low Mach number. In *e-Forum Acusticum 2020*, 7-11 December.

- [CI24] Elie, B., **Cotté, B.**, Boutillon, X. (2020). Application of sound synthesis of piano tones to study the vibroacoustics of piano soundboard. In *e-Forum Acusticum 2020*, 7-11 December.
- [CI25] Mascarenhas, D., **Cotté, B.**, Doaré, O. (2021). Physics-based auralization of wind turbine noise. In *9th International Conference on Wind Turbine Noise 2021*, 18-21 May.
- [CI26] Evrard A.-S., Avan P., Champelovier P., **Cotté, B.**, Écotière D., Gauvreau B. , Giorgis-Allemand L., Marquis-Favre C., Meunier S. (2021). Research on the impacts of wind turbine noise on humans : sound, perception, health (RIBEoH). In *13th ICBEN Congress on Noise as a Public Health Problem*, 14-17 June, Stockholm.
- [CI27] Raus, D., Sicard, L., **Cotté, B.**, Monchaux, R., Jondeau, E., Souchotte, P., and Roger, M. (2021). Experimental characterization of the noise generated by an airfoil oscillating above stall. In *Aviation Forum 2021*, paper 2021-2291.
- [CI28] **Cotté, B.**, Roy, S., Raus, and Oueini, R. (2022). Towards a semi-empirical trailing edge noise model valid for attached and separated turbulent boundary layers. In *28th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 14-17 June, Southampton, UK*, paper 2022-3103, .
- [CI29] Mascarenhas, D., **Cotté, B.**, Doaré, O., Ecotière, D., Guillaume, G., Gauvreau, B., Schmich-Yamane I., Junker, F. (2022). Wind turbine noise modeling including aeroacoustic sources and propagation effects : Comparison against field measurements. In *Internoise 2022*, 21-24 August, Glasgow, UK.
- [CI30] Mascarenhas, D., **Cotté, B.**, Doaré, O. (2022). Auralization of Wind Turbine Noise Using Physics-Based Emission and Propagation Models. In *Proceedings of the 24th International Congress on Acoustics (ICA 2022)*, 24-28 October, Gyeongju, Korea.

## Congrès nationaux avec actes détaillés publiés

- [CN1] JUNKER F., GAUVREAU B., CREMEZI-CHARLET C., GÉRAULT C., ECOTIÈRE D., BLANC-BENON P. ET **Cotté, B.** (2006). Classification de l'influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance : campagne expérimentale de Lannemezan, *8ème Congrès Français d'Acoustique*, 24 – 27 avril, Tours, actes détaillés sur CD-ROM.
- [CN2] **Cotté, B.**, BLANC-BENON P., CREMEZI-CHARLET C. ET POISSON F. (2007). Modélisation de la propagation acoustique à moyenne distance du bruit des trains à grande vitesse, *18ème Congrès Français de Mécanique*, 27 – 30 août, Grenoble, actes détaillés sur CD-ROM.
- [CN3] Parret-Fréaud, A., **Cotté, B.**, and Chaigne, A. (2013). Modèles temporels d'amortissement en vibroacoustique appliqués à des matériaux viscoélastiques. In *21ème Congrès Français de Mécanique*, 26 - 30 août, Bordeaux.
- [CN4] **Cotté, B.**, Tian, Y., and Chaigne, A. (2014). Effets météorologiques sur le bruit rayonné par les éoliennes. In *Proceedings of CFA 2014*, Poitiers, France.
- [CN5] Parret-Fréaud, A., **Cotté, B.**, and Chaigne, A. (2014). Modélisation temporelle et simulation par filtrage numérique des phénomènes d'amortissement en vibroacoustique. In *Proceedings of CFA 2014*, Poitiers, France.
- [CN6] **Cotté, B.**, and Tian, Y. (2016). Couplage d'un modèle de source aéroacoustique et d'un code d'équation parabolique pour la propagation du bruit des éoliennes à grande distance. In *CFA/VISHNO 2016*, 11 - 15 avril, Le Mans.
- [CN7] Rigall, T., **Cotté, B.**, and Lafon, P. (2018). Calcul Direct du Bruit Généré par un Profil d'Aile à Bas Nombres de Reynolds. In *CFA '18*, 23-27 avril, Le Havre.
- [CN8] **Cotté, B.**, Mascarenhas, D., and Doaré, O. (2022). Modélisation des sources aéroacoustiques et de la propagation atmosphérique pour la synthèse sonore d'éoliennes. In *CFA '22*, 11-15 avril, Marseille.
- [CN9] Trafny, N., Serre, G., **Cotté, B.**, Mercier, J.-F. (2022). Modélisation semi-analytique du bruit large bande produit par l'interaction entre un écoulement turbulent et un obstacle rigide de forme complexe. In *CFA '22*, 11-15 avril, Marseille.

## Autres congrès internationaux

- [AC1] **Cotté B.**, Bradley D.L. et Culver R.L. (2004). Scintillation index of ocean surface forward scattered HF signals, *148th ASA Meeting*, San Diego, CA, USA. Voir également : *J. Acoust. Soc. Am.* **116**(4), 2576.
- [AC2] **Cotté B.**, Bradley D.L. et Culver R.L. (2005). Scintillation index of ocean surface forward scattered HF signals : Beam pattern and pulse length effects, *149th ASA Meeting*, Vancouver, BC, Canada. Voir également : *J. Acoust. Soc. Am.* **117**(4), 2434.
- [AC3] **Cotté B.** et Blanc-Benon P. (2006). Analytical and numerical tools to study the scattering of sound in a turbulent atmosphere, *1st Greek-French Workshop on Computational Aspects of Acoustic Propagation*, 20 – 21 septembre, Heraklion, Grèce.
- [AC4] Blanc-Benon P., **Cotté B.**, Gauvreau B. et Bérengier M. (2006). Influence of short-term variations of meteorological parameters on sound propagation outdoors, **Invited paper** to *152nd ASA Meeting / 4th joint ASA and ASJ Meeting*, Honolulu, Hawaii, USA. Voir également : *J. Acoust. Soc. Am.* **120**(5), 3335.
- [AC5] **Cotté B.**, Blanc-Benon P., Poisson F. et Cremezi-Charlet C. (2008). Long range propagation of high speed train noise : Sound level variations before and after the pass-bys, **Invited paper** to *Acoustics'08*, 30 juin – 4 juillet, Paris, France. Voir également : *J. Acoust. Soc. Am.* **123**(5), 3151.
- [AC6] **Cotté B.**, et Lafourcade P. (2016). Time-domain damping model based on digital filtering for plate vibration and acoustic radiation, *ISMA*, 19 – 21 septembre, Leuven, Belgique.
- [AC7] **Cotté B.**, et Lafon C. (2010). Possible acoustic paths for communication and energy transfer with deeply implanted sensors using ultrasound, *ESSCIRC*, 13 – 17 septembre, Séville, Espagne.
- [AC8] **Cotté B.** (2017). Extended source models for long range wind turbine noise propagation, **Invited paper** to *Acoustics'17*, 25 - 29 juin, Boston, MA, USA. Voir également : *J. Acoust. Soc. Am.* **141**(5), 3806.
- [AC9] **Cotté B.** (2017). Effect of atmospheric stability and low level jets on wind turbine noise, *Acoustics'17*, 25 - 29 juin, Boston, MA, USA. Voir également : *J. Acoust. Soc. Am.* **141**(5), 3806.
- [AC10] Trafny, N., Serre, G., **Cotté B.**, Mercier, J.-F. (2021). Effect of atmospheric stability and low level jets on wind turbine noise, *181st ASA Meeting*, 29 November-3 December, Seattle, WA, USA. Voir également : *J. Acoust. Soc. Am.* **150**(4), A132.
- [AC11] Sicard, L., Raus, D., Monchaux, R., **Cotté B.**, Jondeau, E. (2022). Experimental characterization of the aerodynamic stall noise on a static airfoil by synchronous PIV and acoustic measurements, *14th European Fluid Mechanics Conference*, 13-16 September, Athens, Greece.

## Participation à des journées scientifiques et à des écoles d'été

- [JS1] **Cotté, B.**, Blanc-Benon P. et Cremezi-Charlet C. (2007). Propagation acoustique en milieu extérieur complexe : problèmes spécifiques au ferroviaire dans le contexte des TGV, *5èmes Journées Annuelles du GDR CNRS 2493 "Bruit des transports"*, 2 février, Bron.
- [JS2] **Cotté, B.** et Blanc-Benon P. (2007). Modélisation de la propagation acoustique en milieu extérieur complexe : effets atmosphériques, *Journée Spécialisé SFA/GAIE "Les méthodes de calcul prévisionnel du bruit dans l'environnement"*, 10 décembre, Reims.
- [JS3] Parret-Fréaud A. et **Cotté, B.** (2013). Modélisation temporelle et simulation par filtrage numérique des phénomènes d'amortissement en vibroacoustique, *Journées Scientifiques du GDR Visible*, 17-18 décembre, Marseille.
- [JS4] **Cotté, B.**, Tian Y. et Chaigne A. (2014). Effets météorologiques sur le bruit rayonné par les éoliennes, *Journée scientifique SIRTA*, 24 juin, Palaiseau.
- [JS5] Guillon C., Serre G. et **Cotté, B.** (2017). Prédiction du bruit large bande d'une hélice marine hors cavitation, *Journées Acoustique et Applications Navales*, 26-27 octobre, Ollioules.
- [JS6] Rigall T., **Cotté, B.** et Lafon P. (2018). Influence de perturbations numériques sur la formation et le comportement d'un bulbe de décollement laminaire par simulations des grandes échelles, *Journée des Fluides du plateau*, 13 février, Orsay.
- [JS7] **Cotté, B.** (2018). Wind Turbine Noise : current research topics related to wind turbine noise propagation, CeLyA Summer School Atmospheric sound propagation, 15 juin, Ecully.

- [JS8] **Cotté, B.** (2019). Modèles de source étendue pour la propagation à grande distance du bruit des éoliennes, Journées Techniques Acoustique et Vibrations, 15-16 mai, Strasbourg.
- [JS9] Raus D., **Cotté, B.**, Monchaux R., Jondeau E. et Souchotte P. (2019). Prédiction du bruit large bande d'une hélice marine hors cavitation, *Journées Acoustique et Applications Navales*, 24-25 octobre, Marseille.
- [JS10] **Cotté, B.**, Rigall T. et Deora C. (2019). Recherches en aéro- et hydro-acoustique à l'IMSIA, *Journées Acoustique et Applications Navales*, 24-25 octobre, Marseille.
- [JS11] Trafny N., Serre G., **Cotté, B.**, Mercier J.-F. (2019). Étude de l'impact de la fonction de Green sur les analogies acoustiques pour la prédiction du bruit large bande issu de l'interaction entre un écoulement turbulent et des bords de fuite et d'attaque, *Journées Acoustique et Applications Navales*, 24-25 octobre, Marseille.
- [JS12] Raus D., **Cotté, B.**, Monchaux R., Lafoux B., Jondeau E., Souchotte P., et Roger M. (2020). Experimental study of the noise generated by an oscillating airfoil in a turbulent flow, *Journée des Fluides du plateau*, 26 février, Orsay.
- [JS13] Sicard L., Raus D., **Cotté, B.**, Monchaux R., Jondeau E., Souchotte P., et Roger M. (2021). Characterization of the amplitude modulation phenomenon of wind turbines noise, *Journée des Fluides du plateau*, 13 avril, en virtuel.
- [JS14] **Cotté, B.**, Raus, D., Sicard, L., Monchaux R., Jondeau E., Souchotte P., et Roger M. (2021). Experimental characterization of dynamic stall noise for wind turbine applications, *IP Paris Science Forum*, 21 octobre, Palaiseau.
- [JS15] **Cotté, B.** (2021). Recherches sur le bruit des éoliennes à l'IMSIA, *Journées Scientifiques du GDR EOL-EMR*, 25 novembre, Paris.
- [JS16] **Cotté, B.**, Mascarenhas, D., and Doaré, O. (2022). Modélisation et auralisation du bruit éolien. *Assises nationales de la qualité de l'environnement sonore*, 27 septembre, Paris.

## Participation à des programmes de recherche

- [PR1] Junker F., Gauvreau B., Cremezi-Charlet C., Gérault C., Ecotière D., Blanc-Benon P. et **Cotté, B.** (2006). Classification de l'influence relative des paramètres physiques affectant les conditions de propagation à grande distance, rapport final du projet MEDD.
- [PR2] **Cotté, B.** et Lafon C. (2009). Report on the accessibility of the transponders from the external control unit, Deliverable D6.1 of the ULTRASponder project, European Community's Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013).
- [PR3] Parret-Fréaud A., **Cotté, B.** et Chaigne A. (2013). Modèles temporels d'amortissement en vibroacoustique, Rapport final du projet financé par la DGA.
- [PR4] **Cotté, B.** et Boutillon X. (2016). Cahier des charges de l'outil de CAO sonore, livrable du projet ANR MAESSTRO.
- [PR5] **Cotté, B.** (2021). Scientific Training Progress Report (1st year), Deliverable D25 of the VRACE project, European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement No 812719.

## Polys de cours

- [PC1] **Cotté, B.** (2017). Acoustic propagation in inhomogeneous moving media, course notes 2017-2018 of AE-01, M2 Acoustical Engineering, Master of Mechanics of the University Paris-Saclay.
- [PC2] **Cotté, B.** (2021). Aeroacoustics and acoustic propagation in moving media, poly 2020-2021 du cours MF208, 2ème année du cycle ingénieur ENSTA Paris.
- [PC3] **Cotté, B.** and Doaré, O. (2023). Acoustics in fluid media, poly 2022-2023 du cours MF207, 2ème année du cycle ingénieur ENSTA Paris.

## Thèse de doctorat

**Cotté, B.** (2008). Propagation acoustique en milieu extérieur complexe : problèmes spécifiques au ferroviaire dans le contexte des trains à grande vitesse, thèse de doctorat n°2008-19, École Centrale de Lyon.

## Logiciels

[LO1] Elie B., **Cotté, B.**, Boutillon X., Chauvat N., Laxalde D., Bessou F., Nhu V.-H., Trévisan B. (2021). MAESSTRO 1.0.0, licence CECILL-C, dépôt sur <https://gitlab.com/benjamin.elie/maestro.git>.

# Bibliographie

- AMIET, R. (1975). Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *Journal of Sound and Vibration*, 41:407–402.
- AMIET, R. (1976). Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *Journal of Sound and Vibration*, 47:387–393.
- ARNTZEN, M. et SIMONS, D. (2014). Ground reflection with turbulence induced coherence loss in flyover auralization. *International Journal of Aeroacoustics*, 13:449–462.
- BAGLEY, R. et TORVIK, P. (1983). Fractional calculus—a different approach to the analysis of viscoelastically damped structures. *AIAA J.*, 21(5):741–748.
- BARLAS, E., ZHU, W., SHEN, W., DAG, K. et MORIARTY, P. (2017). Consistent modelling of wind turbine noise propagation from source to receiver. *Journal of the Acoustical Society of America*, 142(5):3297–3310.
- BECHARA, W., BAILLY, C. et LAFON, P. (1994). Stochastic approach to noise modeling for free turbulent flows. *AIAA Journal*, 32(3).
- BERTAGNOLIO, F., MADSEN, H., BAK, C., TROLDBORG, N. et FISCHER, A. (2015). Aerodynamic noise characterization of a full-scale wind turbine through high-frequency surface pressure measurements. *International Journal of Aeroacoustics*, 14:729–766.
- BERTAGNOLIO, F., MADSEN, H., FISCHER, A. et BAK, C. (2017). A semi-empirical airfoil stall noise model based on surface pressure measurements. *Journal of Sound and Vibration*, 387:127–162.
- BILBAO, S. (2009). *Numerical Sound Synthesis*. Wiley.
- BLANDEAU, V. P. et JOSEPH, P. F. (2011). Validation of amiet’s model for propeller trailing-edge noise. *AIAA Journal*, 49:1057–1066.
- BLANDEAU, V. P., JOSEPH, P. F., KINGAN, M. et PARRY, A. (2013). Broadband noise predictions from uninstalled contra-rotating open rotors. *International Journal of Aeroacoustics*, 12:245–282.
- BOGEY, C. et BAILLY, C. (2004). A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *J. Comp. Phys.*, 194:194–214.
- BOGEY, C., BAILLY, C. et JUVÉ, D. (2002). Computation of flow noise using source terms in linearized euler’s equations. *AIAA J.*, 40(2):235–243.
- BRESCIANI, A., BOATTO, U., BRAS, S. L., BONNET, P. et SANTANA, L. D. (2022). Influence of blade deflections on wind turbine noise directivity. *J. Phys. : Conf. Ser.*, 2257(012012).
- BROOKS, T., POPE, D. et MARCOLINI, M. (1989). Airfoil self-noise and prediction. *NASA Reference Publication 1218*.



- BROOKS, T. F. et HODGSON, T. H. (1981). Trailing edge noise prediction from measured surface pressures. *Journal of Sound and Vibration*, 78(1):69–117.
- BÉCACHE, E., EZZIANI, A. et JOLY, P. (2005). A mixed finite element approach for viscoelastic wave propagation. *Computational Geosciences*, 8(3):255–299.
- CASALINO, D., GRANDE, E., ROMANI, G., RAGNI, D. et AVALLONE, F. (2021). Definition of a benchmark for low reynolds number propeller aeroacoustics. *Aerospace Science and Technology*, 113(106707).
- CHABASSIER, J. (2012). *Modélisation et simulation numérique d'un piano par modèles physiques*. Thèse de doctorat, École Polytechnique.
- CHABASSIER, J., CHAIGNE, A. et JOLY, P. (2013). Modeling and simulation of a grand piano. *Journal of the Acoustical Society of America*, 134:648–665.
- CHAIGNE, A. et KERGMARD, J. (2008). *Acoustique des instruments de musique*. Belin.
- CHAIGNE, A. et LAMBOURG, C. (2001). Time-domain simulation of damped impacted plates. i. theory and experiments. *J. Acoust. Soc. Am.*, 109(4):1422–1432.
- CHEINET, S. (2012). A numerical approach to sound levels in near-surface refractive shadows. *J. Acoust. Soc. Am.*, 131(3):1946–1958.
- CHRISTENSEN, R. (2003). *Theory of Viscoelasticity*. Dover Civil and Mechanical Engineering, second édition.
- COLLET, P., GARY, G. et LUNDBERG, B. (2013). Noise-corrected estimation of complex modulus in accord with causality and thermodynamics : Application to an impact test. *Journal of Applied Mechanics*, 80(1):1018–1024.
- COLLINS, M. (1993). A split-step padé solution for the parabolic equation method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 93(4):1736–1742.
- COMTE-BELLOT, G. et CORRSIN, S. (1971). Simple Eulerian time correlation fo full and narrow-band velocity signals in grid-generated, isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 48(273):273–337.
- CORCOS, G. M. (1963). Resolution of pressure in turbulence. *Journal of the Acoustical Society of America*, 35(2):192–199.
- CURLE, N. (1955). The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society A*, 231:505–514.
- DALLOIS, L., BLANC-BENON, P. et JUVÉ, D. (2002). The modelling of long range sound propagation : recent developments in the PE method. *In Tenth International Symposium on Long Range Sound Propagation, Grenoble, France*, pages 175–186.
- DAUDE, F., BERLAND, J., EMMERT, T., LAFON, P., F.CROUZET et BAILLY, C. (2012). A high-order finite-difference algorithm for direct computation of aerodynamic sound. *Computers and Fluids*, 61:46–63.
- DEÜ, J.-F. et MATIGNON, D. (2010). Simulation of fractionally damped mechanical systems by means of a newmark-diffusive scheme. *Comput. Math. Appl.*, 59(5):1745–1753.
- DEVENPORT, W., STAUBS, J. et GLEGG, S. (2010). Sound radiation from real airfoils in turbulence. *Journal of Sound and Vibration*, 329:3470–3483.

- DOSE, B., RAHIMI, H., HERRÁEZ, I., STOEVE SANDT, B. et PEINKE, J. (2018). Fluid-structure coupled computations of the nrel 5mw wind turbine by means of cfd. *Renewable Energy*, pages 591–605.
- DRAGNA, D., ATTENBOROUGH, K. et BLANC-BENON, P. (2015). On the inadvisability of using single parameter impedance models for representing the acoustical properties of ground surfaces. *J. Acoust. Soc. Am.*, 138(4):2399–2413.
- DRELA, M. et GILES, M. (1987). Viscous-inviscid analysis of transonic and low reynolds number airfoils. *AIAA Journal*, 25:2168–2179.
- DUFFAL, V. (2020). *Développement d'un modèle hybride RANS-LES pour l'étude des efforts instationnaires en paroi*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- DUFFAL, V., de Laage de MEUX, B. et MANCEAU, R. (2021). Development and validation of a new formulation of hybrid temporal large eddy simulation. *Flow, Turbulence and Combustion*.
- ECOTIÈRE, D., GUILLAUME, G., BRENDÉL, L., GAUVREAU, B., GARY, V., SCHMICH-YAMANE, I., ALARCON, A., NESSI, M., JUNKER, F., LITOU, G., BOITIN, R., SÉGAUD, L. et LEFÈVRE, H. (2022). A large-scale, long-term experimental campaign for the investigation of wind turbine noise fluctuations and amplitude modulation phenomena. *In Internoise 2022, Glasgow, United Kingdom*.
- EGE, K. (2009). *La table d'harmonie du piano – Études modales en basses et moyennes fréquences*. Thèse de doctorat, École Polytechnique.
- ELIE, B. (2019a). *Guide utilisateur avancé MAESSTRO*. disponible à [https://www.maesstro.cnrs.fr/wp-content/uploads/2019/12/MAESSTRO\\_Utilisateur\\_avanc\\_.pdf](https://www.maesstro.cnrs.fr/wp-content/uploads/2019/12/MAESSTRO_Utilisateur_avanc_.pdf) (accédé le 16/07/2021).
- ELIE, B. (2019b). *Guide utilisateur MAESSTRO*. disponible à [https://www.maesstro.cnrs.fr/wp-content/uploads/2019/12/MAESSTRO\\_Mode\\_d\\_emploi.pdf](https://www.maesstro.cnrs.fr/wp-content/uploads/2019/12/MAESSTRO_Mode_d_emploi.pdf) (accédé le 16/07/2021).
- EWERT, R. (2008). Broadband slat noise prediction based on caa and stochastic sound sources from a fast random particle-mesh (rpm) method. *Computers and Fluids*, 37:369–387.
- FFOWCS-WILLIAMS, J. et HALL, L. (1970). Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 40:657–670.
- FISCHER, A., BERTAGNOLIO, F. et MADSEN, H. A. (2017). Improvement of tno type trailing edge noise models. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 61:255 – 262.
- FOKEN, T. (2006). 50 years of the monin-obukhov similarity theory. *Boundary-Layer Meteorology*, 119(3):431–447.
- FRÉCHOU, D., DUGUÉ, C., BRIANÇON-MARJOLLET, L., FOURNIER, P., DARQUIER, M., DESCOTTE, L. et MERLE, L. (2001). Marine propulsor noise investigation in the hydroacoustic water tunnel g.t.h. *In Proceedgins of the Twenty-Third Symposium on Naval Hydrodynamics*, pages 262–283. National Academy Press, Washington D.C.
- GALINDO, M. (1996). Approximations in the pe method. phase and level errors in a downward refracting atmosphere. *In Seventh International Symposium on Long Range Sound Propagation, Lyon, France*, pages 235–255.

- GERSHFELD, J. (2004). Leading edge noise from thick foils in turbulent flows. *Journal of the Acoustical Society of America*, 116(3):1416–1426.
- GERVAISE, C., SIMARD, Y., ROY, N., KINDA, B. et MENARD, N. (2012). Shipping noise in whale habitat : Characteristics, sources, budget, and impact on belugas in saguenay-st. lawrence marine park hub. *Journal of the Acoustical Society of America*, 132:76–89.
- GILBERT, K. et WHITE, M. (1989). Application of the parabolic equation to sound propagation in a refracting atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.*, 85(2):630–637.
- GLEGG, S. et DEVENPORT, W. (2017). *Aeroacoustics of Low Mach Number Flows*. Academic Press.
- GLOERFELT, X., PÉROT, F., BAILLY, C. et JUVÉ, D. (2005). Flow-induced cylinder noise formulated as a diffraction problem for low mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 287:129–151.
- GOJON, R., JARDIN, T. et PARISOT-DUPUIS, H. (2021). Experimental investigation of low reynolds number rotor noise. *Journal of the Acoustical Society of America*, 149:3813–3829.
- GOLLA, D. et HUGHES, P. (1985). Dynamics of viscoelastic structures—a time-domain, finite element formulation. *J. Appl. Mech.*, 52(4):897–906.
- GOODY, M. (2004). Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *AIAA Journal*, 42:1788–1794.
- GRASSO, G., JAISWAL, P., WU, H., MOREAU, S. et ROGER, M. (2019). Analytical models of the wall-pressure spectrum under a turbulent boundary layer with adverse pressure gradient. *Journal of Fluid Mechanics*, 877:1007–1062.
- GRASSO, G., MOREAU, S., CHRISTOPHE, J. et SCHRAM, C. (2018). Investigations on analytic models of broadband wake-blade interaction noise. In *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, Georgia*.
- HANSEN, K., NGUYEN, P., MICIC, G., LECHAT, B., CATCHESIDE, P. et ZAJAMSEK, B. (2021). Amplitude modulated wind farm noise relationship with annoyance : A year-long field study. *J. Acoust. Soc. Am.*, 150(2):1198–1208.
- HANSEN, K., NGUYEN, P., ZAJAMSEK, B., CATCHESIDE, P. et HANSEN, C. (2019). Prevalence of wind farm amplitude modulation at long-range residential locations. *Journal of Sound and Vibration*, 455:136–149.
- HEIMANN, D., ENGLBERGER, A. et SCHADY, A. (2018). Sound propagation through the wake flow of a hilltop wind turbine – a numerical study. *Wind Energy*, 21:650–662.
- HOWE, M. (1999). Trailing edge noise at low mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 225(2):211–238.
- HOWE, M. (2001). Edge-source acoustic green’s function for an airfoil of arbitrary chord, with application to trailing edge noise. *The Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 54(1):139–155.
- KAMRUZZAMAN, M., LUTZ, T., WÜRZ, W., SHEN, W., ZHU, W., HANSEN, M., BERTAGNOLIO, F. et MADSEN, H. (2012). Validations and improvements of airfoil trailing edge noise prediction models using detailed experimental data. *Wind Energy*, 15:45–61.

- KARWEIT, M., BLANC-BENON, P., JUVÉ, D. et COMTE-BELLOT, G. (1991). Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field : A study of phase variance. *J. Acoust. Soc. Am.*, 89:52–62.
- KAYSER, B. (2020). *Estimation des incertitudes de modélisation du bruit des éoliennes*. Thèse de doctorat, Université du Maine.
- KAYSER, B., GAUVREAU, B. et ECOTIÈRE, D. (2019). Sensitivity analysis of a parabolic equation model to ground impedance and surface roughness for wind turbine noise. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 146(5):3222–3231.
- KHALIGHI, Y., MANI, A., HAM, F. et MOIN, P. (2010). Prediction of sound generated by complex flows at low mach numbers. *AIAA J.*, 48:306–316.
- LACAGNINA, G., CHAITANYA, P., BERK, T., KIM, J.-H., JOSEPH, P., GANAPATHISUBRAMANI, B., HASHEMINEJAD, S. M., CHONG, T. P., STALNOV, O., CHOI, K.-S., SHAHAB, M. F., OMIDYEGANEH, M. et PINELLI, A. (2019). Mechanisms of airfoil noise near stall conditions. *Phys. Rev. Fluids*, 4:123902.
- LARATRO, A., ARJOMANDI, M., CAZZOLATO, B. et KELSO, R. (2017). Self-noise and directivity of simple airfoils during stall : An experimental comparison. *Applied Acoustics*, 127:133 – 146.
- LEE, S., LEE, D. et HONHOFF, S. (2016). Prediction of far-field wind turbine noise propagation with parabolic equation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 140(2):767–778.
- LELOUDAS, G. (2006). Optimization of wind turbines with respect to noise. Mémoire de D.E.A., DTU.
- LESIEUTRE, G. et BIANCHINI, E. (1993). Time domain modeling of linear viscoelasticity using anelastic displacement fields. *J. Vib. Acoust.*, 117(4):424–430.
- LIGHTHILL, M. (1952). On sound generated aerodynamically. i. general theory. *Proceedings of the Royal Society A*, 211(1107):564–587.
- LIU, M., DONG, L., LIN, M. et LI, S. (2017). Broadband ship noise and its potential impacts on indo-pacific humpback dolphins : Implications for conservation and management. *Journal of the Acoustical Society of America*, 142(5):2766–2775.
- LIU, X., ZANG, B. et AZARPEYVAND, M. (2022). Wake-aerofoil interaction noise control with trailing-edge serrations. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 130(110510).
- MADSEN, H., FISCHER, A. et KRAGH, K. (2013). Mechanisms and causes of amplitude modulation and other amplitude modulation of aeroacoustic wind turbine noise. In *Wind Turbine Amplitude Modulation : Research to Improve Understanding as to its Cause and Effect*. RenewableUK.
- MAGRÉ, M. (2021). Calcul du bruit de décrochage d’un profil d’aile par approche hybride à l’aide de simulations des grandes échelles incompressibles. Mémoire de D.E.A., Sorbonne Université.
- MAYER, Y., ZANG, B. et AZARPEYVAND, M. (2019). On the effects of leading edge serrations on aeroacoustic properties during stall. In *Proceedings of the 23rd International Congress on Acoustics, Aachen, Germany*.

- MAYER, Y., ZANG, B. et AZARPEYVAND, M. (2020). Aeroacoustic investigation of an oscillating airfoil in the pre- and post-stall regime. *Aerospace Science and Technology*, 103:105880.
- MCADAMS, S., ROUSSARIE, V., CHAIGNE, A. et GIORDANO, B. (2010). The psychomechanics of simulated sound sources : material properties of impacted thin plates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 128(3):1401–1413.
- MCBRIDE, S. et BURDISSO, R. (2017). A comprehensive hamiltonian ray tracing technique for wind turbine noise propagation under arbitrary weather condition. *In Seventh International Meeting on Wind Turbine Noise, Rotterdam, Netherlands*.
- MCTAVISH, D. et HUGHES, P. (1993). Modeling of linear viscoelastic space structures. *J. Vib. Acoust.*, 115(1):103–110.
- MIKI, Y. (1990). Acoustical properties of porous materials - modifications of delany-bazley models. *J. Acoust. Soc. Jpn.*, 11(1):19–24.
- MOREAU, S., ROGER, M. et CHRISTOPHE, J. (2009). Flow features and self-noise of airfoils near stall or in stall. *In 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference)*.
- OERLEMANS, S. (2013). An explanation for enhanced amplitude modulation of wind turbine noise. *In Wind Turbine Amplitude Modulation : Research to Improve Understanding as to its Cause and Effect*. RenewableUK.
- OERLEMANS, S. (2015). Effect of wind shear on amplitude modulation of wind turbine noise. *International Journal of Aeroacoustics*, 14:715–728.
- OERLEMANS, S. et SCHEPERS, J. G. (2009). Prediction of wind turbine noise and validation against experiment. *International Journal of Aeroacoustics*, 8:555–584.
- OPPENHEIM, A. V. et SCHAFER, R. W. (2009). *Discrete-Time Signal Processing*. Prentice Hall, 3 édition.
- OSTASHEV, V. et WILSON, D. (2000). Relative contributions from temperature and wind velocity fluctuations to the statistical moments of a sound field in a turbulent atmosphere. *Acta Acustica united with Acustica*, 86:260–268.
- OSTASHEV, V. E., WILSON, D. K. et MUHLESTEIN, M. B. (2020). Wave and extra-wide-angle parabolic equations for sound propagation in a moving atmosphere. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 147(6):3969–3984.
- OTTERMO, F., MÖLLERSTRÖM, E., NORDBORG, A., HYLANDER, J. et BERNHOFF, H. (2017). Location of aerodynamic noise sources from a 200 kw vertical-axis wind turbine. *Journal of Sound and Vibration*, 400:154–166.
- PATERSON, R. W. et AMIET, R. K. (1976). Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence. *NASA report, CR-2733*.
- PEDERSEN, E. (2011). Health aspects associated with wind turbine noise - results from three field studies. *Noise Control Engineering Journal*, 59(1):47–53.
- PIEREN, R. et LINCKE, D. (2022). Auralization of aircraft flyovers with turbulence-induced coherence loss in ground effect. *J. Acoust. Soc. Am.*, 151:2453–2460.

- PROSPATHOPOULOS, J. et VOUTSINAS, S. (2007). Application of a ray theory model to the prediction of noise emissions from isolated wind turbines and wind parks. *Wind Energy*, 10:103–119.
- ROGER, M. et MOREAU, S. (2005). Back-scattering correction and further extensions of amiet’s trailing-edge noise model. part 1 : theory. *Journal of Sound and Vibration*, 286:477–506.
- ROGER, M. et MOREAU, S. (2010). Extensions and limitations of analytical airfoil broadband noise models. *International Journal of Acoustics*, 9(3):273–305.
- ROGER, M. et MOREAU, S. (2020). Tonal-noise assessment of quadrotor-type uav using source-mode expansions. *Acoustics*, 2:674–690.
- ROZENBERG, Y., ROBERT, G. et MOREAU, S. (2012). Wall-pressure spectral model including the adverse pressure gradient effects. *AIAA Journal*, pages 2168–2179.
- SALOMONS, E. M. (2001). *Computational Atmospheric Acoustics*. Kluwer Academic Publishers.
- SANJOSÉ, M. et MOREAU, S. (2018). Fast and accurate analytical modeling of broadband noise for a low-speed fan. *J. Acoust. Soc. Am.*, 143(5):3103–3113.
- SCHLINKER, R. et AMIET, R. K. (1981). Helicopter rotor trailing edge noise. *NASA report 3470*.
- SCHÄFFER, B., SCHLITTEMEIER, S. J., PIEREN, R., HEUTSCHI, K., BRINK, M., GRAF, R. et HELLBRÜCK, J. (2016). Short-term annoyance reactions to stationary and time-varying wind turbine and road traffic noise : A laboratory study. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 139(5):2949–2963.
- SERRÉ, R., GOURDAIN, N., JARDIN, T., JACOB, M. et MOSCHETTA, J.-P. (2019). Towards silent micro-air vehicles : optimization of a low reynolds number rotor in hover. *International Journal of Aeroacoustics*, 18:690–710.
- SHARAN, N., PANTANO, C. et BODONY, D. (2018). Time-stable overset grid method for hyperbolic problems using summation-by-parts operators. *Computers and Fluids*, 361:199–230.
- SIEGEL, L., EHRENFRIED, K., WAGNER, C., MULLENERS, K. et HENNING, A. (2018). Cross-correlation analysis of synchronized piv and microphone measurements of an oscillating airfoil. *Journal of Visualization*, 21:381–395.
- SINAYOKO, S., KINGAN, M. et AGARWAL, A. (2013). Trailing edge noise theory for rotating blades in uniform flow. *Proc. R. Soc. A*, 469:20130065.
- SMITH, J. O. (2007). *Introduction to Digital Filters with Audio Applications*. Music signal processing series. W3K Publishing.
- SMITH, M. (2013). Fundamental research into possible causes of amplitude modulation. *In Wind Turbine Amplitude Modulation : Research to Improve Understanding as to its Cause and Effect*. RenewableUK.
- STALNOV, O., PARUCHURI, C. et JOSEPH, P. (2016). Towards a non-empirical trailing edge noise prediction model. *Journal of Sound and Vibration*, 372:50–68.

- TIAN, Y. (2016). *Modeling of wind turbine noise sources and propagation in the atmosphere*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay. NNT : 2016SACL003, available online : <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01335869/>.
- TOWNE, A., SCHMIDT, O. et COLONIUS, T. (2018). Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis. *Journal of Fluid Mechanics*, 847:821–867.
- TRÉVISAN, B., EGE, K. et LAULAGNET, B. (2017). A modal approach to piano soundboard vibroacoustic behavior. *Journal of the Acoustical Society of America*, 141:690–709.
- TURNER, J. et KIM, J. (2020). Effect of spanwise domain size on direct numerical simulations of airfoil noise during flow separation and stall. *Physics of Fluids*, 32(065103).
- VOLSI, P. L., GOMEZ-ARIZA, D., GOJON, R., JARDIN, T. et MOSCHETTA, J.-P. (2022). Aeroacoustic optimization of mav rotors. *International Journal of Micro Air Vehicles*, 14:1–11.
- VORLÄNDER, M. (2009). Auralization of spaces. *Physics Today*, 62:35–40.
- WAGNER, S., BAREISS, R. et GUIDATI, G. (1996). *Wind Turbine Noise*. Springer.
- WILSON, D. (2003). The sound-speed gradient and refraction in the near-ground atmosphere. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113:750–757.
- WU, T. et THOMPSON, D. (2003). On the impact noise generation due to a wheel passing over rail joints. *Journal of Sound and Vibration*, 267:485–496.
- YAKHINA, G., ROGER, M., MOREAU, S., NGUYEN, L. et GOLUBEV, V. (2020). Experimental and analytical investigation of the tonal trailing-edge noise radiated by low reynolds number aerofoils. *Acoustics*, 2:293–329.
- YAUWENAS, Y., ZAJAMSEK, B., REIZES, J., TIMCHENKO, V. et DOOLAN, C. (2017). Numerical simulation of blade-passage noise. *J. Acoust. Soc. Am.*, 142(3):1575–1586.
- YIN, J. (2021). Noise radiation and propagation for multirotor system configurations. Terms of Reference for the GARTEUR Action Group RC/AG-26.
- ZAJAMSEK, B., HANSEN, K., DOOLAN, C. et HANSEN, C. (2016). Characterisation of wind farm infrasound and low-frequency noise. *Journal of Sound and Vibration*, 370:176–190.
- ZHU, W., HEILSKOV, N., SHEN, W. et SØRENSEN, J. (2005). Modeling of aerodynamically generated noise from wind turbines. *Journal of Solar Energy Engineering*, 127:517–528.