



HAL
open science

Calcul numérique de la réponse acoustique d'un aubage soumis à un sillage turbulent

Vincent Clair

► **To cite this version:**

Vincent Clair. Calcul numérique de la réponse acoustique d'un aubage soumis à un sillage turbulent. Acoustique [physics.class-ph]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2013. Français. NNT : 2013LYO10296 . tel-01009856v2

HAL Id: tel-01009856

<https://theses.hal.science/tel-01009856v2>

Submitted on 5 Jun 2015

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.

THÈSE

présentée devant
L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Vincent CLAIR

CALCUL NUMÉRIQUE DE LA RÉPONSE ACOUSTIQUE D'UN AUBAGE SOUMIS À UN SILLAGE TURBULENT

Soutenue le 26.11.2013 devant la commission d'Examen

JURY

Examineurs : M. Gwenael GABARD (Rapporteur)
M. Xavier GLOERFELT (Rapporteur)
M. Nicolas GOURDAIN
M. Mathieu GRUBER
M. Marc JACOB (Directeur de thèse)
M. Thomas LE GARREC
M. Cyril POLACSEK
M. Christophe SCHRAM (Président)

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509
Université Claude Bernard – Lyon 1

THÈSE

présentée devant
L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD – LYON 1

pour obtenir
le titre de DOCTEUR
SPÉCIALITÉ ACOUSTIQUE

par

Vincent CLAIR

CALCUL NUMÉRIQUE DE LA RÉPONSE ACOUSTIQUE D'UN AUBAGE SOUMIS À UN SILLAGE TURBULENT

Soutenue le 26.11.2013 devant la commission d'Examen

JURY

Examineurs : M. Gwenael GABARD (Rapporteur)
M. Xavier GLOERFELT (Rapporteur)
M. Nicolas GOURDAIN
M. Mathieu GRUBER
M. Marc JACOB (Directeur de thèse)
M. Thomas LE GARREC
M. Cyril POLACSEK
M. Christophe SCHRAM (Président)

Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique, UMR CNRS 5509
Université Claude Bernard – Lyon 1

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier l'ONERA qui a accepté de financer cette thèse durant ces trois années, ainsi que Denis Gély qui m'a accueilli au sein de l'unité ACOU du département de simulation numérique des écoulements et d'aéroacoustique.

Je remercie particulièrement les personnes courageuses qui m'ont encadré durant cette thèse, à commencer par mon directeur de thèse, Marc Jacob, pour ses relectures assidues et ses remarques pertinentes sur le manuscrit, ainsi que pour les démarches administratives qu'il a affronté, surtout en fin de thèse, pour me permettre de rester focalisé sur la finalisation de ce travail. Je remercie également mon encadrant à l'ONERA et initiateur de ce projet, Cyril Polacsek, pour l'extrême disponibilité dont il a fait preuve lors des discussions sur les résultats et les orientations de la thèse ainsi que sur la rédaction du manuscrit et des papiers. Enfin, je remercie Thomas Le Garrec, co-encadrant de cette thèse, pour ses précieux et nombreux conseils, ainsi que pour les innombrables heures passées à me venir en aide sur les développements numériques et la mise en œuvre des calculs en parallèle.

Je souhaite également remercier Gwenael Gabard ainsi que Xavier Gloerfelt d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse, et d'avoir réalisé ce travail malgré les contraintes de temps imparties. Je salue également Christophe Schram, Nicolas Gourdain et Mathieu Gruber qui se sont déplacés afin d'examiner ce travail de thèse.

J'ai une énorme pensée pour tous les membres de l'unité ACOU pour leur accueil plus que chaleureux, leur disponibilité et les nombreux moments plus ou moins professionnels passés ensemble (merci à Ingrid et sa passion des chatons ainsi qu'à Laurent et son aptitude à trouver des nouvelles insolites). J'associe évidemment Serge Léwy à ces remerciements pour ses conseils pragmatiques, notamment ceux relatifs à l'importance du champagne d'après soutenance. Enfin je salue chaleureusement mes collègues doctorants avec lesquels j'ai partagé de nombreuses discussions au sujet de nos thèses, de tout, et surtout de rien ; à commencer par ceux qui ont terminé avant : Anthony "McLafitte", président d'honneur de la fédération française d'ascensoring et Guillaume "el presidente", l'homme qui s'adresse aux foules sans ciller. Comment ne pas remercier Marie, princesse de l'impédance acoustique et reine des fous rires improbables, qui m'a supporté (et que j'ai supportée) pendant plus de trois ans dans notre bureau, entre les moments d'errement et les périodes de travail archarné. J'ai aussi une pensée pour ceux qui ont encore un an ou plus de travail en prévision : Yves "ribbit", Mathieu "oups", Virginie "120 dB", Johan "le traquenard", Jun "ouais je passe ce soir" et le petit dernier, Iannis, qui n'a pas encore eu le temps de se faire une réputation.

Je remercie aussi tous mes amis de l'EIGSI ou d'ailleurs, toujours disponibles pour passer de bons moments : Jean-Mi, Gauthier & Perrine, Flavien, La Voisine, Jeanne, Quentin & Charl', Elo & Julien, Julien (l'autre), Claire & Thomas, Christelle & Nico, Nico (celui de l'est), Nico (celui de chez moi), Kiki, Moomoone, Mickey, les GRO et ceux que j'oublie mais à qui je pense quand même.

Pour conclure ces remerciements, j'embrasse mes parents "sans qui je ne serais pas là", pour reprendre la formule consacrée, qui m'ont toujours soutenus dans mon orientation, mes choix d'études et maintenant de carrière, malgré l'éloignement qu'ils peuvent impliquer.

Table des matières

Introduction	11
1 Synthèse des méthodes actuelles de prédiction du bruit d'interaction	15
1.1 Présentation du bruit d'interaction rotor-stator	15
1.2 Les méthodes analytiques de prévision du bruit d'impact de la turbulence	17
1.2.1 Réponses acoustiques de profils isolés en champ libre	17
1.2.2 Émission sonore d'une grille d'aube	19
1.2.2.1 Méthodes sans prise en compte des effets de grille	19
1.2.2.2 Modèles de réponse de grille	20
1.3 Les méthodes numériques de calcul de bruit de bord d'attaque à partir d'un champ de perturbation modélisé	22
1.3.1 Configurations de profils isolés ou de cascades linéaires	23
1.3.2 Les applications aux cas de grilles d'aubes annulaires en conduit	25
1.4 Les calculs d'interaction sur un ensemble rotor-stator via la CFD instationnaire .	26
1.5 Synthèse et choix d'une méthodologie de calcul	28
2 Implémentation de conditions aux limites non réfléchissantes et validation de la méthode numérique	31
2.1 Synthèse des conditions aux limites non réfléchissantes dédiées aux calculs aéroacoustiques	31
2.2 Conditions de rayonnement et de sortie de Tam	33
2.2.1 Formulation des conditions aux limites	33
2.2.2 Implémentation dans le code <i>sAbrinA.v0</i>	34
2.3 Validation de l'implémentation des conditions de Tam sur des cas académiques .	35
2.3.1 Sortie d'une impulsion acoustique	35
2.3.2 Sortie d'un tourbillon convecté par un écoulement moyen	36
2.4 Injection de fluctuations de vitesse dans le domaine de calcul	37
2.4.1 Formulation de la condition d'injection de Tam	39
2.4.2 Injection et convection d'une rafale monofréquentielle	39
2.4.3 Convection d'une rafale à travers une zone d'étirement des mailles	40
2.5 Calculs bidimensionnels d'interaction d'une rafale avec une plaque plane	42
2.5.1 Rafales de faibles amplitudes	44
2.5.1.1 Cas de la rafale $k_x^* = 1$	45
2.5.1.2 Rafales non-compactes $k_x^* = 3$	47
2.5.1.3 Cas des rafales $k_x^* = 5$ et $k_x^* = 10$	48
2.5.2 Rafales de fortes amplitudes : apparition d'effets non-linéaires	49
2.6 Conclusion et synthèse	55

3	Modélisation d'un sillage turbulent et simulations de l'interaction turbulence – plaque plane en 2D et 3D	57
3.1	Aperçu des méthodes stochastiques	57
3.1.1	Les méthodes par décomposition en modes de Fourier	57
3.1.2	Les méthodes par filtrage d'un bruit blanc	59
3.2	Présentation du modèle	60
3.2.1	Hypothèses et formulation retenues	60
3.2.2	Injection et convection d'un champ de vitesse turbulent dans un domaine de calcul	63
3.3	Validation de la méthode sur un cas bidimensionnel d'interaction turbulence-plaque plane	67
3.4	Analyse des effets de filtrage des rafales obliques par une plaque plane	70
3.5	Calcul tridimensionnel de l'interaction turbulence plaque plane restreint aux rafales parallèles	75
3.6	Conclusion du chapitre	81
4	Calculs numériques de réponses aéroacoustiques d'aubes isolées	83
4.1	Présentation du traitement de bord d'attaque et des résultats expérimentaux issus du projet FLOCON	83
4.1.1	Les dentelures sinusoidales de bord d'attaque	83
4.1.2	Le dispositif et les résultats expérimentaux	86
4.2	Simulation numérique sur le profil de référence en écoulement uniforme	92
4.3	Simulation numérique sur le profil traité en écoulement uniforme	95
4.4	Prise en compte d'un écoulement réaliste autour du profil de référence	100
4.5	Conclusion du chapitre	106
5	Extension aux configurations de grilles d'aubes en conduits annulaires	109
5.1	Validation de la méthode numérique sur des cas de calcul issus d'un benchmark CAA	109
5.1.1	Convection d'une rafale cylindrique à partir des équations d'Euler en perturbations	111
5.1.2	Réalisation des cas du benchmark	114
5.2	Restriction à l'injection de modes plans pour les calculs large bande	123
5.3	Réalisation d'un calcul large bande sur une configuration testée au LMFA	124
5.4	Première application sur une grille d'aubes calées en écoulement tournant	130
5.4.1	Définition de la configuration traitée	130
5.4.2	Modélisation des fluctuations de vitesse incidentes	132
5.4.3	Mise en oeuvre du calcul	134
5.5	Conclusion du chapitre	142
	Conclusion et perspectives	143
A	Le modèle d'Amiet	147
A.1	Rayonnement en champ libre	147
A.2	Rayonnement en conduit	148
	Annexes	147
B	Le code <i>sAbrinA.v0</i>	151
B.1	Les équations résolues	151
B.1.1	Equations d'Euler sous forme conservative	151
B.1.2	Ecriture sous forme perturbée	152

B.1.3	Transformation de coordonnées	154
B.2	Schémas de discrétisation spatiale	156
B.2.1	Dérivation spatiale	156
B.2.2	Filtrage sélectif	156
B.3	Avancement temporel	156
B.4	Echanges parallèles	157
B.5	Conditions aux limites	157
B.5.1	Condition de paroi glissante	157
B.5.2	Condition de dégradation des schémas	157
B.5.3	Condition de périodicité plane	157
B.5.4	Condition de périodicité cylindrique	158
B.6	Elaboration d'une zone éponge	158
C	Formulation de Ffowcs-Williams & Hawkings et fonctions de Green	159
C.1	Analogie de Ffowcs-Williams & Hawkings	159
C.2	Fonctions de Green	160
C.2.1	Fonction de Green en champ libre pour un écoulement uniforme	160
C.2.2	Fonction de Green en conduit	160
D	Filtrage en nombres d'onde pour un bord d'attaque quelconque	161
E	Les équations d'Euler en coordonnées cylindriques	163
	Références	172

Nomenclature

Liste des variables

c	= Corde du profil
\bar{c}	= Célérité du son
$g(x, k_x, k_y)$	= Fonction de portance réduite
$\hat{G}(\mathbf{x}, \omega \mathbf{y})$	= Fonction de Green dans le domaine fréquentiel
\mathbf{k}	= Vecteur d'onde
\mathbf{k}^*	= Vecteur d'onde réduit ($\mathbf{k}^* = \mathbf{k}c/2$)
L	= Envergure totale du profil
L_{sim}	= Envergure du profil simulée
l_y	= Échelle de corrélation transverse
m_g	= ordre angulaire d'une rafale cylindrique
M	= Nombre de Mach
p	= Pression totale
p'	= Fluctuation de pression
p_∞	= Pression dans une région non-perturbée
R_{ww}	= Fonction d'autocorrélation de la fluctuation de vitesse normale à la corde
S_0	= Distance source-observateur modifiée par l'écoulement
S_{ww}	= Densité spectrale de puissance de la fluctuation de vitesse normale à la corde
T_I	= Intensité turbulente
\mathbf{u}	= Vecteur de vitesse totale
$\bar{\mathbf{u}}$	= Vecteur de vitesse moyenne
\mathbf{u}'	= Vecteur de fluctuation de vitesse
U_∞	= Vitesse de convection dans une région non-perturbée
V	= Nombre d'aubes
w', u'_η	= Fluctuation de vitesse normale à l'aube respectivement pour une aube en champ libre et en conduit
V_g	= Vitesse de propagation des ondes
\mathbf{x}	= Vecteur de coordonnées spatiales
\mathbf{y}	= Coordonnées d'un point source
x, y, z	= coordonnées spatiales dans le repère cartésien
r, θ, Φ	= Coordonnées spatiales dans le repère sphérique
r, θ, x	= Coordonnées spatiales dans le repère cylindrique lié au conduit
ξ, η, r	= Coordonnées spatiales dans le repère lié à une aube en conduit
β	= Facteur de Lorentz $\beta = \sqrt{1 - M^2}$
Λ	= Échelle intégrale de la turbulence
ω	= Pulsation
$\Phi_{ww}, \Phi_{u_\eta u_\eta}$	= Spectre de la fluctuation de vitesse normale à la corde
φ	= Phase aléatoire
ρ	= Masse volumique totale

ρ'	= Fluctuation de masse volumique
ρ_∞	= Masse volumique dans une région non-perturbée
Θ	= critère de Graham

Acronyme

APE	= Acoustic Perturbation Equations
CAA	= Computational AeroAcoustics
CFD	= Computational Fluid Dynamics
DSP	= Densité Spectrale de Puissance (de pression, $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)
FWH	= Ffowcs-Williams & Hawkings
ISVR	= Institute of Sound and Vibration Research
KS	= Kinematic Simulation
LBM	= Lattice-Boltzmann Method
LEE	= Linearized Euler Equations
LES	= Large Eddy Simulation
LMFA	= Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
NASA	= National Aeronautics and Space Administration
NLEE	= NonLinear Euler Equations
PWL	= Power Watt Level ($W_{ref} = 4 \times 10^{-10}$ W)
OASPL	= OverAll Sound Pressure Level ($p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)
ONERA	= Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales
RANS	= Reynolds Averaged Navier Stokes
RPM	= Random Particle Mesh Method
SPL	= Sound Pressure Level ($p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)
THI	= Turbulence Homogène Isotrope

Table des figures

1.1	Sources de bruit de turboréacteurs simple et double flux	16
1.2	Exemple de spectre acoustique d'interaction rotor-stator	16
1.3	Schéma de bruit de bord de fuite	17
1.4	Schéma de bruit de bord d'attaque	17
1.5	Schéma de la rafale	18
1.6	Modèle de grille de Reboul	20
1.7	Géométrie de grille bidimensionnelle déroulée	21
1.8	Schémas d'aubes présentant une flèche et un devers	22
1.9	Calcul numérique d'interaction rafale-profil par Le Garrec	24
1.10	Calcul LES 2.5D d'interaction rotor-stator par Riou <i>et al.</i>	28
1.11	Schéma de la méthodologie numérique proposée dans le cadre de la thèse	30
2.1	Système de coordonnées sphériques utilisé pour les conditions de Tam	33
2.2	Calcul des dérivées aux points fantômes	34
2.3	Échange parallèle des coins fantômes pour une frontière de Tam découpée	35
2.4	Sortie d'une impulsion acoustique du domaine de calcul	36
2.5	Tourbillon convecté à $t = 0.015$	37
2.6	Sortie du tourbillon à travers une condition de rayonnement de Tam	38
2.7	Sortie du tourbillon à travers une condition de sortie de Tam	38
2.8	Champ de vitesse de la rafale convectée	40
2.9	Profil de vitesse de la rafale convectée sur l'axe $y = 0$	40
2.10	Champ de pression de la rafale convectée	41
2.11	Champ de vitesse de la rafale convectée à travers une zone d'étirement	42
2.12	Profil de vitesse de la rafale convectée à travers une zone d'étirement, sur l'axe $y = 0$	42
2.13	Champ de pression de la rafale convectée à travers une zone d'étirement	43
2.14	Champ de pression de la rafale convectée à travers une zone d'étirement dans la région $-50 \leq x \leq 50$	43
2.15	Raffinement du maillage aux bord d'attaque et bord de fuite pour le maillage $G1$	44
2.16	Champs instantanés de vitesse et de pression pour la rafale $k_x^* = 1$	45
2.17	Directivité du champ acoustique à $R = 4c$ pour la rafale $k_x^* = 1$	46
2.18	Valeur efficace du saut de pression pariétale pour la rafale $k_x^* = 1$	46
2.19	Champs instantanés de vitesse et de pression pour la rafale $k_x^* = 3$	47
2.20	Directivité du champ acoustique à $R = 4c$ pour la rafale $k_x^* = 3$	47
2.21	Valeur efficace du saut de pression pariétale pour la rafale $k_x^* = 3$	48
2.22	Champs instantanés de vitesse et de pression pour la rafale $k_x^* = 5$	49
2.23	Champs instantanés de vitesse et de pression pour la rafale $k_x^* = 10$	50
2.24	Directivité du champ acoustique à $R = 4c$ pour les rafales $k_x^* = 5$ et $k_x^* = 10$	50
2.25	Valeur efficace du saut de pression pariétale pour les rafales $k_x^* = 5$ et $k_x^* = 10$	51
2.26	Maillages conçus pour les calcul d'interaction avec des rafales de fortes amplitudes	52

2.27	Champs instantanés de vitesse et de pression pour la rafale $\varepsilon = 0.1$	52
2.28	Saut de pression pariétale efficace et directivité à $R = 4c$ pour la rafale $\varepsilon = 0.1$, maillage <i>F1_NL</i>	53
2.29	Saut de pression pariétale efficace et directivité à $R = 4c$ pour la rafale $\varepsilon = 0.1$, maillage <i>TF1_NL</i>	53
2.30	Champ instantané de la vorticité autour de la plaque pour la rafale $\varepsilon = 0.1$	54
2.31	Champ instantané de la pression autour de la plaque pour la rafale $\varepsilon = 0.1$	54
2.32	Champs instantanés de vitesse et de pression pour la rafale $\varepsilon = 0.2$	55
2.33	Saut de pression pariétale efficace et directivité à $R = 4c$ pour la rafale $\varepsilon = 0.2$.	56
3.1	Schéma de la rafale	61
3.2	Champ instantané de la vitesse pour le sillage convecté	64
3.3	Spectres de Von Karman à deux nombres d'onde analytique et calculé	64
3.4	Isocontours et coupe en $k_y = 0$ de $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$	65
3.5	DSP de la vitesse pour le sillage convecté	66
3.6	Effets de la valeur de $k_{y,max}$ sur l'estimation de S_{ww}	67
3.7	Spectre $\Phi_{ww}(k_x)$ considéré pour le calcul THI – plaque plane 2D	68
3.8	Champs instantanés de vitesse et de pression pour le calcul THI – plaque plane 2D	68
3.9	Saut de pression pariétale efficace et directivité à $R = 4c$ pour le calcul THI – plaque plane 2D	69
3.10	DSP de pression à $R = 4c$ pour le calcul THI – plaque plane 2D	70
3.11	Champs instantanés de pression pour une rafale supercritique et une rafale sub- critique	71
3.12	Représentation de la zone de rafales supercritiques pour une plaque plane	72
3.13	DSP de pression issues du modèle d'Amiet avec les spectres $\Phi_{ww}(k_x, 0)$ et $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$	73
3.14	Distribution surfacique de pression efficace sur une plaque plane, obtenue par la méthode semi-analytique	74
3.15	DSP de pression obtenue par la méthode semi-analytique	75
3.16	DSP de pression issues du modèle d'Amiet pour une envergure complète et pour une tranche avec correction de Kato	76
3.17	Champs instantanés de vitesse et de pression pour le calcul THI – plaque plane 3D	78
3.18	DSP de pression à $R = 0.225$ m pour le calcul THI – plaque plane 3D	78
3.19	Saut de pression pariétale efficace et directivité à $R = 1.2$ m pour le calcul THI – plaque plane 3D	79
3.20	DSP de pression à $R = 1.2$ m pour le calcul THI – plaque plane 3D	80
3.21	Effets du pic de bord de fuite sur la DSP de pression pour le calcul THI – plaque plane 3D	81
4.1	Paramètres et vue du traitement de bord d'attaque	84
4.2	Echelles de corrélations transverses issue du modèle de von Karman	85
4.3	Zones de rafales supercritiques pour un bord d'attaque dentelé	86
4.4	Géométrie du profil de référence et vue du profil traité, équipé de prises de pression	87
4.5	Vues de la soufflerie an��choique de l'ISVR et de la grille de turbulence	88
4.6	Comparaison des spectres de vitesse axiale mesurés au modèle de von Karman . .	88
4.7	DSP du bruit d'interaction et du bruit propre pour le profil de référence	89
4.8	Coefficients de pression expérimentaux pour les profils de référence et LE2S . . .	90
4.9	Champs de vitesse moyenne issus du calcul RANS pour les profils de référence et LE2S	90
4.10	Coefficients de pression issus du calcul RANS pour les profils de référence et LE2S	91
4.11	Résultats acoustiques expérimentaux pour les profils de référence et traités . . .	91
4.12	Vue du maillage utilisé pour le profil de référence en écoulement uniforme	93

4.13	Champs instantanés de vitesse et de pression pour le profil de référence en écoulement uniforme	94
4.14	Pression pariétale efficace pour le profil de référence en écoulement uniforme . . .	94
4.15	DSP de pression à $R = 1.2$ m pour le profil de référence en écoulement uniforme	96
4.16	Directivité à $R = 1.2$ m pour le profil de référence en écoulement uniforme	97
4.17	Vue du maillage utilisé pour le profil LE2S en écoulement uniforme	97
4.18	Champs instantanés de vitesse et de pression pour le profil LE2S en écoulement uniforme	98
4.19	Pression pariétale efficace pour le profil LE2S en écoulement uniforme	99
4.20	DSP de pression à $R = 1.2$ m pour le profil LE2S en écoulement uniforme	100
4.21	Directivité à $R = 1.2$ m pour le profil LE2S en écoulement uniforme	101
4.22	Réduction des niveaux de pression rayonnés grâce au traitement de bord d'attaque	102
4.23	Champ de vitesse moyenne pour le profil de référence en écoulement RANS . . .	103
4.24	Champs instantanés de vitesse et de pression pour le profil de référence en écoulement RANS	104
4.25	Agrandissement des champs instantanés de vitesse et de pression autour du profil	104
4.26	Pression pariétale efficace pour le profil de référence en écoulement RANS	105
4.27	DSP de pression brute et directivité à $R = 1.2$ m pour le profil de référence en écoulement RANS	106
4.28	DSP de pression moyennées, à $R = 1.2$ m pour le profil de référence en écoulement RANS	107
4.29	DSP de pression pariétale pour le profil de référence en écoulement uniforme . .	108
4.30	Effets du bord de fuite sur la DSP de pression pour le profil de référence en écoulement RANS	108
5.1	Coordonnées cylindriques utilisées pour les géométries annulaires	110
5.2	Maillage utilisé pour le cas test de convection d'une rafale cylindrique	111
5.3	Champs instantanés de vitesses azimutale et axiale à $t \approx 6.5T$, calcul NLEE . . .	112
5.4	Champs instantanés de vitesse radiale et de pression à $t = 1\Delta t$, calcul NLEE . .	112
5.5	Champs instantanés de vitesse radiale et de pression à $\approx 6.5T$, calcul NLEE . .	113
5.6	Evolution temporelle de la pression pour le calcul NLEE	113
5.7	Champs instantanés de vitesse radiale et de pression à $\approx 6.5T$, calcul LEE . . .	114
5.8	Effets de la discrétisation radiale sur la convection d'une rafale cylindrique	114
5.9	Maillage utilisé pour les cas du benchmark CAA	115
5.10	Champs instantanés de vitesse azimutale pour le benchmark CAA	116
5.11	Champs instantanés de pression pour le benchmark CAA	117
5.12	Champs de pression efficace pour le benchmark CAA	118
5.13	Distribution surfacique de pression efficace pour le benchmark CAA	118
5.14	Comparaison de la pression surfacique aux résultats de référence, cas $q = 0$. . .	119
5.15	Comparaison de la pression surfacique aux résultats de référence, cas $q = 1$. . .	119
5.16	Comparaison de la pression surfacique aux résultats de référence, cas $q = 3$. . .	120
5.17	Evolution radiale du mode azimutal $m = -8$ de la pression dans les plans d'extraction pour le cas $q = 3$	121
5.18	Evolution radiale du mode azimutal $m = -8$ de la vitesse axiale dans les plans d'extraction pour le cas $q = 3$	121
5.19	Décomposition modale du rayonnement acoustique en $x = -c$	122
5.20	Décomposition modale du rayonnement acoustique en $x = 2c$	122
5.21	Champs instantanés de vitesse et de pression pour le cas test de la rafale plane .	124
5.22	Vue du montage expérimental réalisé au LMFA	125
5.23	Schéma des aubes du montage expérimental réalisé au LMFA	125

5.24	Puissance acoustique issue du modèle d'Amiet avec et sans prise en compte du calage des aubes	126
5.25	Comparaison des prévisions acoustiques issues du modèle d'Amiet à différents modèles analytiques	126
5.26	Spectre de Liepmann considéré pour la configuration LMFA	127
5.27	Maillage utilisé pour le calcul sur la configuration LMFA	128
5.28	Champs instantanés de vitesse et de pression pour la configuration LMFA	128
5.29	Distribution surfacique de pression efficace pour la configuration LMFA	129
5.30	Résultats acoustiques du calcul sur la configuration LMFA	130
5.31	Evolution radiale de la vitesse moyenne et du calage des aubes pour le calcul en écoulement tournant	131
5.32	Evolution radiale de la pression moyenne pour le calcul en écoulement tournant	132
5.33	Schéma de la grille d'aubes déroulée	132
5.34	Schéma de définition des coordonnées cartésiennes des points appartenant aux aubes	133
5.35	Vue de la grille d'aubes complète	133
5.36	Schéma des repères du conduit et de l'aubage pour le calcul en écoulement tournant	134
5.37	Spectre de Liepmann considéré pour le calcul en écoulement tournant	135
5.38	Maillage utilisé pour le calcul en écoulement tournant	136
5.39	Champs instantanés de vitesse et de pression pour le calcul en écoulement tournant	136
5.40	Champ instantané de pression dans des sections du conduit pour le calcul en écoulement tournant	137
5.41	Distribution surfacique de pression efficace pour le calcul en écoulement tournant	138
5.42	Puissance acoustique dans une section du conduit pour le calcul en écoulement tournant	138
5.43	DSP de pression pariétale pour le calcul en écoulement tournant	139
5.44	Phase de la pression pour des points à la paroi pour le calcul en écoulement tournant	140
5.45	Etude de l'effet du déphasage en envergure sur la puissance acoustique	141
B.1	Echanges parallèles dans le code <i>sAbrinA.v0</i>	157

Introduction

L'augmentation permanente du trafic aérien fait du bruit des aéronefs un enjeu majeur vis à vis des nuisances sonores impactant les riverains des zones aéroportuaires. Toutefois, les réglementations sur ces nuisances fixées par l'Organisation de l'Aviation Civile Internationale sont toujours plus exigeantes, et les émissions sonores deviennent un critère discriminant dans le choix des avions par les compagnies aériennes. On peut de plus citer l'ACARE (Advisory Council for Aeronautics Research in Europe) qui définit des objectifs à l'horizon 2020 prévoyant notamment une réduction de 50% du bruit perçu par les riverains des aéroports. Le bruit émis par les avions est associé à deux composantes principales. La première composante est le bruit d'écoulement, qui résulte des interactions multiples entre les écoulements turbulents et les différents éléments constitutifs saillants de la voilure (les volets et bords hypersustentateurs, les trains d'atterrissages, les cavités, ...). La seconde composante est le bruit des turboréacteurs. Celui-ci peut à son tour être décomposé en différentes sources distinctes (le bruit de jet, de combustion, de soufflante, ...). Néanmoins, en raison de l'évolution des architectures de turboréacteurs vers des taux de dilution de plus en plus élevés, le bruit de soufflante est devenu la source prédominante des moteurs en phase d'approche. Parmi les mécanismes du bruit de soufflante, ce travail de thèse s'intéresse en particulier à l'interaction entre le sillage turbulent de la soufflante et les aubes du redresseur situé dans le conduit secondaire, que l'on appelle "interaction rotor-stator".

Afin d'évaluer ce bruit d'interaction, des modèles analytiques ont été développés dès les années 70. Certains de ces modèles, tels que le modèle d'Amiet,² permettent d'estimer le rayonnement acoustique large bande d'un profil isolé à partir d'une description spectrale des fluctuations de vitesse incidentes. D'autres modèles ont été développés afin d'être appliqués à des grilles d'aubes. Ils prennent ainsi en compte les éventuels effets liés à la présence des aubes voisines sur le rayonnement acoustique. Ces approches analytiques sont très avantageuses du point de vue de leur temps de mise en oeuvre, qui reste assez faible, bien que les modèles de grille les plus complexes requièrent des opérations plus coûteuses. De plus, ces modèles, pour lesquels les profils étudiés sont assimilés à des plaques planes, ont subi de nombreuses évolutions au cours du temps afin de permettre la prise en compte plus ou moins complète de certains effets géométriques, tels que l'épaisseur ou la cambrure du profil. Néanmoins, l'étude de géométries tridimensionnelles complexes en présence d'écoulements réalistes autour des aubages reste hors de portée de ces approches analytiques.

Les approches numériques apparaissent alors comme une solution privilégiée pour lever ces limitations sur les géométries et les écoulements. Les évolutions des moyens de calcul et des méthodes numériques ont permis la réalisation de premières simulations de bruit d'interaction. Un grand nombre de ces études ont été réalisées en deux dimensions et se sont intéressées à l'interaction entre une fluctuation de vitesse harmonique et un profil. Elles ont notamment permis de mettre en évidence des effets d'épaisseur, de cambrure et de non-compacité des profils considérés, ainsi que des effets liés aux amplitudes des fluctuations de vitesse incidente. Suite à ces calculs harmoniques, des premières applications bidimensionnelles large bande ont été menées. Pour ce faire, des méthodes stochastiques ont été développées afin de synthétiser des champs de vitesse turbulents possédant des caractéristiques spatio-temporelles prescrites. Ces champs de vitesse sont alors introduits dans un domaine de calcul numérique afin d'évaluer le bruit produit par

leur impact sur un profil. Les applications numériques tridimensionnelles à des grilles d'aubes en conduit sont, dans la majorité des cas, dédiées aux composantes harmoniques du bruit d'interaction (bruit de raies). Un grand nombre de méthodes ont été développées dans ce but, depuis les méthodes fréquentielles, en passant par les méthodes hybrides, jusqu'aux premières applications récentes de méthodes numériques temporelles, permettant le calcul direct du bruit rayonné dans le conduit. Des tentatives de calculs instationnaires large bande complets, incluant à la fois le mécanisme générateur de turbulence et la réponse de l'aubage ont été proposés durant la dernière décennie. La prise en compte d'un étage rotor-stator complet étant extrêmement coûteuse, les temps de calculs peuvent être réduits en ne considérant qu'une tranche en envergure des aubages, ou bien en utilisant des maillages ne résolvant que les grosses structures de l'écoulement (et donc les basses fréquences lors de l'interaction).

Une synthèse des méthodes analytiques et numériques de prédiction du bruit d'interaction évoquées ci-dessus est proposée dans le chapitre 1. À partir de cette synthèse, il est choisi de mettre au point une méthode de calcul numérique permettant d'estimer la réponse acoustique d'un aubage tridimensionnel soumis à un sillage turbulent. Cette méthode repose sur l'utilisation du code CAA Euler *sAbrinA.0* développé à l'ONERA, associé à une méthode stochastique permettant de synthétiser des fluctuations de vitesse turbulentes, et à la mise en oeuvre d'une condition aux limites adaptée aux calculs aéroacoustiques. Cette condition aux limites doit permettre l'injection des fluctuations de vitesses synthétisées en entrée du domaine de calcul sans générer de bruit parasite. La démarche consiste, dans un premier temps, à valider l'implémentation d'une condition aux limites adéquate dans le code *sAbrinA.v0*, sur des cas bidimensionnels d'interaction entre une perturbation de vitesse harmonique et une plaque plane. Ces conditions doivent également être apte à laisser sortir les ondes acoustiques et les modes hydrodynamiques du domaine de calcul en minimisant les réflexions numériques aux frontières. L'implémentation de ces conditions aux limites, ainsi que la validation de la méthode numérique sont présentées dans le chapitre 2. Après une étape de validation de ces conditions aux limites sur des cas simples de sortie d'une impulsion acoustique et d'un tourbillon, les calculs harmoniques d'interaction avec une plaque plane sont effectués, et comparés à une solution analytique de référence. Dans un second temps, une méthode permettant la génération de fluctuations de vitesse turbulente respectant des caractéristiques spatiales et temporelles prescrites est définie. Les méthodes stochastiques apparaissent comme une technique intéressante pour la génération de telles fluctuations. Le chapitre 3 est consacré à la modélisation d'un sillage turbulent et aux simulations de l'interaction turbulence – plaque plane. Après une revue bibliographique des méthodes stochastiques développées pour l'aéroacoustique, le modèle retenu est adapté au problème de l'interaction turbulence-profil en s'appuyant sur certaines simplifications possibles, considérées dans les modèles analytiques. La méthode numérique ainsi mise au point et les hypothèses réalisées sur la description du champ de vitesse sont validées sur des calculs d'interaction entre un champ de vitesse turbulent et une plaque plane, en deux puis en trois dimensions. Au chapitre 4, la méthode numérique est appliquée à des géométries réalistes de profils isolés. Des calculs sont mis en oeuvre sur un profil de référence, ainsi que sur un profil disposant d'un traitement de bord d'attaque étudié expérimentalement dans le projet européen FLOCON. Les premiers calculs sont effectués en supposant un écoulement moyen parfaitement uniforme autour des profils. Le code *sAbrinA.v0* est utilisé pour calculer le champ acoustique proche. Un couplage avec une méthode intégrale, à partir des données pariétales où sur surface de contrôle entourant le profil est alors réalisé, afin d'estimer le rayonnement en champ lointain. Par la suite un nouveau calcul est réalisé sur le profil de référence en tenant compte d'un écoulement réaliste (issu d'un calcul RANS) autour du profil, pour mettre en évidence les effets de convection sur la réponse acoustique du profil. La dernière partie de cette thèse (chapitre 5) s'intéresse aux configurations de grilles d'aubes en conduit annulaire. Les calculs *sAbrinA.v0* sont tout d'abord validés sur des cas harmoniques d'interaction entre une fluctuation de vitesse incidente et une grille de plaques planes, issus d'un benchmark CAA. La description du champ de vitesse turbulent généré par la méthode stochastique est ensuite

adaptée aux géométries annulaires, afin de limiter le domaine CAA à un seul canal inter-aubes, en raison du coût prohibitif d'un calcul sur l'intégralité de la grille. Une première application large bande est mise en oeuvre pour une grille annulaire de plaque planes placée dans un écoulement moyen axial et uniforme, en aval d'une grille de turbulence. Cette configuration est relative à une campagne expérimentale réalisée au LMFA,¹²³ dont les résultats sont disponibles. Enfin une deuxième application est abordée sur un cas de grille annulaire de plaques planes calées (mais non chargées), placée dans un écoulement tournant. Cette configuration a été proposée par Atassi & Vinogradov⁹ et des résultats issus de la méthode numérique fréquentielle qu'ils ont développée sont également disponibles. Ce second calcul large bande constitue une première application de l'approche numérique développée dans la thèse sur une configuration rotor-stator tridimensionnelle simplifiée.

Chapitre 1

Synthèse des méthodes actuelles de prédiction du bruit d'interaction

Ce premier chapitre propose un état de l'art des méthodes de prévision du bruit d'interaction rotor-stator pour un turboréacteur, en rappelant les différentes sources de bruit du moteur et leurs origines. Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse particulièrement à l'une des composantes ainsi identifiées : le bruit d'impact d'une turbulence amont sur les aubes du redresseur. Un aperçu des méthodes analytiques et numériques ayant été développées afin d'estimer le bruit d'interaction est ensuite proposé. On s'intéresse tout d'abord aux modèles développés pour des configurations de profils isolés. Ces modèles peuvent ensuite être adaptés à la prévision de l'émission de grilles d'aubes en négligeant les effets de la présence des autres aubes sur le rayonnement acoustique. Les modèles dédiés à l'émission sonore d'une grille d'aubes qui prennent en compte ces effets sur l'émission acoustique sont présentés par la suite. Enfin, le chapitre liste les approches numériques en cours et la possibilité d'utiliser l'aérodynamique instationnaire. Une synthèse justifiant le choix de la méthode mise en oeuvre dans cette thèse est finalement proposée.

1.1 Présentation du bruit d'interaction rotor-stator

Le bruit des turboréacteurs n'a cessé de diminuer depuis la mise en service des premiers moteurs civils. Parmi les progrès technologiques ayant permis cette réduction de bruit, l'apparition des architectures à double flux a eu pour effet de réduire la prédominance du bruit de jet comme illustré sur la figure 1.1. En revanche cette technologie a entraîné l'apparition d'une nouvelle source de bruit : le bruit de soufflante. Alors que le bruit de jet rayonne majoritairement vers l'arrière et est prépondérant lorsque la vitesse du jet est élevée (au décollage), le bruit de soufflante se propage à la fois vers l'aval et vers l'amont. Cette nouvelle source de bruit est alors dominante en phase d'approche, lorsque la vitesse du jet est réduite. Ici, l'appellation bruit de soufflante comprend à la fois le bruit émis directement par la soufflante en rotation (le rotor), mais aussi le bruit lié à l'impact du sillage de celle-ci sur les aubes du redresseur (le stator). Ce travail de thèse s'intéresse uniquement à cette dernière composante appelée bruit d'interaction rotor-stator, et plus particulièrement à la composante large bande.

Sur un spectre acoustique caractéristique du bruit d'interaction rotor-stator, on peut identifier deux composantes distinctes (voir figure 1.2), apparentées à des mécanismes différents. Tout d'abord un bruit tonal constitué d'une série de raies aux fréquences de passage des aubes du rotor et de ses harmoniques. Cette composante est liée aux sillages très cohérents des aubes du rotor qui viennent impacter les aubes du redresseur. Ce bruit de raie, considéré comme la composante la plus gênante, a fait l'objet de nombreuses études. Par exemple, la diminution du nombre de pales et de la vitesse de rotation des moteurs a permis de réduire les fréquences

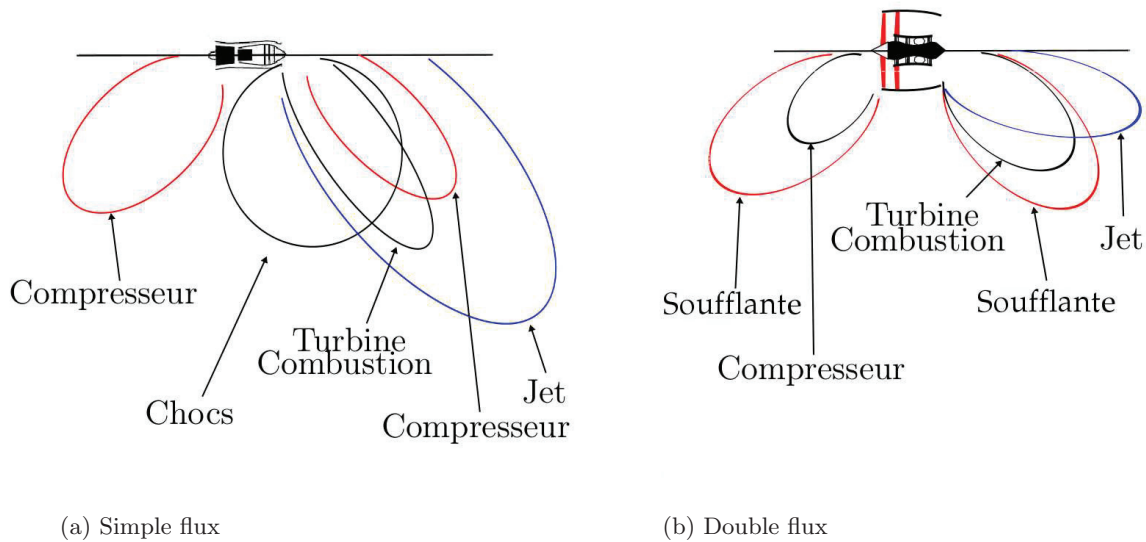


Fig. 1.1: Sources de bruit de turboréacteurs.

des harmoniques vers des fréquences ressenties comme moins gênantes. Les nombres de pales du rotor et du stator sont choisies afin de tirer parti des propriétés de coupure de la propagation en conduit et ainsi éliminer le fondamental. Enfin, des traitements acoustiques sont désormais développés pour être installés sur les parois internes de la nacelle afin d'atténuer, là aussi, les raies dominantes. La seconde composante est un bruit à large bande présent sur toute l'étendue du spectre. Cette contribution est liée à la partie incohérente de l'écoulement (turbulence de fond et sillages turbulents) et à son interaction avec le stator.

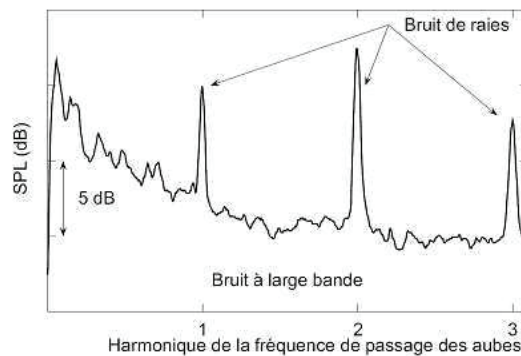


Fig. 1.2: Exemple de spectre acoustique d'interaction rotor-stator.

Quand le taux de turbulence amont est faible, le mécanisme dominant à l'origine du bruit à large bande est le bruit propre ou bruit de bord de fuite. Cette source de bruit provient de la diffraction des structures turbulentes présentes dans la couche limite se développant sur les aubes par le bord de fuite (voir figure 1.3), de la formation d'une allée tourbillonnaire dans le sillage, ou bien d'un décollement de la couche limite donnant lieu à un lâcher de tourbillons (pour des angles d'attaque élevés). Les difficultés liées à l'étude numérique du bruit propre tiennent surtout à la faible taille des échelles à considérer et la nécessité de capter de manière très précise la couche limite se développant sur le profil.

Pour les applications aux turboréacteurs, le taux de turbulence en amont du stator est généra-



Fig. 1.3: Schéma du bruit de bord de fuite : diffraction des structures turbulentes.

lement élevé et le bruit à large bande est majoritairement dû aux fluctuations de portance sur les aubes induites par l'impact du champ turbulent incident. On parle alors de bruit de charge ou bruit de bord d'attaque. Le bruit propre est considéré comme secondaire, bien qu'il puisse parfois devenir significatif pour les fréquences élevées. Le bruit d'impact de la turbulence rayonne comme une distribution de dipôles situés sur la surface des aubes. L'appellation de bruit de bord d'attaque vient du fait que les fluctuations de charges les plus importantes sont localisées dans la région du bord d'attaque.

Il faut souligner que les sources monopolaires (bruit d'épaisseur) issues de l'analogie de Ffowcs-Williams & Hawkings et liées au déplacement du fluide autour des aubes, sont généralement négligeables par rapport au bruit de charge pour de profils minces tels que les aubes de redresseur. Il en est de même pour les sources quadripolaires générées lors du passage de la turbulence incidente dans le champ potentiel des aubes. En régime subsonique, cette source est également de faible importance.



Fig. 1.4: Schéma du bruit de bord d'attaque.

Dans le cadre de cette thèse, la composante du bruit à large bande étudiée est donc le bruit d'impact de la turbulence. En effet, c'est la composante de premier ordre du bruit à large bande d'interaction rotor-stator. Bien que le bruit de raies dû à l'impact de la partie cohérente des sillages du rotor sur le stator ne fasse pas l'objet de cette étude, la méthode numérique mise en oeuvre dans cette thèse peut être facilement adaptée à la prévision de cette source à partir d'une modélisation de ces sillages.

1.2 Les méthodes analytiques de prévision du bruit d'impact de la turbulence

1.2.1 Réponses acoustiques de profils isolés en champ libre

Les modèles analytiques de prévision du bruit d'interaction d'une turbulence sur un profil décrivent généralement la turbulence incidente dans l'espace des nombres d'ondes via une transformée de Fourier spatio-temporelle de la fluctuation de vitesse normale au profil. Chaque composante de la transformée est appelée rafale (ou gust en anglais, voir figure 1.5). Le champ turbulent est souvent supposé figé, c'est à dire uniquement convecté par l'écoulement moyen considéré comme non-visqueux et dérivant d'un potentiel. Ces hypothèses sont justifiées par l'analyse linéarisée de Chu & Kovásnay.²⁴ Le calcul de la réponse acoustique d'un profil se dé-

compose généralement en deux étapes. Tout d'abord c'est la réponse instationnaire du profil résultant de l'interaction avec la perturbation incidente qui est modélisée en termes de fluctuations de pression. Les fluctuations de pression à la paroi sont ensuite assimilées à des dipôles afin de réaliser une analogie acoustique et d'obtenir le rayonnement en champ lointain.

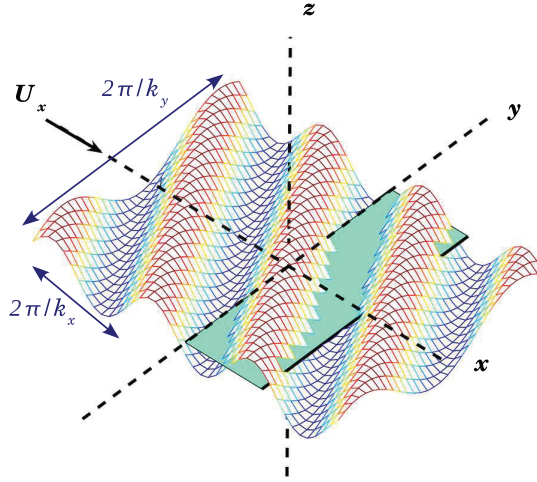


Fig. 1.5: Schéma de la rafale (fluctuation de vitesse normale) d'après Roger.¹³²

Les premiers modèles sont basés sur la résolution des équations linéarisées de la dynamique des gaz ré-écrites sur le potentiel de perturbation (équation d'onde convectée), associée à la définition de conditions aux limites imposées par la présence du profil. S'appuyant sur les travaux de von Kármán & Sears,¹⁵⁷ c'est tout d'abord Sears¹⁴³ qui propose un modèle analytique incompressible pour le calcul de la pression fluctuante induite par l'impact d'une rafale parallèle (rafale sans nombre d'onde dans la direction de l'envergure, les fronts d'ondes sont donc parallèles au bord d'attaque) sur une plaque plane non chargée, sans épaisseur ni cambrure. Paterson & Amiet¹¹⁴ montrent les limitations de ce modèle, qui est restreint aux très basses fréquences (en général trop basses pour les applications pratiques) en raison de la non prise en compte de la compressibilité. Adamczyk¹ propose un modèle compressible de calcul de la charge instationnaire pour des rafales obliques (avec nombre d'onde en envergure) en utilisant une méthode de Wiener-Hopf. Cette méthode permet la résolution de problèmes d'équations aux dérivées partielles dans un domaine dont les frontières sont décomposables en sous-parties sur lesquelles les conditions aux limites diffèrent. Le modèle d'Adamczyk permet en outre de prendre en compte un profil en flèche. Amiet² développe un modèle à partir d'une méthode de Schwarzschild qui consiste à résoudre le problème de manière itérative. Le profil est considéré successivement comme un demi plan infini vers l'aval, puis comme un demi plan infini vers l'amont afin de tenir compte de la condition de Kutta au niveau du bord de fuite. Amiet retrouve ainsi le résultat d'Adamczyk pour le cas d'un profil sans flèche. Le modèle d'Amiet exprime la distribution de pression instationnaire sur le profil en fonction de la position le long de la corde. Cette description est nécessaire à des fréquences pour lesquelles la corde n'est plus compacte, c'est à dire qu'elle n'est plus petite devant la longueur d'onde acoustique. En effet, quand la corde est compacte le chargement instationnaire sur le profil peut être assimilé à un dipôle unique. En revanche, lorsque la corde n'est plus compacte, la phase des dipôles varie le long de la corde et des effets d'interférences apparaissent sur le rayonnement acoustique. Amiet relie la distribution de pression ainsi exprimée sur le profil au rayonnement en champ lointain grâce à la théorie du rayonnement de dipôles en champ libre exprimée par Curle.²⁸

Le modèle d'Amiet a été extensivement utilisé et couplé à d'autres méthodes afin de traiter

de configurations plus ou moins complexes. Ainsi, Casper & Farassat²¹ écrivent la formulation d'Amiet dans le domaine temporel pour calculer la pression pariétale, qui est ensuite utilisée comme donnée d'entrée d'une reformulation de la méthode intégrale de Ffowcs-Williams & Hawksings. On peut aussi citer les travaux récents de Denayer *et al.*³¹ qui utilisent le modèle d'Amiet pour calculer la distribution de dipôles à la surface d'un volet hypersustentateur, puis la couplent avec une méthode d'éléments de frontière pour étudier les effets d'installation.

Rozenberg,¹³⁴ ainsi que Christophe *et al.*²³ et Reboul¹²⁴ montrent qu'il est possible, à partir du modèle d'Amiet, de prendre en compte une variation des grandeurs caractéristiques de la turbulence (intensité turbulente, échelle intégrale, vitesse de convection) dans la direction de l'envergure du profil. Pour cela le profil est découpé en tronçons en envergure pour chacun desquels des valeurs de ces grandeurs caractéristiques sont attribuées. La taille de ces tronçons est soumise à plusieurs restrictions, notamment au regard de l'échelle de corrélation transverse, afin de pouvoir considérer que chaque tronçon rayonne indépendamment des autres. Le modèle d'Amiet est appliqué à chacun des tronçons et le rayonnement total est la superposition de leurs rayonnements respectifs.

Les méthodes précédemment citées ont pour principale restriction de limiter les géométries à des plaques planes infiniment minces, sans cambrure ni incidence. L'influence de ces paramètres géométrique a fait l'objet d'études expérimentales^{114, 134, 103} et numériques.^{49, 50, 63} Ces études montrent que l'angle d'incidence n'a que très peu d'influence sur le rayonnement. La cambrure semble elle aussi avoir un effet relativement faible sur les résultats. En revanche l'augmentation de l'épaisseur des profils entraîne une réduction notable du bruit rayonné, d'autant plus importante que la fréquence augmente.

Moreau *et al.*¹⁰³ proposent des corrections empiriques au modèle d'Amiet afin de tenir compte de la cambrure et de l'épaisseur. Celles-ci sont basées d'une part sur une projection des sources calculées pour une plaque plane sur la surface réelle du profil, et d'autre part sur une modification du spectre de la turbulence incidente afin de prendre en compte sa déformation lors de son passage dans l'écoulement cisailé autour du profil.

Afin de prendre en compte certains effets de la géométrie réelle des profils (épaisseur, cambrure, angle d'attaque) plus rigoureusement, des développements des équations de bilan au second ordre sont nécessaires. Ainsi, Goldstein *et al.*^{54, 55} utilisent la théorie de la distorsion rapide pour calculer le rayonnement d'un corps de géométrie quelconque soumis à une perturbation de vorticité ou d'entropie. Le système d'équation ainsi obtenu nécessite en revanche un traitement numérique et des difficultés numériques apparaissent au niveau du point d'arrêt. Ce modèle est repris par Myers & Kerschen^{104, 105} pour étudier les effets de l'angle d'attaque, puis de la cambrure. Ces méthodes du second ordre font apparaître, là aussi, que l'angle d'incidence a peu d'influence sur le rayonnement, mais que l'épaisseur tend à réduire le bruit à hautes fréquences.

1.2.2   mission sonore d'une grille d'aube

1.2.2.1 Méthodes sans prise en compte des effets de grille

Une première approche pour évaluer la réponse acoustique d'une grille d'aubes annulaire à une perturbation incidente en conduit consiste à modéliser le chargement instationnaire des aubes à partir d'un modèle de réponse de profil isolé comme décrit dans le paragraphe précédent. Le rayonnement acoustique en revanche est évalué non plus à l'aide d'un propagateur en champ libre, mais grâce à un propagateur en conduit annulaire. Ainsi, Glegg⁵¹ a développé un modèle de prédiction du bruit dû à l'interaction des sillages du rotor avec le stator ainsi qu'à l'interaction entre les couches limites du carter et les pales du rotor. L'analogie acoustique réalisée à partir du chargement instationnaire des aubes utilise la fonction de Green adaptée au conduit annulaire rigide en écoulement uniforme développée par Goldstein.⁵³ De Gouville²⁹ utilise aussi la formulation de Goldstein pour la propagation dans le conduit et les charges sur aubes sont obtenues grâce au modèle d'Adamczyk.¹ Enfin, Reboul¹²⁴ a développé un modèle similaire mais

à partir du modèle d'Amiet. De plus, il couple la propagation en conduit avec une méthode de Kirchhoff en utilisant la section de sortie du conduit comme surface d'intégration afin d'obtenir le rayonnement en champ lointain (figure 1.6). Ces modèles supposent que la réponse de chaque aube n'est pas influencée par la présence des aubes voisines. Cette hypothèse est justifiée quand l'espace inter-aubes est suffisamment grand pour négliger cet effet de grille, notamment à très haute fréquence quand la longueur d'onde est petite devant l'espace inter-aubes. Néanmoins Atassi & Hamad⁶ montrent, dans le cas de l'interaction d'une perturbation harmonique (assimilable à un sillage de rotor) avec une cascade déroulée que les effets de grilles peuvent modifier sensiblement la répartition de charges sur les aubes.

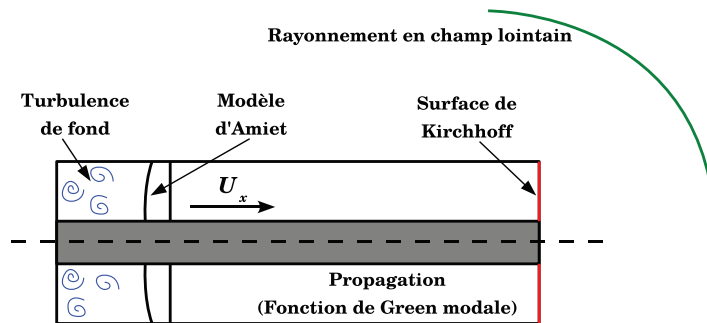


Fig. 1.6: Schéma du modèle analytique de réponse de grille de Reboul.¹²⁴

1.2.2.2 Modèles de réponse de grille

Afin de pallier les limitations des modèles de réponse de profil isolé, des modèles analytiques (ou semi-analytiques) plus complexes ont été développés pour prendre en compte les effets de grille. Parmi ces modèles, un certain nombre sont basés sur une méthode de surface portante (lifting surface method). Cette méthode vise à exprimer le problème sous la forme d'une équation intégrale qui exprime en général la condition de glissement sur les aubes en faisant intervenir la perturbation de vitesse incidente afin d'obtenir le chargement instationnaire sur les aubes sous forme d'un saut de pression, d'un saut de potentiel acoustique ou d'une discontinuité de potentiel d'accélération. On parle de méthode semi-analytique car l'équation intégrale est résolue à l'aide de techniques numériques. Les modèles développés à partir de cette méthode traitent souvent de problèmes harmoniques dédiés au bruit de raies. De plus, ces modèles sont souvent bidimensionnels en considérant une grille déroulée (voir figure 1.7).

Par exemple Kaji & Okazaki⁸⁵ utilisent une méthode basée sur le potentiel d'accélération afin de traiter du bruit généré par l'interaction potentielle entre le rotor et le stator (interaction due à la charge stationnaire sur les pales du rotor en rotation qui entraîne l'apparition de fluctuations de vitesse périodiques sur le stator, et inversement) ainsi que du bruit généré par l'interaction des sillages périodiques lâchés par le rotor et impactant le stator. Whitehead¹⁵⁹ propose un modèle permettant de calculer les forces et les moments sur les aubes ainsi que les tourbillons lâchés en aval de la grille d'aubes en fonction de l'amplitude du saut de pression à la paroi des aubes. Ce modèle permet d'obtenir le champ acoustique généré par une grille soumise à différentes excitations, notamment des sillages amonts issus d'obstructions de l'écoulement. Enfin Smith¹⁴⁸ a développé un modèle assimilant les aubes à une rangée de tourbillons de force égale au saut de vitesse axiale entre l'amont et l'aval de la grille. L'équation intégrale exprimée permet d'évaluer cette distribution de tourbillons, qui peut être directement reliée au saut de pression sur les aubes. Ce modèle a été implémenté dans le code *LINSUB* utilisé notamment par Jurdic & Joseph⁸⁴ pour des calculs de bruit à large bande d'interaction d'une turbulence à l'aval d'un

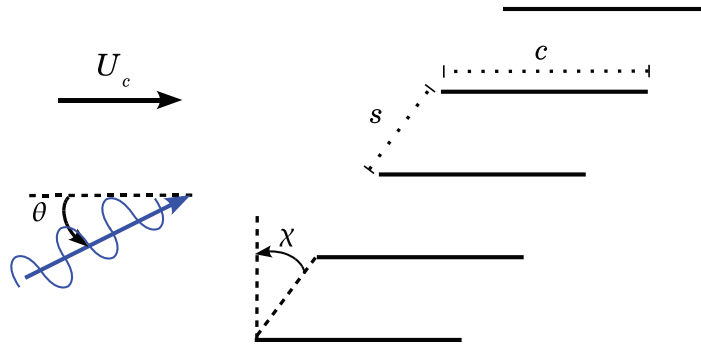


Fig. 1.7: Géométrie de grille bidimensionnelle déroulée selon Posson.¹²¹ Les aubes ont une corde c , un angle de calage χ et une distance inter-aube s . La perturbation incidente est convectée à la vitesse U_c et a une incidence θ .

rotor impactant un stator à partir d'une description spectrale de la turbulence incidente. Goldstein⁵³ a étendu les travaux de Whitehead au traitement d'une rafale tridimensionnelle (avec un nombre d'onde en envergure) avec présence de parois parallèles. Puis Namba,¹⁰⁸ Kobayashi & Groeneweg⁸⁸ et Schulten¹³⁷ développent des modèles de grilles d'aubes annulaires permettant la prise en compte des effets de la géométrie circulaire et des rafales tridimensionnelles. Ces modèles sont limités à des écoulements moyens axiaux et uniformes ainsi qu'à des cas de stators sans calage. Kodama & Namba,⁸⁹ ainsi que Schulten¹³⁸ étendent leurs modèles pour prendre en compte des aubes en flèche (voir figure 1.8). Ces méthodes restent néanmoins limitées par les hypothèses faites sur les géométries des aubes et du conduit ainsi que par leur coût de calcul, qui devient élevé à hautes fréquences en raison du nombre de points requis.

D'autres modèles de grille ont été développés en se basant sur une méthode de Wiener-Hopf, en considérant des grilles déroulées. De nombreuses études tendent à montrer que l'utilisation de la méthode de Wiener-Hopf pour estimer le chargement instationnaire sur les aubes entraîne des difficultés numériques, notamment à haute fréquence. Néanmoins Ventres *et al.*¹⁵⁶ développent un modèle de prédiction du bruit de raies et du bruit à large bande du rotor, ainsi que du bruit d'interaction des sillages du rotor avec le stator à partir de cette méthode. La cascade considérée est bidimensionnelle, mais une approche par bande est utilisée pour prendre en compte des variations radiales de la géométrie et de l'écoulement. Le chargement instationnaire est là aussi couplé à une fonction de Green en conduit. Ce modèle est repris par Nallasamy & Envia¹⁰⁶ qui l'alimentent avec une description plus complexe de la turbulence. La turbulence incidente est représentée comme la superposition d'une turbulence de fond ingérée et d'une turbulence de sillage. Ce champ turbulent est caractérisé à partir d'un calcul *RANS*. Peake^{115,116} propose un modèle permettant un calcul plus simple du chargement instationnaire en traitant le problème successivement comme la diffraction de la perturbation incidente par une grille d'aube semi-infinie en aval, puis comme la diffraction des modes acoustiques inter-aubes par une grille semi-infinie en amont grâce à la technique de Schwarzschild.

L'utilisation de la méthode de Wiener-Hopf pour estimer le rayonnement en champ lointain semble plus aisée. Ainsi Glegg⁴⁸ donne une expression directe du champ acoustique sans passer par les charges sur les aubes. Ce modèle permet aussi de calculer la puissance acoustique rayonnée ainsi que la portance instationnaire par unité d'envergure. Les rafales considérées peuvent être tridimensionnelles et la flèche des aubes est prise en compte. Il montre d'ailleurs que l'introduction d'une flèche se comporte grossièrement comme l'introduction d'un nombre d'onde radial.

Hanson⁷³ étend ce modèle à la prise en compte d'un dévers (voir figure 1.8), puis le combine avec des modèles de disques actifs au bord d'attaque et au bord de fuite de la grille afin de prendre en compte des effets de chargement moyen des aubes et de rotation de l'écoulement à travers la grille.⁷² Récemment, Posson^{121,122,123} a développé un modèle à partir de la réponse de grille de Glegg, mais en déterminant les fluctuations de charges sur les aubes. La propagation est ensuite reliée aux charges sur les aubes grâce à une analogie acoustique. Ce modèle est tridimensionnel et la détermination du chargement instationnaire est moins sensible à la géométrie annulaire que le champ acoustique plus loin dans le conduit, comme relevé par Peake.¹¹⁵ Néanmoins, le calcul de la réponse de la grille à une turbulence tridimensionnelle devient extrêmement compliqué et assez coûteux.

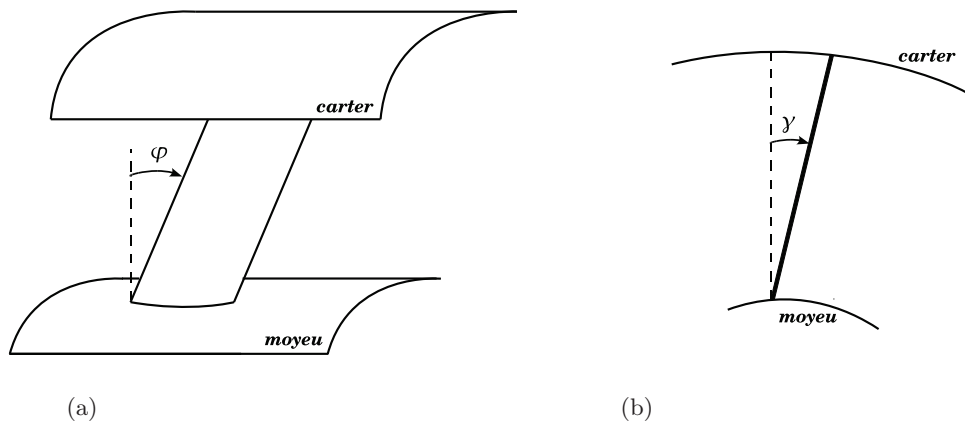


Fig. 1.8: Schémas d'aubes présentant (a) une flèche d'angle φ , et (b) un dévers d'angle γ .

Ces modèles considèrent toujours les aubes comme des plaques planes infiniment minces. Dans le cas d'un redresseur de turboréacteurs, les aubes peuvent être légèrement épaisses et cambrées. Tout comme pour les modèles de profils isolés, des modèles basés sur la théorie de la distorsion rapide ont été développés afin de prendre en compte les effets de la géométrie des aubes. Ainsi Peake & Kerschen¹¹⁷ proposent un modèle permettant de tenir compte d'un angle d'attaque des aubes impactées par une perturbation harmonique. Evers & Peake³⁸ l'étendent à la prise en compte de la cambrure des aubes et à l'interaction de la cascade avec une perturbation large bande. Ils soulignent le fait que la prise en compte de la géométrie peut influencer significativement le bruit de raie, mais assez peu le bruit à large bande.

Les modèles de grille déroulée sont adaptés quand le rapport entre le rayon au carter et le rayon au moyeu est élevé et lorsque les évolutions radiales de l'écoulement et de la géométrie sont faibles. Il est possible d'utiliser ces modèles par bande pour prendre en compte les variations de ces paramètres, notamment les variations des grandeurs caractéristiques du champ turbulent incident. En revanche ces modèles ne permettent la prise en compte de la géométrie annulaire du conduit que lors du rayonnement, et non lors du calcul des sources.

1.3 Les méthodes numériques de calcul de bruit de bord d'attaque à partir d'un champ de perturbation modélisé

Avec le développement des moyens de calculs, il est devenu possible de résoudre numériquement les équations de bilan. Le calcul numérique permet de s'affranchir de certaines hypothèses inhérentes aux modèles analytiques sur les géométries ou les écoulements. Ainsi, de nombreuses études numériques ou semi-numériques se sont intéressées au bruit d'interaction. Dans un premier temps, ces études se sont intéressées à des cas d'interaction entre une perturbation harmonique

et un profil isolé (puis une cascade linéaire) en deux dimensions. Le développement de méthodes permettant de synthétiser un champ de vitesse turbulent a par la suite permis la réalisation de calculs numériques large bande. Les configurations de grilles d'aubes en conduit, nécessitant une résolution tridimensionnelle, ont tout d'abord été étudiées grâce à des méthodes fréquentielles. Enfin, les puissances de calcul récentes ont rendu possible l'utilisation de méthodes numériques pour lesquelles la part de modélisation est de moins en moins importante. Ainsi, la réponse instationnaire de l'aubage mais aussi la génération du champ turbulent incident peuvent être résolues numériquement grâce à la CFD instationnaire.

1.3.1 Configurations de profils isolés ou de cascades linéaires

Les premières études numériques du bruit d'interaction se sont intéressées à des cas de profils en champ libre, impactés par une fluctuation de vitesse harmonique, c'est à dire une rafale. Ce problème a par ailleurs été utilisé comme cas de référence dans le 3^{ème} workshop CAA organisé par la NASA.¹³⁹ Au début des années 90, Scott & Atassi^{140,141} développent ainsi une méthode basée sur les équations d'Euler linéarisées. La perturbation incidente est purement solénoïdale afin de n'être source d'aucune fluctuation de pression propre. Ainsi la réponse acoustique du profil n'est dépendante que du champ potentiel et il est possible de ré-écrire les équation d'Euler linéarisées sous la forme d'une équation d'onde convectée appliquée au potentiel de perturbation. De plus, le problème étant monofréquentiel et linéaire, la solution oscille elle aussi à la même fréquence. La dépendance temporelle est alors éliminée afin de résoudre le problème dans le domaine fréquentiel. De la même manière, il est possible de factoriser la dépendance en envergure afin de ne résoudre le problème que dans un plan. La méthode numérique ainsi développée est à l'origine du code *GUST3D* développé par la NASA. La résolution numérique en espace est assurée par un schéma aux différences finies. Cette méthode est aussi utilisée par Hall & Verdon⁶⁹ sur une configuration de grille d'aubes linéaire en deux dimensions. Elle donne de bons résultats en champ proche, mais rencontre quelques difficultés en champ lointain. Pour pallier ce problème, elle est couplée à une méthode intégrale de Kirchhoff par Atassi *et al.*⁷ afin d'évaluer le rayonnement en champ lointain. Scott *et al.*¹⁴² proposent enfin une méthode pour s'affranchir de ce couplage en décomposant le domaine de calcul en une zone de champ proche et une zone de champ lointain. Pour chacune des régions, les équations sont écrites sous une forme adaptée à une estimation précise du champ acoustique.

Le problème de l'interaction rafale/profil a été largement étudié dans le domaine temporel, en deux dimensions, grâce à des méthodes numériques résolvant directement les équations de Navier-Stokes ou d'Euler non-linéarisées. Ces méthodes utilisent généralement des schémas numériques aux différences finies d'ordres élevés pour la discrétisation spatiale et des schémas temporels explicites d'ordres élevés pour la résolution temporelle. Lockard & Morris^{94,95} utilisent un code Navier-Stokes afin de traiter le cas d'une plaque plane, puis de profils NACA d'épaisseurs différentes. Par la suite, Hixon *et al.*⁷⁵ avec le code *BASS* et Golubev *et al.*^{60,61} réalisent une vaste étude sur ce problème pour des profils de Joukowski en s'intéressant aux effets du chargement moyen, de la fréquence de la rafale, mais aussi de l'intensité de celle-ci. Il apparaît que pour des amplitudes élevées, des effets non-linéaires apparaissent impliquant la génération d'harmoniques de rangs supérieurs ainsi que le développement d'instabilités dans le sillage du profil. Nallasamy *et al.*¹⁰⁷ puis Hixon *et al.*⁷⁶ appliquent des méthodes similaires pour des cas de grilles d'aubes linéaires bidimensionnelles.

Le cas de l'interaction rafale-profil est aujourd'hui un cas de validation classique pour les méthodes numériques (voir figure 1.9). Il permet en outre d'étudier les effets de la géométrie sur le rayonnement acoustique d'un profil. Néanmoins ce cas reste monofréquentiel, et les fréquences étudiées typiquement pour cette configuration restent relativement basses dans un contexte de turboréacteur.

Afin d'étudier le bruit à large-bande, il est nécessaire de disposer d'une méthode numérique

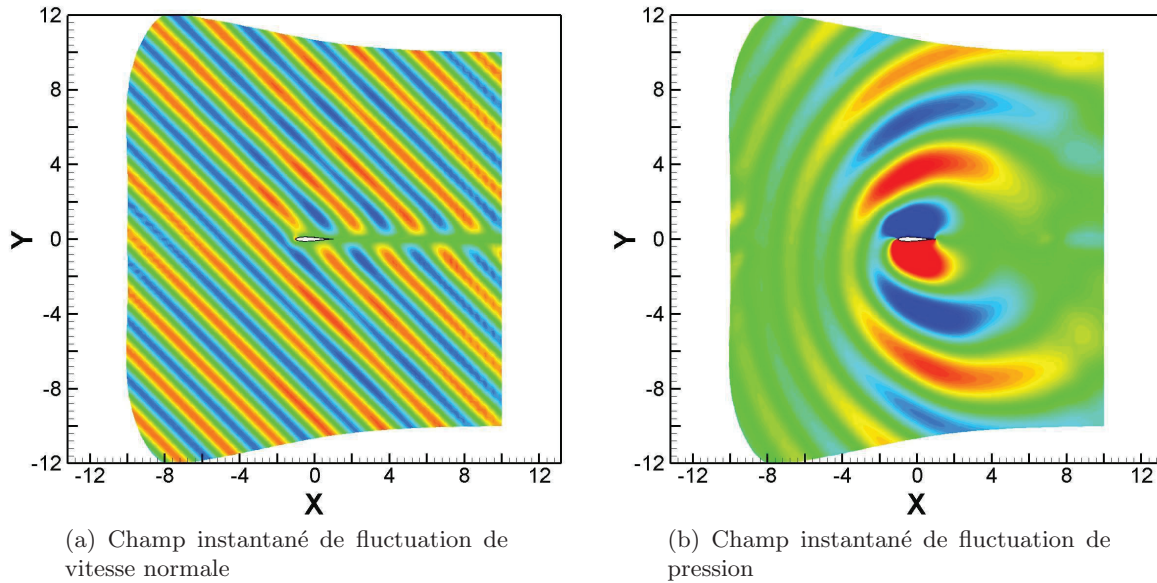


Fig. 1.9: Calcul numérique d'interaction rafale-profil par Le Garrec.⁹³

qui permette de générer le champ de vitesse turbulente incident. Ce champ de vitesse doit de plus pouvoir être calibré afin de respecter des caractéristiques spectrales prédéfinies par des données expérimentales ou numériques (issues d'un précédent calcul aérodynamique). Une voie pour obtenir ce champ turbulent consiste à le générer artificiellement à partir d'une méthode stochastique. Les méthodes stochastiques permettent la génération d'un champ turbulent calibré, à faible coût, par forçage d'un terme source dans les équations de bilan. Ces méthodes, introduites par Kraichnan,⁹⁰ ont tout d'abord été utilisées pour étudier la diffusion particulaire. Plus récemment, elles ont été appliquées à l'étude du bruit de jet,^{91,42} ou encore à l'initialisation de la turbulence de couche limite en entrée de domaine pour des calculs instationnaires. Les méthodes stochastiques se décomposent en deux familles distinctes qui sont d'une part les méthodes par filtrage spatial ou temporel d'un champ aléatoire, et d'autre part les méthodes par décomposition en modes de Fourier. Des détails plus avancés sur ces méthodes sont donnés dans le chapitre 3. Dans le domaine du bruit d'interaction, les méthodes stochastiques par filtrage d'un bruit blanc ont été notamment utilisées par Ewert *et al.* pour étudier le bruit de bec⁴¹ et le bruit de bord de fuite.⁴⁰ Ils emploient le code *PIANO* qui utilise là aussi des schémas spatiaux aux différences finies d'ordre élevé et un avancement temporel explicite faiblement dissipatif et dispersif, afin de résoudre les APE (Acoustic Perturbation Equations) qui sont une ré-écriture des équations d'Euler linéarisées. Des zones de génération de turbulence sont définies arbitrairement à l'intérieur du domaine de calcul dans lesquelles la méthode RPM est active (l'intérieur de la cavité du bec par exemple). La méthode RPM (Random Particle Mesh) génère ainsi, à partir de données issues d'un calcul RANS, un champ turbulent satisfaisant des corrélations spatio-temporelles prescrites. Les calculs réalisés sont bidimensionnels, mais Ewert *et al.*⁴⁰ expriment une correction permettant d'estimer le champ acoustique tridimensionnel à partir d'un calcul bidimensionnel pour un profil de géométrie constante en envergure. Récemment, Bauer *et al.*¹³ ont à nouveau réalisé des calculs de bruit de bec en utilisant la méthode RPM, mais avec le code *DISCO* qui utilise une méthode de Galerkin discontinue pour la discrétisation spatiale. La méthode de Galerkin discontinue permet d'utiliser des maillages non-structurés, ce qui peut s'avérer avantageux pour mailler des géométries complexes.

Dieste & Gabard³⁴ utilisent une méthode similaire à celle d'Ewert pour réaliser des calculs bidimensionnels de bruit de bord d'attaque d'une plaque plane impactée par une turbulence

incidente. La méthode qu'ils proposent permet d'utiliser soit les corrélations, soit le spectre d'énergie pour filtrer spatialement le champ aléatoire. De plus, Dieste & Gabard étudient l'effet de la décorrélation temporelle sur le rayonnement de la plaque à partir de plusieurs modèles d'évolution temporelle du champ de vitesse. Il apparaît que, pour le cas d'une plaque sans épaisseur, la décorrélation temporelle du champ de vitesse n'a que peu d'effets sur le rayonnement par comparaison avec une turbulence gelée.

Salem Said¹³⁶ réalise des calculs tridimensionnels sur une cascade linéaire de plaques planes grâce à une méthode LES en générant un champ turbulent à partir de modes de Fourier. La turbulence est gelée et injectée à travers la frontière amont du domaine puis convectée par l'écoulement moyen. Il n'y a pas de conduit et des conditions de périodicité sont appliquées en envergure afin de simuler une envergure infinie. De plus, une condition de non-cisaillement est imposée à la paroi. Les résultats sont analysés d'un point de vue aérodynamique par comparaison avec un modèle basé sur la théorie de la distorsion rapide, mais aucun post-traitement acoustique en champ lointain n'est réalisé. Enfin, Golubev *et al.*⁶² mettent en oeuvre la méthode RFG (Random Flow Generation) développée par Smirnov *et al.*,¹⁴⁷ elle aussi basée sur une décomposition en modes de Fourier, afin de réaliser le calcul bidimensionnel de l'interaction d'une turbulence avec un profil isolé. Cette méthode permet en outre de générer une turbulence anisotrope à partir d'un tenseur de corrélation de vitesse anisotrope prescrit. Les simulations numériques sont réalisées grâce à une méthode LES implicite et la discrétisation spatiale est réalisée au moyen de schémas aux différences finies d'ordres élevés. De plus, le champ turbulent généré grâce à cette méthode est injecté à l'intérieur du domaine de calcul à l'aide d'un terme source faisant intervenir une fonction de fenêtrage en espace délimitant la zone d'injection. Les champs de vitesses, de vorticités et les coefficients de portance sont analysés, mais l'étude ne s'intéresse pas directement à l'émission acoustique du profil.

1.3.2 Les applications aux cas de grilles d'aubes annulaires en conduit

La réalisation de calculs numériques sur des configurations de grilles d'aube en conduit nécessite des méthodes tridimensionnelles et, par conséquent, des ressources de calcul plus importantes. Tout comme pour les configurations de profils isolés, ce sont des méthodes fréquentielles basées sur les équations d'Euler linéarisées qui ont tout d'abord été développées. Ainsi, Montgomery & Verdon¹⁰¹ proposent une méthode permettant de calculer la réponse acoustique d'une grille d'aube annulaire soumise à une excitation harmonique pouvant être soit des vibrations des aubes, soit des modes acoustiques ou aérodynamiques incidents. Cette méthode a été implémentée dans le code *LINFLUX* qui assure la résolution spatiale grâce à des schémas aux volumes finis. Le champ moyen dans le domaine de calcul est obtenu au préalable à l'aide d'un code de calcul résolvant les équations d'Euler non-linéarisées. Pour le calcul instationnaire, Montgomery & Verdon proposent une décomposition du domaine en une zone proche de la grille et une zone lointaine. Dans la zone lointaine, la vitesse moyenne radiale est supposée nulle et l'écoulement moyen est décrit comme la combinaison d'une vitesse de rotation et d'un cisaillement axial. De manière similaire aux méthodes de cascades linéaires bidimensionnelles, les équations d'Euler linéarisées sont écrites sous forme d'une équation d'onde convectée dans les deux zones ainsi définies. Une procédure de raccord entre les deux zones est définie afin d'assurer l'imposition des perturbations incidentes et la sortie des ondes sortant de la zone proche. Le domaine de calcul est un secteur angulaire ne comprenant qu'une aube et des conditions de périodicité cylindriques sont appliquées.

Golubev & Atassi⁵⁷ et Atassi *et al.*⁵ développent aussi une méthode fréquentielle afin d'évaluer la réponse acoustique d'une grille d'aubes non-chargées soumise à une perturbation de vitesse incidente harmonique. L'écoulement moyen considéré peut être tournant, et est défini de manière similaire à Montgomery & Verdon. Dans un premier temps, Golubev & Atassi⁵⁶ s'intéressent à l'évolution de la rafale incidente lorsque celle-ci est advectée par le champ moyen non-uniforme.

Ils mettent en évidence des effets de distorsion, non pris en compte par la méthode de Montgomery & Verdon, susceptibles de modifier le chargement instationnaire des aubes. Les calculs réalisés par Atassi *et al.*⁵ en faisant varier les paramètres de l'écoulement moyen montrent en effet que ceux-ci influent de manière significative sur le chargement instationnaire des aubes, ainsi que sur la génération des modes acoustiques dans le conduit. Le secteur angulaire considéré dans ces calculs permet de capturer les principaux modes azimutaux générés par l'interaction de la rafale avec la grille. Elhadidi³⁷ étend cette méthode à la prise en compte d'aubes chargées et donc à des géométries d'aubes réalistes. Puis Atassi & Vinogradov^{8,9} implantent cette méthode dans le code *BB3D* et réalisent des calculs large-bande en superposant les réponses harmoniques à des rafales dont les amplitudes sont pilotées par un spectre de turbulence calibré à partir de données expérimentales.

Dans le domaine temporel, Sescu *et al.*¹⁴⁴ et Hixon *et al.*⁷⁷ ont récemment utilisé le code *BASS* en résolvant les équations d'Euler, afin de calculer l'émission sonore d'une grille annulaire de plaques planes en écoulement axial uniforme, soumise à un sillage harmonique, tel que défini lors du 3^{ème} workshop CAA.¹¹⁰ Les résultats temporels obtenus font l'objet d'une décomposition modale dans des sections du conduit situées en amont et en aval de la grille afin d'être comparés aux résultats de référence fournis dans le workshop.

De la même manière, de Laborderie *et al.*³⁰ réalisent des calculs RANS instationnaires utilisant le code *Turb'Flow* afin d'étudier les effets de la viscosité ainsi que de l'épaisseur des aubes (ici des plaques planes) sur leur réponse à un sillage harmonique incident. Le sillage imposé en entrée du domaine est arbitraire et a la particularité de présenter des variations dans la direction radiale. En revanche, celui-ci n'étant pas défini de manière à ne générer aucun bruit propre contrairement à Hixon *et al.*,⁷⁷ des pics parasites apparaissent sur les spectres de pression pariétale à des fréquences n'étant pas des harmoniques de la fréquence de passage des sillages. La pression pariétale est ensuite couplée à une méthode analytique de propagation en conduit permettant d'obtenir le champ acoustique sous forme modale.

1.4 Les calculs d'interaction sur un ensemble rotor-stator via la CFD instationnaire

Les capacités de calcul ont rendu possible la réalisation de calculs CFD instationnaires incluant le rotor en rotation et le stator. Elles ont donné naissance à de nouvelles méthodes pour lesquelles les perturbations de vitesses incidentes ne sont plus modélisées, mais simulées. Dans un premier temps, des méthodes "hybrides", visant à la prédire le bruit de raies ont été développées. On parle de méthodes hybrides car les calculs aérodynamiques et acoustiques sont séparés et sont régis par des jeux d'équations différents. Le calcul aérodynamique est réalisé grâce à une approche Navier-Stokes et permet de calculer l'interaction entre les sillages du rotor et le stator. Il fournit des données instationnaires dans des sections du conduit en amont et/ou en aval. Ces données servent ensuite à alimenter des méthodes aéroacoustiques assurant la propagation en conduit et le rayonnement à l'extérieur de la nacelle. On peut citer Rumsey *et al.*¹³⁵ et Biedron *et al.*¹⁶ qui utilisent une approche RANS instationnaire afin d'obtenir le champ acoustique dans une section située en amont du rotor. Ces données acoustiques font l'objet d'une décomposition modale afin d'être utilisées comme entrées dans une méthode de propagation acoustique résolvant une équation d'onde et utilisant une méthode aux éléments finis. Cette méthode aux éléments finis permet la propagation vers l'amont dans le conduit, ainsi qu'en champ proche autour de l'entrée de la nacelle. Pour la propagation en champ lointain, elle devient soit trop coûteuse si de petits éléments sont utilisés, soit source d'erreur importante sur la phase si des éléments de grandes tailles sont utilisés. Pour pallier cette difficulté, les résultats obtenus en champ proche autour de l'entrée de la nacelle sont à leur tour couplés à une méthode intégrale de Kirchhoff afin d'obtenir

le rayonnement en champ lointain.

Polacsek *et al.*^{119,120} développent aussi une méthode hybride basée sur une approche similaire, mais le chaînage entre le calcul CFD et la CAA est réalisé différemment. Les données issues de la CFD sont bien décomposées de manière modale, mais le profil de pression obtenu n'est pas directement injecté dans le calcul CAA sous forme d'une condition aux limites. Cette distribution modale est régénérée sous forme d'une distribution de monopoles calibrés, introduits en tant que sources dans le domaine de calcul CAA. Le calcul de propagation dans le conduit et en champ proche autour de l'entrée de la nacelle est réalisé grâce à une méthode aux éléments de frontière résolvant une équation d'onde,¹¹⁹ ou bien grâce à une méthode temporelle résolvant les équations d'Euler.¹²⁰ Là aussi, l'extrapolation en champ lointain est réalisée grâce à une méthode de Kirchhoff.

Enfin, Sharma *et al.*¹⁴⁵ réalisent eux aussi un calcul RANS instationnaire sur un étage rotor-stator, mais n'extraient pas directement le champ acoustique de celui-ci afin de l'injecter dans une méthode de propagation acoustique. En effet, ce sont les sillages du rotor qui sont extraits de ce premier calcul par décomposition modale. Ceux-ci sont ensuite injectés dans un second calcul résolvant les équations de Navier-Stokes linéarisées dans un domaine ne contenant que le stator afin d'obtenir le rayonnement dans le conduit, en aval des grilles. Comme précédemment, cette méthode n'a été appliquée qu'à l'estimation du bruit de raies.

Afin de s'intéresser au bruit à large-bande, des méthodes numériques plus avancées, souvent de type LES ont été appliquées. En revanche, le coût de ces méthodes étant élevé, il n'est pas envisageable de s'en servir pour assurer la propagation acoustique. Elles sont donc en général utilisées pour estimer le chargement instationnaire sur les aubes, puis couplées à une analogie acoustique pour assurer la propagation en conduit. Ainsi, Olausson & Eriksson¹¹² utilisent eux aussi une méthodologie hybride dans le but de réaliser un calcul large-bande. Un premier calcul RANS stationnaire dans le repère du rotor est réalisé. Celui-ci sert à alimenter la frontière d'entrée d'un calcul LES réalisé sur un domaine contenant les aubes du stator. Afin de donner une dimension large-bande au calcul, des fluctuations de vitesse stochastiques et isotropes sont superposées à ce sillage, afin de déclencher la turbulence. La frontière d'entrée du calcul LES est placée suffisamment en amont du stator afin de laisser le temps à la turbulence de s'établir avant d'impacter les aubes.

Les méthodes LES (ou RANS/LES de type DES) ont aussi été utilisées afin de réaliser directement des calculs large-bande sur un étage rotor-stator, sans passer par une décomposition en différentes étapes inhérente aux méthodes hybrides. On peut citer Greschner & Thiele⁶⁵ qui appliquent une approche IDDES (Improved Delayed Detached Eddy Simulation) à une configuration rotor-stator en 2.5D, c'est à dire que seule une tranche radiale est maillée et des conditions de périodicité en envergure sont appliquées. De même, l'étage rotor-stator est restreint à un seul canal et des conditions de périodicité sont appliquées dans la direction azimutale. Reboul¹²⁶ utilise les données issues d'un calcul LES réalisé par Riou *et al.*¹³¹ sur une tranche en envergure d'un étage rotor-stator (voir figure 1.10). La pression pariétale instationnaire extraite de ce calcul est couplée à une méthode intégrale. Une correction permettant d'extrapoler les résultats dans la direction radiale est appliquée afin de prendre en compte les effets de non-compacité et de corrélation des sources en envergure.

Carolus *et al.*²⁰ ainsi que Reese *et al.*¹³⁰ réalisent un calcul d'interaction d'une turbulence de grille avec un rotor maillé dans sa totalité. Afin de ne pas modéliser la turbulence incidente, la grille de génération de turbulence est incluse dans le domaine de calcul. Le code de calcul utilisé a la particularité de réaliser la discrétisation spatiale grâce à une méthode aux éléments finis. En raison du coût d'un tel calcul, le maillage est assez peu raffiné et seules les plus grosses structures aérodynamiques sont résolues. Le post-traitement acoustique est réalisé à l'aide d'un modèle bidimensionnel de propagation en conduit.

Enfin, Ashcroft & Nürnbergger⁴ réalisent un calcul rotor-stator pour lequel les deux grilles sont maillées. Deux méthodes numériques sont appliquées et comparées. D'une part une méthode

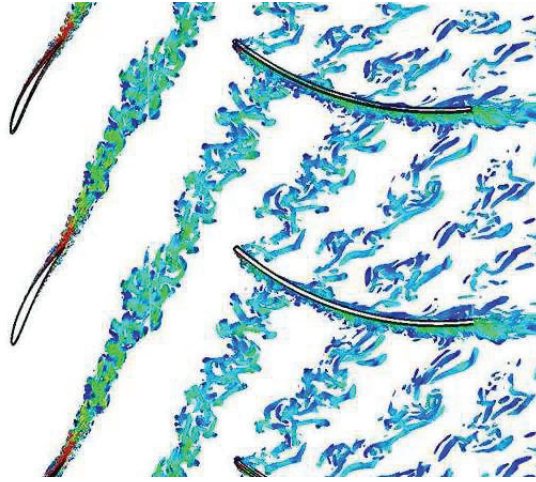


Fig. 1.10: Calcul LES 2.5D d'interaction rotor-stator par Riou *et al.*¹³¹ : Iso-surfaces de critère Q colorées par l'entropie.

LES classique utilisant un maillage d'environ 100 millions de points et d'autre part une méthode DES utilisant un maillage d'environ 6.5 millions de points. Bien que la méthode DES permette de réduire les coûts de calcul, elle semble fournir des résultats de moins bonne qualité que la LES.

Très récemment, le développement de méthodes basées sur la résolution de l'équation de Boltzmann (LBM pour Lattice-Boltzmann Method) pour les calculs aéroacoustiques a permis à Mann *et al.*⁹⁹ de réaliser un calcul rotor-stator complet en incluant le conduit et en assurant la propagation acoustique jusqu'aux points de mesures situés en champ lointain (à une distance de trois diamètres de conduit en amont et en aval du réacteur). La méthode LBM permet de décomposer le domaine de calcul en sous-zones de résolutions variables. A chaque changement de zone, la résolution en espace change d'un facteur deux, ce qui permet aussi de faire évoluer la résolution temporelle et donc de réduire le temps de calcul total. Ainsi, pour ce calcul, le pas d'espace dans la zone de champ lointain est huit fois plus grand que dans les zones proches des grilles d'aubes. Le domaine comporte tout de même 168 millions de volumes de calculs mais la résolution directe en champ lointain ne permet de propager le champ acoustique que jusqu'à une fréquence de 2500 Hz.

1.5 Synthèse et choix d'une méthodologie de calcul

Les modèles analytiques de prévision du bruit d'impact de la turbulence ont été vastement développés depuis les années 60. Malgré les hypothèses sur les géométries entraînées par la définition de certains modèles, ils sont aujourd'hui beaucoup utilisés dans le milieu industriel en phase d'avant-projet en raison de leur rapidité d'exécution. Les modèles analytiques de réponse de grille les plus avancés, permettant de lever certaines hypothèses sur les géométries et les écoulements, sont utilisés sous forme de codes semi-analytiques, qui nécessitent des techniques de résolution numériques. Bien que ces modèles aient atteint un degré de complexité très élevé, les moteurs actuels caractérisés par des stators hétérogènes avec bras supports intégrés et des aubages présentant des géométries fortement tridimensionnelles, restent hors de leur portée.

Avec le développement des moyens de calculs, des méthodes numériques permettant de s'affranchir à nouveau des hypothèses inhérentes aux modèles analytiques ont fait leur apparition. Ces méthodes ont tout d'abord été restreintes à l'étude du bruit de raies. Plus récemment, des simulations numériques permettant d'étudier le bruit à large-bande sont apparues. On peut distinguer

deux catégories de méthodes numériques permettant la réalisation de calculs large-bande. Tout d'abord les méthodes pour lesquelles le sillage turbulent impactant l'aubage est modélisé, par exemple à l'aide de méthodes stochastiques. Les méthodes stochastiques semblent être un moyen intéressant de générer un champ turbulent dont les caractéristiques peuvent être pilotées à partir d'une description spectrale. La deuxième catégorie comprend les méthodes CFD instationnaires de type LES pour lesquelles le mécanisme de génération de la turbulence et l'aubage impacté par celle-ci sont résolus dans le même calcul. Ces approches restent aujourd'hui très coûteuses en temps de calcul. Un grand nombre d'applications de ces méthodes est donc limité par la taille des échelles de turbulence résolues et donc par les fréquences considérées. Les méthodes utilisant des modèles stochastiques, bien qu'ayant été majoritairement utilisées en deux dimensions, semblent permettre de réaliser des calculs large-bande à moindre coût. En revanche l'utilisation de méthodes CFD instationnaires peut être envisagée pour la réalisation de calculs visant à fournir une description précise de la turbulence en aval du rotor. Cette description pourrait alors être utilisée pour ajuster la turbulence modélisée grâce à une méthode stochastique.

Pour ces raisons, il a été décidé dans cette thèse de développer une méthode numérique de calcul du bruit à large-bande d'impact de la turbulence, basée sur l'utilisation d'un modèle stochastique, afin de générer un sillage turbulent impactant un aubage de géométrie tridimensionnelle quelconque. Pour ce faire, il a été choisi de s'appuyer sur un code de calcul numérique développé à l'*ONERA* résolvant les équations d'Euler dans le domaine temporel : le code *sAbrinA.v0* (voir annexe B). La réponse instationnaire de l'aubage issue du calcul CAA pourra ensuite être couplée à des codes basés sur la méthode intégrale de Ffowcs-Williams & Hawkings dans le domaine fréquentiel, afin d'assurer le rayonnement en champ lointain ou dans un conduit annulaire (voir annexe C). La figure 1.11 illustre la méthodologie ainsi proposée. On peut noter que l'étape de calcul CFD alimentant la méthode stochastique peut être remplacée par l'utilisation de données expérimentales.

Par ailleurs, le modèle d'Amiet,² ayant fait l'objet de développements spécifiques à l'*ONERA*,¹²⁴ sera non seulement utilisé comme référence pour les calculs d'applications réalisés lors de cette thèse, mais également comme base de définition de la turbulence synthétique incidente présentée au chapitre 3.

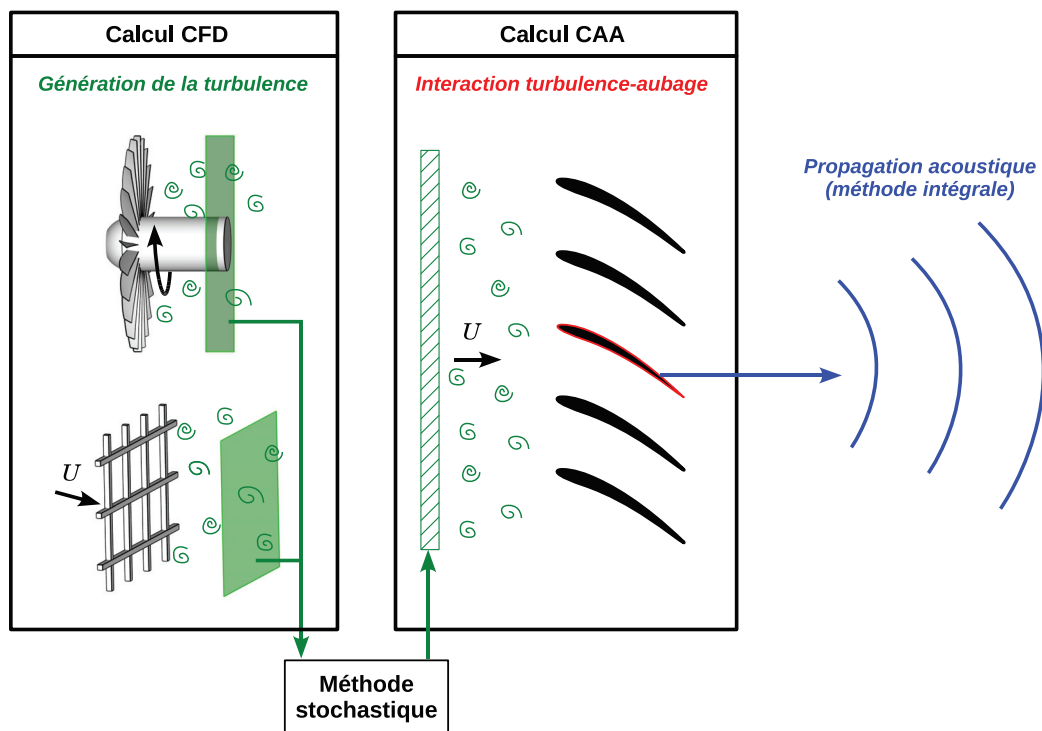


Fig. 1.11: Schéma de la méthodologie numérique proposée dans le cadre de la thèse.

Chapitre 2

Implémentation de conditions aux limites non réfléchissantes et validation de la méthode numérique

La méthodologie numérique retenue au chapitre précédent repose sur la mise en oeuvre d'un solveur Euler (code *sAbrinA.v0*) afin de simuler le mécanisme d'interaction turbulence-aubage. Pour mener à bien de tels calculs, le code doit permettre d'une part l'injection des fluctuations de vitesses prescrites dans le domaine de calcul, et d'autre part la sortie des ondes acoustiques et des modes hydrodynamiques résultants de l'interaction avec l'aubage.

Ce chapitre présente tout d'abord un aperçu des conditions aux limites les plus courantes développées pour les applications aéroacoustiques, afin de permettre une sortie propre de modes acoustiques et hydrodynamiques, ainsi que l'injection de fluctuations dans le domaine. Le formalisme le plus adapté est ensuite implémenté dans le code *sAbrinA.v0* et validé sur des configurations simples. Des calculs bidimensionnels d'interaction entre une rafale monofréquentielle et une plaque plane sont réalisés, et comparés à une solution analytique issue du modèle d'Amiet. Une étude de sensibilité en fonction de l'amplitude de la rafale est également proposée. Ceci permet d'étudier l'impact des effets non-linéaires sur la précision des conditions aux limites implémentées, ainsi que le domaine de validité des équations d'Euler considérées.

2.1 Synthèse des conditions aux limites non réfléchissantes dédiées aux calculs aéroacoustiques

Lors de la réalisation d'un calcul numérique, le domaine de calcul est limité en espace afin de ne comprendre que la région d'intérêt et de réduire les coûts de calcul. Des conditions aux limites sont alors imposées sur les frontières artificielles de ce domaine de calcul. Les calculs numériques aéroacoustiques (CAA) sont particulièrement sensibles à la qualité des conditions aux limites imposées. Ces méthodes doivent en effet permettre de capturer et propager des fluctuations acoustiques dont les amplitudes sont très faibles au regard des grandeurs aérodynamiques. Les codes de calculs dédiés à l'aéroacoustique utilisent en général des schémas spatiaux et des avancements temporels d'ordres élevés ayant la particularité d'être faiblement dissipatifs et dispersifs afin d'assurer la propagation. Toutefois, ces schémas sont sensibles aux ondes parasites telles que les réflexions numériques pouvant apparaître au niveau des frontières du domaine. Ces réflexions peuvent alors se rétro-propager dans le domaine de calcul et perturber le champ acoustique étudié. Ainsi, il est nécessaire de disposer de conditions aux limites appropriées permettant d'éviter la réflexion des ondes sortant du domaine de calcul.

La condition de dégradation progressive de l'ordre des schémas spatiaux (schémas de dérivation et filtres) disponible dans le code *sAbrinA.v0* (voir annexe B)¹²⁷ est robuste et peu coûteuse

en temps de calcul, mais ne permet pas à elle seule de satisfaire cette condition de transparence acoustique. En pratique, elle est associée à une zone d'étirement des cellules du maillage permettant la dissipation des ondes incidentes avant qu'elles n'atteignent la frontière. En effet, lorsque les mailles atteignent des tailles pour lesquelles les longueurs d'ondes des ondes incidentes ne sont plus correctement discrétisées, les schémas numériques deviennent dissipatifs. Le taux de croissance des mailles dans la zone d'étirement doit toutefois rester relativement faible afin d'éviter un effet de mur "artificiel" responsable également de réflexions parasites. L'utilisation de cette condition aux limites nécessite donc d'ajouter des points non-exploitable dans le domaine qui vont augmenter le temps de calcul. Dans le cas de calculs large-bande dont la gamme de fréquences étudiées peut être étendue, le nombre de points nécessaire à la construction d'une zone d'étirement permettant de dissiper les plus basses fréquences peut devenir contraignant. Ainsi, de nombreux auteurs se sont intéressés à l'élaboration de conditions aux limites absorbantes ou non-réfléchissantes pour la réalisation de calculs aéroacoustiques. Un grand nombre de ces études sont basées sur une décomposition des équations de bilan (Euler ou Navier-Stokes) sous forme d'ondes caractéristiques. Cette décomposition permet de distinguer les ondes sortantes du domaine de calcul et les ondes entrantes. Un traitement spécifique peut alors être appliqué afin d'empêcher l'apparition d'ondes entrantes, c'est à dire de réflexions se propageant vers l'intérieur du domaine. Thompson¹⁵⁴ a tout d'abord proposé une formulation de ces conditions aux caractéristiques pour les équations d'Euler. Poinsot & Lele¹¹⁸ ont ensuite étendu cette formulation aux équations de Navier-Stokes dans le cas où l'écoulement est monodimensionnel dans la direction normale à la frontière. Ces conditions peuvent être généralisées par l'adjonction de termes croisés, afin de prendre en compte les effets multidimensionnels pour les calculs aéroacoustiques.^{47,98} Une autre méthode permettant d'éviter la présence de réflexions aux frontières est l'utilisation d'une PML (Perfectly Matched Layer) dans une bande de cellules situées à la frontière du domaine. La PML correspond à une transformation de coordonnées pour laquelle les coordonnées physiques (réelles) sont transformées en coordonnées complexes (en leur ajoutant une partie imaginaire) par prolongement analytique. Ainsi les ondes qui se propagent en coordonnées réelles deviennent exponentiellement décroissantes dans la zone PML. Cette méthode a été développée pour l'équation d'onde¹⁵ puis adaptée aux équation d'Euler linéarisées et complètes par Hu,^{81,82} ainsi qu'à la prise en compte d'un écoulement moyen non-uniforme.⁸³ En revanche cette méthode peut entraîner l'apparition d'instabilités à la frontière entre la PML et le reste du domaine de calcul, notamment en présence d'un écoulement moyen, qui peuvent être supprimées par l'ajout de termes d'amortissement sélectif.¹⁵³ Enfin, Tam *et al.*^{152,151} ont dérivé des conditions aux limites non-réfléchissantes en deux dimensions à partir de solutions asymptotiques des équations d'Euler linéarisées en coordonnées cylindriques. La condition de rayonnement permet la sortie des ondes acoustiques uniquement, en supposant qu'elles rayonnent de manière cylindrique à partir d'un centre de rayonnement à définir. Une condition de sortie fluide a aussi été exprimée pour permettre la sortie de modes hydrodynamiques et entropiques convectés par l'écoulement moyen en plus des modes acoustiques. Ces conditions aux limites, ont ensuite été étendues en trois dimensions par Bogey et Bailly¹⁸ en supposant un rayonnement sphérique des ondes acoustiques.

Des études comparatives ont été menées afin d'évaluer les conditions aux caractéristiques et les condition de Tam *et al.*, notamment par Hixon *et al.*⁷⁸ et plus récemment par Fosso *et al.*⁴⁴ Ces études semblent indiquer que les conditions de Tam sont les plus performantes pour les problèmes purement acoustiques. Les conditions aux caractéristiques les plus avancées semblent en revanche générer moins de réflexions numériques lorsqu'il s'agit de laisser sortir des modes hydrodynamiques du domaine, notamment pour des écoulements à nombre de Mach faible. Néanmoins Bogey & Bailly¹⁸ montrent que l'utilisation d'une zone éponge (voir annexe B) à proximité de la frontière de sortie en complément des conditions de Tam permet de réduire significativement ces réflexions. Le choix a donc été fait d'implémenter les conditions de Tam *et al.* dans le code *sAbrinA.v0*. La condition de rayonnement de Tam peut, de plus, être modifiée afin de permettre

l'injection de fluctuations (par exemple de vitesse) dans le domaine de calcul.¹⁵⁰ Ce formalisme semble particulièrement adapté à l'injection d'une rafale ou d'un sillage turbulent comme nous le verrons par la suite à la section 2.4.

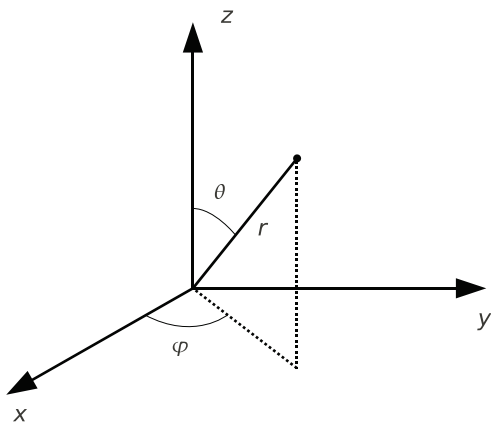
2.2 Conditions de rayonnement et de sortie de Tam

2.2.1 Formulation des conditions aux limites

Les conditions aux limites de Tam *et al.*^{152,151} ont été développées à partir d'expressions asymptotiques des équations d'Euler linéarisées en supposant un rayonnement en champ lointain. Les perturbations sont décomposées en trois types de modes : entropiques, hydrodynamiques et acoustiques. Les ondes acoustiques se propagent dans toutes les directions à une vitesse correspondant à la somme de la vitesse du son et celle de l'écoulement. En revanche les ondes entropiques et hydrodynamiques sont seulement convectées par l'écoulement. Dans le cas où seules des ondes acoustiques doivent traverser la frontière (par exemple la frontière située à l'entrée du domaine d'étude), la condition de rayonnement en coordonnées sphériques (figure 2.1) s'écrit :

$$\left(\frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\alpha r} \right) \begin{pmatrix} \rho' \\ \mathbf{u}' \\ p' \end{pmatrix} = 0 \quad (2.1)$$

avec $\alpha = 1$ en trois dimensions et $\alpha = 2$ en deux dimensions. V_g est la vitesse de groupe des ondes acoustiques définie par : $V_g = \bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{e}_r + \sqrt{\bar{c}^2 - (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{e}_\theta)^2 - (\bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{e}_\varphi)^2}$ et \bar{c} la vitesse moyenne du son. L'origine des coordonnées sphériques correspond théoriquement au point où se situe la source des ondes acoustiques. Néanmoins la condition aux limites n'est pas très sensible au choix de cette origine et il est donc possible de définir un centre de rayonnement dans le cas où plusieurs sources sont situées à des positions différentes, à condition qu'elles restent relativement proches au regard de la taille du domaine.



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

Fig. 2.1: Système de coordonnées sphériques utilisé pour les conditions de Tam.

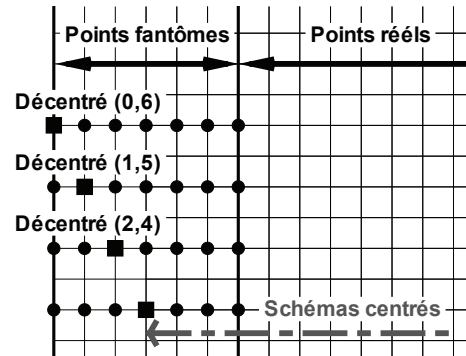
Si la frontière considérée doit aussi laisser sortir des modes hydrodynamiques et entropiques, les équations sur la masse volumique et la vitesse sont modifiées. Les fluctuations de pression p' sont considérées comme uniquement associées aux modes acoustiques et l'équation sur la pression reste inchangée. La condition de sortie s'écrit alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \rho' = \frac{1}{\bar{c}^2} \left(\frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla p' \right) \\ \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \mathbf{u}' = \frac{-1}{\bar{\rho}} \nabla p' \\ \frac{1}{V_g} \frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial r} + \frac{p'}{\alpha r} = 0 \end{cases} \quad (2.2)$$

2.2.2 Implémentation dans le code *sAbrinA.v0*

Comme présenté en annexe B, le code *sAbrinA.v0* génère automatiquement des rangées de points dits "fantômes" autour des domaines de calcul. Lors de la réalisation de calculs multi-blocs ou de calculs parallélisés pour lesquels le domaine est découpé, les points fantômes sont utilisés afin d'assurer le raccord entre les différents sous-domaines. Ils sont aussi utilisés pour les traitements aux frontières (condition de paroi, de périodicité, etc.). Les points réels sont alors tous traités avec les équations d'Euler et des schémas numériques centrés. Afin de conserver ce fonctionnement, les conditions de Tam sont calculées dans les points fantômes uniquement. Les équations (2.1) et (2.2) nécessitent le calcul des dérivées spatiales en ces points fantômes. Celles-ci sont calculées en conservant les schémas centrés d'ordre 6 tant que possible, puis en utilisant des schémas décentrés standards d'ordre 6 en approchant progressivement le dernier point fantôme comme illustré sur la figure 2.2. Les coefficients des schémas décentrés utilisés sont présentés dans le tableau 2.1 en suivant un formalisme comparable aux schémas centrés présentés en annexe B.

Schéma décentré 0-6						
a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
-49/20	6	-15/2	20/3	-15/4	6/5	-1/6
Schéma décentré 1-5						
a_{-1}	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
-1/6	-77/60	5/2	-5/3	5/6	-1/4	1/30
Schéma décentré 2-4						
a_{-2}	a_{-1}	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
1/30	-2/5	-7/12	4/3	-1/2	2/15	-1/60



Tab. 2.1: Coefficients des schémas décentrés standards d'ordre 6.

Fig. 2.2: Calcul des dérivées aux points fantômes.

Dans le code *sAbrinA.v0*, les points fantômes de coins ne sont pas traités (pas d'échanges parallèles, ni de calcul de dérivées). Afin d'éviter une éventuelle pollution numérique aux coins réels du domaine, les conditions de Tam sont aussi calculées aux coins fantômes (figure 2.3). Dans le cas d'un calcul parallèle (ou multiblocs), quand une frontière utilisant une condition de Tam est découpée, il est nécessaire d'élargir les interfaces échangées en y intégrant les coins fantômes. Une attention particulière a donc été portée sur l'extension de la gestion de la taille des interfaces à la prise en compte des points fantômes de coins de type Tam uniquement, afin de limiter les échanges parallèles supplémentaires comme présenté sur la figure 2.3.

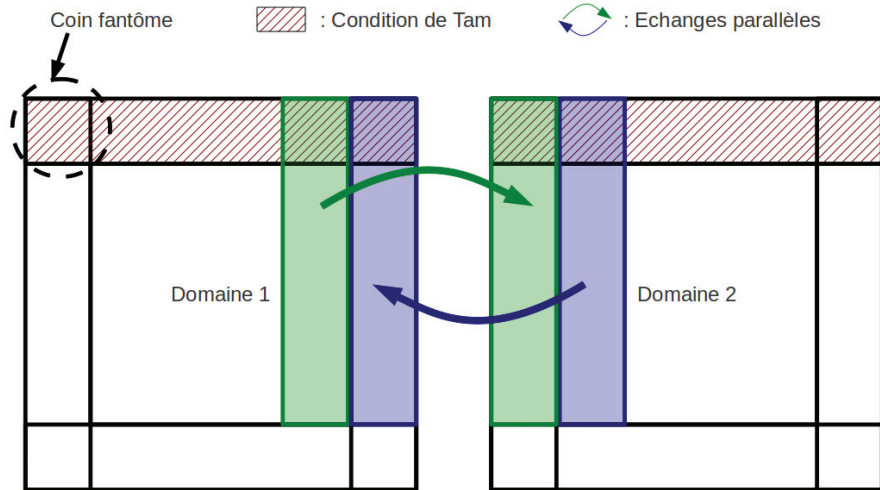


Fig. 2.3: Échange parallèle des coins fantômes dans le cas où une frontière de Tam est découpée.

2.3 Validation de l'implémentation des conditions de Tam sur des cas académiques

La qualité des conditions aux limites de Tam implémentées dans le code *sAbrinA.v0* est estimée à partir de cas de validation bidimensionnels simples. Le premier est un cas purement acoustique consistant à faire sortir du domaine de calcul une impulsion acoustique. Le second cas de validation s'intéresse à la sortie d'un mode hydrodynamique convecté par un écoulement uniforme. Ces cas de validation sont réalisés sur un maillage cartésien régulier de 101×101 points, dont les mailles sont de taille unitaire ($\Delta x = \Delta y = 1$ m). Le pas de temps pour ces cas de validation est choisi tel que le nombre de *CFL* ($CFL = \Delta t \max[(|u_i| + \bar{c}) / \Delta x_i]$) soit de l'ordre de 0.15. Le coefficient de filtrage imposé pour le filtre spatial d'ordre 10 est très faible (0.01) et le filtrage n'est réalisé qu'à chaque itération physique (et non à chaque sous-itération du schéma d'avancement temporel).

2.3.1 Sortie d'une impulsion acoustique

L'impulsion acoustique est une source axisymétrique, initiale et ponctuelle entraînant l'apparition d'un front d'onde qui se propage radialement et qui est convecté par l'écoulement moyen. Elle est introduite dans le domaine de calcul en imposant les champs de pression et de masse volumique à l'instant initial. Étant donné qu'il n'est pas possible d'imposer numériquement une source ponctuelle (au sens d'une fonction Dirac), elle est introduite à l'aide d'une fenêtre gaussienne dont la largeur doit permettre au schéma numérique de supporter l'onde imposée. Le champ imposé à l'instant initial est le suivant :

$$\begin{cases} p'(x, y) = \varepsilon e^{-\alpha((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2)} \\ \rho'(x, y) = \frac{p'(x, y)}{\bar{c}^2} \end{cases} \quad (2.3)$$

L'amplitude ε est ici fixée à 0.01. $\alpha = \ln(2)/b^2$ est le paramètre de la Gaussienne de demi-largeur $b = 3$. L'impulsion est introduite au centre du domaine de calcul $x_0 = y_0 = 0$ à $t = 0$. L'écoulement moyen est uniforme, dans la direction x à Mach $M = 0.5$. La masse volumique moyenne vaut $\bar{\rho} = 1.227 \text{ kg.m}^{-3}$ et la pression moyenne $\bar{p} = 101325 \text{ Pa}$. Les quatre frontières du

domaine utilisent la condition de rayonnement de Tam avec un centre de rayonnement positionné au centre du domaine.

La rangée supérieure de la figure 2.4 présente les champs de pression à trois instants distincts. En bas, les résultats numériques sont comparés sur l'axe $y = 0$ à l'expression analytique de la pression donnée par Tam¹⁵² :

$$p'(x, y, t) = \frac{\varepsilon}{2\alpha} \int_0^\infty \xi e^{-\frac{\xi^2}{4\alpha}} \cos(\xi t) J_0 \left(\xi [(x - M)^2 + y^2]^{1/2} \right) d\xi \quad (2.4)$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 0. Les champs de pression semblent indiquer que le front d'onde sort correctement du domaine de calcul sans être altéré par les conditions aux limites. Ceci est confirmé par le très bon accord entre les résultats numériques et les résultats analytiques.

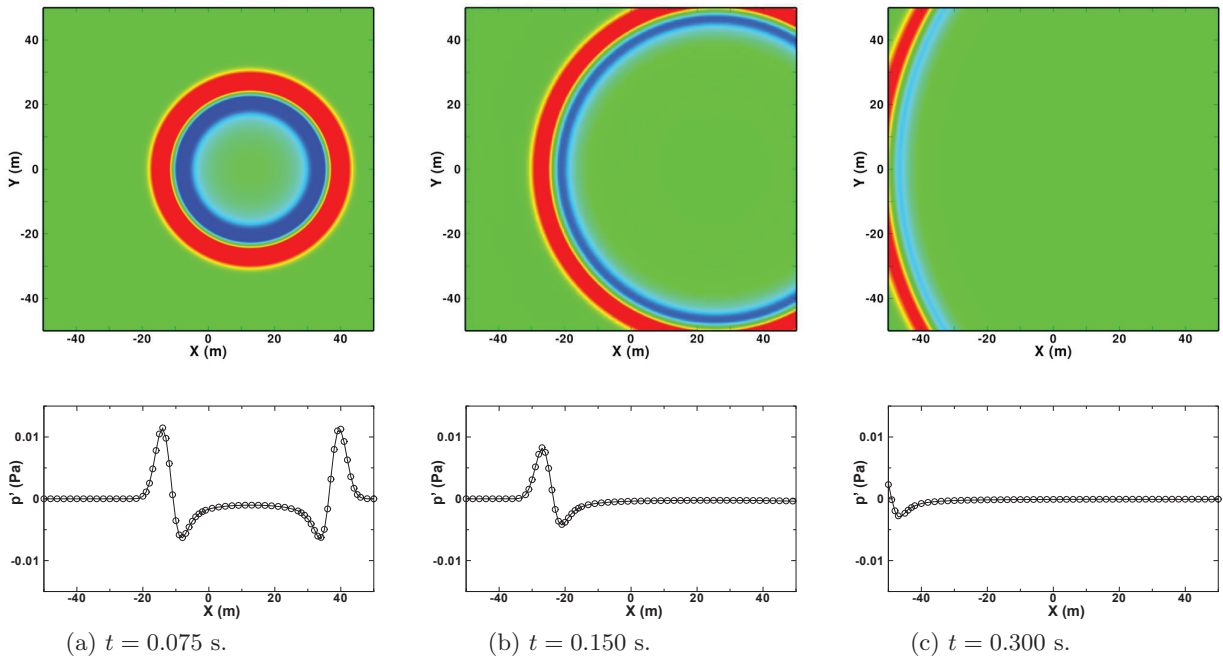


Fig. 2.4: Impulsion acoustique. En haut : champ de pression fluctuante, niveaux entre ± 0.005 Pa. En bas : profils de pression le long de l'axe $y = 0$. (—) Résultats numériques et (o) solution analytique.

2.3.2 Sortie d'un tourbillon convecté par un écoulement moyen

Le tourbillon ici considéré est un mode hydrodynamique initialisé au point $(x_0, y_0) = (0, 0)$ qui est ensuite convecté par l'écoulement à $M = 0.5$ dans la direction x . Les champs de vitesse et de pression du tourbillon sont eux aussi introduits à travers une Gaussienne. L'expression de ces champs initialisés à $t = 0$ dans le domaine est la suivante :

$$\begin{cases} u'(x, y) = \varepsilon(y - y_0)e^{-\alpha((x-x_0)^2+(y-y_0)^2)} \\ v'(x, y) = -\varepsilon(x - x_0)e^{-\alpha((x-x_0)^2+(y-y_0)^2)} \\ p'(x, y) = \frac{-\varepsilon^2 \bar{\rho}}{4\alpha} e^{-2\alpha((x-x_0)^2+(y-y_0)^2)} \end{cases} \quad (2.5)$$

L'amplitude du tourbillon est fixée à $\varepsilon = 10$ et la demi-largeur de Gaussienne est de $b = 5$. Des

isocontours de vitesse axiale u' ainsi que de pression en début de calcul sont présentés sur la figure 2.5. La pression hydrodynamique au centre du tourbillon est de l'ordre de -1100 Pa.

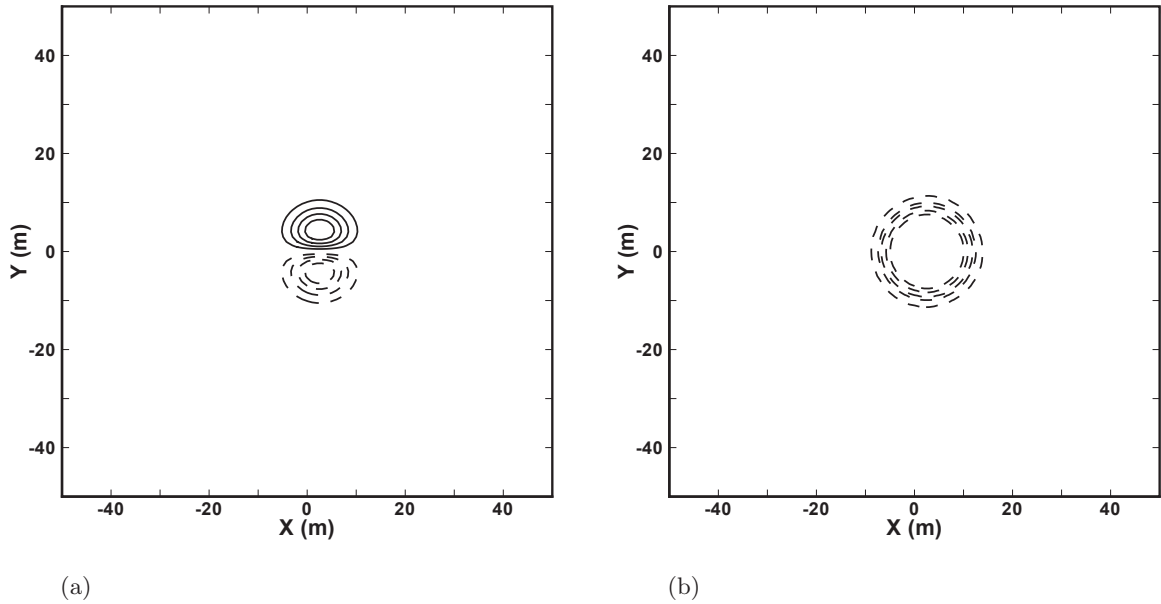


Fig. 2.5: Tourbillon convecté à $t = 0.015$ s. (a) Isocontours de vitesse axiale u' : (—) Valeurs positives (5,10,15,20 m/s) et (- - -) négatives. (b) Isocontours de pression : (- - -) Valeurs négatives (-50,-25,-10,-5,-1 Pa).

Les calculs sont réalisés dans un premier temps avec des conditions de rayonnement de Tam sur toutes les frontières, puis avec une condition de sortie de Tam sur la frontière aval du domaine. Les isocontours de pression sont présentés sur les figures 2.6 et 2.7 pour différents instants. Ils permettent d'identifier la formation d'une onde de pression parasite lors de la traversée de la frontière par le tourbillon, ainsi que sa propagation vers l'amont du domaine. Cette onde parasite a une amplitude très importante pour le cas de la condition de rayonnement (plus de 15% de la pression hydrodynamique au centre du tourbillon initial à $t = 0.60$ s.) susceptible de polluer le champ acoustique d'intérêt lorsqu'elle traverse le domaine. En revanche la condition de sortie de Tam permet de laisser sortir le mode hydrodynamique tout en minimisant l'onde de pression réfléchi (environ 0.7% de la pression hydrodynamique au centre du tourbillon initial à $t = 0.60$ s.). Bogey & Bailly¹⁸ montrent de plus que l'adjonction d'une zone éponge en amont de la frontière de sortie permet de dissiper à la fois le tourbillon avant qu'il n'atteigne la frontière, mais aussi l'onde réfléchi lorsqu'elle traverse à son tour la zone éponge, améliorant ainsi les performances de la condition de sortie de Tam.

2.4 Injection de fluctuations de vitesse dans le domaine de calcul

Afin de réaliser des calculs d'interaction entre un sillage turbulent modélisé et un profil ou une grille d'aubes, il est nécessaire de disposer d'une méthode permettant d'introduire des fluctuations de vitesse dans le domaine de calcul. De plus, dans le cas de calculs d'interaction turbulence-aubage, c'est précisément le bruit généré par l'impact du champ de vitesse turbulente sur l'aubage qui est considéré comme la source sonore d'intérêt. Le champ de vitesse prescrit doit alors être introduit sans créer de source de bruit propre. Cela impose de satisfaire une condition de divergence nulle de la vitesse, afin de respecter l'équation de continuité.

Les calculs d'interaction réalisés dans cette thèse supposent que le champ de vitesse turbulente

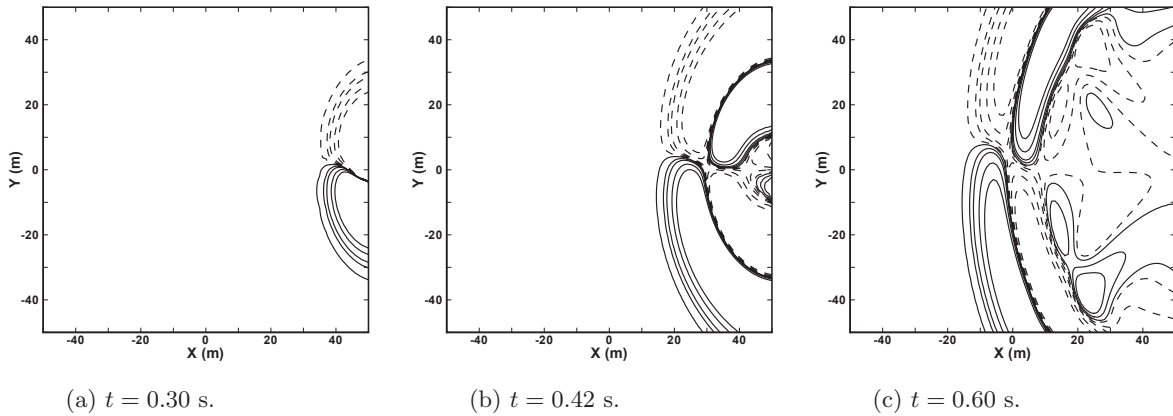


Fig. 2.6: Tourbillon convecté à travers une condition de rayonnement de Tam. Isocontours de pression. (—) Valeurs positives (1,5,10,25,50 Pa) et (- - -) négatives.

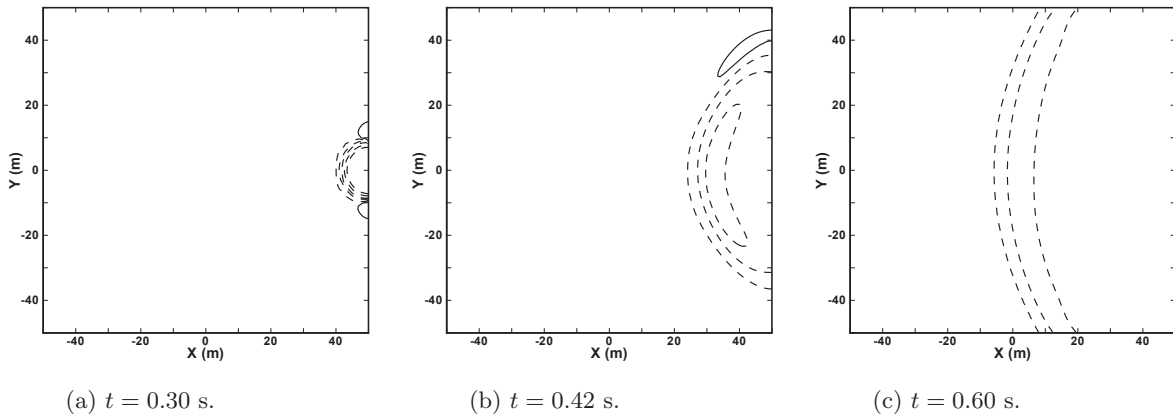


Fig. 2.7: Tourbillon convecté à travers une condition de sortie de Tam. Isocontours de pression. (—) Valeurs positives (1,5,10,25,50 Pa) et (- - -) négatives.

est gelé (voir section 3.2, c'est à dire qu'il est uniquement convecté par l'écoulement moyen. Il est donc possible d'introduire les fluctuations de vitesse dans une région en amont de l'aubage, et de les laisser être convectées par le code de calcul. Pour injecter ces fluctuations de vitesse dans le domaine, deux approches sont généralement envisagées. La première consiste à introduire les fluctuations de vitesse directement dans une zone du domaine de calcul à l'aide d'un terme source adapté aux équations résolues par le code, et d'une fonction de fenêtrage servant à délimiter spatialement la zone d'injection. Ces méthodes ont été étudiées notamment par Lockard & Morris⁹⁵ et plus récemment par Golubev *et al.*^{59,58} En revanche l'utilisation d'une fonction de fenêtrage semble entraîner l'apparition de fluctuations de pression parasites. En effet, le fenêtrage spatial viole en partie la condition de divergence nulle et des sources parasites apparaissent alors dans les régions de variation de la fonction de fenêtrage. Toutefois, Lockard & Morris⁹⁵ estiment que ces sources additionnelles sont d'amplitudes relativement faibles au regard du champ acoustique produit par l'interaction des fluctuations de vitesse avec l'aubage. Des précautions doivent aussi être prises quant au rapport entre la taille de la fenêtre et les longueurs d'ondes injectées afin d'éviter des singularités dans la fonction de fenêtrage, entraînant une mauvaise résolution du champ à injecter.

La deuxième approche consiste à introduire les fluctuations de vitesse à travers la frontière amont

du domaine en utilisant une condition aux limites adaptée. La méthode la plus simple pour imposer des fluctuations à la frontière est le forçage explicite des variables disponibles. Cette méthode a pour inconvénient de ne présenter aucun traitement spécifique assurant la sortie des ondes se propageant vers l'amont et peut donc être à l'origine de réflexions numériques. Une solution plus adaptée à l'introduction des fluctuations consiste à modifier les conditions aux limites de rayonnement afin de conserver le caractère non-réfléchissant de la condition aux limites. Les conditions aux caractéristiques ainsi que la condition de rayonnement de Tam peuvent ainsi permettre d'introduire des fluctuations de vitesses dans le domaine de calcul tout en minimisant l'apparition de parasites numériques dans le domaine de calcul.

2.4.1 Formulation de la condition d'injection de Tam

La condition de rayonnement de Tam décrite par l'équation (2.1) peut être adaptée afin de permettre l'injection d'un champ de perturbation $(\rho'_i, \mathbf{u}'_i, p'_i)$ de la manière suivante :

$$\left(\frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\alpha r} \right) \begin{pmatrix} \rho'_i \\ \mathbf{u}'_i \\ p'_i \end{pmatrix} = \left(\frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{\alpha r} \right) \begin{pmatrix} \rho'_i \\ \mathbf{u}'_i \\ p'_i \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Cette condition aux limites est facile à mettre en oeuvre car il suffit d'ajouter le membre de droite à la condition de rayonnement. Elle permet la sortie des ondes acoustiques uniquement puisqu'elle est basée sur la condition de rayonnement. Néanmoins si l'on injecte des fluctuations de vitesse en amont qui sont convectées vers l'aval par un écoulement moyen, seules des ondes acoustiques peuvent remonter l'écoulement. Tam¹⁵⁰ indique que la condition d'injection est plus performante dans le cas où les dérivées du membre de droite sont calculées analytiquement. Dans les autres cas, le calcul des dérivées temporelles et spatiales à l'aide des schémas numériques ne semble pas être une source notable d'erreurs.

2.4.2 Injection et convection d'une rafale monofréquentielle

Les performances de la condition d'injection de Tam sont évaluées par l'intermédiaire de la convection d'une rafale en deux dimensions. La rafale est une fluctuation de vitesse monofréquentielle définie comme suit :

$$\begin{cases} u'(x, y) = \frac{-\varepsilon U_\infty k_y}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \cos(k_x x + k_y y - \omega t) \\ v'(x, y) = \frac{\varepsilon U_\infty k_x}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}} \cos(k_x x + k_y y - \omega t) \end{cases} \quad (2.7)$$

L'amplitude relative retenue est $\varepsilon = 0.02$, et l'écoulement moyen est uniforme ($\bar{u} = U_\infty, \bar{v} = 0$) à Mach 0.5. Les nombres d'onde dans les deux directions sont $k_x = k_y = 0.2 \text{ m}^{-1}$. Les fronts d'ondes de la rafale sont ainsi inclinés à 45° . La pulsation ω est directement reliée au nombre d'onde dans la direction x en supposant que le champ de vitesse fluctuante est uniquement convecté par le champ moyen (hypothèse de Taylor) : $\omega = k_x U_\infty$. On peut remarquer que le champ de vitesse ainsi défini est bien à divergence nulle. A l'instant initial, le champ de vitesse est imposé dans tout le domaine. Ceci permet d'éviter le transitoire numérique lors de la convection de la rafale, associé à la discontinuité qui serait présente initialement à la frontière si aucun champ de fluctuation n'était initialisé dans le domaine. Le maillage utilisé est le même que pour les cas de validation précédents : 101×101 points et $\Delta x = \Delta y = 1 \text{ m}$. La rafale est très bien résolue par le schéma spatial puisque les longueurs d'onde dans les deux directions sont discrétisées avec environ 30 points. Comme précédemment le pas de temps imposé correspond à $\text{CFL} = 0.15$ et le coefficient de filtrage spatial est de 0.01.

Le champ de vitesse fluctuante u' à $t = 8T$ (correspondant à environ 2.5 traversées du domaine) est présenté sur la figure 2.8, et des isocontours sont comparés à la solution exacte de la rafale convectée. La figure 2.9 compare plus précisément les profils de vitesses u' et v' à la solution analytique sur l'axe $y = 0$. Les résultats numériques sont en excellent accord avec la solution exacte. Enfin, la figure 2.10 présente le champ de fluctuations de pression dans le domaine. On peut remarquer l'apparition de lobes de pression au niveau de la frontière d'injection, mais de faibles amplitudes. De plus, ces lobes de pression restent confinés à la frontière et ne rayonnent pas dans le domaine de calcul.

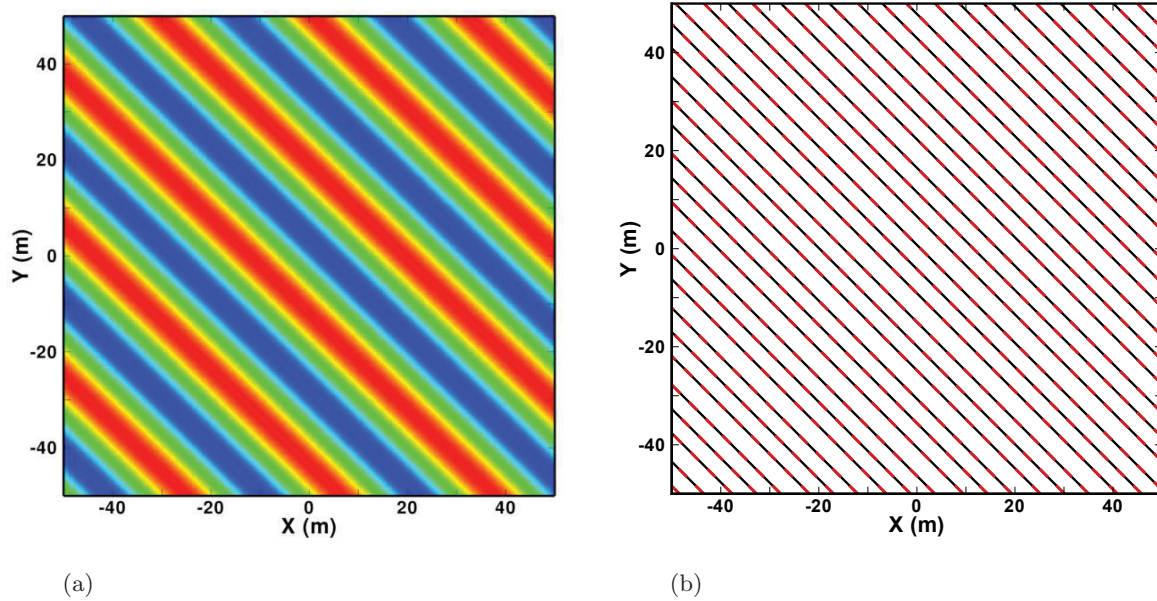


Fig. 2.8: Injection et convection d'une rafale. (a) Champ de vitesse u' , niveaux entre ± 2.4 m/s. (b) Isocontours de vitesse $u' = (-2, 0, 2)$ m/s : (—) solution numérique et (- - -) analytique.

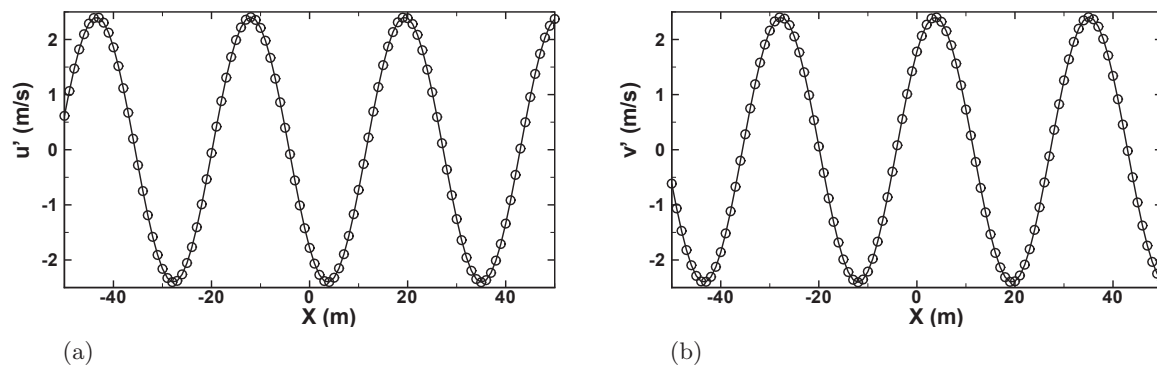


Fig. 2.9: Injection et convection d'une rafale. Profils de vitesse le long de l'axe $y = 0$. (a) Vitesse u' , (b) Vitesse v' : (—) solution numérique et (o) analytique.

2.4.3 Convection d'une rafale à travers une zone d'étirement des mailles

Dans le paragraphe précédent, la rafale était très bien résolue par le maillage dans l'ensemble du domaine de calcul. Elle était ainsi convectée à travers le domaine calcul sans dissipation ni

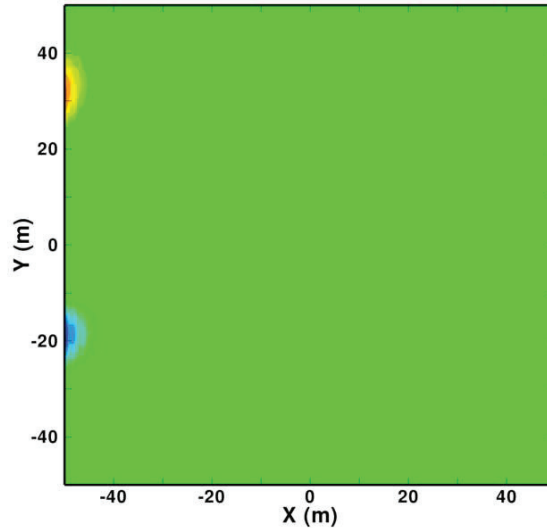


Fig. 2.10: Injection et convection d'une rafale. Champ de fluctuation de pression, niveaux entre ± 0.015 Pa.

dispersion notable. Nous nous intéressons maintenant au cas où la rafale est convectée à travers une zone d'étirement des mailles et n'est ainsi plus résolue sur l'ensemble du domaine. Dans le cas d'une interaction entre une rafale et un profil, il est nécessaire de d'assurer la résolution de la rafale entre la frontière d'injection et le profil. En revanche, en aval du profil il est envisageable de déraffiner le maillage, car les longueurs d'ondes acoustiques en aval du profil sont plus grandes que les longueurs d'onde de la rafale. On peut aussi utiliser une zone d'étirement afin de dissiper les fluctuations hydrodynamiques et/ou acoustiques préalablement à leur sortie du domaine.

Le cas de validation présenté au paragraphe précédent est repris en rajoutant une zone d'étirement des mailles dans la direction x en aval du domaine initial. Dans cette zone, les mailles sont étirées avec un taux de croissance égal à 1.03 (pour les applications aéroacoustiques, le taux d'étirement d'une maille à l'autre n'excède, en général, pas 1.05), jusqu'à atteindre une taille de l'ordre d'un quart de la longueur d'onde aérodynamique ($\lambda_x/4$). Lorsque la rafale est convectée dans une région où elle n'est plus correctement résolue, les erreurs numériques réalisées par le schéma spatial peuvent entraîner l'apparition de fluctuations parasites à haute fréquence. Afin d'éviter l'apparition de ces oscillations, le coefficient de filtrage est fixé à sa valeur maximale (c'est à dire 1) et le filtrage est activé à chaque sous-itération du schéma temporel. Le pas de temps est identique à celui utilisé au paragraphe précédent.

Le champ de vitesse axiale fluctuante u' est présenté sur la figure 2.11 et les solutions analytiques et numériques sur l'axe $y = 0$ sont comparées sur la figure 2.12. Le champ de vitesse de la rafale est correctement simulé jusqu'à ce que la taille des mailles devienne supérieure à $\lambda_x/10$, puis il est progressivement dissipé par le schéma numérique à mesure qu'il n'est plus suffisamment résolu.

Le champ de pression fluctuante est présenté sur la figure 2.13 dans tout le domaine de calcul. Dans la zone où la rafale est dissipée, on voit apparaître un champ de pression parasite d'amplitude maximale voisine de 6 Pa, mais qui reste confiné à la région où les mailles sont de taille supérieure à $\lambda_x/10$. Si l'on observe plus en détail le champ de pression fluctuante dans la région où le maillage est régulier (figure 2.14), on peut observer des fluctuations de pression un peu plus intenses que celles visibles au paragraphe 2.4.2. Néanmoins, l'amplitude de ces fluctuations reste très largement inférieure à celles dues à l'interaction de la rafale avec un profil, comme discuté en section 2.5.

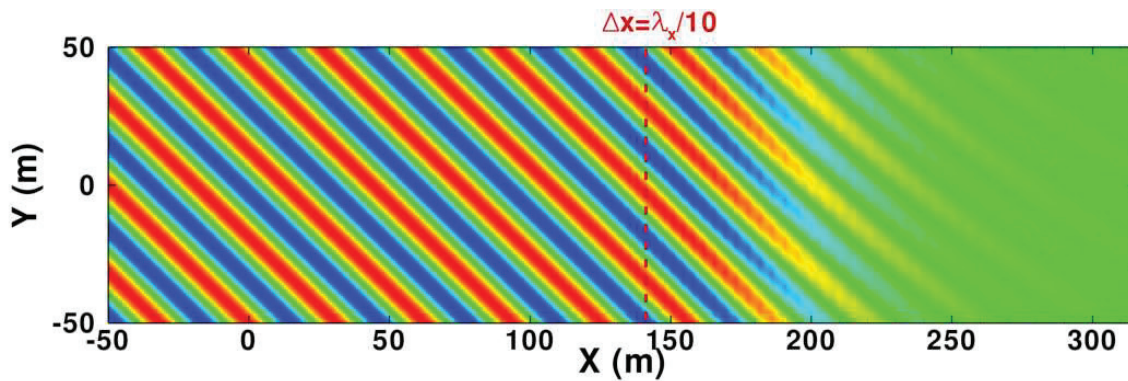


Fig. 2.11: Convection d'une rafale à travers une zone d'étiement. Champ de fluctuation de vitesse axiale : niveaux entre ± 2.4 m/s.

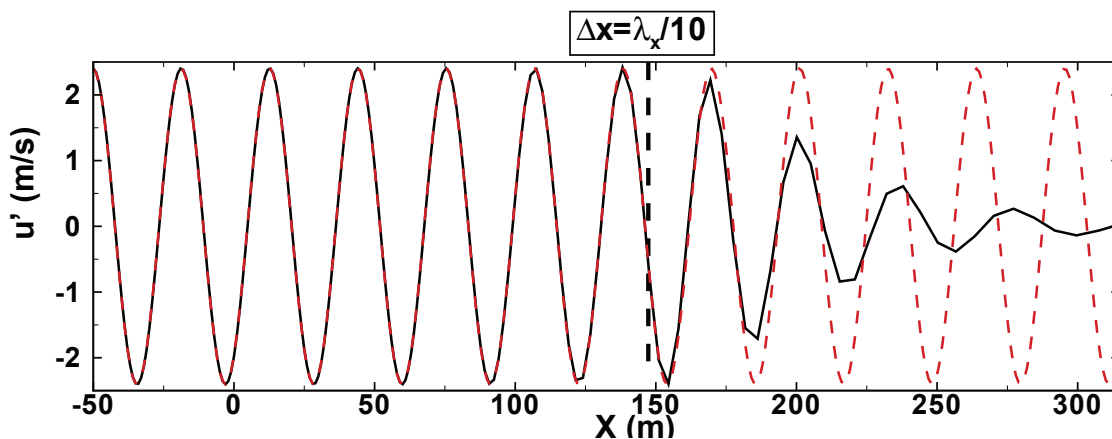


Fig. 2.12: Convection d'une rafale à travers une zone d'étiement. Profils de vitesse axiale le long de l'axe $y = 0$. (—) Solution numérique et (---) analytique.

2.5 Calculs bidimensionnels d'interaction d'une rafale avec une plaque plane

L'interaction entre une rafale et un profil a été extensivement étudiée de manière numérique par de nombreux auteurs comme mentionné au chapitre 1. Afin d'estimer les performances de la méthode numérique mise en place, on s'intéresse à l'interaction entre une rafale et une plaque plane sans épaisseur, sans incidence ni cambrure. Cette configuration est particulièrement intéressante car des résultats de référence peuvent être obtenus à partir du modèle d'Amiet.² Ces cas monofréquentiels permettent par ailleurs d'observer l'apparition d'effets d'interaction spécifiques tels que les effets de non-compacité de la plaque sur sa réponse acoustique lorsque la fréquence de la rafale incidente augmente. L'apparition d'effets non-linéaires pour des rafales de fortes amplitudes peut aussi être observée à travers des comparaisons entre des solutions numériques non-linéaires et des résultats issus de calculs linéaires ou du modèle d'Amiet (basé sur les équations linéarisées).

Dans le cadre des hypothèses du modèle d'Amiet, seules les fluctuations de vitesse normale à la corde sont susceptibles d'interagir avec la plaque plane. De plus, le nombre d'onde dans la direction normale à la corde n'intervient pas dans le calcul du bruit généré, seul le nombre d'onde aligné avec la corde est considéré en deux dimensions. Ainsi l'expression de la rafale donnée par l'équation (2.7) se simplifie et devient :

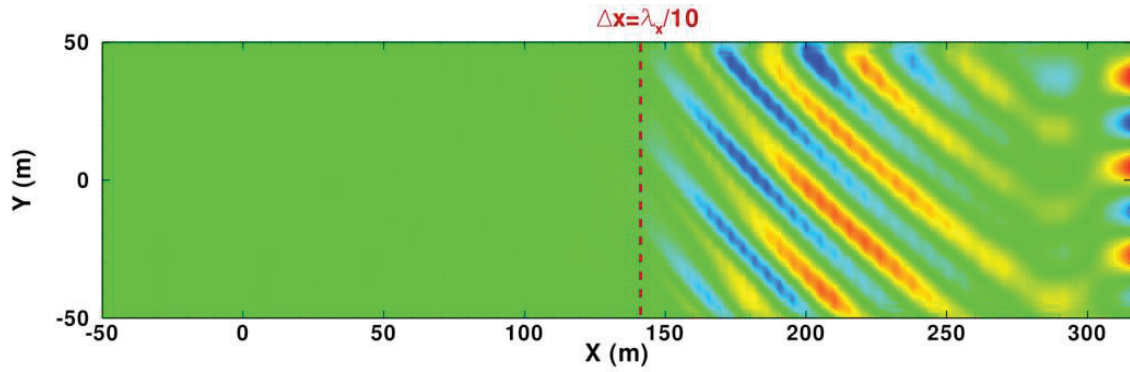


Fig. 2.13: Convection d'une rafale à travers une zone d'étirement. Champ de fluctuation de pression : niveaux entre ± 6 Pa.

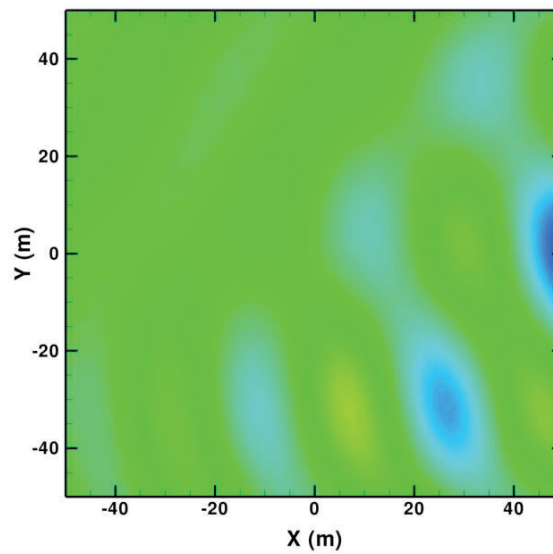


Fig. 2.14: Convection d'une rafale à travers une zone d'étirement. Champ de fluctuation de pression dans la région $-50 \leq x \leq 50$: niveaux entre ± 0.25 Pa.

$$\begin{cases} u'(x, y) = 0 \\ v'(x, y) = \varepsilon U_\infty \cos(k_x(x - U_\infty t)) \end{cases} \quad (2.8)$$

On introduit le nombre d'onde axial réduit $k_x^* = k_x c / 2$, où $c = 1$ m est la corde de la plaque plane. Pour tous les cas traités dans cette section, l'écoulement moyen est uniforme ($M = 0.5$) et aligné sur la corde.

Les maillages utilisés pour les calculs sont définis avec un minimum de 15 points par longueur d'onde aérodynamique en amont de la plaque afin de limiter les effets de dissipation et de dispersion des schémas numériques. En aval de la plaque, les mailles sont déraffinées jusqu'à 10 points par longueurs d'onde, ce qui est suffisant pour discrétiser la rafale, bien qu'une légère dissipation puisse apparaître. Les maillages sont raffinés au niveau du bord d'attaque et du bord de fuite de la plaque, afin de limiter les effets des discontinuités lors du passage abrupt de la condition de paroi au champ libre. Dans le cas d'une plaque plane sans épaisseur, le modèle d'Amiet prévoit un pic de pression d'amplitude infinie au niveau du bord d'attaque. Les effets du raffinement du maillage au bord d'attaque sur la capture de ce pic et sur le champ acoustique

résultant seront étudiés pour les cas de nombres d'onde réduits k_x^* égaux à 1 et 3 et avec des maillages présentant des tailles de maille au bord d'attaque Δ_{min} différentes (voir tableau 2.2). Les maillages sont nommés G pour grossier, M pour moyen et F pour fin, suivi du nombre d'onde réduit maximal qu'ils supportent. Une vue du maillage $G1$ au voisinage de la plaque mettant en évidence les zones de raffinement est présentée sur la figure 2.15. Enfin, un maillage a été réalisé pour les nombres d'ondes $k_x^* = 5$ et 10 dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.2. Les pas de temps de simulation associés sont également indiqués dans ce tableau. Tous les calculs sont réalisés avec un pas de temps correspondant à une valeur du critère CFL basé sur la vitesse $\max(\|u\| + \bar{c})$ légèrement inférieure à 1. Le centre de rayonnement des conditions de Tam est placé au niveau du bord d'attaque, car le rayonnement acoustique attendu pour l'interaction rafale-profil est dominé par les sources situées à proximité de celui-ci.

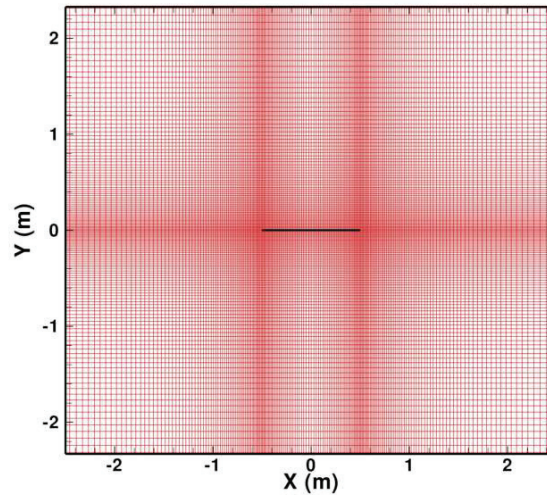


Fig. 2.15: Raffinement du maillage aux bord d'attaque et bord de fuite pour le maillage $G1$.

Maillage	$N_x \times N_y$	Étendue en x (m)	Étendue en y (m)	Δ_{min} (m)	Δt (s)
$G1$	301×237	$-10.5 < x < 10.5$	$-10 < y < 10$	1/100	1.848×10^{-5}
$M1$	377×281	$-10.5 < x < 10.5$	$-10 < y < 10$	1/200	9.240×10^{-6}
$F1$	461×337	$-10.5 < x < 10.5$	$-10 < y < 10$	1/500	3.891×10^{-6}
$G3$	412×297	$-10.5 < x < 10.5$	$-10 < y < 10$	1/100	1.848×10^{-5}
$M3$	448×307	$-10.5 < x < 10.5$	$-10 < y < 10$	1/200	9.240×10^{-6}
$F3$	520×351	$-10.5 < x < 10.5$	$-10 < y < 10$	1/500	3.891×10^{-6}
$F10$	617×707	$-6.5 < x < 6.5$	$-6 < y < 6$	1/500	3.891×10^{-6}

Tab. 2.2: Maillages et pas de temps utilisés pour les cas 2D d'interaction rafale – plaque plane.

Comme dans le paragraphe 2.4.2, la rafale est initialisée dans tout le domaine au début du calcul afin de diminuer les effets du transitoire numérique. Néanmoins l'initialisation du champ de vitesse au voisinage du profil entraîne tout de même une période de transition caractérisée par l'apparition de fortes fluctuations de pression à la paroi qu'il faut évacuer du domaine avant d'atteindre le régime périodique.

2.5.1 Rafales de faibles amplitudes

Ces premiers cas d'interaction portent sur des rafales d'amplitude relative $\varepsilon = 0.02$, pour lesquelles l'hypothèse de petites perturbations est satisfaite. L'utilisation du modèle d'Amiet comme résultat de référence pour estimer la précision de la méthode numérique est donc justifiée. Par

ailleurs, les calculs présentés dans les paragraphes 2.5.1.1 et 2.5.1.2 ont été réalisés en résolvant les équations non-linéarisées et les équations linéarisées avec *sAbrinA.v0*, sans que les résultats ne montrent de différences significatives. Seuls les résultats numériques obtenus à partir des équations non-linéarisées sont donc présentés dans les paragraphes suivants.

2.5.1.1 Cas de la rafale $k_x^* = 1$

Les calculs pour le nombre d'onde réduit $k_x^* = 1$ ont été réalisés avec les maillages *G1*, *M1* et *F1* afin d'étudier l'effet du raffinement au bord d'attaque sur le champ acoustique ainsi que sur la capture de la pression pariétale. Ces calculs sont réalisés en parallèle sur 12 processeurs et le coût de calcul pour une période de la rafale est d'environ 40 secondes pour le maillage *G1*, 2 minutes pour *M1* et 9 minutes pour *F1*. Des champs instantanés de fluctuation de vitesse normale et de pression sont présentés en figure 2.16 pour le calcul réalisé avec le maillage *F1*. Le champ de pression rayonné est bien de nature dipolaire et symétrique par rapport à la plaque, comme attendu pour une interaction entre une rafale et une plaque plane sans épaisseur ni incidence. Les fronts d'ondes de pression ne sont pas altérés par les conditions aux limites lors de leur sortie du domaine de calcul. On peut aussi remarquer que la plaque semble suffisamment compacte au regard de la longueur d'onde de la rafale ($\lambda_{gust} \approx 3c$) pour que le champ acoustique soit assimilé à un dipôle unique. Cela est mis en évidence sur la figure 2.17 pour laquelle le champ acoustique issu directement des calculs *sAbrinA.v0* est comparé aux prédictions obtenues avec le modèle d'Amiet en observant la directivité sur un cercle de rayon $R = 4c$ centré en $(0, 0)$. L'angle $\theta = 0^\circ$ correspond au point situé en aval de la plaque sur l'axe $y = 0$. Les résultats sont tracés pour les maillages *G1*, *M1* et *F1*. La directivité est calculée à partir de la fluctuation de pression efficace (p'_{RMS}) et est adimensionnée comme suit : $(p'_{RMS}/(\rho_\infty U_\infty^2))^2$. Le champ rayonné étant symétrique par rapport à la plaque, seul l'arc supérieur est représenté.

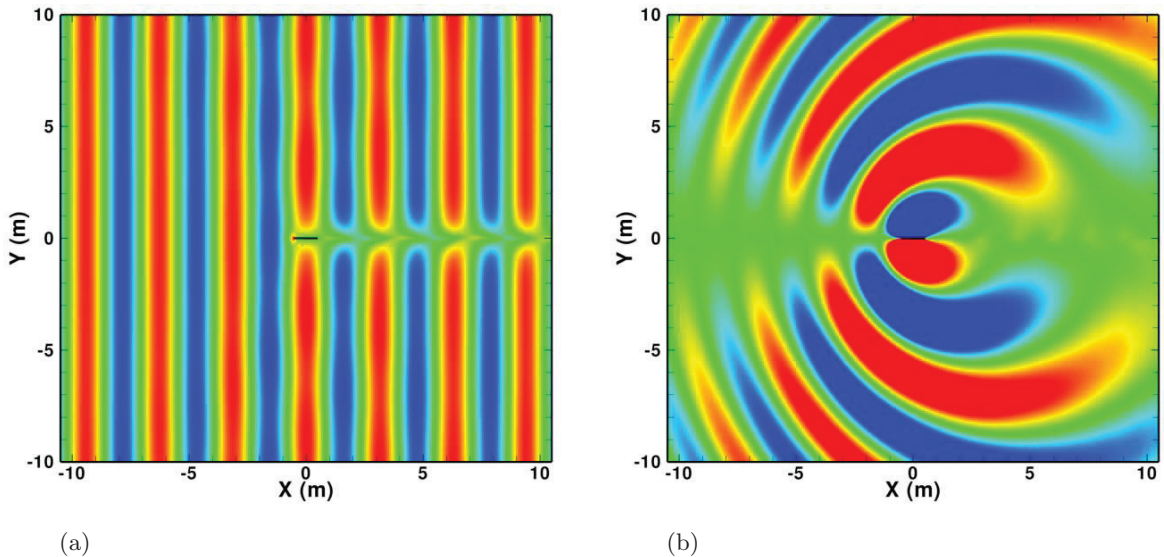


Fig. 2.16: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 1$, maillage *F1*. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 3.5 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 50 Pa.

Ces directivités mettent bien en évidence le caractère dipolaire et compact du champ acoustique rayonné. Les directivités issues des calculs numériques montrent un bon accord avec les résultats analytiques pour les trois maillages considérés. L'orientation du lobe est légèrement moins bonne pour le maillage *G1* que pour les deux autres. Le maillage *F1* semble légèrement sous-estimer le rayonnement par rapport au maillage *M1* bien qu'il soit plus fin au bord d'attaque. En revanche,

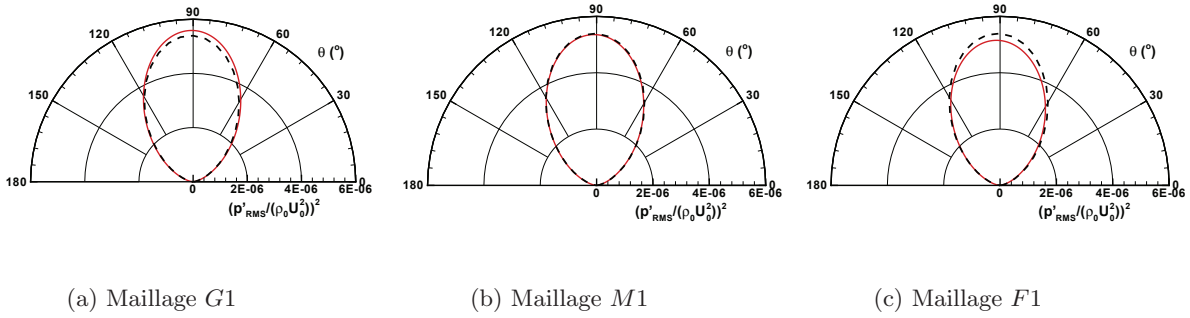


Fig. 2.17: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 1$. Directivité du champ acoustique à $R = 4c$ autour de la plaque plane : (—) Résultats numériques et (---) solution d’Amiet.

les analyses du saut de pression pariétale ($\Delta p = p_{ext} - p_{int}$), montrent des différences beaucoup plus sensibles entre les différents maillages. La figure 2.18 présente les valeurs efficaces de Δp . On remarque que l’utilisation d’un maillage plus raffiné au bord d’attaque permet une bien meilleure capture du pic de pression dans cette région. De plus les légères oscillations visibles pour les maillages *G1* et *M1* pour $0 < x/c < 0.05$ semblent lissées avec le maillage *F1*. Alors que les résultats analytiques tendent vers 0 au bord de fuite, les résultats numériques montrent un léger pic dû au passage abrupt de la condition de paroi au champ libre. Les maillages étant aussi raffinés au niveau du bord de fuite, le maillage le plus fin permet de limiter légèrement l’étendue de ce pic.

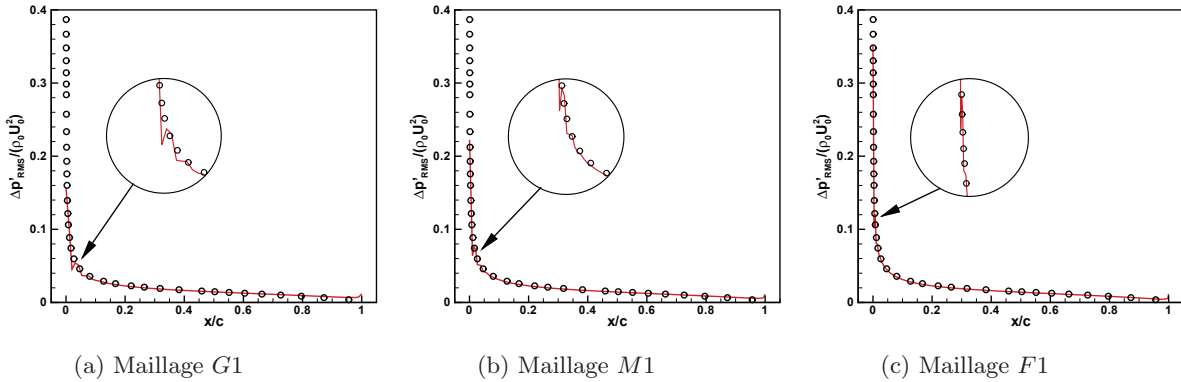


Fig. 2.18: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 1$. Valeur efficace du saut de pression pariétale : (—) Résultats numériques et (o) solution d’Amiet.

Ainsi, pour ce cas de rafale, le raffinement du maillage au bord d’attaque n’influence que légèrement le calcul numérique direct du rayonnement de la plaque plane. En revanche, un maillage très raffiné permet d’obtenir une solution plus fidèle au niveau de la paroi en capturant mieux le pic de bord d’attaque et en réduisant les oscillations à proximité de celui-ci. Cette bonne capture de la solution pariétale peut s’avérer intéressante, notamment dans le cadre d’un couplage du calcul numérique avec une méthode de FWH en surface solide (utilisant la pression pariétale comme donnée d’entrée).

2.5.1.2 Rafales non-compactes $k_x^* = 3$

Le cas de la rafale de nombre d'onde réduit $k_x^* = 3$ est lui aussi réalisé sur trois maillages différents ($G3$, $M3$ et $F3$). Les champs instantanés de la fluctuation de vitesse normale ainsi que de la fluctuation de pression obtenus avec le maillage $F3$ sont présentés sur la figure 2.19. La longueur d'onde de cette rafale est de l'ordre de la corde de la plaque et des effets de non-compacité apparaissent sur le champ rayonné. On peut en effet remarquer l'inclinaison du lobe de pression principal vers l'aval, ainsi que l'apparition d'un lobe secondaire à proximité du bord d'attaque et qui rayonne vers l'amont.

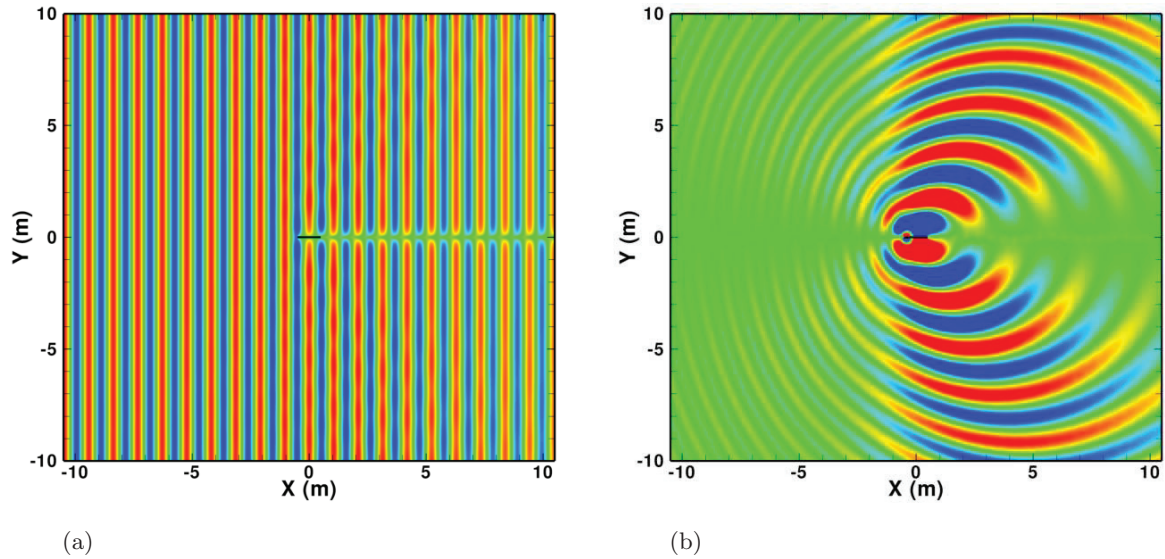


Fig. 2.19: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 3$, maillage $F3$. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 3.5 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 50 Pa.

Les directivités à $R = 4c$ tracées sur la figure 2.20 confirment l'apparition de ces effets de non-compacité sur le rayonnement acoustique. Le maillage $F3$ permet une capture plus précise de l'inclinaison et du niveau du lobe principal. De plus, le lobe secondaire apparaissant en amont est lui aussi mieux capté par le maillage le plus fin alors qu'il est pratiquement inexistant pour le calcul utilisant le maillage $G3$.

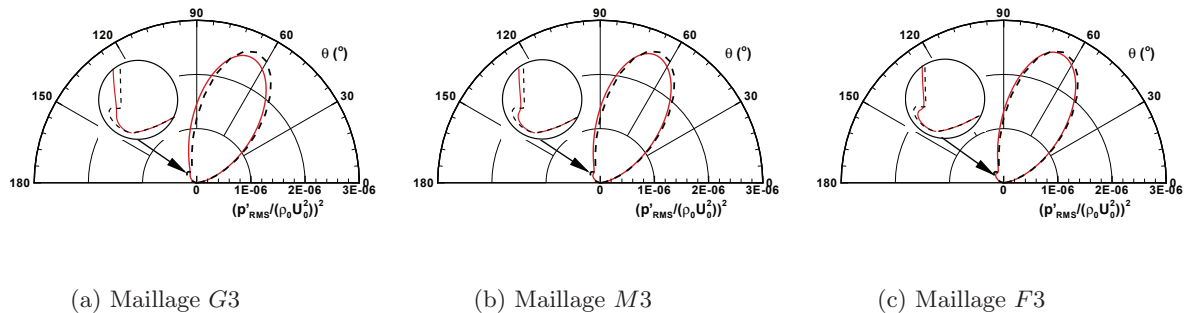


Fig. 2.20: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 3$. Directivité du champ acoustique à $R = 4c$ autour de la plaque plane : (—) résultats numériques et (- - -) solution d'Amiet.

Si l'on observe les valeurs efficaces de la fluctuation de pression pariétale présentées en figure 2.21, on remarque à nouveau que l'oscillation observable sur le pic de pression pour $0 < x/c < 0.05$ est lissée avec le maillage le plus fin. De plus la pression pariétale est également mieux prédite sur l'ensemble de la corde avec le maillage $F3$ qu'avec les maillages $G3$ et $M3$. Le raffinement du maillage au bord d'attaque présente donc un intérêt supplémentaire à plus haute fréquence, pour capturer correctement les effets de non-compacité.

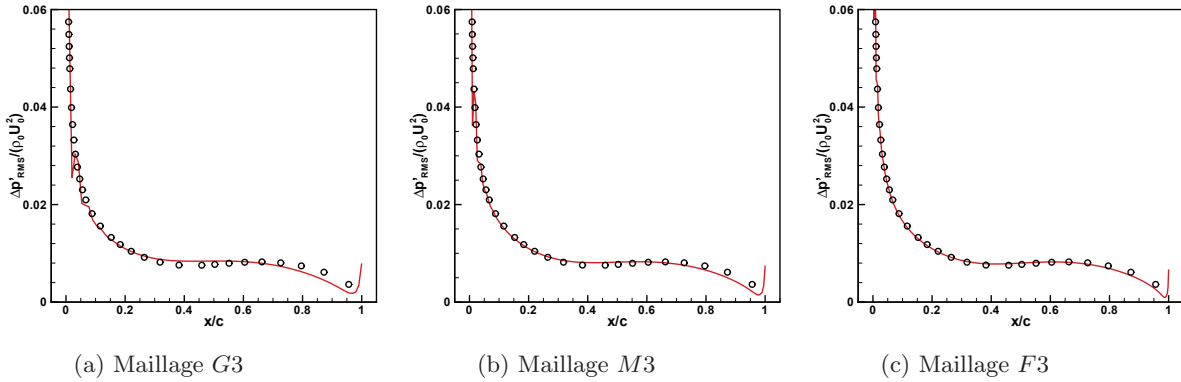


Fig. 2.21: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 3$. Valeur efficace du saut de pression pariétale : (—) résultats numériques et o solution d’Amiet.

2.5.1.3 Cas des rafales $k_x^* = 5$ et $k_x^* = 10$

Les calculs pour les cas $k_x^* = 5$ et $k_x^* = 10$ sont réalisés avec le maillage $F10$. Pour ces rafales, la plaque plane est fortement non-compacte ($c > \lambda_{gust}$) et les effets associés sur le rayonnement sont très marqués. Les champs de fluctuation de vitesse normale et de fluctuation de pression tracés respectivement pour $k_x^* = 5$ et $k_x^* = 10$ sur les figures 2.22 et 2.23 montrent bien ces effets de non-compacité avec l’apparition de lobes multiples sur le champ de pression rayonné. On vérifie ainsi que le nombre de lobes présents augmente avec le nombre d’onde de la rafale.

Les directivités à $R = 4c$ tracées sur la figure 2.24 mettent bien en évidence l’apparition de ces lobes multiples sur le rayonnement acoustique. Les lobes secondaires ont des amplitudes relatives au lobe principal beaucoup plus importantes que pour le cas $k_x^* = 3$. Les résultats des calculs pour ces deux rafales sont en très bon accord avec les solutions analytiques. L’orientation des lobes, ainsi que leurs amplitudes sont bien capturées par la méthode numérique. Les valeurs efficaces de la pression à la paroi sont présentées en figure 2.25. Les résultats numériques montrent également un bon accord avec les solutions analytiques, malgré un léger décalage sur les rebonds de pression pariétale situés en $[0.6 < x/c < 1]$.

Le code Euler d’ordre élevé *sAbrinA.v0* associé aux conditions aux limites de Tam permet d’évaluer précisément le rayonnement acoustique dû à l’interaction entre une rafale et un profil. Les conditions aux limites implémentées permettent l’injection des fluctuations de vitesse sans générer de bruit parasite susceptible de polluer la solution acoustique.

Pour des rafales de faibles amplitudes, l’interaction rafale-plaque plane ne présente pas d’effets non-linéaires significatifs. Dans le paragraphe suivant, l’amplitude de la rafale est augmentée jusqu’à atteindre le domaine non-linéaire, afin de mettre en avant les limites des conditions de Tam et les solutions permettant de traiter ces configurations. Les difficultés numériques liées aux cas de plaque plane sans épaisseur impactées par une rafale de forte amplitude sont discutés.

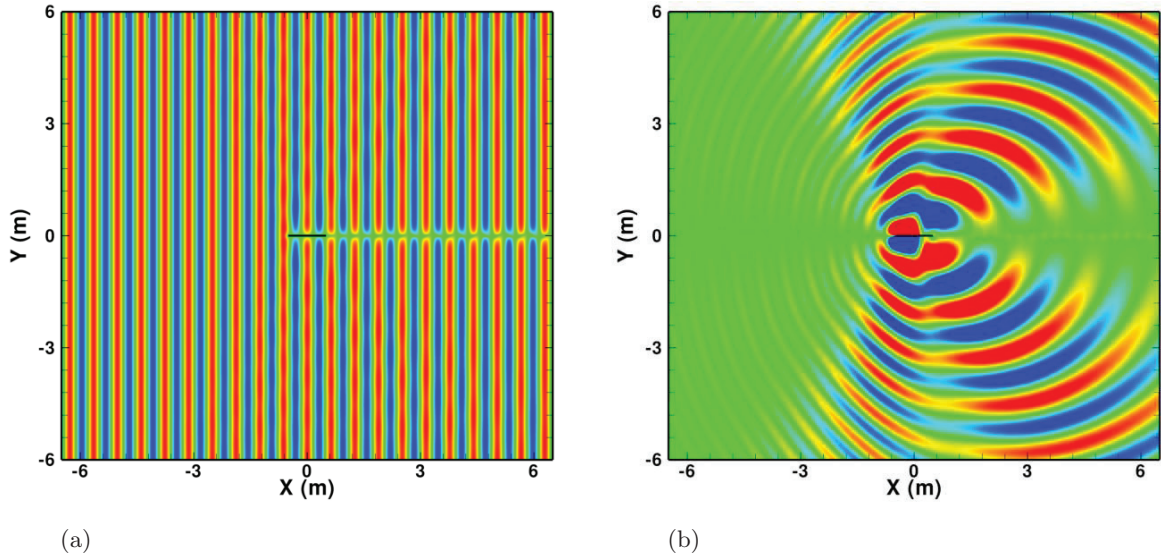


Fig. 2.22: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 5$, maillage $F10$. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 3.5 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 50 Pa.

2.5.2 Rafales de fortes amplitudes : apparition d’effets non-linéaires

Lorsque l’amplitude de la rafale devient suffisamment élevée, l’hypothèse de petites perturbations n’est plus satisfaite et les termes non-linéaires ne peuvent plus être négligés. Golubev *et al.*^{60,61} et Crivellini *et al.*²⁷ montrent sur des cas d’interaction entre une rafale et un profil de Joukowski que les effets non-linéaires semblent devenir significatifs pour des amplitudes relatives de la rafale supérieures à $\varepsilon = 0.1$. Parmi ces effets non-linéaires, Golubev *et al.* montrent notamment la création de fluctuations de pression pariétale aux premiers harmoniques de la fréquence de la rafale, ainsi que le développement d’une instabilité dans le sillage du profil. En revanche, les harmoniques du spectre de pression à la paroi ne semblent pas contribuer de manière notable au rayonnement acoustique global.

Dans ce paragraphe, on s’intéresse dans un premier temps au cas d’une rafale de nombre d’onde réduit $k_x^* = 1$ et d’amplitude $\varepsilon = 0.1$. L’amplitude de la rafale est fixée dans un deuxième temps à $\varepsilon = 0.2$. La configuration reste la même que dans les paragraphes précédents, c’est à dire une plaque plane de corde $c = 1$ m et un écoulement à Mach $M = 0.5$. Notons que les calculs présentés dans ce paragraphe, réalisés avec les équations complètes ont au préalable été réalisés avec les équations linéarisées. Les résultats linéarisés sont très similaires à ceux obtenus au paragraphe 2.5.1.1 par comparaison aux résultats issus du modèle d’Amiet, ils ne sont donc pas présentés ici par souci de clarté. Les premiers calculs réalisés en utilisant le maillage $F1$ ont montré des difficultés à converger vers une solution périodique, notamment pour l’amplitude la plus élevée. En effet, si les termes non-linéaires deviennent importants, les équations de Tam basées sur les hypothèses de linéarité, sont mises en défaut et des réflexions numériques peuvent apparaître aux frontières du domaine. Pour pallier ce problème, le maillage est étendu en ajoutant des zones d’étirement en aval ainsi qu’en haut et en bas (voir figure 2.26). En amont, la taille des mailles est conservée dans la direction x afin d’assurer la convection de la rafale. Un maillage très fin $TF1_NL$, avec une maille au bord d’attaque de taille $\Delta_{min} = c/1000$ est par ailleurs réalisé afin d’étudier les phénomènes pariétaux à proximité du bord d’attaque. Les caractéristiques des deux maillages ainsi réalisés sont résumées dans le tableau 2.3.

A l’instant initial, si la rafale est imposée dans tout le domaine, une onde de pression apparaît au niveau de la frontière aval, ce qui déstabilise le calcul et le fait diverger. Cet effet peut être évité

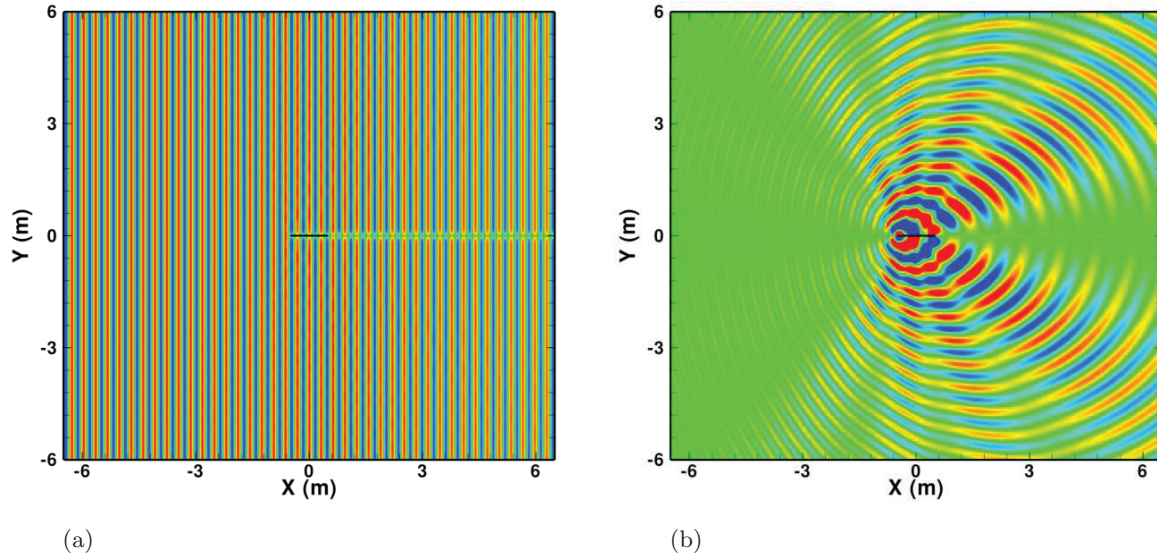


Fig. 2.23: Interaction rafale – plaque plane, $k_x^* = 10$, maillage $F10$. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 3.5 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 50 Pa.

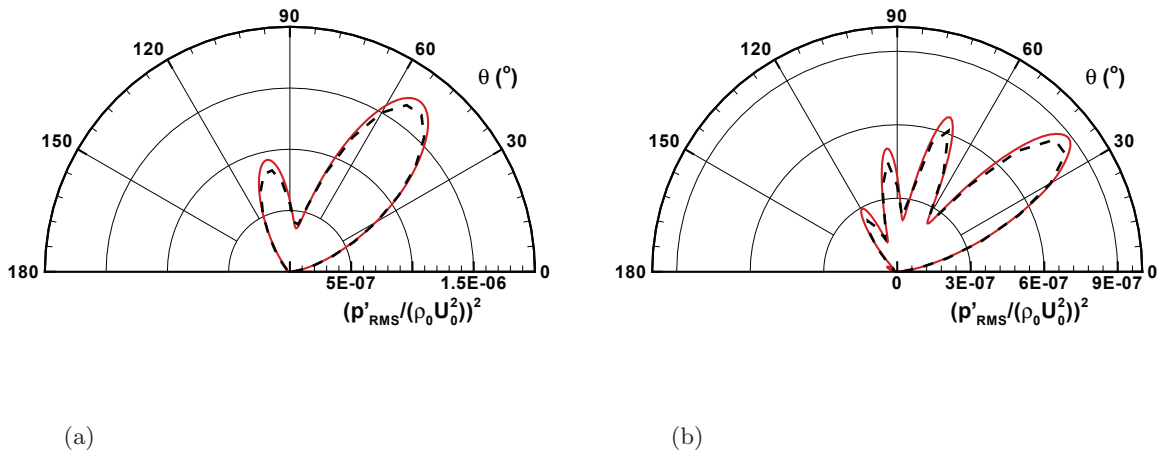


Fig. 2.24: Interaction rafale – plaque plane, maillage $F10$. Directivités du champ acoustique à $R = 4c$ autour de la plaque plane : (a) nombre d'onde $k_x^* = 5$ et (b) $k_x^* = 10$. (—) Résultats numériques et (---) solution d'Amiet.

en initialisant progressivement la rafale dans le domaine au moyen d'une rampe en espace. La rafale est ainsi initialisée normalement entre la frontière amont et le bord de fuite de la plaque, puis son amplitude décroît linéairement jusqu'à être nulle au début de la zone d'étirement. Les champs instantanés des fluctuations de vitesse normale et de pression sont présentés sur la figure 2.27. L'effet des zones d'étirement est bien visible, les fronts d'onde de pression sont en grande partie dissipés avant d'atteindre les frontières. Le champ de vitesse semble lui aussi bien dissipé dans la direction x en aval de la plaque. Sur le champ de pression on peut remarquer une instabilité se développant dans le sillage de la plaque, beaucoup plus marquée que pour les

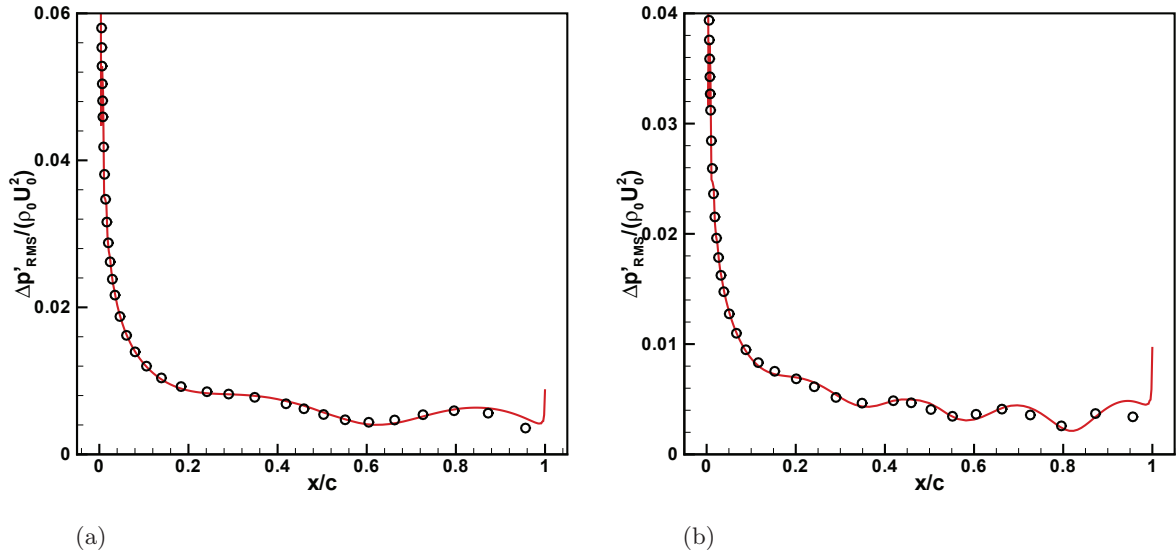


Fig. 2.25: Interaction rafale – plaque plane, maillage $F10$. Valeur efficace du saut de pression pariétale : (a) Nombre d'onde $k_x^* = 5$ et (b) $k_x^* = 10$. (—) Résultats numériques et (o) solution d'Amiet.

Maillage	$N_x \times N_y$	Étendue en x (m)	Étendue en y (m)	Δ_{min} (m)	Δt (s)
$F1_NL$	529×381	$-19.5 < x < 39.8$	$-34.3 < y < 34.3$	$1/500$	1.946×10^{-6}
$TF1_NL$	567×409	$-19.5 < x < 39.8$	$-34.3 < y < 34.3$	$1/1000$	1.422×10^{-6}

Tab. 2.3: Maillages et pas de temps utilisés pour les cas d'interaction avec des rafales de fortes amplitudes.

rafales de faible amplitude. On observe aussi une oscillation autour de l'abscisse $x = 10$ m qui correspond à l'entrée de la rafale dans la zone d'étirement comme discuté au paragraphe 2.4.3. Les pressions pariétales ainsi que les directivités sont présentées sur la figure 2.28 pour le maillage $F1_NL$ et sur la figure 2.29 pour le maillage $TF1_NL$. Ces figures présentent les valeurs efficaces de la pression fluctuante calculées sur une période, ainsi que les amplitudes des transformées de Fourier de la pression fluctuante réalisées sur le fondamental f_0 et sur le premier harmonique de la rafale f_1 . Sur les pressions pariétales, on peut observer un rebond à proximité du pic de bord d'attaque. Ce rebond est fortement amplifié dans le cas où le maillage $TF1_NL$ est utilisé. Par ailleurs, l'amplitude du premier harmonique de la rafale est importante au niveau de ce rebond. En revanche, les lobes de directivité sont dominés par le fondamental. Le rebond beaucoup plus important observable sur le maillage le plus fin semble entraîner un rayonnement acoustique plus important, s'éloignant davantage de la solution analytique linéarisée d'Amiet. Par ailleurs, l'instabilité visible dans le sillage de la plaque sur la figure 2.27.(b) est mise en évidence sur les directivité autour de $\theta = 0^\circ$.

L'origine du rebond présent sur les pressions pariétales est liée au développement d'une instabilité (mode de vorticité)   proximité du bord d'attaque et responsable de la formation d'un tourbillon, bien que le champ moyen ne présente aucun gradient de vitesse et que la viscosité ne soit pas prise en compte dans le calcul Euler. Ce tourbillon est ensuite convecté le long de la plaque par l'écoulement moyen. Les études réalisées par Golubev *et al.*^{60,61} sur des profils épais ne montrent pas de phénomène similaire. Il est probable que cette instabilité résulte de la singularité du bord d'attaque pour une plaque plane sans épaisseur. Les différences d'amplitudes du rebond entre les deux maillages considérés s'expliquent par le fait que l'instabilité semble mieux discrétisée

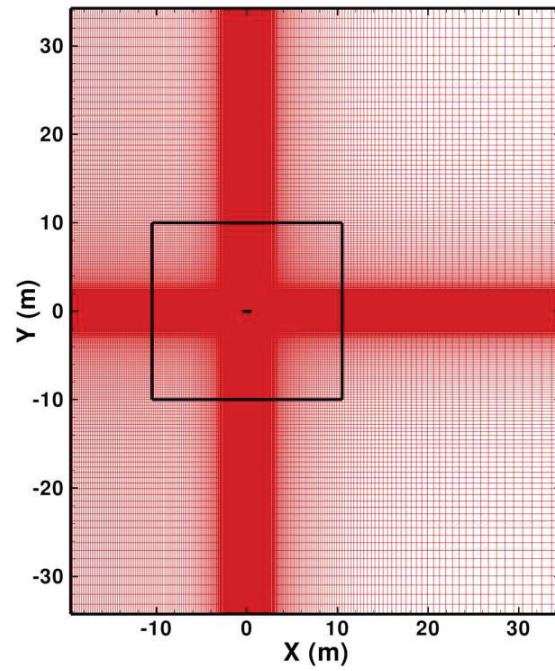


Fig. 2.26: Maillages conçus pour les calcul d'interaction avec des rafales de fortes amplitudes.

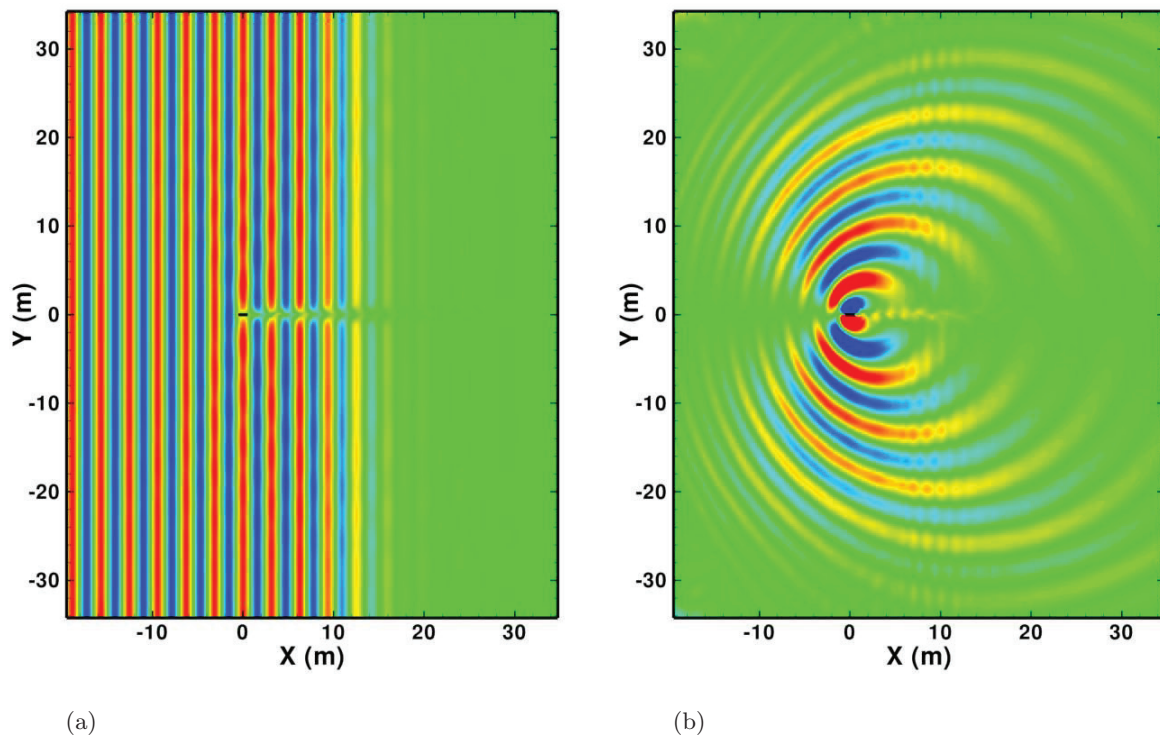


Fig. 2.27: Rafale de forte amplitude, $\varepsilon = 0.1$, maillage *F1_NL*. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 17 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 400 Pa.

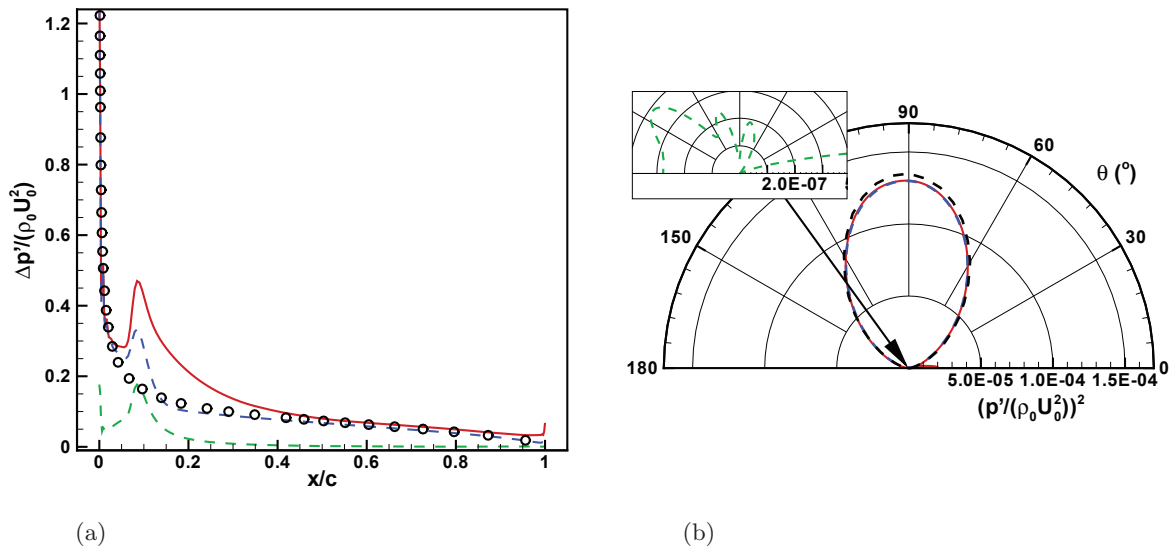


Fig. 2.28: Rafale de forte amplitude, $\varepsilon = 0.1$, maillage *F1_NL*. (a) Saut de pression pariétale et (b) directivité du champ acoustique à $R = 4c$. (—) Valeur efficace, (---) fondamental, (- - -) premier harmonique, (- - -) et (o) solution d'Amiet.

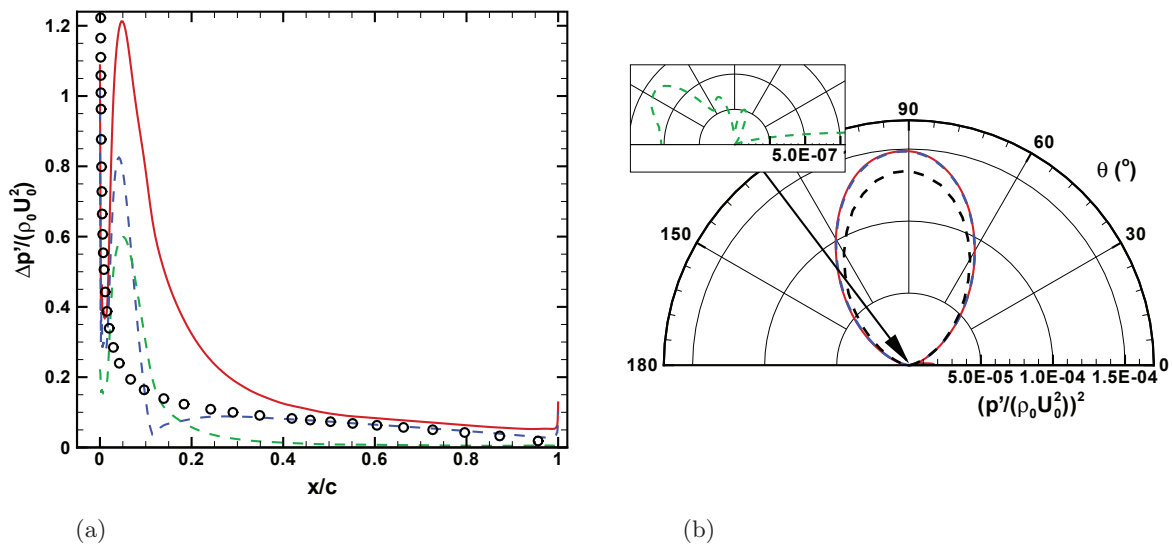


Fig. 2.29: Rafale de forte amplitude, $\varepsilon = 0.1$, maillage *TF1_NL*. (a) Saut de pression pariétale et (b) directivité du champ acoustique à $R = 4c$. (—) Valeur efficace, (---) fondamental, (- - -) premier harmonique, (- - -) et (o) solution d'Amiet.

par le maillage le plus fin et est ainsi plus intense. Les champs instantanés de la vorticité, ainsi que de la fluctuation de pression autour de la plaque sont présentés sur les figures 2.30 et 2.31 pour le maillage *TF1_NL*, et pour quatre instants séparés d'une durée $T/4$. On peut observer la formation du tourbillon à $t = 0$ sur le côté supérieur (et à $t = T/2$ sur le côté inférieur), et sa convection le long de la corde. Les rebonds présents sur les distributions de pression pariétale sont probablement dûs au déplacement irrégulier de ce tourbillon au cours du temps. En effet, il semble être convecté moins rapidement entre $t = 0$ et $t = T/4$ que par la suite. De plus, cette structure tourbillonnaire étant assez petite, elle est en partie dissipée lors de sa convection car les

mailles sont déraffinées entre les deux extrémités de la plaque.

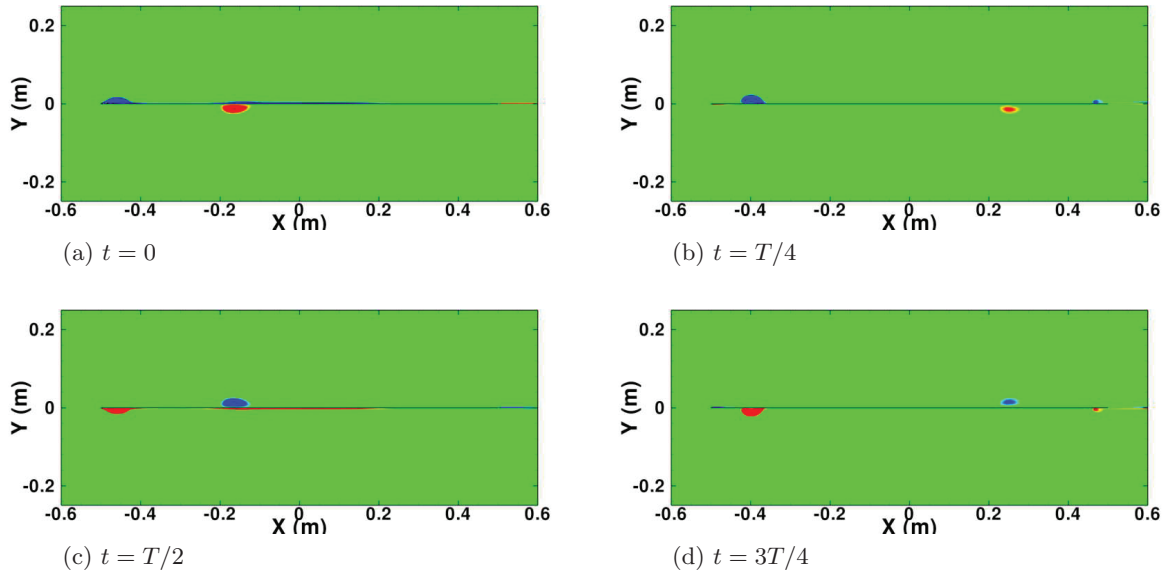


Fig. 2.30: Rafale de forte amplitude, $\varepsilon = 0.1$, maillage $TF1_NL$. Champs instantanés de la vorticité à proximité de la plaque plane, niveaux entre $\pm 1.10^4 \text{ s}^{-1}$.

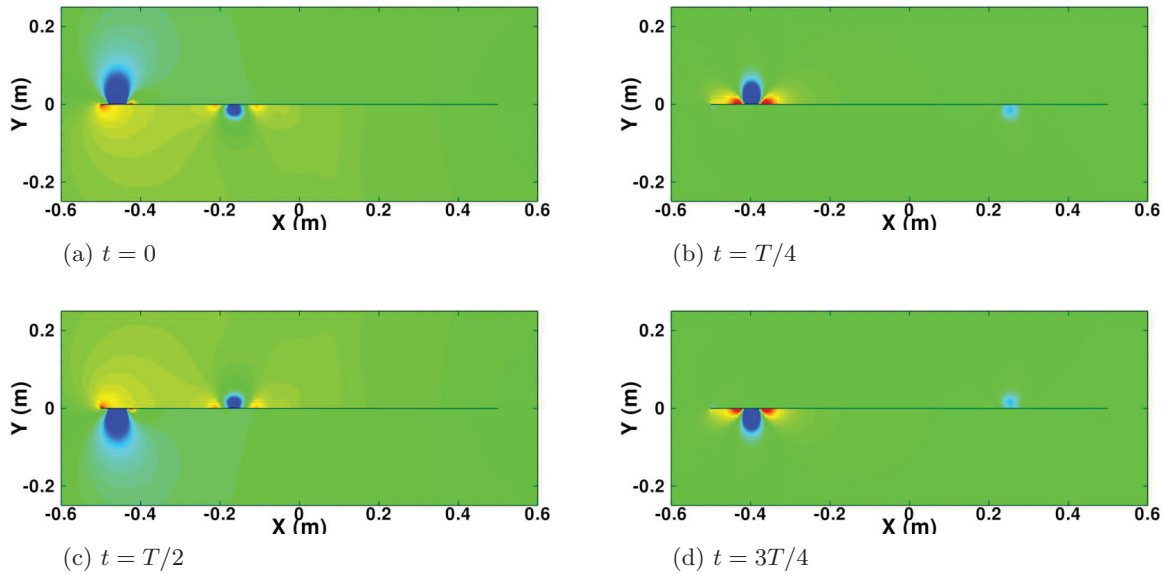


Fig. 2.31: Rafale de forte amplitude, $\varepsilon = 0.1$, maillage $TF1_NL$. Champs instantanés de la fluctuation de pression à proximité de la plaque plane, niveaux entre $\pm 1.10^4 \text{ Pa}$.

Les mêmes analyses sont proposées avec une amplitude de rafale $\varepsilon = 0.2$. Les phénomènes décrits précédemment s'accroissent, et notamment l'instabilité présente dans le sillage comme on peut le voir sur la figure 2.32 présentant les champs instantanés de pression et de vitesse. Le calcul est réalisé avec le maillage $TF1_NL$, mais les champs ne sont présentés que dans la zone où la rafale est correctement discrétisée. Pour cette amplitude de la rafale, les instabilités se développant à proximité du bord d'attaque tendent à dissymétriser la pression pariétale ainsi que le champ acoustique, comme on peut l'observer sur la figure 2.33. Le pic de pression au bord d'attaque est fortement atténué au profit des rebonds. A nouveau, le premier harmonique

de la rafale présente des valeurs importantes à la paroi, mais sa contribution reste toujours très faible sur le rayonnement sonore. L'instabilité de sillage est clairement visible autour de $\theta = 0^\circ$. Enfin, le rayonnement total montre à nouveau des niveaux plus élevés que la solution linéarisée d'Amiet.

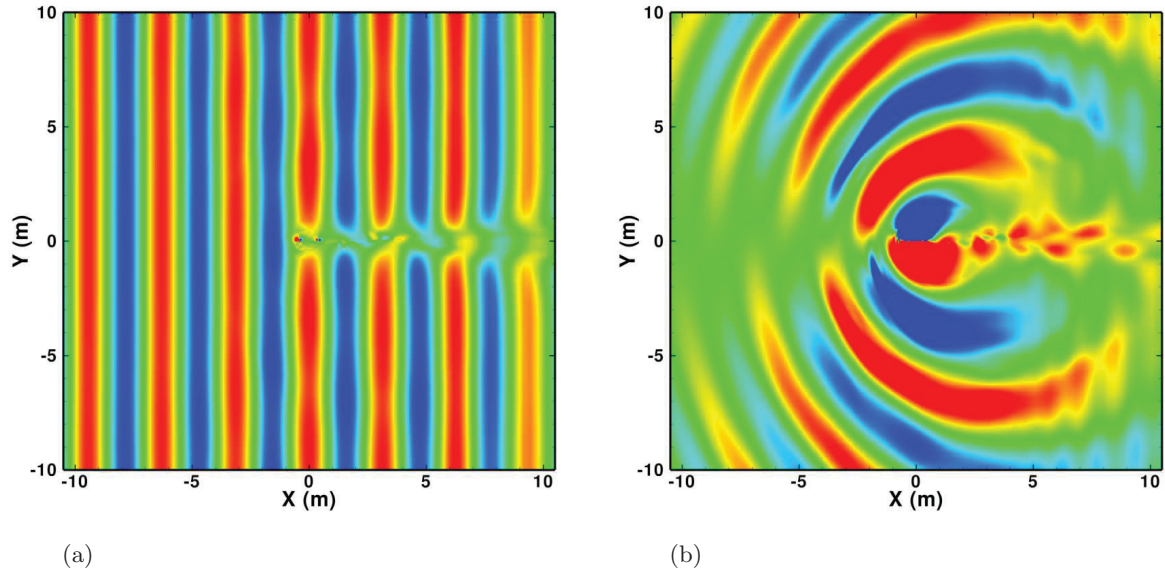


Fig. 2.32: Rafale de forte amplitude, $\varepsilon = 0.2$, maillage *F1_NL*. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 34 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 800 Pa.

Pour conclure, les phénomènes observés pour des rafales de fortes amplitudes interagissant avec une plaque plane ont permis de mettre en évidence la nécessité de prendre certaines précautions quand les termes non-linéaires deviennent significatifs. Dans ces conditions, l'utilisation des conditions de Tam doit de préférence être associée à des zones d'étirement des mailles, permettant la dissipation de tout ou partie des ondes incidentes. Les phénomènes observés sur le rayonnement de la plaque soumise à ces rafales doivent être nuancés par le fait que la singularité de bord d'attaque dans le cas d'un profil sans épaisseur peut être à l'origine d'artefacts numériques non physiques.

2.6 Conclusion et synthèse

Les conditions aux limites de Tam, basées sur un développement asymptotique des équations d'Euler linéarisées en champ lointain, permettent la sortie de modes acoustiques et hydrodynamiques en limitant drastiquement les réflexions numériques. Elles ont été implémentées avec succès dans le code *sAbrinA.v0* en tirant profit de l'utilisation de cellules fantômes aux frontières, dans un environnement multi-domaines. L'efficacité de ces conditions aux limites a été vérifiée sur des cas simples bidimensionnels, consistant en la sortie d'une onde acoustique, puis d'un mode hydrodynamique, et enfin sur un cas d'injection et de convection d'une rafale dans le domaine de calcul.

L'utilisation du code *sAbrinA.v0* associé aux conditions de Tam pour l'estimation du bruit de bord d'attaque a ensuite été validée par la réalisation de calculs d'interaction bidimensionnels entre une rafale et une plaque plane sans épaisseur, pour des fréquences diverses. L'utilisation

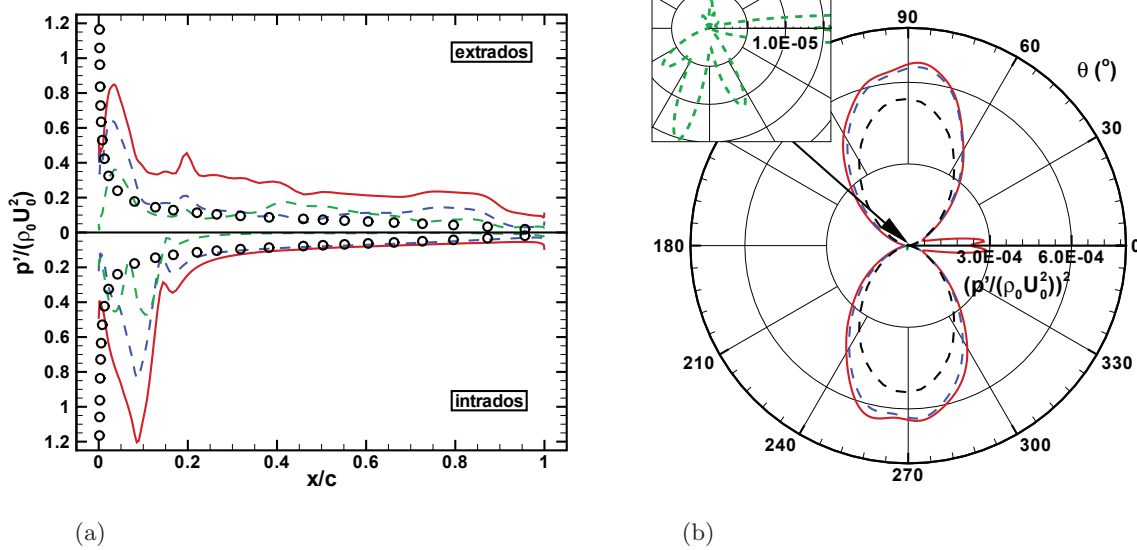


Fig. 2.33: Rafale de forte amplitude, $\varepsilon = 0.2$, maillage *TF1_NL*. (a) Saut de pression pariétale et (b) directivité du champ acoustique à $R = 4c$. (—) Valeur efficace, (---) fondamental, (- - -) premier harmonique, (o) solution d'Amiet.

de maillages très raffinés au niveau du bord d'attaque permet de bien capturer les effets de non-compacité liés à l'augmentation de la fréquence de la rafale. Enfin, les cas de rafales de forte amplitude entraînant l'apparition d'effets non-linéaires, ont pu mettre en évidence les limites de validité des conditions de Tam, et les précautions à prendre pour traiter de telles configurations. Les calculs d'interaction avec une rafale de forte amplitude semblent entraîner l'apparition d'instabilités numériques dans le cas d'une plaque plane sans épaisseur. Toutefois, ces difficultés particulières ne sont pas mentionnées dans les études réalisées par Golubev *et al.*^{60,61} sur des profils d'épaisseurs non nulles. De plus, on peut noter que, dans la perspective de réaliser des calculs large-bande d'interaction rotor-stator, les taux de turbulence sont généralement relativement faible, et les effets non-linéaires sans doute peu significatifs.

La méthode numérique mise en place dans ce chapitre a montré ses capacités à estimer le rayonnement acoustique dû à l'interaction avec une perturbation de vitesse monofréquentielle. Le chapitre suivant s'intéresse à l'interaction avec une perturbation large-bande. Pour ce faire, une méthode de génération de turbulence synthétique respectant des caractéristiques prescrites, à l'aide d'un modèle stochastique, est présenté. Des cas de validation sur des géométries de plaques planes sans épaisseur sont également réalisés, en deux dimensions en calculant directement le champ acoustique dans un premier temps, puis en trois dimensions en réalisant un couplage avec une méthode intégrale pour obtenir le rayonnement en champ lointain.

Chapitre 3

Modélisation d'un sillage turbulent et simulations de l'interaction turbulence – plaque plane en 2D et 3D

Les solutions numériques retenues et présentées au chapitre précédent afin de permettre l'injection et la propagation de fluctuations de vitesse dans un domaine de calcul ainsi que le calcul de l'interaction de ces fluctuations avec un profil ont été validées sur des cas d'interaction entre une rafale et une plaque plane. Afin de réaliser des calculs large bande, il est nécessaire de disposer d'une méthode permettant de synthétiser un sillage turbulent amont. Pour ce faire, les méthodes stochastiques apparaissent comme des solutions particulièrement intéressantes. En effet ces méthodes ont été développées afin de modéliser des écoulements turbulents respectant des caractéristiques spectrales prescrites, tout en ayant des coûts de calculs modérés. Dans la première partie de ce chapitre, un aperçu des méthodes stochastiques ayant été développées, notamment dans le contexte aéroacoustique, est présenté. Ensuite, le modèle retenu et les simplifications qui lui sont apportées, basées sur les hypothèses des modèles analytiques linéaires de prévision du bruit d'interaction (tels que le modèle d'Amiet²), sont décrits. Des cas de validation consistant à injecter et convecter des fluctuations turbulentes dans un domaine de calcul sont réalisés afin de vérifier la conservation des caractéristiques spectrales prescrites. Par la suite, des cas d'interaction avec une plaque plane sont mis en oeuvre. Tout d'abord en deux dimensions en calculant directement le rayonnement acoustique grâce au code *sAbrinA.v0*. En trois dimensions, les effets de filtrage des rafales obliques par un profil sont étudiés à l'aide d'une méthode semi-analytique consistant à calculer le chargement instationnaire sur la plaque grâce au modèle d'Amiet, puis utiliser ce chargement instationnaire comme donnée d'entrée d'une méthode intégrale pour évaluer le rayonnement en champ lointain. Enfin, un calcul numérique tridimensionnel d'interaction avec une plaque plane est mené à bien, en limitant le sillage injecté aux rafales dites parallèles, puis en couplant le code *sAbrinA.v0* à une méthode intégrale afin d'obtenir le rayonnement en champ lointain.

3.1 Aperçu des méthodes stochastiques

3.1.1 Les méthodes par décomposition en modes de Fourier

L'ensemble des méthodes stochastiques peut être séparé en deux grandes catégories basées sur des principes de génération du champ turbulent différents. La première, présentée dans cette section, est basée sur l'hypothèse que le champ fluctuant turbulent peut être décomposé en

somme de modes de Fourier. Le premier modèle a été proposé par Kraichnan⁹⁰ afin d'étudier la diffusion particulaire dans un champ turbulent isotrope. Cette méthode, nommée Kinematic Simulation (KS), consiste à écrire le champ de vitesse turbulente comme une somme de N modes de la manière suivante :

$$\mathbf{u}'(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N [\mathbf{a}_n \cos(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{x} + \omega_n t) + \mathbf{b}_n \sin(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{x} + \omega_n t)] \quad (3.1)$$

où le vecteur d'onde \mathbf{k}_n est tiré de manière isotrope sur une sphère de rayon $\|\mathbf{k}_n\|$. Les vecteurs d'amplitudes \mathbf{a}_n et \mathbf{b}_n sont choisis afin d'assurer $\mathbf{a}_n \cdot \mathbf{k}_n = \mathbf{b}_n \cdot \mathbf{k}_n = 0$, et ainsi de garantir l'incompressibilité du champ de vitesse injecté. La norme de ces vecteurs d'amplitudes est reliée au spectre d'énergie cinétique que l'on souhaite imposer au champ de vitesse. Dans le modèle de Kraichnan, la pulsation ω_n suit une loi gaussienne de déviation standard ω_0 choisie arbitrairement.

Par la suite, Fung *et al.*^{45,46} se sont appuyés sur les travaux de Kraichnan afin de développer des extensions à la KS. Ils proposent une méthode visant à enrichir le contenu spectral des champs turbulents modélisés, en associant à chaque mode spatial k_n un ensemble de modes temporels (de pulsations), ainsi qu'un ensemble de directions de l'espace (servant à définir les vecteurs d'ondes). Fung *et al.*⁴⁵ proposent également une version de la KS permettant de prendre en compte le phénomène de sweeping, qui correspond à la convection des structures du domaine inertiel par les structures de plus grandes tailles (plus énergétiques), et qui participe à la décorrélation du champ modélisé. Ce phénomène est pris en compte dans le modèle en séparant les échelles turbulentes et en décomposant le champ de vitesse en deux parties. La première partie est associée aux grosses structures et la deuxième aux petites structures. Cette seconde partie est modifiée afin de prendre en compte son advection par le champ associé aux grosses structures. Les méthodes stochastiques par modes de Fourier ont aussi été développées dans le domaine de l'aéroacoustique. Ainsi Karweit *et al.*⁸⁶ développent un modèle permettant de générer un champ de vitesse turbulent qui sert de milieu de propagation à une onde acoustique. Le champ turbulent modélisé est, en revanche, figé en temps. Les méthodes stochastiques ont ensuite été utilisées afin de calculer des termes sources turbulents, qui peuvent être injectés dans les équations d'Euler afin de rayonner. Pour ce faire, l'évolution temporelle de la turbulence doit être modélisée. Bechara *et al.*¹⁴ proposent de tirer des champs turbulents indépendants à chaque itération de calcul, puis d'imposer une cohérence temporelle artificielle en filtrant les signaux par une gaussienne dans le domaine fréquentiel. Cette méthode, appliquée par Omais *et al.*¹¹³ pour l'étude du bruit de jets subsoniques ne prend, en revanche, pas en compte la convection des structures par le champ moyen. Bailly *et al.*^{12,11} intègrent la dépendance temporelle de la turbulence directement dans les arguments des modes de Fourier à travers un terme convectif et une pulsation modélisant l'évolution temporelle du champ de vitesse. Malgré cette prise en compte de l'évolution temporelle du champ turbulent, celui-ci reste très cohérent en temps, ce qui entraîne en général une surestimation du champ acoustique rayonné par les termes sources ainsi modélisés. Billson *et al.*¹⁷ proposent aussi un modèle intégrant l'évolution temporelle de la turbulence lors de la génération du champ de vitesse. Le champ de vitesse est défini comme la somme de deux termes. Le premier terme comprend le champ de vitesse à l'itération précédente, convecté par l'écoulement moyen. Le second terme comprend une somme de modes de Fourier spatiaux tirés indépendamment à chaque itération. Chacun de ces deux termes inclut un facteur exponentiel permettant d'imposer la décorrélation temporelle souhaitée. Cette méthode permet une meilleure modélisation des caractéristiques temporelles que les modèles de type Bailly *et al.*, mais la distribution spatiale d'énergie cinétique turbulente semble moins bien restituée que pour ces derniers. Récemment, on peut citer Lafitte *et al.*^{91,92} qui proposent un modèle hybride qui inclut l'hypothèse de sweeping introduite par Fung *et al.*⁴⁵ Le champ de vitesse est à nouveau décrit comme la somme d'un champ lié aux grosses structures et d'un champ lié aux petites

structures. Les grosses structures sont modélisées grâce à une méthode de type Bailly *et al.* . Les petites structures, quant à elles, sont modélisées à l'aide d'une approche de type Billson *et al.*¹⁷ en prenant en compte, à la fois la convection par l'écoulement moyen, et la convection par les grosses structures. Ce modèle permet de tirer parti des avantages du modèle de Bailly *et al.* sur la conservation de la distribution d'énergie cinétique et des avantages du modèle de Billson *et al.* sur la modélisation de la décorrélation temporelle.

3.1.2 Les méthodes par filtrage d'un bruit blanc

La deuxième catégorie de méthodes stochastiques repose sur le filtrage d'un signal aléatoire. Elles ont été initiées, notamment par Careta *et al.*,¹⁹ afin de générer des champs de vitesse bidimensionnels présentant des caractéristiques statistiques spatiales et temporelles choisies. Dans le domaine de l'aéroacoustique, la méthode RPM (Random Particle Mesh) développée par Ewert *et al.*^{39,40,41,42} et Siefert & Ewert¹⁴⁶ a été appliquée à des calculs de bruit de jets subsoniques,^{42,146} mais aussi à des calculs de bruits de bords hypersustentateurs^{39,41} et de bruit de bord de fuite.⁴⁰ Dieste & Gabard^{33,34} développent une méthode basée sur une approche similaire à celle de Careta *et al.* afin de réaliser des calculs bidimensionnels d'interaction entre une plaque plane et un champ de vitesse turbulent.

Dans ces méthodes, les lignes de courant de l'écoulement moyen sont discrétisées et des particules sont introduites aux nœuds issus de cette discrétisation. A chaque itération temporelle, les particules sont convectées le long de leur ligne de courant. On suppose que les vitesses turbulentes affectées à chacune des particules dérivent d'une fonction de courant ψ . Cette fonction de courant est obtenue par filtrage d'un bruit blanc spatial U . Dieste & Gabard relie directement le noyau G du filtre spatial aux fonctions de corrélation spatiales ou aux spectres d'énergie cinétique turbulente que l'on souhaite imposer au champ de vitesse. Ewert *et al.* définissent le noyau afin d'imposer une fonction de corrélation spatiale gaussienne. La fonction de courant est alors exprimée sous la forme d'un produit de convolution :

$$\psi(\mathbf{x}, t) = \int_{\Omega} G(\mathbf{x} - \mathbf{x}')U(\mathbf{x}', t)d\mathbf{x}' \quad (3.2)$$

avec Ω le volume contenant le champ turbulent. En deux dimensions, la fonction de courant ψ est scalaire et le champ de vitesse turbulente est obtenu par :

$$\mathbf{u}' = \nabla \times \psi = \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}, -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (3.3)$$

En trois dimensions, Ewert *et al.*⁴⁰ proposent un modèle pour lequel la fonction de courant possède trois composantes, et l'équation (3.2) est résolue en utilisant des champs stochastiques U indépendants pour chacune de ces composantes. Le champ de vitesse turbulente est alors obtenu par :

$$u'_i = \epsilon_{ijk} \frac{\partial \psi_k}{\partial x_j} \quad (3.4)$$

avec ϵ_{ijk} le symbole de Levi-Civita. Alors que le filtre G pilote les caractéristiques spatiales du champ turbulent généré, c'est le champ stochastique U qui pilote les caractéristiques temporelles. Dans la méthode RPM, Ewert *et al.*⁴¹ font tout d'abord l'hypothèse de turbulence gelée. Les valeurs du champ stochastique U affectées à chacune des particules ne subissent alors aucune décorrélation temporelle et sont simplement convectées le long des lignes de courant. Par la suite, Ewert *et al.*⁴⁰ et Dieste & Gabard³⁴ prennent en compte l'évolution temporelle du champ turbulent en résolvant une équation de Langevin afin d'obtenir un champ U dont la corrélation temporelle est une exponentielle décroissante faisant intervenir une échelle de temps caractéristique de la turbulence souhaitée.

Dans leur étude sur l'interaction entre un champ de vitesse turbulent et une plaque plane, Dieste & Gabard³⁴ s'intéressent aux effets liés à la prise en compte de l'évolution temporelle de la turbulence sur la réponse acoustique de la plaque. Ils considèrent successivement, une turbulence gelée, une turbulence évoluant temporellement grâce à un modèle de Langevin d'ordre 1, puis d'ordre 2. La prise en compte de l'évolution temporelle de la turbulence semble n'avoir que très peu d'influence sur le rayonnement acoustique de la plaque par comparaison avec le cas de turbulence gelée. De plus, Dieste & Gabard montrent que le modèle de Langevin d'ordre 1 tend à altérer considérablement les résultats en raison du manque de dérivabilité temporelle des signaux générés, ce qui met à mal le schéma d'avancement temporel. En revanche, le modèle de Langevin d'ordre 2 permet de générer des signaux temporels plus réguliers, et fournit des résultats en très bon accord avec le modèle analytique d'Amiet.

D'un point de vue de l'implémentation numérique, la méthode RPM nécessite l'utilisation d'une grille de calcul auxiliaire au maillage CAA dans la région où le champ de vitesse synthétique est introduit. Cette grille est définie à partir des lignes de courant, discrétisées en tenant compte de la vitesse de l'écoulement moyen et du pas de temps de calcul. Ainsi, des étapes d'interpolation du champ de vitesse turbulente de la grille auxiliaire vers la grille CAA sont nécessaires à chaque itération. Ces étapes d'interpolation peuvent entraîner une augmentation significative du coût de calcul. Dans les calculs de Dieste & Gabard³⁴ sur l'interaction avec une plaque plane, la méthode stochastique est appliquée dans une zone entourant la plaque. Les particules sont introduites sur une ligne normale à la plaque et située en amont de celle-ci, puis elles sont convectées vers l'aval. En revanche le couplage avec le code CAA n'est pas réalisé en calculant l'ensemble du champ de vitesse turbulente puis en l'interpolant sur la grille CAA. Dans cette étude, le champ de vitesse n'est calculé que pour les points appartenant à la plaque et le couplage est réalisé grâce à une condition aux limites de paroi qui permet d'imposer la vitesse normale à la paroi. Le code CAA ne calcule alors que le champ acoustique diffracté par la plaque.

3.2 Présentation du modèle

3.2.1 Hypothèses et formulation retenues

Le modèle proposé dans cette section est défini en introduisant des hypothèses inhérentes aux modèles analytiques linéarisés (notamment le modèle d'Amiet²). Ces hypothèses ont permis, à la fois de choisir le type de méthode stochastique sur lequel reposerait le modèle de représentation du sillage, mais aussi d'effectuer des simplifications sur la représentation spectrale et sur les composantes de vitesse considérées.

Tout d'abord, comme pour les modèles analytiques, le champ de vitesse turbulente est supposé gelé. Cette hypothèse revient à considérer que les temps d'évolution du champ turbulent sont grands devant le temps de passage de celui-ci le long du profil. C'est notamment le cas dans l'étude Dieste & Gabard,³⁴ dans laquelle la prise en compte de l'évolution temporelle de la turbulence n'influence que très peu le rayonnement acoustique de la plaque. Par ailleurs, cette hypothèse de turbulence gelée a motivé le choix d'injecter les fluctuations de vitesse à travers la frontière amont du domaine grâce à une conditions aux limites adaptée (voir section 2.4). Les fluctuations de vitesse injectées sont alors calculées à chaque itération, uniquement aux points de frontière, puis elles sont convectées vers l'aval par le code résolvant les équations d'Euler. La prise en compte de l'évolution temporelle de la turbulence nécessiterait d'intervenir sur le champ de vitesse dans une zone entourant le profil afin d'imposer des caractéristiques statistiques temporelles.

Les modèles analytiques basés sur les équations linéarisées tels que le modèle d'Amiet,² qui sert de référence dans ce travail de thèse, ont été développés afin d'estimer le bruit d'interaction entre des sillages turbulents et des profils minces. En raison de la faible épaisseur des profils considérés, ils sont assimilés à des plaques planes infiniment minces dans les modèles. Pour

un profil mince, si les perturbations de vitesse incidentes sont du même ordre de grandeur dans toutes les directions (c'est souvent le cas, car on suppose généralement une turbulence homogène et isotrope), ce sont les fluctuations de vitesse normale à la corde qui sont très majoritairement responsables des fluctuations de charges à la surface du profil, et donc du bruit rayonné par celui-ci. Dans le modèle d'Amiet, l'évaluation de la réponse d'un profil à un sillage incident est basée sur une décomposition spatio-temporelle du champ de vitesse en modes de Fourier (les modes sont aussi appelés rafales). Les profils étant supposés sans épaisseur, la décomposition spatiale n'est réalisée que dans les directions de la corde et de l'envergure (elle ne fait pas intervenir les nombres d'ondes perpendiculaires au plan de corde). Un schéma d'une rafale de vitesse normale est ainsi présentée sur la figure 3.1. Dans la suite du manuscrit, les axes sont définis de la même manière que sur cette figure (sauf mention contraire), c'est à dire $O\vec{x}$ dans la direction de la corde, $O\vec{y}$ dans la direction de l'envergure et $O\vec{z}$ dans la direction normale au plan de corde.

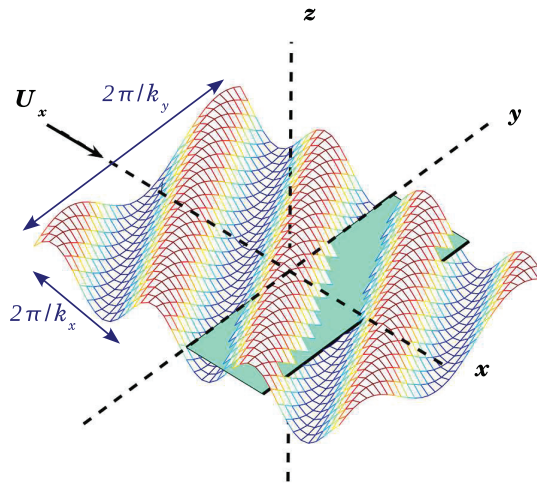


Fig. 3.1: Schéma d'une rafale de vitesse normale w' d'après Roger.¹³²

La fluctuation de vitesse normale w' est alors écrite par Amiet sous la forme :

$$w'(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{w}'(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)} dk_x dk_y \quad (3.5)$$

où \hat{w}' est la double transformée spatiale de Fourier de w' . L'hypothèse de turbulence gelée permet de relier directement le vecteur d'onde \mathbf{k} et la pulsation ω par la relation : $\omega = \mathbf{k} \cdot \mathbf{U}$ (le modèle d'Amiet suppose un écoulement uniforme U_∞ dans la direction de la corde, la relation devient dans ce cas $\omega = k_x U_\infty$). Cette description modale présente l'avantage de permettre d'étudier la réponse du profil en fonction des nombres d'ondes de la rafale, et ainsi de mettre en évidence le phénomène de filtrage des rafales en fonction des valeurs de leurs nombres d'onde (voir section 3.4). La solution retenue pour synthétiser le sillage turbulent qui sera injecté dans le domaine de calcul est donc basé, de manière analogue, sur une décomposition de la fluctuation de vitesse normale en une somme de modes de Fourier. Le modèle stochastique introduit peut donc être assimilé à un modèle de type Kraichnan⁹⁰ ou Bailly *et al.*,¹² à la différence que les hypothèses du modèle d'Amiet permettent de ne représenter que la composante normale w' du champ de vitesse. De plus, alors que les modèles classiques par modes de Fourier procèdent à un tirage aléatoire des vecteurs d'onde, le modèle proposé ici discrétise et somme des modes sur l'ensemble du plan spectral (k_x, k_y) . Le champ de vitesse injecté dans le calcul CAA doit être réel et les amplitudes des modes sont symétriques par rapport à l'origine dans le plan (k_x, k_y) (car le spectre d'énergie cinétique auquel elles sont reliées est symétrique). Ainsi, à partir de l'équation (3.5),

il vient :

$$w'(\mathbf{x}, t) = 2 \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} A(k_x, k_y) \cos(k_x x + k_y y - \omega t + \varphi(k_x, k_y)) dk_x dk_y \quad (3.6)$$

où $A(k_x, k_y)$ est l'amplitude du mode de vecteur d'onde (k_x, k_y) . $\varphi(k_x, k_y)$ est une phase aléatoire tirée indépendamment pour chaque mode, introduite par Bailly *et al.*,¹¹ et servant à assurer l'homogénéité du champ synthétisé comme montré dans le paragraphe suivant. L'équation (3.6) peut être approchée par une double somme finie de $N \times (2M + 1)$ modes de Fourier :

$$w'(\mathbf{x}, t) = 2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M A_{nm} \cos(k_{x,n}x + k_{y,m}y - \omega_{nm}t + \varphi_{nm}) \quad (3.7)$$

La densité de probabilité de la phase aléatoire φ_{nm} est déterminée à partir de la fonction d'autocorrélation spatiale de la fluctuation de vitesse w' , qui s'écrit pour deux points séparés de \mathbf{x}' :

$$\begin{aligned} R_{ww}(\mathbf{x}') &= \overline{w'(\mathbf{x}, t)w'(\mathbf{x} + \mathbf{x}', t)} \\ &= \overline{4 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M A_{nm} \cos(k_{x,n}x + k_{y,m}y - \omega_{nm}t + \varphi_{nm}) \dots} \\ &\quad \times \overline{\sum_{l=1}^N \sum_{p=-M}^M A_{lp} \cos(k_{x,l}(x + x') + k_{y,l}(y + y') - \omega_{lp}t + \varphi_{lp})} \end{aligned}$$

Les modes étant indépendants deux à deux, l'expression précédente devient :

$$\begin{aligned} R_{ww}(\mathbf{x}') &= 4 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M \overline{A_{nm}^2 \cos(k_{x,n}x + k_{y,m}y - \omega_{nm}t + \varphi_{nm}) \dots} \\ &\quad \times \overline{\cos(k_{x,n}(x + x') + k_{y,m}(y + y') - \omega_{nm}t + \varphi_{nm})} \\ &= 2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M A_{nm}^2 \left[\overline{\cos(k_{x,n}x' + k_{y,m}y')} \dots \right. \\ &\quad \left. + \overline{\cos(2k_{x,n}x + 2k_{y,m}y + k_{x,n}x' + k_{y,m}y' - 2\omega_{nm}t + 2\varphi_{nm})} \right] \quad (3.8) \end{aligned}$$

Pour que le champ w' soit homogène, la corrélation R_{ww} ne doit être fonction que de la distance de séparation \mathbf{x}' . Ainsi en tirant la variable aléatoire φ_{nm} entre 0 et 2π (avec une densité de probabilité $p(\varphi_{nm}) = 1/2\pi$), le second terme du membre de droite de l'équation (3.8) est nul, et R_{ww} se réduit à :

$$R_{ww}(\mathbf{x}') = 2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M A_{nm}^2 \overline{\cos(k_{x,n}x' + k_{y,m}y')} \quad (3.9)$$

Les amplitudes A_{nm} des modes sont calculées grâce à l'énergie cinétique turbulente de la fluctuation w' :

$$\begin{aligned} \overline{w'^2} &= \iiint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{ww}(k_x, k_y, k_z) dk_x dk_y dk_z = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{ww}(k_x, k_y) dk_x dk_y \\ &\approx 2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M \Phi_{ww}(k_x, k_y) \Delta k_x \Delta k_y \end{aligned} \quad (3.10)$$

$\Phi_{ww}(k_x, k_y, k_z)$ étant le spectre tridimensionnel de la fluctuation de vitesse w' et $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ le spectre à deux nombres d'onde qui correspond à l'intégration de $\Phi_{ww}(k_x, k_y, k_z)$ sur les nombres d'onde k_z . Sachant que :

$$\overline{w'^2} = R_{ww}(0) = 2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M A_{nm}^2 \quad (3.11)$$

On obtient la relation :

$$A_{nm} = \sqrt{\Phi_{ww}(k_x, k_y) \Delta k_x \Delta k_y} \quad (3.12)$$

Pour les calculs en deux dimensions, la décomposition modale n'est réalisée que sur les nombres d'onde k_x et les amplitudes sont calibrées à partir du spectre à un nombre $\Phi_{ww}(k_x)$, qui correspond à l'intégration du spectre $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ sur les nombres d'onde k_y . La fluctuation de vitesse w' s'écrit alors :

$$w'(\mathbf{x}, t) = 2 \sum_{n=1}^N \sqrt{\Phi_{ww}(k_{x,n}) \Delta k_x} \cos(k_{x,n}x - \omega_n t + \varphi_n) \quad (3.13)$$

3.2.2 Injection et convection d'un champ de vitesse turbulent dans un domaine de calcul

Dans ce paragraphe, un sillage turbulent décrit par l'équation (3.7) est injecté et convecté à travers un domaine de calcul afin de vérifier que cette représentation permet d'imposer correctement le spectre d'énergie cinétique turbulente souhaité. Le cas présenté ici utilise un spectre de von Karman, qui est un modèle classique de spectre de turbulence homogène isotrope. L'expression du spectre de von Karman à deux nombres d'onde pour la fluctuation de vitesse w' est :

$$\Phi_{ww}(k_x, k_y) = \frac{4\overline{w'^2}}{9\pi k_e^2} \frac{\tilde{k}_x^2 + \tilde{k}_y^2}{(1 + \tilde{k}_x^2 + \tilde{k}_y^2)^{7/3}} \quad ; \quad k_e = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(5/6)}{\Lambda \Gamma(1/3)} = \frac{0.747}{\Lambda} \quad (3.14)$$

avec $\tilde{k}_i = k_i/k_e$. Λ est l'échelle intégrale de la turbulence. Dans ce cas de calcul, l'écoulement moyen imposé $\mathbf{U} = (U_\infty, 0, 0)$ est uniforme avec $U_\infty = 60$ m/s. L'intensité turbulente vaut $T_I = \sqrt{\overline{w'^2}}/U_\infty = 0.025$ et l'échelle intégrale $\Lambda = 0.006$ m. Ces valeurs sont issues de la configuration expérimentale décrite au chapitre 4.

Le domaine de calcul est de dimensions $L_x = 0.3$ m, $L_y = 0.15$ m, $L_z = 0.015$ m et il est discrétisé par $201 \times 101 \times 11$ points avec une taille de maille $\Delta = 1.5$ mm uniforme dans toutes les directions. Dans un premier cas, le spectre d'énergie de la fluctuation w' est discrétisé par $N = 20$ modes k_x avec $\Delta k_x = 2\pi/L_x$, et $M = 10$ (soit $2M + 1$ modes k_y) avec $\Delta k_y = 2\pi/L_y$. Ainsi, dans chaque direction, les plus petites longueurs d'onde injectées sont discrétisées par 10 points. A l'instant initial, le champ de fluctuations de vitesse est initialisé dans l'ensemble

du domaine de calcul afin d'éviter une phase de transitoire numérique comme discuté dans le paragraphe 2.4.2. Les longueurs d'ondes considérées sont des multiples des dimensions de la boîte de calcul. Cela permet de réaliser une transformée de Fourier spatiale du champ de vitesse w' dans un plan Oxy après un temps de convection correspondant à deux traversées du domaine. Un champ instantané de la fluctuation de vitesse w' à $t = 2L_x/U_\infty$ est présenté sur la figure 3.2. Les spectres à deux nombres d'onde analytique et calculé à partir d'une réalisation (un calcul) sont présentés sur la figure 3.3. L'aspect du spectre est globalement bien retrouvé, bien que de légères oscillations soient visibles sur le résultat numérique. La figure 3.4 présente une comparaison plus fine d'isocontours de $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ et d'une coupe dans le plan $k_y = 0$. A nouveau, bien que des oscillations soient visibles, les résultats numériques sont en bon accord avec le spectre analytique.

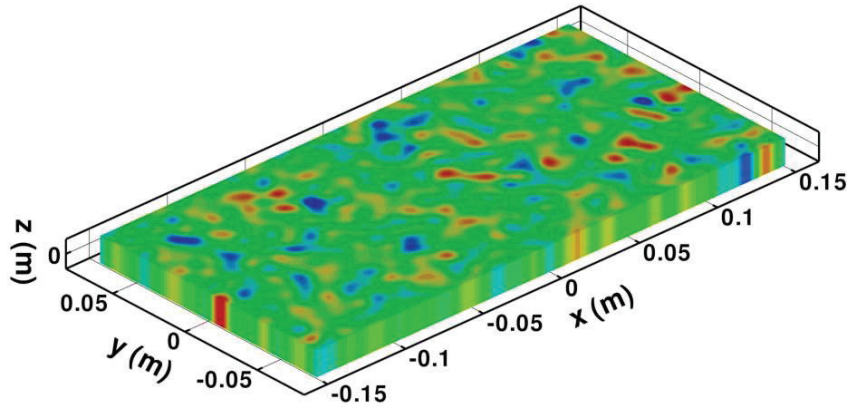


Fig. 3.2: Convection d'un sillage turbulent. Champ instantané de la fluctuation de vitesse w' , niveaux entre ± 3 m/s.

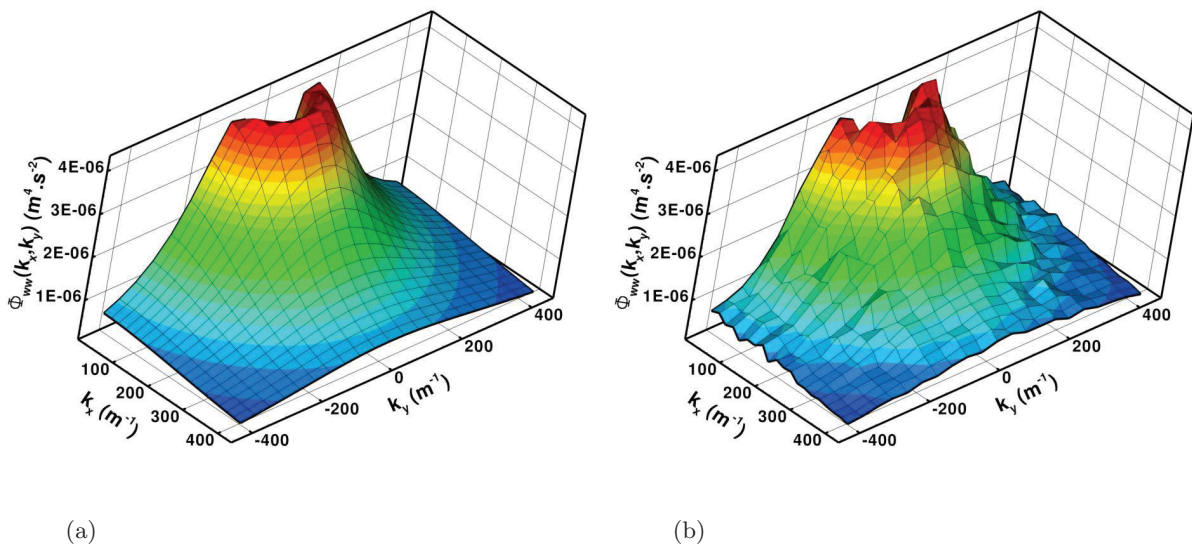


Fig. 3.3: Convection d'un sillage turbulent. Spectre de von Karman à deux nombres d'onde $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$, (a) analytique et (b) calculé pour une réalisation dans un plan Oxy à $t = 2L_x/U_\infty$.

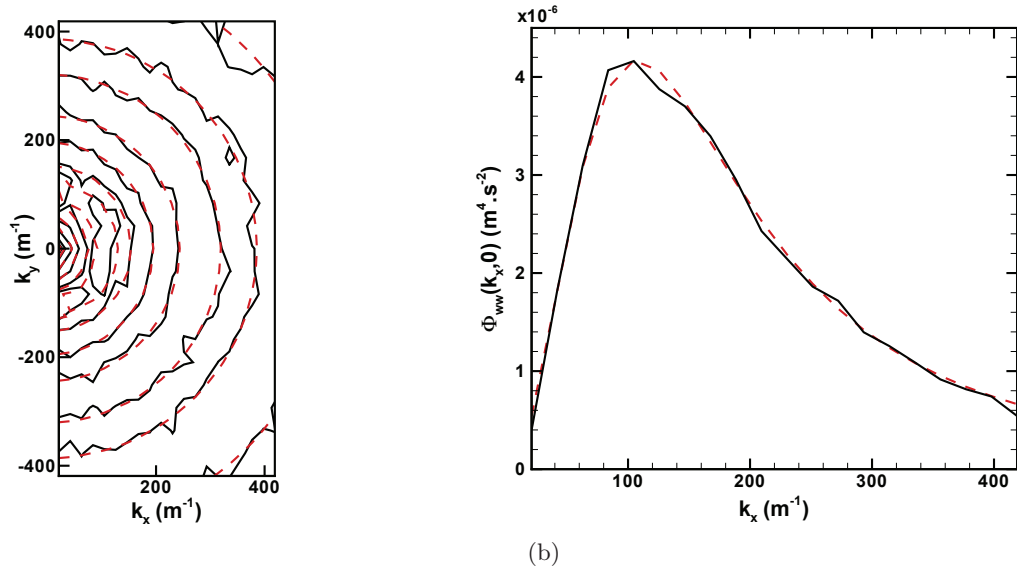


Fig. 3.4: Convection d'un sillage turbulent. (a) Isocontours de $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ et (b) Coupe de $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ dans le plan $k_y = 0$. (—) Solution analytique et (- - -) résultat numérique pour une réalisation.

Dans le domaine fréquentiel, on observe que le champ de vitesse décrit par l'équation (3.7) peut entraîner un phénomène de superposition de modes pour une même fréquence. Par exemple, dans le cas de calcul présenté dans ce paragraphe, l'écoulement est orienté dans la direction x et la pulsation de chaque mode n'est reliée qu'à son nombre d'onde $k_{x,n}$ par la relation $\omega_n = k_{x,n}U_\infty$. Ainsi, pour chaque valeur distincte de ω_n , les $2M + 1$ modes tirés selon k_y et déphasés aléatoirement par la phase φ_{nm} sont superposés. En raison des interférences entre modes, le champ ainsi généré peut présenter de fortes fluctuations dans le domaine spectral et il est nécessaire de procéder à un moyennage statistique permettant de diminuer la variance. Deux approches classiques sont envisagées dans notre cas. La première consiste à effectuer une moyenne statistique sur un nombre N_{real} de réalisations du même calcul en tirant des phases φ_{nm} indépendamment pour chacune des réalisations. La seconde approche consiste à injecter un plus grand nombre de fréquences grâce à un pas fréquentiel plus fin lors de la génération du champ de vitesse, afin de pouvoir réaliser un périodogramme. La méthode du périodogramme a l'avantage de ne nécessiter qu'une seule réalisation, mais l'utilisation d'un pas fréquentiel Δf plus fin impose une durée de simulation ($T = 1/\Delta f$) plus importante. Néanmoins, on remarque que dans le cas de calculs d'interaction turbulence-profil, pour lesquels il existe une phase de transitoire en début de calcul, la réalisation d'un unique calcul sur une durée plus importante peut s'avérer plus intéressante que la réalisation de N_{real} calculs indépendants pour chacun desquels la phase transitoire est inutilisable.

Le calcul décrit précédemment est ainsi réalisé 10 fois avec les mêmes paramètres de discrétisation du spectre (qui correspondent à $\Delta f = 200$ Hz), puis il est à nouveau réalisé une fois avec $\Delta k'_x = \Delta k_x/10$ (et donc $\Delta f = 20$ Hz) afin de pouvoir extraire un périodogramme sur 10 segments sans recouvrement. Les densités spectrales de puissance de la fluctuation de vitesse w' , calculées en un point du domaine, sont présentées sur la figure 3.5. Les résultats sont présentés pour une réalisation (à gauche), et pour les 10 réalisations moyennées ainsi que pour le périodogramme (à droite). Les moyennes statistiques permettent de réduire les oscillations, qui restent tout de même importantes en raison du faible nombre de moyennes réalisées (la variance varie en $1/\sqrt{N_{real}}$).

On remarque aussi que les résultats numériques semblent sous-estimer la densité spectrale de

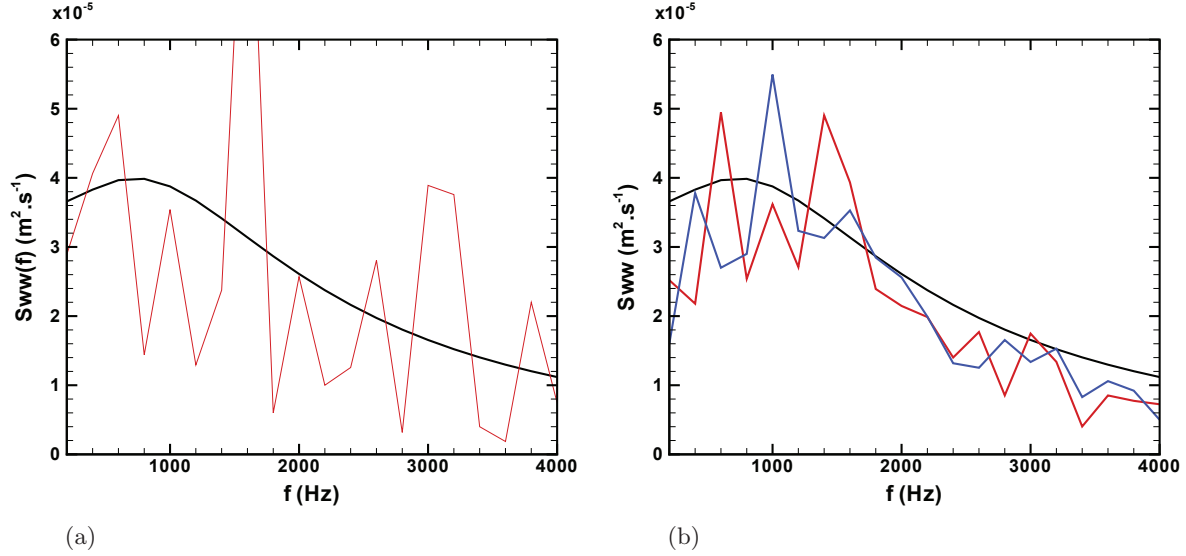


Fig. 3.5: Convection d'un sillage turbulent. Densité spectrale de puissance S_{ww} . (a) Résultats numérique pour une réalisation. (b) Résultats numériques (—) pour 10 réalisations moyennées et (- - -) par périodogramme avec $\Delta k'_x = \Delta k_x/10$. (—) Solution analytique

puissance par comparaison avec la solution analytique. Cet effet est lié à la discrétisation des nombres d'onde k_y . En effet, dans notre cas où $\omega = k_x U_\infty$, la densité spectrale de puissance de w' peut s'écrire :

$$S_{ww}(\omega) = \frac{\Phi_{ww}(k_x)}{U_\infty} = \frac{1}{U_\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{ww}(k_x, k_y) dk_y \quad (3.15)$$

ce qui signifie que pour chaque fréquence la densité spectrale de puissance comprend l'énergie de tous les modes k_y . Dans les calculs effectués, le spectre $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ est discrétisé jusqu'à une valeur $k_{y,max} = M \Delta k_y$ alors que l'expression analytique est le résultat d'une intégration sur k_y jusqu'à l'infini. La sous-estimation observée sur la figure 3.5 correspond à l'énergie qui n'est pas prise en compte dans le calcul numérique. Pour le vérifier, une fluctuation de vitesse est générée analytiquement en un point uniquement, pour différentes valeurs de $k_{y,max} = M \Delta k_y$. Ces valeurs sont choisies telles que $M = 10, 25$ et 50 avec un pas Δk_y identique à celui défini précédemment. Afin d'obtenir des densités spectrales suffisamment lisses, elles sont moyennées sur 1000 réalisations de la fluctuation de vitesse. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3.6. Ces résultats montrent bien qu'en augmentant la valeur de $k_{y,max}$ les résultats sont en meilleur accord avec la solution analytique. Il faut noter que pour un calcul numérique, augmenter la valeur de $k_{y,max}$ nécessite de diminuer la taille de maille Δy , ce qui entraîne une augmentation du nombre de points de maillage et éventuellement du nombre d'itérations temporelles (due à la diminution du pas de temps pour respecter le critère CFL).

Enfin, l'augmentation du nombre de modes dans la double somme de l'équation (3.7) entraîne aussi une augmentation du coût de calcul qui peut devenir prohibitive. Notamment, pour un calcul parallèle, les sous-domaines situés à la frontière d'injection peuvent être fortement ralentis par le calcul du champ de fluctuation de vitesse à injecter et ainsi pénaliser l'ensemble du calcul (car les autres sous-domaines seront en attente). Ainsi, dans les travaux à venir, il serait intéressant d'étudier une méthode d'optimisation du temps de calcul de la fluctuation de vitesse dans les cellules fantômes d'injection. Remarquons qu'une solution aisée pour réduire le nombre de modes à sommer pour atteindre des valeurs $k_{i,max}$ est d'augmenter le pas en nombre d'onde Δk_i , mais il faut prendre garde à conserver une discrétisation correcte du spectre d'énergie

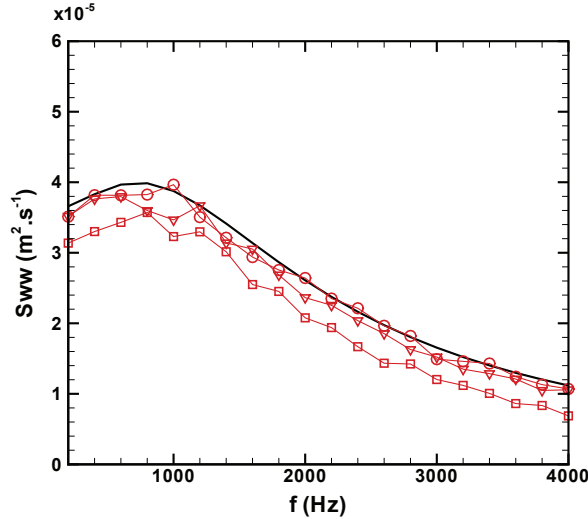


Fig. 3.6: Convection d'un sillage turbulent. Effets de la valeur maximale de k_y considérée sur l'estimation de S_{ww} , pour une même valeur de Δk_y . (—) Solution analytique, (\square) $k_{y,max} = 10\Delta k_y$, (∇) $k_{y,max} = 25\Delta k_y$ et (\circ) $k_{y,max} = 50\Delta k_y$.

cinétique turbulente. Dans la section 3.4, le phénomène de filtrage des modes participant au rayonnement acoustique est discuté. Une analyse de ce phénomène peut être mise à profit afin de ne prendre en compte que les modes participant au rayonnement acoustique dans la génération du champ de vitesse w' , et réduire ainsi le coût de calcul associé.

3.3 Validation de la méthode sur un cas bidimensionnel d'interaction turbulence-plaque plane

Un premier calcul d'interaction entre un sillage turbulent et une plaque est réalisé en deux dimensions à partir du maillage $F10$, utilisé en section 2.5 (tableau 2.2) pour des calculs monofréquentiels. La plaque considérée a une corde $c = 1$ m et l'écoulement moyen ($M = 0.5$) est orienté dans la direction de la corde. Le maillage considéré s'étend jusqu'à 6 cordes autour du profil dans toutes les directions, et il est conçu pour résoudre des rafales jusqu'à un nombre d'onde maximal $k_{x,max}^* = 10$ ($k_x^* = k_x c / 2$ étant le nombre d'onde axial réduit). La fluctuation de vitesse normale turbulente injectée dans le domaine est modélisée par l'équation (3.13). Pour ce champ de vitesse bidimensionnel, il n'y a pas de superposition de modes qui interfèrent les uns avec les autres pour une même fréquence. Ainsi, il n'est pas nécessaire de moyenniser les résultats sur plusieurs réalisations, ou de suréchantillonner le spectre en utilisant un pas fréquentiel très fin. Le spectre d'énergie cinétique turbulente considéré est un spectre de von Karman à un nombre d'onde, défini par :

$$\Phi_{ww}(k_x) = \frac{\overline{w'^2} \Lambda}{6\pi} \frac{3 + 8\tilde{k}_x^2}{[1 + \tilde{k}_x^2]^{11/6}} \quad (3.16)$$

avec une échelle intégrale $\Lambda = 0.18$ m et une intensité turbulente $T_I = \sqrt{\overline{w'^2}/U_\infty^2} = 4.56 \times 10^{-3}$. Les modes sont injectés pour $1 \leq k_x^* \leq 10$ avec un pas $\Delta k_x^* = 0.2$. Le nombre de modes ainsi généré est assez faible et ne pénalise pas le temps de calcul. Le spectre d'énergie cinétique résultant utilisé pour ce calcul est présenté sur la figure 3.7.

Le pas fréquentiel du sillage injecté est $\Delta f = \Delta k_x U_\infty / 2\pi \approx 10.8$ Hz, et sa période est donc

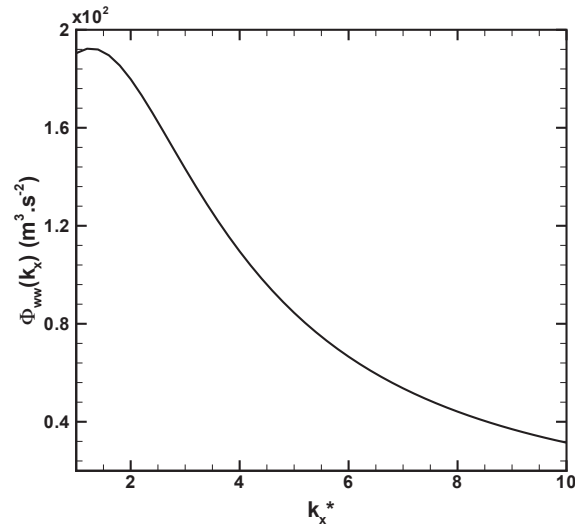


Fig. 3.7: Interaction THI – plaque plane 2D. Spectre à un nombre d’onde $\Phi_{ww}(k_x)$ de la fluctuation de vitesse w' injectée dans le calcul.

$T_w = 1/\Delta f \approx 9.24 \times 10^{-2}$ s. Le pas de temps de calcul est choisi afin d’assurer une valeur du critère CFL légèrement inférieure à 1 et afin d’être un sous-multiple de la période du sillage : $\Delta t = T_w/25000 \approx 3.7 \times 10^{-6}$ s. Les pressions acoustiques pour des points d’écoute situés sur un arc de cercle à $R = 4c$ autour de la plaque sont enregistrées sur une période complète du sillage et la pression efficace à la paroi est elle aussi calculée pour une période complète. Des champs instantanés des fluctuations de vitesse normale et de pression sont présentés sur la figure 3.8. Si on les compare aux cas harmoniques présentés en section 2.5, on retrouve bien le caractère dipolaire du champ rayonné. La réponse à l’excitation large bande se différencie du cas harmonique par l’aspect irrégulier des lobes de pression rayonnés.

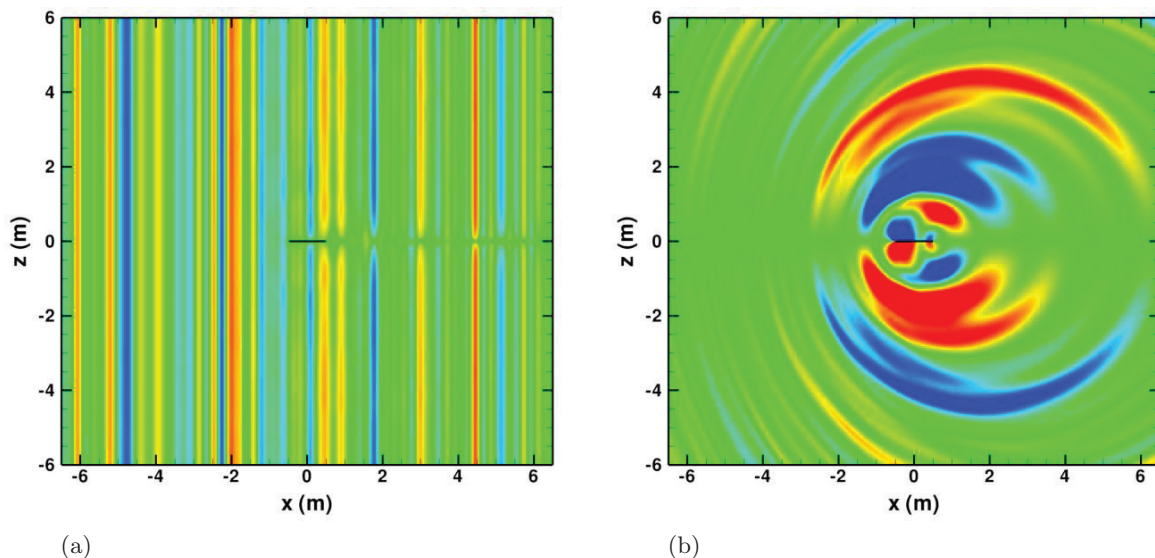


Fig. 3.8: Interaction THI – plaque plane 2D. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 1.5 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 20 Pa.

La valeur efficace du saut de pression pariétale ainsi que l’OASPL à 4 cordes autour du profil

sont présentés sur la figure 3.9 et comparés à la solution analytique issue du modèle d’Amiet. Les résultats numériques sont en très bon accord avec la solution analytique. L’absence de rebonds le long de la corde sur la pression pariétale et la présence d’un seul lobe sur l’OASPL semblent indiquer que les basses fréquences, pour lesquelles la plaque est compacte, dominent le rayonnement acoustique.

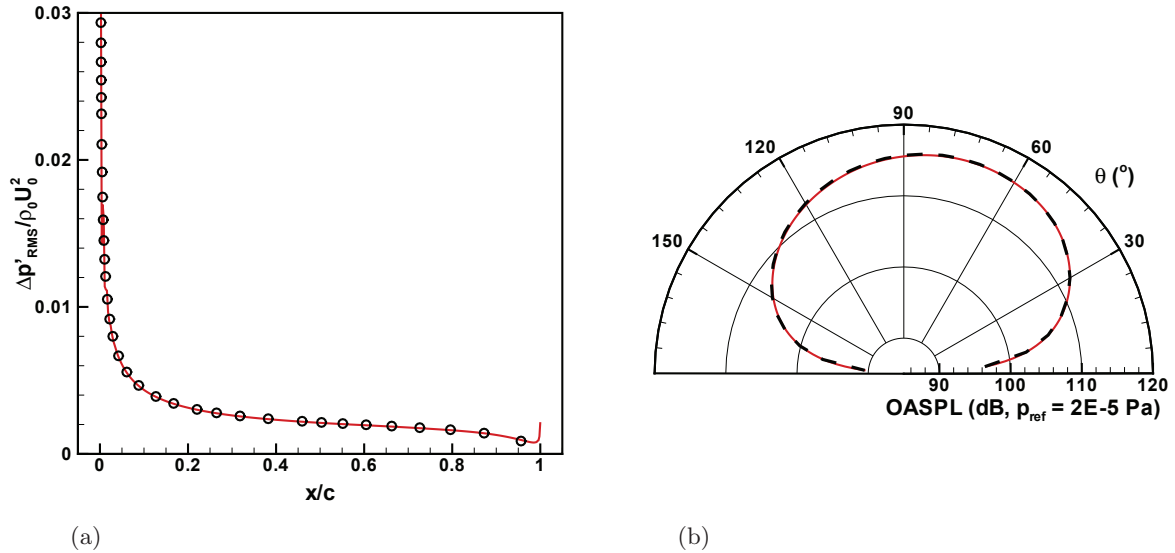


Fig. 3.9: Interaction THI – plaque plane 2D. (a) Saut de pression pariétale et (b) directivité du champ acoustique à $R = 4c$. (—) Résultats numériques, (- - -) et (o) solution d’Amiet.

La figure 3.10 présente les densités spectrales de puissance (DSP) de pression calculées aux points d’écoute situés à 4 cordes autour de la plaque pour des angles allant de 30° à 150° . A nouveau, les résultats montrent un très bon accord avec la solution d’Amiet pour la majorité des angles, bien que des écarts soient observables à haute fréquence pour l’angle le plus élevé. On remarque que l’aspect des spectres change radicalement entre les différents points d’écoute. Ces différences peuvent être reliées aux effets de non-compacité de la plaque observés en section 2.5. En effet, à basse fréquence, quand la corde est compacte, la directivité du rayonnement acoustique ne présente qu’un seul lobe dont le maximum se trouve autour de 90° . Quand la fréquence augmente, des lobes de directivité secondaire apparaissent, et le lobe principal s’incline vers l’aval de la plaque. Ainsi, la DSP observée à 30° présente une décroissance en fréquence assez faible et régulière. Pour les DSP aux angles supérieurs ou égaux à 90° , on observe des rebonds en fonction de la fréquence. Ceux-ci s’expliquent par l’apparition et le changement d’orientation des lobes secondaires quand la fréquence augmente. Par exemple, autour de $f = 150$ Hz, un nouveau lobe secondaire apparaît et il est orienté vers l’amont de la plaque. Ce lobe va progressivement s’incliner vers l’aval, expliquant ainsi le rebond sur la DSP à 150° entre 150 et 250 Hz. Puis à nouveau, à partir de 250 Hz un lobe secondaire orienté vers l’amont apparaît et en s’inclinant va entraîner l’apparition du rebond visible entre 250 et 400 Hz.

La méthode numérique mise en place permet une bonne estimation du rayonnement acoustique dans le cas bidimensionnel de la plaque plane impactée par un sillage turbulent. En deux dimensions, l’utilisation d’un spectre d’énergie cinétique à un nombre d’onde permet de ne sommer qu’un nombre relativement faible de modes de Fourier, ce qui n’entraîne pas de surcoût de calcul notable lors de la génération du champ de vitesse dans les points d’injection à la frontière. La suite de ce chapitre s’intéresse aux configurations tridimensionnelles. Dans un premier temps, l’effet du filtrage des nombres d’onde par la plaque plane (sous réserve de certaines hypothèses) est présenté et les avantages qu’il est possible d’en tirer pour les simulations numériques sont

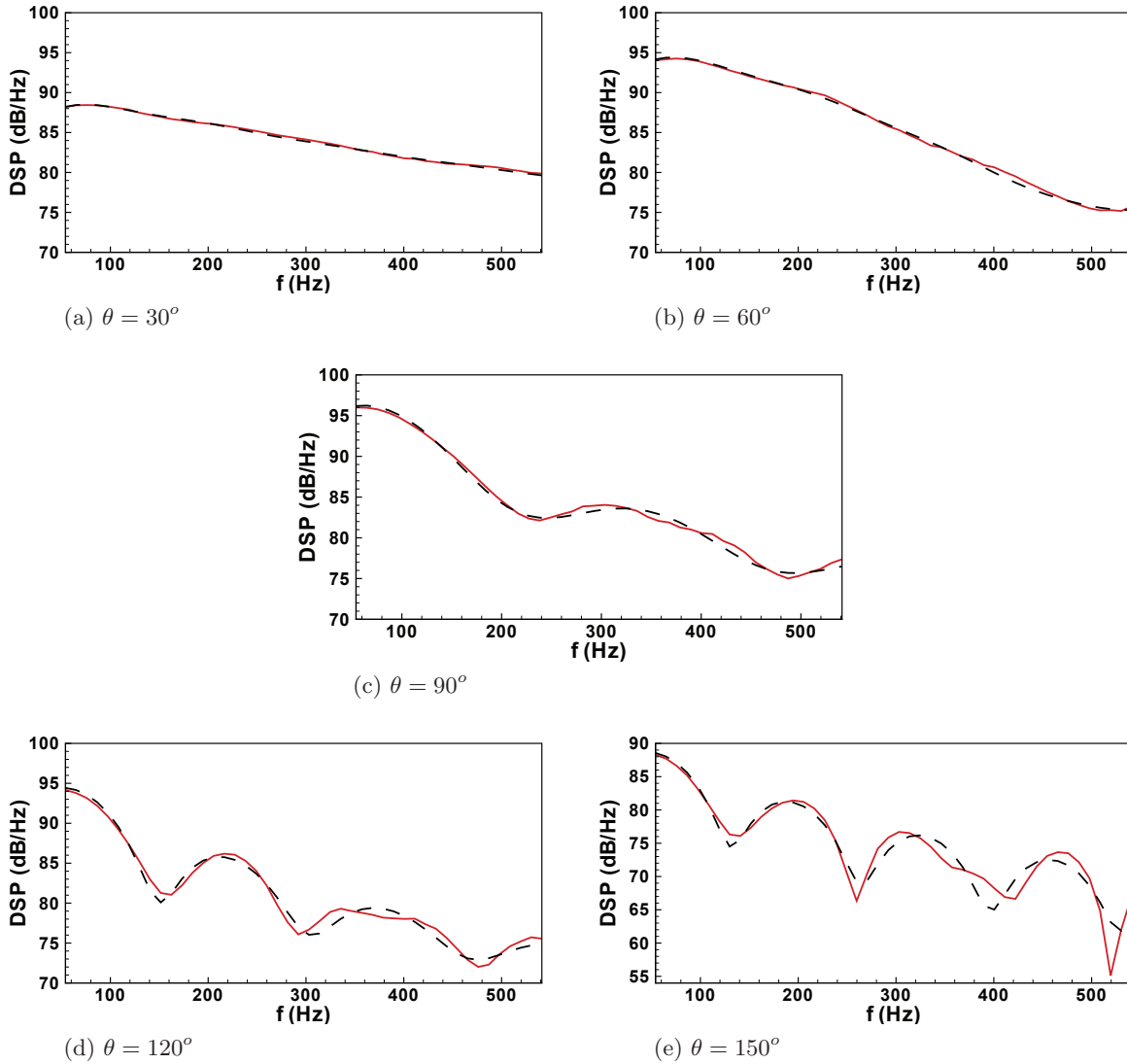


Fig. 3.10: Interaction THI – plaque plane 2D. Densités spectrales de puissance de la pression acoustique. (—) Résultats numériques et (---) solution d’Amiet.

discutés.

3.4 Analyse des effets de filtrage des rafales obliques par une plaque plane

L’injection d’un sillage turbulent tel que défini par l’équation (3.7) impose que la taille de maille Δy permette une discrétisation correcte du nombre d’onde maximal $k_{y,max}$ considéré. Ainsi pour des profils de grandes envergures, le maillage du profil complet peut s’avérer très lourd et le temps de calcul associé, prohibitif. Néanmoins, en choisissant un pas en nombre d’onde Δk_y le plus grand possible, tout en assurant une discrétisation correcte du spectre d’énergie cinétique turbulente $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$, il est possible de restreindre le maillage à une tranche en envergure de longueur L_{sim} en appliquant des conditions de périodicité en envergure dans le calcul numérique. Afin de satisfaire cette périodicité, la longueur de cette tranche doit satisfaire $L_{sim} = n2\pi/\Delta k_y$. Cependant, le problème de l’augmentation importante du coût de calcul du champ de vitesse à injecter dans les points de frontière amont lorsque le nombre de modes à sommer devient

important dans l'équation (3.7) demeure. Dans le cas de l'interaction entre une turbulence et un profil, il est possible de restreindre le nombre de modes à considérer en tirant parti de l'effet de filtrage des rafales obliques (rafale dont le nombre d'onde $k_y \neq 0$) dans la réponse du profil. Cet effet peut être estimé, à partir de la théorie linéarisée du bruit de profils sur laquelle repose le modèle d'Amiet. Cette théorie fait apparaître un paramètre Θ défini par Graham,⁶⁴ qui met en relation les nombres d'ondes réduits k_x^* et k_y^* d'une rafale (k_x, k_y) considérée, et dont la valeur conditionne la nature rayonnante ou bien coupée de la rafale. Cette relation de dispersion n'est rigoureusement valide que pour un profil d'envergure infinie. En pratique, Reboul¹²⁴ montre que les hypothèses d'envergure infinie sont applicables pour un profil dont l'envergure est supérieure ou égale à 3 cordes. Une expression généralisée à un bord d'attaque de géométrie quelconque de cette relation entre les nombres d'ondes réduits k_x^* et k_y^* est présentée en annexe D. Dans le cas d'une plaque plane possédant un bord d'attaque droit, le paramètre de Graham s'écrit :

$$\Theta = \frac{|k_x^*|M}{|k_y^*|\sqrt{1-M^2}} \quad (3.17)$$

Lorsque $\Theta > 1$, la rafale (k_x, k_y) correspondante est dite supercritique et elle est de nature rayonnante. Si $\Theta < 1$, la rafale est dite subcritique et elle est coupée (elle ne rayonne pas). Une illustration de cet effet de coupure est présentée à travers deux calculs tridimensionnels d'interaction entre une rafale supercritique puis subcritique et une plaque plane. Ces calculs, destinés à mettre en évidence le phénomène de coupure et non à estimer précisément le rayonnement acoustique sont réalisés avec un maillage grossier. Le maillage s'étend sur 8 cordes autour de la plaque dans les deux directions suivant la corde et suivant la normale à la plaque, et l'étendue en envergure est choisie en relation avec les nombres d'onde k_y considérés afin de satisfaire les conditions de périodicité. Les champs instantanés de la fluctuation de pression sont présentés sur la figure 3.11 pour les deux calculs effectués. Pour le cas de la rafale supercritique, on observe des lobes de pression se détacher du profil et rayonner dans le domaine de calcul. En revanche, pour la rafale subcritique, les lobes de pression qui apparaissent à la surface du profil n'engendrent pas de rayonnement acoustique.

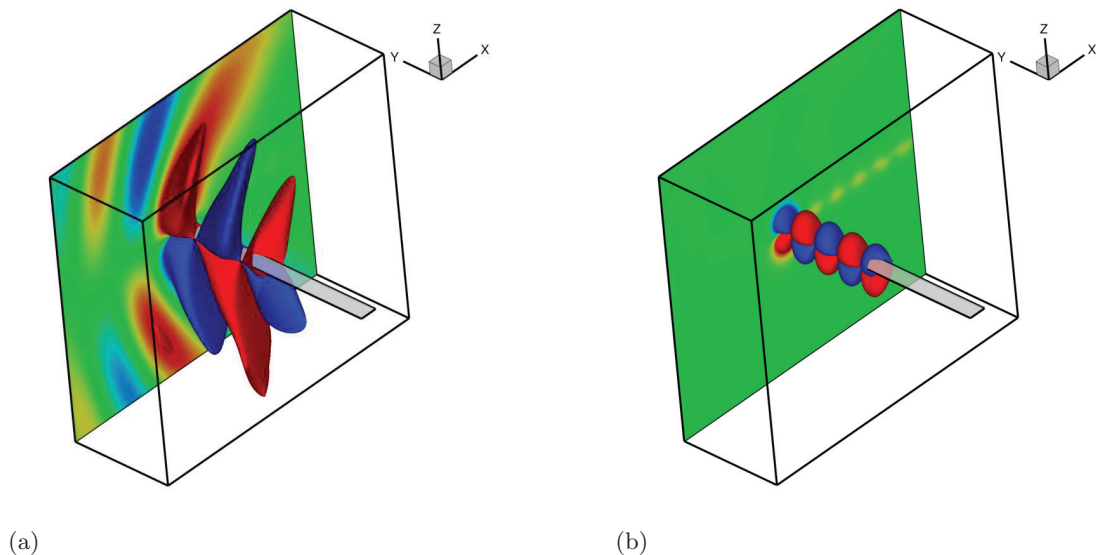


Fig. 3.11: Filtrage des rafales obliques. Champs instantanés de la fluctuation de pression. (a) Rafale supercritique, isosurfaces à ± 50 Pa. (b) Rafale subcritique, isosurfaces à ± 10 Pa.

Ainsi, dans le cas d'un calcul large bande, il est possible de ne considérer que les rafales supercritiques lors de l'injection de la fluctuation de vitesse w' . Sur la figure 3.12, la région du plan

spectral (k_x^*, k_y^*) contenant les rafales supercritiques est délimitée (ici pour le cas d'un écoulement moyen dans la direction x de valeur $U_\infty = 60$ m/s). On remarque que, dans ce cas, si l'on souhaite injecter des modes k_x^* jusqu'à une valeur maximale $k_{x,max}^* \approx 60$, on peut se limiter à une valeur $k_{y,max}^* = 10$. Au regard des observations faites précédemment, cette limitation permet, en plus de sommer moins de modes lors du calcul de la fluctuation de vitesse injectée, d'utiliser une taille de maille Δy plus grande et donc de réduire le nombre de points de maillage. Notons tout de même que la relation (3.17) indique que lorsque la vitesse de l'écoulement moyen augmente, de plus en plus de rafales obliques participent au rayonnement. De plus, dans le cas d'un bord d'attaque oscillant, les zones de rafales passantes dans le plan (k_x^*, k_y^*) peuvent s'étendre jusqu'à des valeurs élevées de k_y^* , comme présenté au paragraphe 4.1.1.

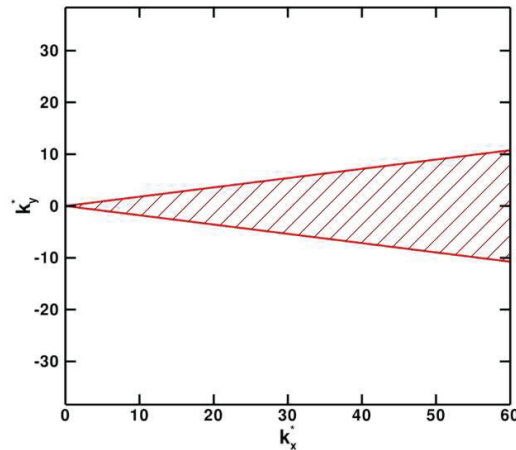


Fig. 3.12: Filtrage des rafales obliques. Représentation de la zone de rafales supercritiques en rouge, pour une plaque plane et un écoulement $U_\infty = 60$ m/s.

Par ailleurs, sous l'hypothèse d'un profil d'envergure infinie, la formulation analytique d'Amiet pour un profil isolé (présentée en annexe A) conduit à une simplification supplémentaire si l'on considère un observateur en champ lointain, situé dans le plan médian en envergure (c'est à dire le plan $y = 0$). Dans ce cas, seules les rafales parallèles ($k_y = 0$) participent au rayonnement acoustique. Cette simplification est vérifiée ici sur des applications du modèle d'Amiet, en tenant compte de la contribution des rafales obliques dans un premier temps, puis en ne considérant que les rafales parallèles. La configuration traitée et les paramètres associés sont issus des expérimentations menées lors du projet FLOCON, décrit au chapitre 4. Le profil, assimilé à une plaque plane, a une corde $c = 0.15$ m et une envergure $L = 0.45$ m ; l'hypothèse d'envergure infinie semble donc valide dans ce cas. L'écoulement moyen est uniforme dans la direction de la corde, avec $U_\infty = 60$ m/s, et le spectre d'énergie cinétique à deux nombres d'ondes $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ suit le modèle de von Karman, dont l'expression est donnée en équation (3.14). Les paramètres de ce spectre sont les suivants : $T_I = 0.025$ et $\Lambda = 6$ mm. Les DSP de pression calculées à partir du modèle d'Amiet, pour des observateurs positionnés dans le plan médian en envergure, au dessus du profil ($\theta = 90^\circ$) et à des distances de 1.2 m (soit 8 cordes) et 10 m (soit environ 67 cordes) sont présentées en figure 3.13. Pour l'observateur situé à 1.2 m, la contribution des rafales obliques n'augmente que légèrement les niveaux en haute fréquence. Pour l'observateur situé à 10 m, il n'y a plus aucune différence entre les deux résultats. Les rafales obliques ne contribuent plus du tout au rayonnement acoustique.

D'un point de vue numérique, cette spécificité permet d'envisager des économies très importantes, tant sur le coût de calcul des fluctuations de vitesse injectées, que sur la taille du maillage

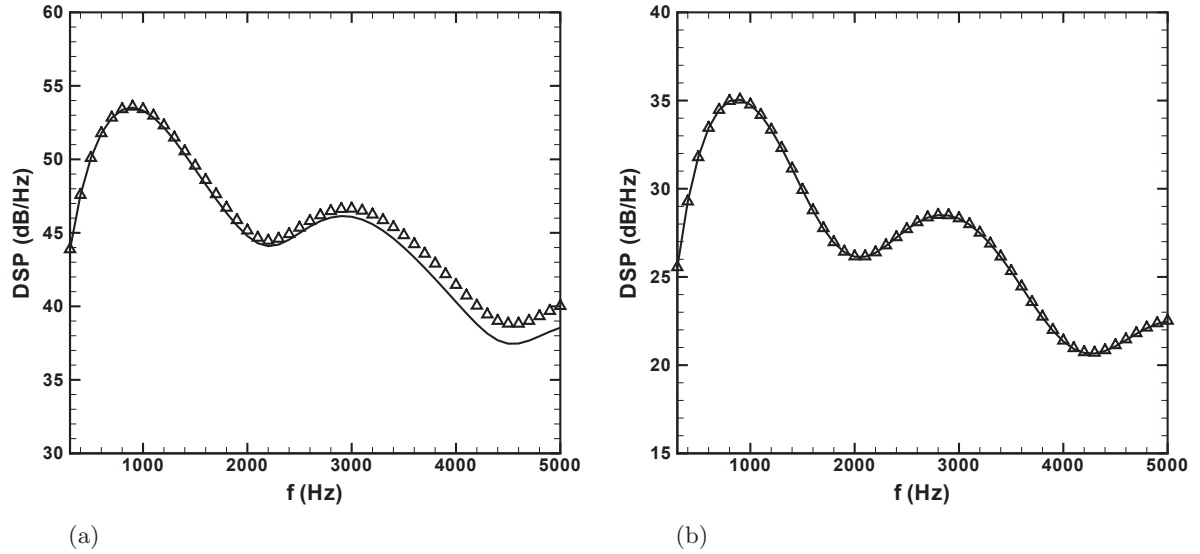


Fig. 3.13: Contribution des rafales parallèles. DSP de pression obtenues grâce au modèle d'Amiet pour des observateurs situés à $y = 0$, $\theta = 90^\circ$, et (a) $R = 1.2$ m et (b) $R = 10$ m. Prise en compte (—) des rafales parallèles uniquement et (\triangle) de toutes les rafales.

dans la direction de l'envergure. En effet, si l'on ne s'intéresse qu'à des observateur situés dans le plan $y = 0$, alors on peut ne considérer que les rafales parallèles lors de la génération du champ de vitesse w' et ainsi réduire de manière importante le nombre de modes à sommer. De plus, le phénomène d'interférences dû à la superposition de modes pour chaque fréquence disparaît dans ce cas, et il n'est alors plus nécessaire de moyenner les résultats. La restriction aux rafales parallèles fait disparaître toute dépendance en envergure du champ de vitesse incident modélisé, et permet de ne mailler qu'une tranche d'envergure très réduite en appliquant des conditions de périodicité. Ainsi, le calcul numérique tridimensionnel réalisé sur une plaque plane en section 3.5 est défini en tirant parti de ces observations.

Il faut souligner le fait que, même limité aux rafales supercritiques lors de la formation du sillage incident, la taille de maillage requise, associée au surcoût de la sommation des modes et à la nécessité de réaliser une moyenne statistique rendent encore la mise en oeuvre d'un tel calcul fastidieuse pour des applications pratiques. Les perspectives d'optimisation du temps de calcul de la fluctuation de vitesse modélisée et injectée devraient permettre à court terme de lever cette difficulté. Cela présente un intérêt particulier pour simuler la réponse d'aubes avec des bords d'attaque ondulés, comme nous le verrons en section 4.3. Néanmoins, pour le cas de la plaque plane, une méthode semi-analytique a été mise au point dans le cadre de cette thèse afin d'estimer l'effet qu'aurait la prise en compte des rafales obliques sur les résultats numériques. Cette méthode repose sur l'utilisation des fonctions de réponse aérodynamique de la plaque $g(x, k_x, k_y)$ issues du modèle d'Amiet pour calculer le saut de pression instationnaire à la paroi. Une méthode similaire, mais restreinte aux rafales parallèles, est utilisée par Casper & Farassat²¹ afin d'alimenter une méthode intégrale pour obtenir le rayonnement en champ lointain. L'expression du saut de pression définie dans le modèle d'Amiet en équation A.2 sous une forme discrétisée s'écrit :

$$\Delta p'(x, y, t) = 2\pi\rho_\infty U_\infty \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M 2\sqrt{\Phi_{ww}(k_{x,n}, k_{y,m})\Delta k_x \Delta k_y} g(x, k_{x,n}, k_{y,m}) \dots \quad (3.18)$$

$$\times e^{i(k_{x,n}U_\infty t - k_{y,m}y + \varphi_{n,m})}$$

La partie réelle de ce saut de pression est ensuite utilisée comme donnée d'entrée d'une formulation de Ffowcs-Williams & Hawkings, restreinte au terme de bruit de charge, implémentée dans le code MIA (voir annexe C). La configuration considérée reste identique à celle décrite précédemment. La plaque est discrétisée par $N_x = 150$ points selon la corde avec une progression géométrique, suivant les paramètres proposés par Reboul,¹²⁴ et $N_y = 101$ points répartis uniformément en envergure. Le maillage résultant est présenté sur la figure 3.14(a). La sommation écrite en équation (3.18) est effectuée avec $\Delta k_x = 2\pi\Delta f/U_\infty$ en choisissant $\Delta f = 100$ Hz, jusqu'à une valeur $k_{x,max}$ correspondant à $f_{max} = 5000$ Hz. Le pas Δk_y est choisi de la même manière que pour un calcul numérique réalisé sur une envergure limitée avec des conditions de périodicité, mais ici l'envergure complète $L = 0.45$ m est considérée. On a donc $\Delta k_y = 2\pi/L$ et on choisit $k_{y,max} = 20\Delta k_y$. On peut observer sur la figure 3.12 que le nombre d'onde réduit $k_{y,max}^* \approx 21$ est bien supérieur à la limite des rafales supercritiques pour $k_{x,max}^* \approx 39.3$. Ainsi, toutes les rafales contributives, mais également les premières rafales coupées sont prises en compte. Comme dans le paragraphe 3.2.2, des moyennes statistiques sont réalisées, d'une part sur $N_{real} = 10$ calculs indépendants, et d'autre part via un périodogramme sur 10 segments pour un calcul avec $\Delta f' = \Delta f/10$. Les distributions surfaciques de la valeur efficace de la fluctuation de pression réelle $Re(\Delta p'/2)_{RMS}$ sont présentées sur la figure 3.14. Les résultats numériques moyennés montrent une distribution quasi-uniforme en envergure avec des niveaux identiques à la solution théorique.

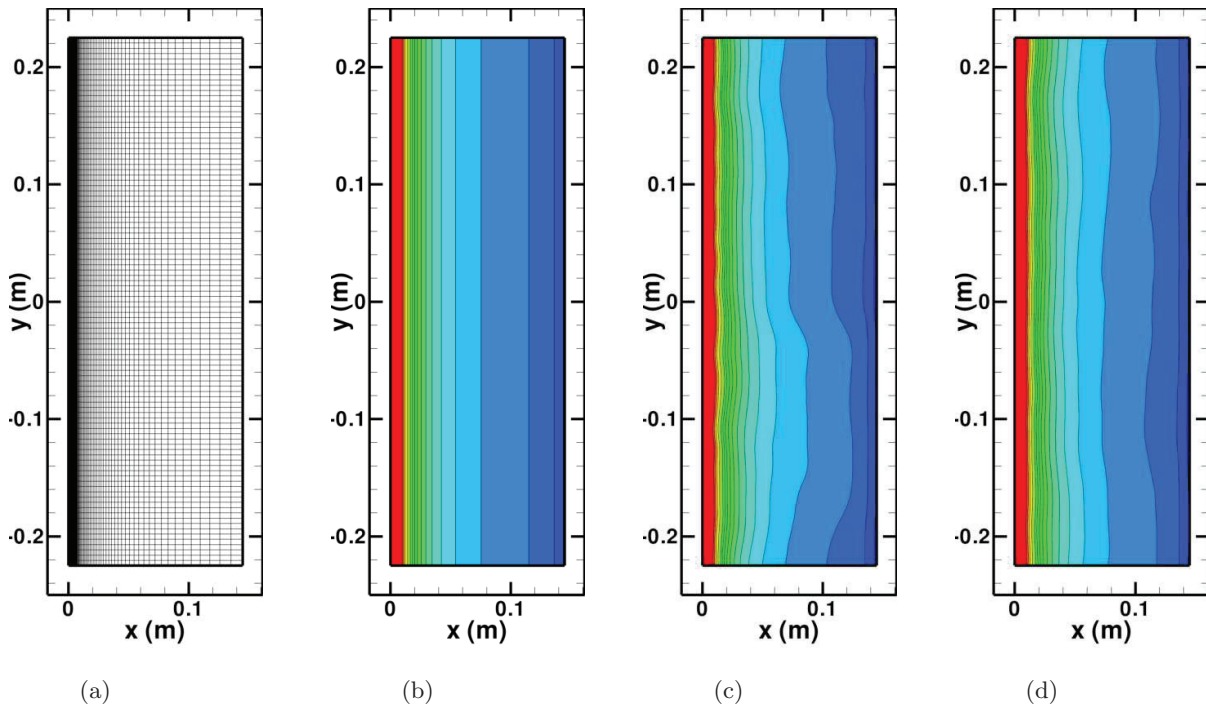


Fig. 3.14: Méthode semi-analytique. (a) Maillage de la plaque plane. Distributions surfaciques de pression efficace (b) théorique, (c) moyennage sur $N_{real} = 10$ et (d) périodogramme avec $\Delta f/10$. Niveaux entre 0 et 50 Pa.

Les DSP de pression sonore rayonnée sont calculées avec le code *MIA* pour un observateur situé en $y = 0$, $\theta = 90^\circ$ et $R = 1.2$ m. Les résultats issus de la méthode semi-analytique sont présentés sur la figure 3.15(a) pour une réalisation, et 3.15(b) pour les valeurs moyennées. Ils sont comparés à la solution d'Amiet complète (tenant compte de la contribution des rafales obliques). Comme on pouvait le prévoir, les résultats présentent des oscillations liées à la superposition de modes k_y de manière similaire à ce qui est observé au paragraphe 3.2.2. Néanmoins, le filtrage des rafales subcritiques par la plaque tend à atténuer cet effet de superposition, notamment aux basses fréquences pour lesquelles les rafales parallèles sont quasiment les seules contributrices. Ainsi, malgré le faible nombre de moyennes réalisées, les résultats moyennés sont tout de même de bonne qualité en comparaison avec la solution d'Amiet. Cette convergence rapide est un point encourageant dans la mise en place d'un calcul numérique complet (en injectant les rafales obliques).

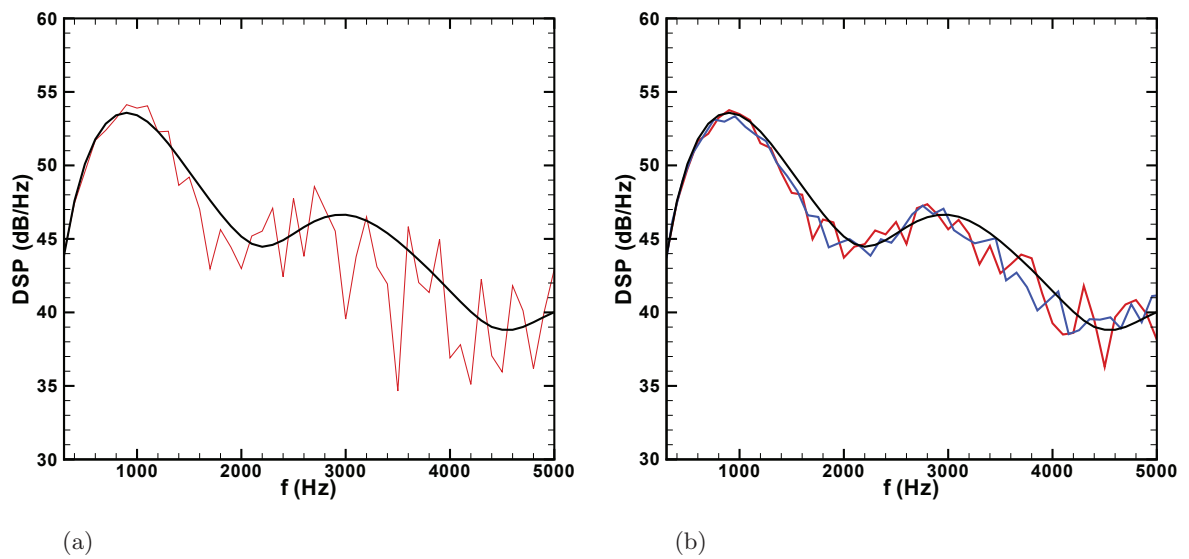


Fig. 3.15: Méthode semi-analytique. DSP de pression pour un observateur situé à $y = 0$, $\theta = 90^\circ$ et $R = 1.2$ m. (a) Résultats pour une réalisation. (b) (—) Résultats pour 10 réalisations moyennées et (- - -) pour un périodogramme avec $\Delta k'_x = \Delta k_x / 10$. (—) Solution d'Amiet.

3.5 Calcul tridimensionnel de l'interaction turbulence plaque plane restreint aux rafales parallèles

A partir des simplifications discutées dans le paragraphe précédent, un premier calcul tridimensionnel est réalisé pour une plaque plane en ne considérant que la contribution des rafales parallèles lors de la génération de la fluctuation de vitesse incidente w' . La configuration étudiée pour ce calcul reste la même que dans le paragraphe précédent (plaque de corde $c = 0.15$ m et d'envergure $L = 0.45$ m, plongée dans un écoulement à $U_\infty = 60$ m/s). L'envergure de calcul considérée ici, choisie par analogie avec les simulations réalisées au chapitre 4, est $L_{sim} = 10$ mm. Si l'on ne considère que les rafales parallèles dans l'équation (3.7), on remarque que la valeur de Δk_y est indéfinie puisque le spectre d'énergie cinétique turbulente n'est plus discrétisé en k_y . Une première solution est de raisonner comme pour un calcul complet (comprenant toutes les rafales) en choisissant $\Delta k_y = 2\pi/L_{sim}$, puis de réaliser la méthode intégrale et d'appliquer une simple correction, comme celle proposée par Kato *et al.*⁸⁷ Celle-ci suppose que les tranches en envergure rayonnent de manière incohérente et le niveau en dB du rayonnement du profil

complet s'obtient alors ainsi :

$$DSP(f) = DSP_{sim}(f) + 10 \log(L/L_{sim}) \quad (3.19)$$

Cette correction fait l'hypothèse que le profil est compact en envergure au regard des distances sources-observateurs. Dans la configuration étudiée ici, les points d'observation sont situés à $R = 1.2$ m du profil soit moins de 3 envergures. La figure 3.16 présente des DSP de pression obtenue à partir du modèle d'Amiet restreint aux rafales parallèles, pour un observateur à 90° dans le plan médian, en considérant successivement l'envergure complète de la plaque, puis une tranche $L_{sim} = 10$ mm avec une correction de Kato. On remarque alors qu'à cette distance, l'hypothèse de compacité en envergure tend à légèrement surestimer les résultats obtenus pour l'envergure complète au hautes fréquences. De plus, cette première approche soulève un problème lié à cette définition de Δk_y . En effet, pour une tranche d'envergure très limitée (comme c'est le cas ici), la valeur de Δk_y devient grande et les fluctuations de vitesse synthétisées vont être artificiellement élevées. Ainsi l'injection de ces fluctuations de vitesse dans un code de calcul non-linéaire tel que *sAbrinA.v0* peut entraîner l'apparition d'effets non-linéaires (tels que discutés dans le paragraphe 2.5.2) eux aussi artificiels compte tenu des intensités turbulentes relativement faibles en pratique.

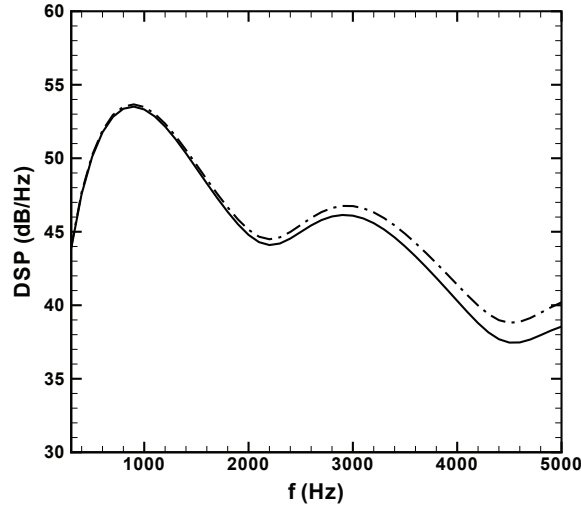


Fig. 3.16: Interaction THI – plaque plane 3D. Solutions d'Amiet restreintes aux rafales parallèles à $R = 1.2$ m, $\theta = 90^\circ$, $y = 0$. (—) Calcul sur l'envergure totale $L = 0.45$ m et (---) calcul sur une tranche $L_{sim} = 10$ mm avec correction de Kato.

Une seconde solution est donc envisagée, par analogie encore une fois au modèle d'Amiet. En effet, la formulation d'Amiet restreinte aux rafales parallèles pour un observateur en $y = 0$ fait apparaître un facteur $2\pi/L$ assimilable à un Δk_y . Cette valeur de Δk_y est donc imposée lors du calcul de la fluctuation de vitesse normale dans l'équation (3.7). De plus, étant donné que seules les rafales parallèles sont considérées, la totalité de l'envergure de la plaque est impactée en phase (toutes les tranches rayonnent de manière cohérentes). Ainsi, avant d'effectuer le calcul FWH, il est possible de dupliquer les données sur l'envergure complète de la plaque afin d'obtenir le rayonnement de celle-ci, ce qui permet de s'affranchir des hypothèses de compacité.

Le maillage conçu pour le calcul *sAbrinA.v0* est restreint autour de la plaque à une région $-3c/4 \leq x \leq 2c$ et $-4c/3 \leq z \leq 2c$. Il est légèrement plus étendu au dessus de la plaque qu'en dessous afin de permettre l'extraction directe des résultats issus du calcul numérique jusqu'à une distance de $R = 1.5c$ au dessus du profil. La plaque est maillée très finement dans la direction de la corde, avec une taille de maille minimale $\Delta x_{min} = c/1500$ aux bords d'attaque et de fuite. La

taille de maille maximale est choisie afin de correctement discrétiser des rafales dont la fréquence maximale est de $f_{max} = 5000$ Hz (et donc $\lambda = U_\infty/f_{max}$) avec 10 points par longueur d'onde. L'envergure est maillée régulièrement avec un pas $\Delta y = 1$ mm. Le pas de temps est choisi afin d'assurer que le critère CFL reste inférieur à 1. Les caractéristiques du maillage sont résumées dans le tableau 3.1.

$N_x \times N_y \times N_z$	Étendue en x (m)	Étendue en y (m)	Étendue en z (m)
$568 \times 11 \times 529$	$-0.1125 < x < 0.3$	$-0.005 < y < 0.005$	$-0.2 < z < 0.3$
	Δ_{min} (m)	Δ_{max} (m)	Δt (s)
	1×10^{-4}	1.2×10^{-3}	2.5×10^{-7}

Tab. 3.1: Maillage utilisé pour le calcul d'interaction THI-plaque plane 3D.

Le sillage synthétisé comporte des rafales dont les fréquences $f = k_x U_\infty / 2\pi$ sont comprises entre 300 Hz et 5000 Hz, avec un pas $\Delta f = 100$ Hz. Les données sont alors acquises sur des périodes $T_w = 1/\Delta f = 0.01$ s., qui correspondent à 40000 itérations de calcul. Le calcul est lancé en parallèle sur 128 processeurs, et une période T_w représente environ 15 heures de calcul. Les résultats convergent vers une solution périodique à partir de la deuxième période de calcul. Les champs instantanés des fluctuations de vitesse normale et de pression sont présentés sur la figure 3.17. Ces champs ne présentant aucune variation en envergure, ils sont uniquement tracés dans un plan de coupe. Les résultats instationnaires sont extraits sur la plaque, ainsi que sur une surface rectangulaire positionnée à $0.5c$ autour de la plaque (ces surfaces sont visibles sur la figure 3.17), afin de réaliser un couplage avec les formulations de FWH en surfaces solide et poreuse du code *MIA*. De manière analogue au calcul bidimensionnel décrit en section 3.3, le champ de pression rayonné par la plaque montre un aspect dipolaire. De plus, malgré la faible étendue du domaine, les lobes de pression acoustiques rayonnés par la plaque semblent sortir du domaine sans être significativement altérés par la proximité des conditions limites. Cela tend à confirmer la bonne adéquation des conditions de Tam. La bonne qualité du champ acoustique direct est vérifiée en calculant la DSP de pression pour un point du domaine situé à $R = 1.5c$. Ce résultat est présenté sur la figure 3.18 et comparé à la solution d'Amiet restreinte aux rafales parallèles, ainsi qu'au résultat issu du couplage avec la méthode intégrale de FWH réalisé à partir des données pariétales (les données pariétales sont moins sensibles aux éventuels effets des conditions limites). Les résultats numériques directs présentent un très bon accord avec la solution analytique et la méthode intégrale. Les oscillations observables sur les résultats numériques sont discutées ultérieurement dans ce paragraphe. Ainsi, dans l'hypothèse où le maillage peut être étendu jusqu'au champ lointain (permettant ainsi de négliger la contribution des rafales obliques), le rayonnement acoustique de la plaque peut être obtenu directement par le calcul numérique.

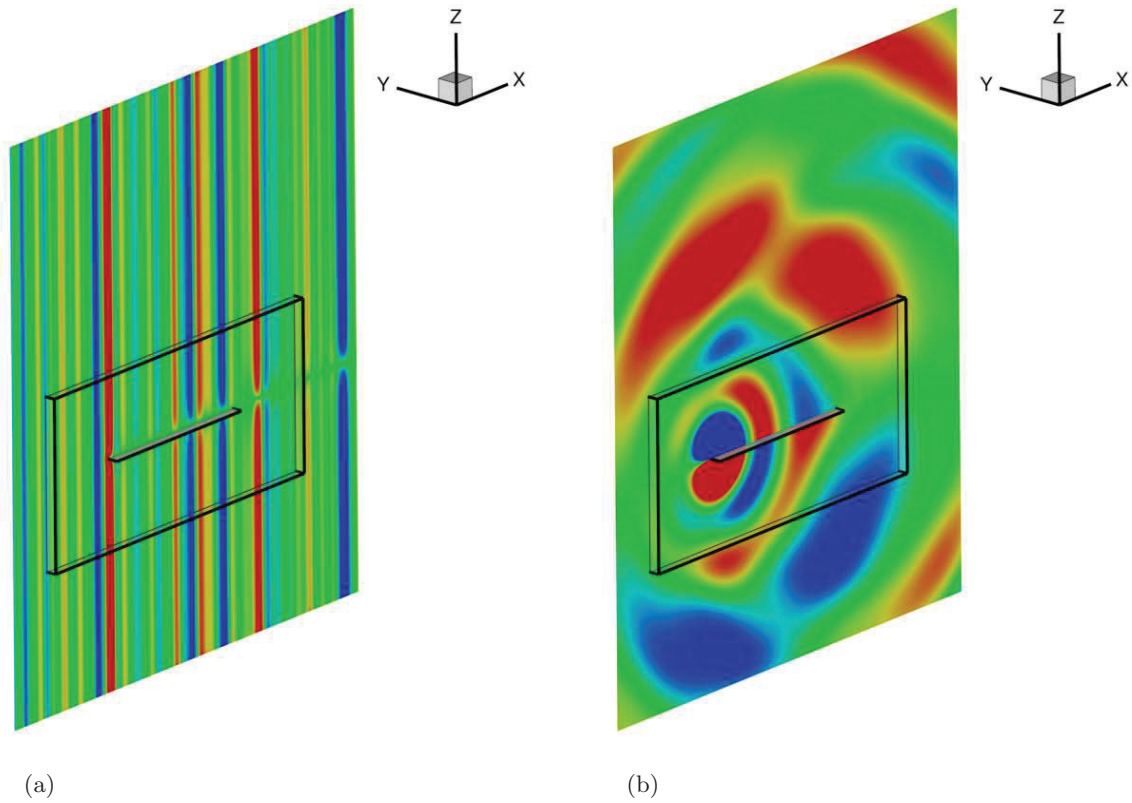


Fig. 3.17: Interaction THI – plaque plane 3D. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 0.3 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 1 Pa.

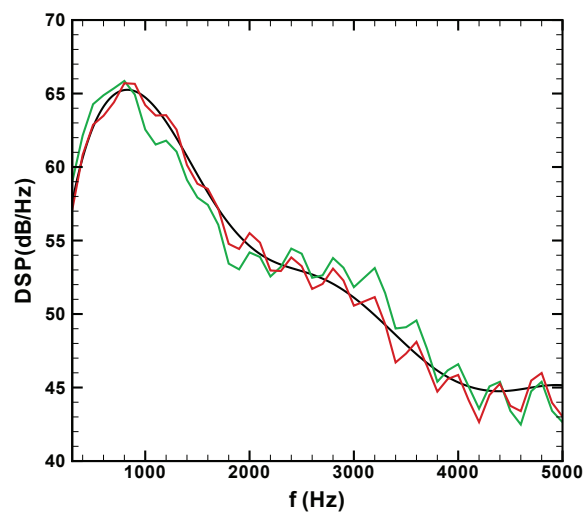


Fig. 3.18: Interaction THI – plaque plane 3D. DSP de pression à $R = 0.225$ m, $\theta = 90^\circ$, $y = 0$. (—) Résultat numérique direct, (—) FWH solide et (—) solution d'Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$.

La valeur efficace du saut de pression est présentée sur la figure 3.19(a). Le résultat numérique est en excellent accord avec la solution d’Amiet, et les oscillations observables à proximité du bord d’attaque pour les cas monofréquentiels discutés en section 2.5 ne sont pas visibles ici, en raison de la discrétisation très fine de la plaque dans cette région. Comme pour les calculs bidimensionnels, le passage de la plaque au champ libre au niveau du bord de fuite donne lieu à l’apparition d’un pic de pression. La figure 3.19(b) présente les OASPL calculés à $R = 1.2$ m autour de la plaque par les méthodes intégrales de FWH solide et poreuse. Les résultats sont là aussi en bon accord avec la solution d’Amiet pour les deux formulations. On peut tout de même noter que les résultats issus du calcul tendent à légèrement surestimer les niveaux pour les angles faibles, et à légèrement les sous-estimer pour les angles élevés. De plus, la formulation poreuse présente des niveaux un peu plus élevés que la formulation solide. Cette différence est probablement liée à la prise en compte de termes faisant intervenir les fluctuations de vitesse, qui sont sensibles à la présence de perturbations hydrodynamiques. Similairement, au calcul bidimensionnel réalisé en section 3.3, la présence d’un unique lobe sur les OASPL traduit la domination des basses fréquences sur le bruit rayonné.

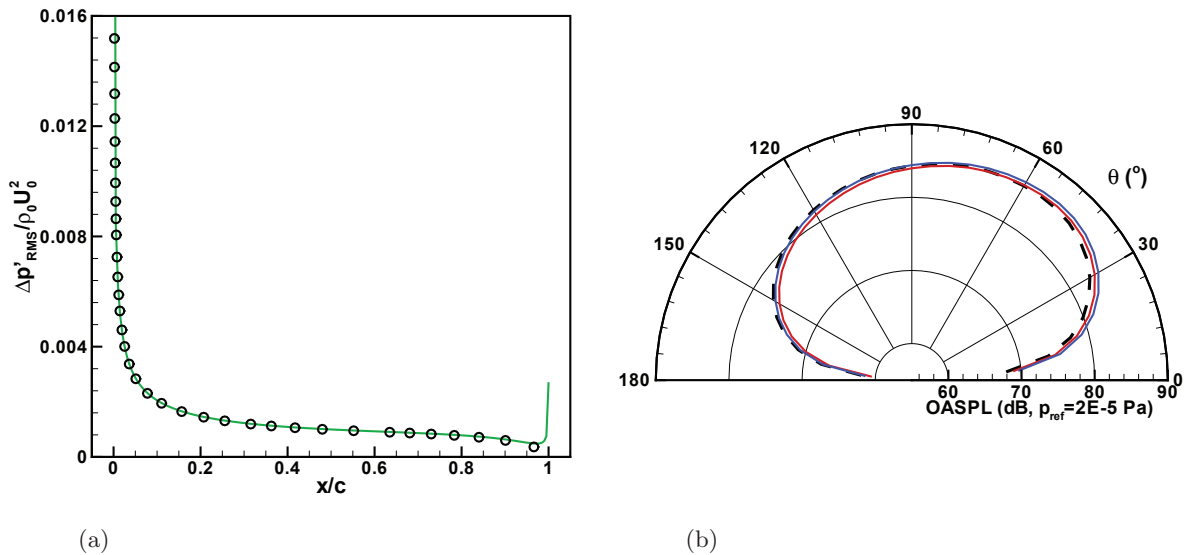


Fig. 3.19: Interaction THI – plaque plane 3D. (a) Saut de pression pariétale, (—) résultat numérique et (o) solution d’Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$. (b) Directivité du champ acoustique à $R = 1.2$ m, (—) FWH solide, (—) FWH poreux et (- - -) solution d’Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$.

Les densités spectrales de puissance de la pression à $R = 1.2$ m pour des angles compris entre 30° et 150° sont présentées pour les deux méthodes intégrales sur la figure 3.20. A nouveau, les résultats numériques font état d’un bon accord avec la solution d’Amiet. Comme sur la figure 3.19(b), les résultats numériques surestiment les résultats à $\theta = 30^\circ$ et semblent les sous-estimer légèrement à $\theta = 150^\circ$. Les oscillations visibles sur les résultats de simulations semblent s’accroître pour les angles élevés et pour les hautes fréquences, quand les niveaux diminuent. La proximité des résultats entre les deux formulations intégrales confirme que le bruit d’interaction est bien généré par les fluctuations de charges sur le profil. Notons qu’un calcul avec la formulation de FWH solide ne nécessite que le stockage de la pression et uniquement à la surface du profil. Le volume de données stockées est alors bien inférieur à celui nécessaire à la réalisation d’un calcul en surface poreuse, qui requiert toutes les variables sur une surface plus étendue. Enfin, le nombre de bosses plus important pour les angles élevés est dû aux effets de non-compacité qui entraînent l’apparition de nouveaux lobes de directivité à certaines fréquences, comme discuté dans la section 3.3 et sur la figure 3.10.

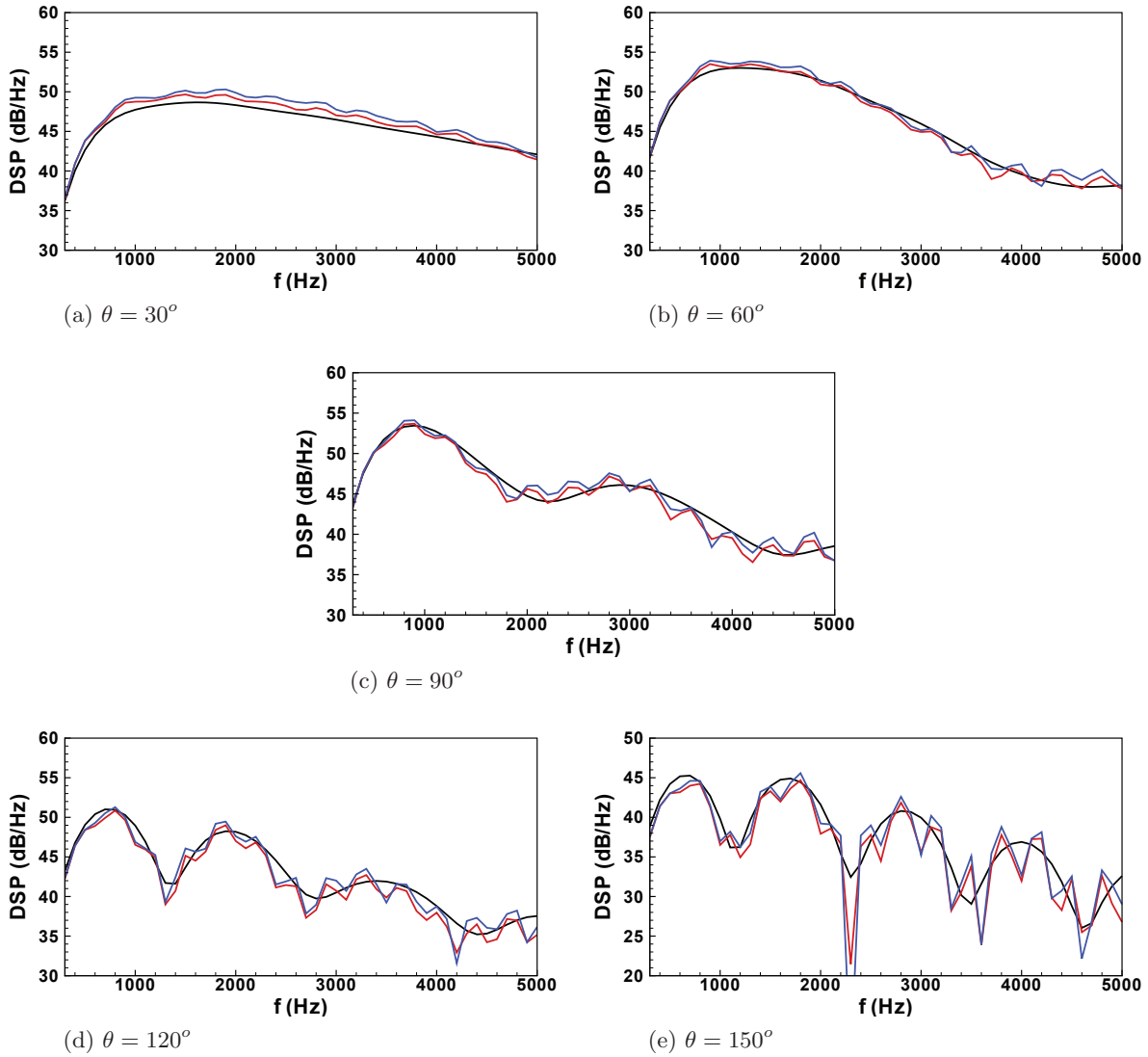


Fig. 3.20: Interaction THI – plaque plane 3D. DSP de pression à $R = 1.2$ m. (—) FWH solide, (—) FWH poreux et (—) solution d’Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$.

Parmi les hypothèses sur l’origine des oscillations visibles sur les spectres acoustiques issus du calcul numérique, les effets de la présence du pic de bord de fuite observable sur la figure 3.19(b) sont discutés. La DSP de pression à $\theta = 90^\circ$ est de nouveau calculée grâce à la méthode de FWH solide, mais la région de la plaque contenant le pic de bord de fuite est retirée de la surface d’intégration (ici environ 3.5% de la corde). Les résultats issus de ce nouveau calcul sont présentés sur la figure 3.21. La suppression du bord de fuite de la surface d’intégration n’a quasiment aucun effet à basse fréquence et ne réduit que faiblement les oscillations à haute fréquence. Un possible effet des conditions aux limites lors du calcul avec *sAbrinA.v0* semble être écarté, notamment par le fait que ces oscillations sont observables sur les résultats issus des données pariétales, assez peu sensibles aux conditions aux limites. On remarquera aussi que de telles oscillations semblent moins marquées sur les résultats des calculs réalisés au chapitre 4, sur des géométries de profils réalistes de dimensions similaires et avec des maillages d’étendues comparables autour des profils. On peut supposer que ces oscillations sont liées à la géométrie de plaque plane sans épaisseur pour laquelle le saut de pression est très intense et confiné au bord d’attaque. Ainsi des phénomènes tels que les oscillations sur le pic de pression pariétale, non-

distinguable sur la figure 3.19(a), mais présentes, peuvent influencer le rayonnement acoustique.

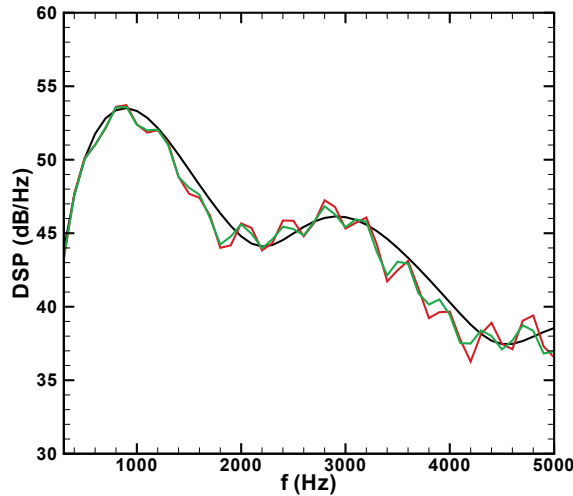


Fig. 3.21: Interaction THI – plaque plane 3D. DSP de pression à $R = 1.2$ m, $\theta = 90^\circ$, $y = 0$. (—) FWH solide sur profil complet, (—) FWH solide sans bord de fuite et (—) solution d'Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$.

3.6 Conclusion du chapitre

Par analogie avec les hypothèses des modèles analytiques de bruit d'interaction, la méthode stochastique retenue dans ce chapitre est restreinte à la synthèse de la composante normale à la corde de la fluctuation de vitesse du sillage turbulent incident, et suppose que celui-ci est simplement convecté par l'écoulement moyen. Cette méthode est basée sur une décomposition du champ de vitesse en une somme de modes de Fourier dont les amplitudes sont calibrées par un spectre d'énergie cinétique turbulent. Elle est dans un premier temps validée à travers des cas de convection d'un sillage synthétique, afin de vérifier la bonne conservation de la distribution d'énergie prescrite. Ces calculs ont pu mettre en évidence, d'une part la nécessité de moyenniser les résultats quand tous les modes sont considérés dans le calcul de la fluctuation de vitesse, et d'autre part l'augmentation importante des coûts de calcul quand un grand nombre de modes sont considérés. Cette problématique n'est pas traitée dans cette thèse, mais s'inscrit dans les perspectives qu'offre ce travail. La méthode numérique mise en place dans les chapitres précédents a ensuite été appliquée à des calculs d'interaction entre un champ de vitesse turbulent et des plaques planes. Dans un premier temps un calcul bidimensionnel a été mené à bien, puis après une présentation des effets de filtrage des rafales obliques par la plaque et des hypothèses de prise en compte des rafales parallèles uniquement, un calcul tridimensionnel a été conduit sur une tranche en envergure très restreinte. Les données instationnaires extraites du calcul CAA ont alors été couplées à des méthodes intégrales de Ffowcs-Williams & Hawkins en formulations solide et poreuse. Les calculs bidimensionnels et tridimensionnels ont montré un très bon accord avec les solutions analytiques issues du modèle d'Amiet. Dans le chapitre suivant, la méthode numérique développée jusqu'ici est appliquée à des géométries de profils réalistes. Un calcul sur un profil disposant d'un traitement de bord d'attaque sinusoïdal est notamment réalisé dans le cadre du projet européen FLOCON, et les effets liés à la prise en compte d'un écoulement moyen réaliste autour du profil sont aussi discutés.

Chapitre 4

Calculs numériques de réponses aéroacoustiques d'aubes isolées

La méthode numérique mise en place dans cette thèse a jusqu'alors été appliquée à des configurations de plaques planes sans épaisseur, pour lesquelles une solution analytique est disponible. Ces calculs ont permis de valider la capacité de la méthode, d'une part à synthétiser un champ de vitesse turbulent respectant des caractéristiques prescrites, et d'autre part à prédire le bruit généré par l'interaction de ce champ de vitesse avec un profil. Dans ce chapitre, cette méthode numérique est mise en oeuvre afin d'estimer le bruit d'interaction produit par des profils de géométries réalistes, en configuration isolée. Les simulations numériques sont réalisées sur des géométries testées dans le cadre du projet européen FLOCON, visant à étudier les dispositifs passifs de réduction du bruit d'interaction rotor-stator. Parmi les dispositifs étudiés dans ce projet, nous nous intéressons à un traitement de bord d'attaque basé sur une dentelure sinusoidale, qui a été proposé par l'ONERA. Les résultats issus des simulations numériques réalisées sont évalués par comparaison aux données expérimentales, issues de la campagne de mesures menée dans la soufflerie anéchoïque de l'ISVR. Dans la première partie de ce chapitre, le principe du traitement de bord d'attaque considéré, ainsi que les effets espérés sur le rayonnement acoustique sont présentés. Le dispositif expérimental mis en place à l'ISVR et les principaux résultats relatifs à ce traitement sont alors décrits. Dans la deuxième partie, des simulations numériques sont réalisées pour le profil de référence (sans traitement), ainsi que pour un profil disposant d'un traitement de bord d'attaque, en supposant un écoulement moyen complètement uniforme autour des profils.^{25,26} Les résultats numériques, ainsi que les limitations liées à la restriction du sillage amont aux rafales parallèles pour le profil traité sont discutés. Enfin, les effets de la prise en compte d'un écoulement moyen réaliste autour d'un profil sur sa réponse acoustique sont étudiés au travers de la réalisation d'un nouveau calcul sur le profil de référence avec un champ moyen issu d'un calcul RANS.²⁶

4.1 Présentation du traitement de bord d'attaque et des résultats expérimentaux issus du projet FLOCON

4.1.1 Les dentelures sinusoidales de bord d'attaque

Dans le but de réduire le bruit de profil grâce à des dispositifs passifs, de nombreuses études se sont intéressées à l'utilisation de dentelure de bord de fuite afin de diminuer le bruit propre généré par le profil. On peut notamment citer les travaux de Howe^{79,80} et l'étude de Oelermans *et al.*¹¹¹ appliquée à la réduction du bruit des pales d'éoliennes par des traitements de bord de fuite. Ces dispositifs ont aussi été étudiés dans le cadre du projet FLOCON,^{66,67} à la fois pour des profils isolés, mais aussi pour des configurations de profils en tandem.⁶⁸ En revanche

l'utilisation de traitements de bord d'attaque à des fins acoustiques a été moins étudiée. Soderman¹⁴⁹ et Hersh *et al.*⁷⁴ se sont intéressés à l'utilisation de dentelure de bord d'attaque inspirée des plumes de chouettes, afin de réduire le bruit propre de rotor. Un autre concept, basé sur des protubérances de bord d'attaque similaires à celles observables sur les nageoires de baleines à bosses, a donné lieu à un brevet déposé par Watts & Fish.¹⁵⁸ Les études aérodynamiques réalisées sur ce traitement tendent à montrer que ces tubercules agissent comme des générateurs de tourbillons qui semblent augmenter la portance et retarder le décrochage du profil.^{100,71} Ce concept a notamment été appliqué sur des pales d'éoliennes afin d'améliorer leurs performances aérodynamiques.³⁶ Du point de vue de l'acoustique, un traitement similaire consistant en une modification sinusoidale du bord d'attaque a été étudié, par Hansen *et al.*⁷⁰ afin de réduire la composante tonale du bruit propre d'un profil NACA0021, et par Feinermann *et al.*⁴³ sur une pale en rotation afin de réduire le bruit dû à l'interaction pale-tourbillon. Cette dernière étude s'intéresse bien au bruit d'interaction (bruit de bord d'attaque), mais est restreinte aux composantes harmoniques. Un concept très similaire a alors été proposé par l'ONERA dans le cadre du projet FLOCON, dans le but de réduire la composante large bande du bruit d'interaction turbulence-profil, en supposant que les sources sonores dominantes sont situées à proximité du bord d'attaque. Un schéma de la dentelure sinusoidale est proposé sur la figure 4.1(a), présentant les deux paramètres d'ajustement du traitement : la longueur d'onde λ_s et l'amplitude A_s . Une représentation tridimensionnelle d'un profil traité est présentée sur la figure 4.1(b).

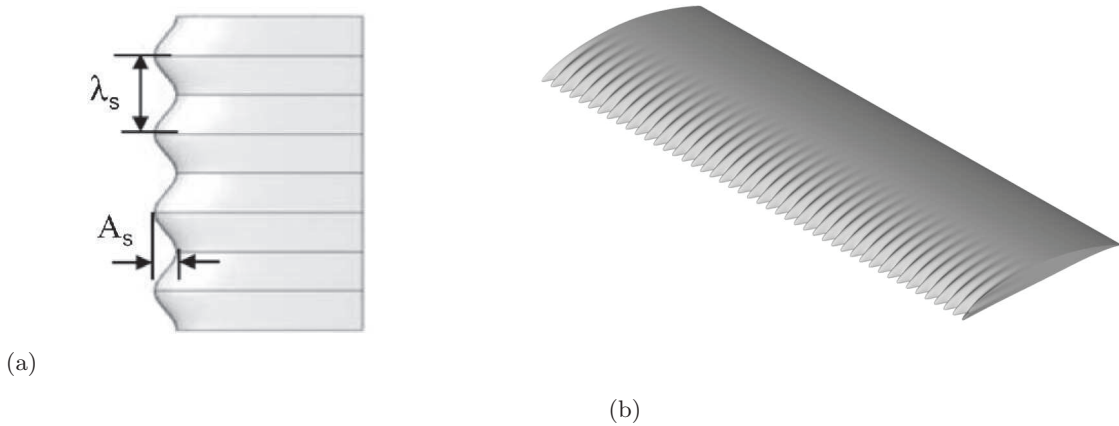


Fig. 4.1: Traitement de bord d'attaque. (a) Paramètres de la dentelure et (b) vue d'un profil traité.

La longueur d'onde de la dentelure peut être choisie en relation avec l'échelle de corrélation transverse de la turbulence amont l_y . Cette échelle de corrélation est fonction de la fréquence et peut être exprimée à partir de l'échelle intégrale Λ si l'on suppose une turbulence homogène isotrope. Par exemple, si le spectre de la turbulence amont peut être assimilé à un modèle de von Kármán (ce point est discuté plus loin dans le cadre des expérimentations menées pour le projet FLOCON), l'échelle de corrélation transverse pour une turbulence gelée et convectée par un écoulement aligné dans la direction x s'écrit :

$$l_y(\omega) = \frac{8\Lambda}{3} \left(\frac{\Gamma(1/3)}{\Gamma(5/6)} \right)^2 \frac{\tilde{k}_x^2}{[3 + 8\tilde{k}_x^2] \sqrt{1 + \tilde{k}_x^2}} \quad (4.1)$$

Des courbes d'échelles de corrélation transverses issues de ce modèles sont tracées sur la figure 4.2 pour une échelle intégrale $\Lambda = 6$ mm, estimée grâce au mesures par fil chaud réalisées lors

de la campagne expérimentale du projet FLOCON (le montage expérimental est présenté plus bas). L'échelle intégrale peut aussi être fournie par un calcul numérique stationnaire RANS lorsqu'aucune donnée expérimentale n'est disponible. Si deux points sources situés à proximité du bord d'attaque sont espacés d'une distance inférieure à l_y , ils sont normalement corrélés. Néanmoins des effets de décorrélation notables entre ces points sont possibles si la variation de corde entre ceux-ci est suffisamment grande. Ainsi, la demi longueur d'onde de la dentelure $\lambda_s/2$ est, de préférence, choisie afin de correspondre au maximum de l'échelle de corrélation transverse l_y . Remarquons qu'une approche similaire a aussi été adaptée pour les traitements de bord de fuite étudiés dans le projet FLOCON.⁶⁶ Bien entendu, la décorrélation ainsi induite le long du bord d'attaque est aussi fonction de l'amplitude de la dentelure. L'estimation de cet effet de décorrélation sur l'émission acoustique semble complexe à estimer, et une étude paramétrique (numérique ou expérimentale) étendue pourrait permettre d'extraire des tendances sur les effets de ces paramètres.

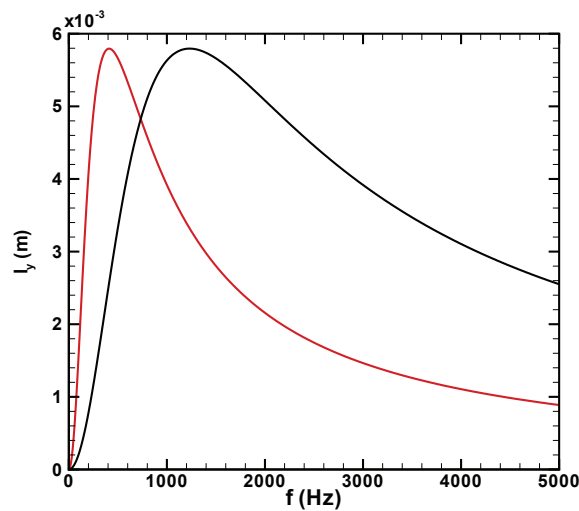


Fig. 4.2: Echelles de corrélation transverses issues du modèle de von Karman, pour une échelle intégrale $\Lambda = 6$ mm et des vitesses (—) $U_\infty = 60$ m/s et (—) $U_\infty = 20$ m/s.

Le choix de l'amplitude A_s est aussi complexe. Il semble raisonnable de penser qu'en choisissant une amplitude de dentelure la plus grande possible, les effets du traitement soient plus importants, grâce aux évolutions locales de la corde et de la flèche (les effets des fluctuations de flèches sont discutés ci-après). Néanmoins le choix de ce paramètre est limité par des contraintes aérodynamiques, qui restent prioritaires lors du développement d'un profil. Des modifications trop importantes de l'écoulement pourraient entraîner un lâché tourbillonnaire, altérant les performances aérodynamiques du profil. Un second effet des dentelures sinusoidales sur l'émission sonore du profil est relatif au filtrage en nombres d'onde des rafales, discuté pour un bord d'attaque droit en section 3.4. En effet, pour un bord d'attaque droit le paramètre relatif à ce filtrage des rafales est le paramètre de Graham défini en équation (3.17). Néanmoins, comme présenté en annexe D, ce paramètre peut être étendu pour tenir compte de l'évolution de la position du bord d'attaque le long de la corde. Notons aussi qu'une extension du modèle d'Amiet a été très récemment proposée par Roger *et al.*¹³³ afin de prendre en compte la présence d'une dentelure sinusoidale pour une plaque plane. Ici, pour illustrer l'effet de filtrage en nombres d'onde, le traitement de bord d'attaque est approximé par une dentelure triangulaire, d'angle de flèche γ par rapport à l'axe de l'envergure y , comme présenté sur la figure 4.3(a). La relation de dispersion proposée par Graham peut alors être étendue afin de définir les rafales supercritiques telles que :

$$|k_{y,\gamma}^*| < \frac{|k_x^*| M}{\sqrt{1-M^2}} \quad (4.2)$$

avec $|k_{y,\gamma}^*|$ le nombre d'onde transverse réduit modifié, défini par :

$$k_{y,\gamma}^* = \frac{k_x^* M^2}{1-M^2} \tan(\gamma) + k_y^* \quad (4.3)$$

Remarquons que la relation classique pour un bord d'attaque droit est bien retrouvée en choisissant $\gamma = 0^\circ$. Grâce à cette nouvelle relation, il est possible de tracer les zones de rafales supercritiques dans le plan (k_x^*, k_y^*) pour un angle de flèche choisi. Un exemple est présenté sur la figure 4.3(b), pour une valeur très élevée de γ (ici 86°), afin de bien distinguer les effets de l'angle de flèche par comparaison à un bord d'attaque droit. On remarque que les dentelures triangulaires décalent les zones de rafales supercritiques vers les rafales obliques. Ainsi, dans le cas extrême présenté ici, les rafales parallèles très énergétiques sont coupées, alors que des rafales obliques beaucoup moins énergétiques deviennent émettrices. Cette nouvelle distribution des rafales rayonnantes vers des modes moins énergétiques est susceptible d'entraîner des réductions sonores importantes, comme semblent l'indiquer les résultats expérimentaux présentés au paragraphe 4.1.2.

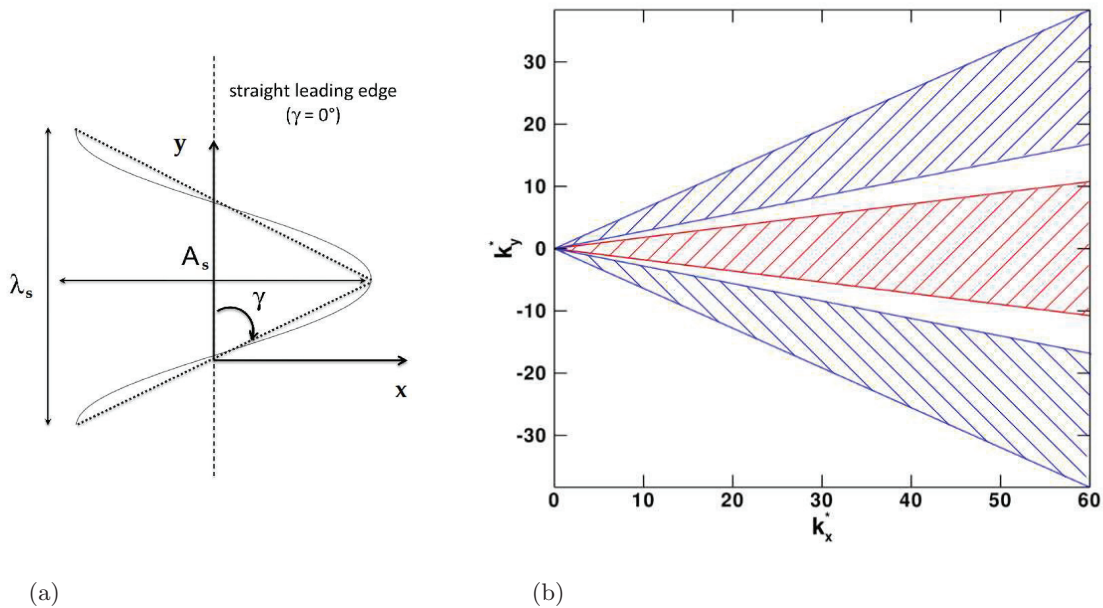


Fig. 4.3: Traitement de bord d'attaque. (a) Schéma de l'approximation par une dentelure triangulaire d'angle γ . (b) Zones de rafales supercritiques pour un bord d'attaque droit **en rouge**, et pour un bord d'attaque triangulaire avec $\gamma = 86^\circ$ **en bleu**.

4.1.2 Le dispositif et les résultats expérimentaux

Lors de la campagne expérimentale du projet FLOCON, le traitement de bord d'attaque décrit au paragraphe précédent a été appliqué à des profils de type NACA 651210, dont la géométrie est présentée sur la figure 4.4(a). Ce profil est portant, non symétrique, et son épaisseur maximale est de 12% de la corde. Le profil de référence (sans traitement) considéré pour les expérimentations a une corde $c = 0.15$ m et une envergure $L = 0.45$ m. Les trois jeux de paramètres étudiés pour le

traitement de bord d'attaque, nommés LE1S, LE2S et LE3S, sont présentés dans le tableau 4.1. Notons que c'est le traitement LE2S qui a été retenu pour l'étude numérique réalisée par la suite, dans ce chapitre. Les profils sont équipés de prises de pression statique disposées le long de la corde. Un aperçu d'un profil traité et équipé est proposée sur la figure 4.4(b).

Traitement	λ_s (mm)	A_s (mm)
LE1S	6	10
LE2S	10	10
LE3S	10	15

Tab. 4.1: Paramètres des différents traitements de bord d'attaque considérés.

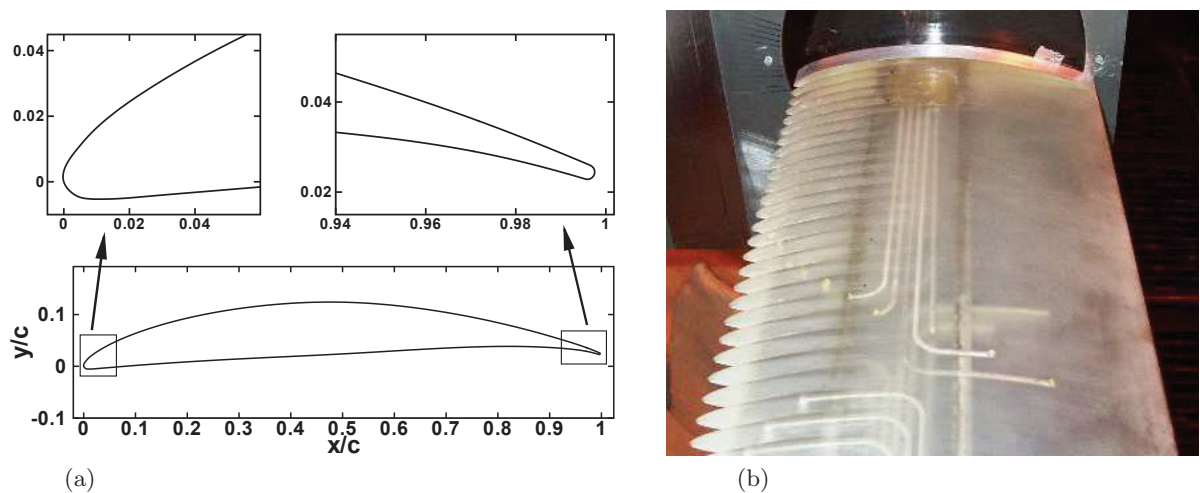


Fig. 4.4: (a) Géométrie du profil NACA651210. (b) Vue du profil traité, équipé de prises de pression.

La campagne de mesure s'est déroulée dans la soufflerie anéchoïque de l'ISVR.²² Les essais ont été réalisés pour différentes vitesses d'écoulement ($U_\infty = 20, 40, 60$ m/s) et pour des angles d'attaque α compris entre 0° et 15° . Dans cette section, les résultats sont principalement présentés pour la configuration $U_\infty = 60$ m/s et $\alpha = 0^\circ$, puisque c'est celle-ci qui est traitée numériquement dans la suite de ce chapitre. Le montage expérimental est présenté sur la figure 4.5. On aperçoit notamment l'antenne circulaire de mesure du bruit rayonné en champ lointain, composée de 18 microphones situés à 1.2 m du profil et couvrant des angles compris entre 50° et 135° (figure 4.5(a)).

La génération de turbulence est assurée par une grille de turbulence à barreaux carrés, placée dans le convergent (figure 4.5(b)). Le choix de la taille des barreaux et de l'espacement entre les barreaux permet de piloter l'échelle intégrale et le taux de turbulence de l'écoulement. La grille considérée dans ce chapitre produit un écoulement dont le taux de turbulence est $T_I = 0.025$ et l'échelle intégrale $\Lambda = 6$ mm. Afin de vérifier l'isotropie de la turbulence, il faudrait idéalement mesurer les spectres de fluctuations de vitesse dans les trois directions pour les comparer. Cependant, les mesures par fil chaud réalisées lors des expérimentations ne donnent accès qu'à la composante longitudinale u de la vitesse. Néanmoins, il est possible de comparer le spectre mesuré pour cette composante au modèle théorique de turbulence homogène isotrope de von Karman. La densité spectrale de puissance de la fluctuation de vitesse longitudinale pour le modèle de von Karman s'écrit :

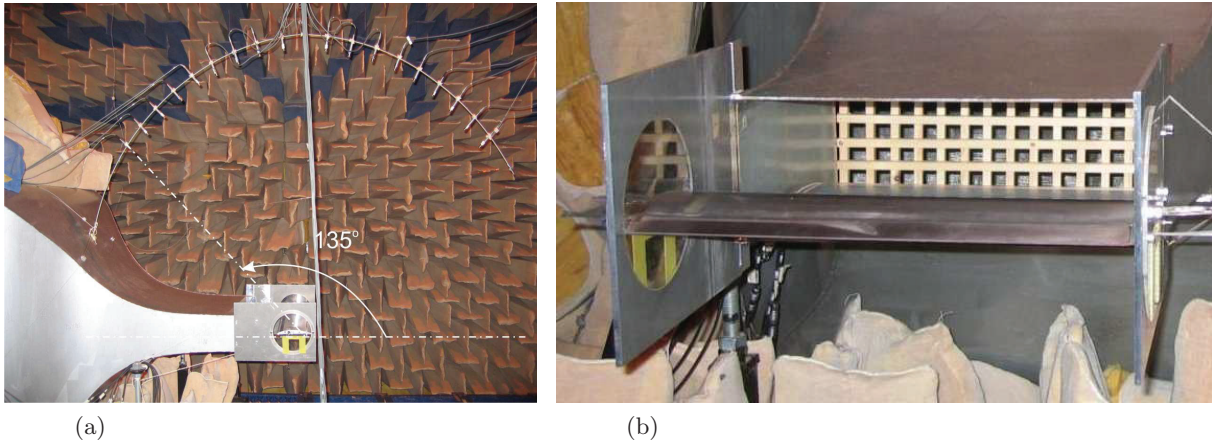


Fig. 4.5: Montage expérimental. (a) Vue de la soufflerie anéchoïque de l'ISVR avec l'antenne positionnée à $R = 1.2$ m au dessus du profil. (b) Vue de la grille de turbulence placée dans le convergent.

$$S_{uu}(\omega) = \frac{\overline{u'^2} \Lambda}{\pi U_\infty} \frac{1}{[1 + \tilde{k}_x^2]^{5/6}} \quad (4.4)$$

La comparaison entre les densités spectrales de puissance S_{uu} mesurées pour les différentes vitesses d'écoulement et le modèle de von Karman est présentée sur la figure 4.6. Les fréquences et les niveaux sont divisés par les vitesses de convection respectives afin de vérifier la similitude des spectres pour les différentes vitesses considérées. Les densités spectrales mesurées présentent un très bon accord avec le modèle de von Karman, validant ainsi l'utilisation de ce modèle de turbulence homogène isotrope. On remarque tout de même que, pour l'écoulement à 20 m/s, le spectre de von Karman ne décroît pas assez vite à hautes fréquences. Moreau & Roger¹⁰² proposent une correction au spectre de von Karman en le multipliant par une exponentielle décroissante afin d'accentuer la décroissance à haute fréquences. Cette correction n'est pas appliquée ici car les configurations traitées dans la suite du chapitre ne considèrent que l'écoulement à 60 m/s.

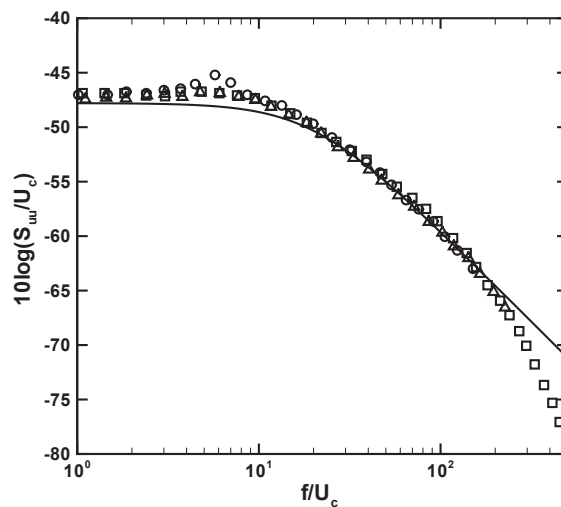


Fig. 4.6: Comparaison entre les spectres de fluctuation de vitesse axiale mesurés pour (\square) $U_\infty = 20$ m/s, (\triangle) 40 m/s, (\circ) 60 m/s et (—) le modèle de von Karman.

La figure 4.7 présente les DSP de pression mesurées pour le profil de référence avec, et sans la grille de turbulence installée dans le convergent. Le taux de turbulence sans la grille étant faible (environ 0.45%), le bruit rayonné dans ce cas est supposé être dominé par le bord de fuite. En comparant les niveaux avec et sans la grille de turbulence, on observe bien que la configuration proposée est appropriée à la génération d'un bruit d'interaction dominant jusqu'à 10 kHz.

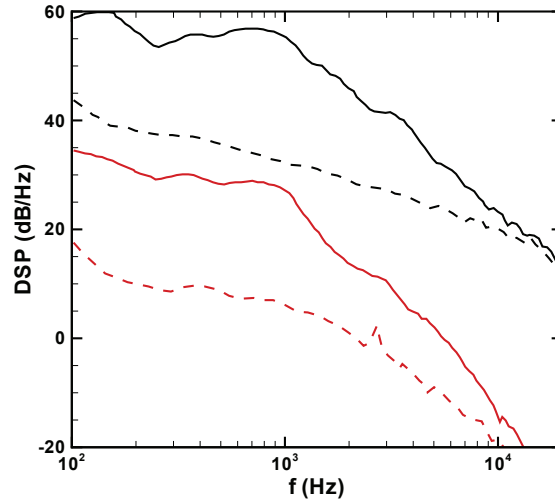


Fig. 4.7: Profil de référence. DSP du bruit d'interaction à $\theta = 90^\circ$ pour (—) $U_\infty = 20$ m/s et (—) 60 m/s. DSP du bruit propre pour (- - -) $U_\infty = 20$ m/s et (- - -) 60 m/s.

Les effets du traitement de bord d'attaque sur le comportement aérodynamique du profil sont étudiés au travers des coefficients de pression mesurés grâce aux prises de pression statiques. Ceux-ci sont présentés sur la figure 4.8 pour le profil de référence ainsi que le profil LE2S (avec $U_\infty = 60$ m/s et $\alpha = 0^\circ$). Des différences notables sont observables dans la région de décollement, à proximité du bord d'attaque. Sur le reste du profil, les comportements des deux profils sont relativement similaires. Ainsi, l'intégration des C_p semble indiquer une augmentation de la portance grâce au traitement de bord d'attaque. Ces résultats doivent cependant être relativisés car, pour les profil traités, les prises de pressions sont situées au sommet d'une dentelure. Cet effet bénéfique du traitement n'est probablement pas retrouvé à la base de la dentelure.

Cette hypothèse a été vérifiée grâce à des calculs RANS réalisés par le CERFACS³² en deux dimensions pour le profil de référence et en trois dimensions pour le profil LE2S. Ces calculs étant utilisés pour estimer l'effet relatif du traitement de bord d'attaque, ils sont réalisés en supposant un écoulement amont uniforme, bien que le jet de la soufflerie semble avoir un effet notable sur les résultats aérodynamiques.³² Des champs de la norme de la vitesse moyenne autour des profils sont présentés sur la figure 4.9 pour les cas de référence et LE2S. L'aspect des champs de vitesse est relativement similaire entre les deux profils, l'effet du traitement sur la vitesse moyenne semble donc assez faible. Les C_p calculés à partir de ces résultats numériques sont tracés sur la figure 4.10. Pour le profil traité, la dentelure n'a d'effet que dans la région du bord d'attaque. Le C_p observé à la base de la dentelure a un aspect assez similaire à celui du profil non-traité. Globalement, sur l'ensemble du profil, les performances aérodynamiques ne semblent pas altérées par le traitement de bord d'attaque. Notons, de plus, que ce traitement est principalement dédié à des aubes de stator, pour lesquelles les performances aérodynamiques sont moins limitantes que pour des pales de rotor. De plus, les champs de vitesse (figure 4.9) semblent indiquer que le traitement ne modifie pas l'angle de l'écoulement en aval du profil. Bien que le comportement aérodynamique du profil traité sorte du cadre de cette thèse, une étude récente réalisée à l'Onera mettant en œuvre des calculs RANS 3D sur une aube stator d'une maquette SNECMA (avec des ondulations de bord d'attaque définies via des valeurs A_s et Λ_s

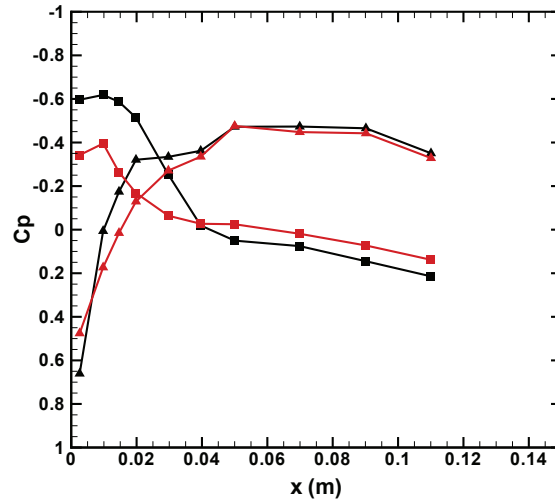


Fig. 4.8: Coefficients de pression expérimentaux pour les profils (—) de référence et (—) LE2S, (■) sur l'intrados et (▲) sur l'extrados.

identiques) ont permis de vérifier que le traitement n'introduisait pas de modifications notables sur les pertes de charge (à travers l'étage rotor-stator) ainsi que sur l'angle aval de l'écoulement.

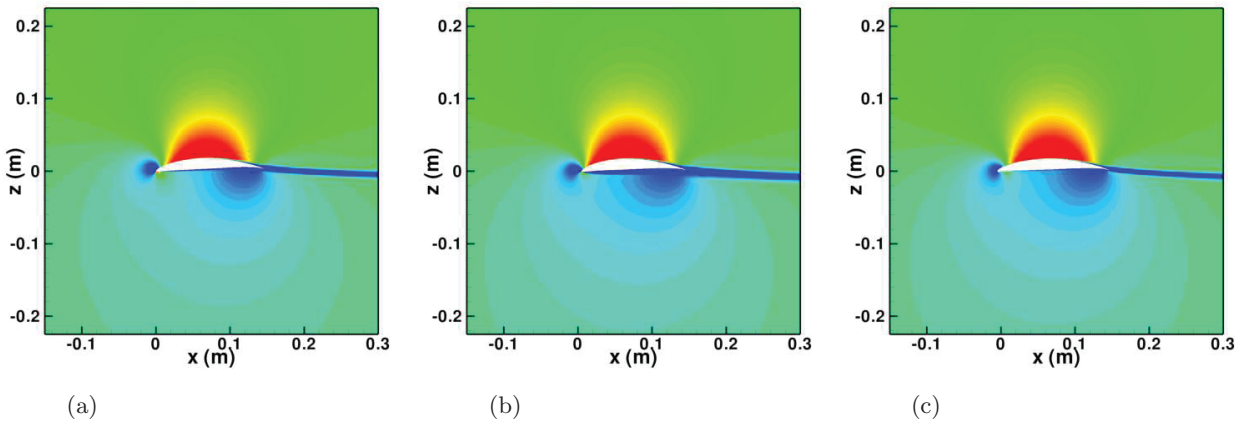


Fig. 4.9: Calcul RANS 3D. Coupes du champ de vitesse moyenne, (a) pour le profil de référence, (b) à la base de la dentelure du profil LE2S et (c) au sommet de la dentelure du profil LE2S. Niveaux entre 50 et 70 m/s.

Les résultats acoustiques de l'effet du traitement de bord d'attaque sont présentés sur la figure 4.11. Les densités spectrales de puissance du rayonnement acoustique au dessus du profil présentées (figure 4.11(a)) montrent des réductions importantes du bruit rayonné, pour toutes les vitesses et tous les traitements, sur une large gamme de fréquence. On remarque que, lorsque la vitesse augmente, la fréquence à laquelle le traitement commence à être efficace augmente elle aussi. Ainsi à $U_\infty = 60$ m/s, le traitement n'agit qu'à partir de 1 kHz. Il est aussi important de noter que pour les vitesses élevées, le bruit du jet de la soufflerie domine les basses fréquences.⁶⁸ Pour $U_\infty = 60$ m/s, l'effet du jet est notable jusqu'à quasiment 1 kHz. Les traitements LE1S et LE2S présentent des réductions sonores relativement identiques et les performances du traitement sont légèrement meilleures pour le profil LE3S, possédant l'amplitude de dentelure A_s la plus grande. Les directivités pour les différents traitements à $U_\infty = 60$ m/s sont présentées sur la figure 4.11(b). Les OASPL sont calculées en intégrant les spectres jusqu'à 10 kHz, ce qui

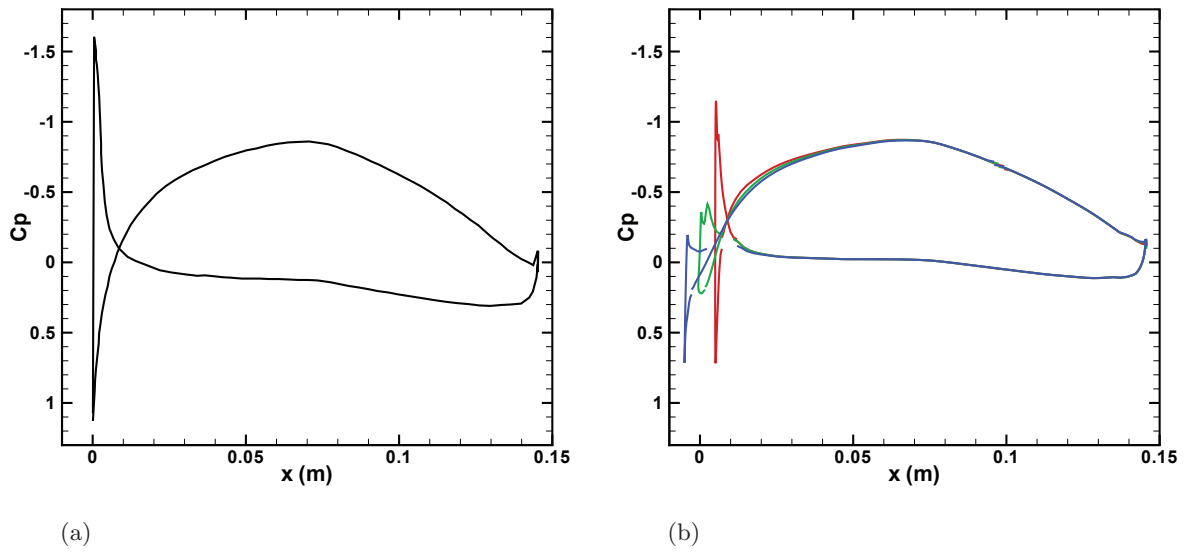


Fig. 4.10: Coefficients de pression issus de calculs RANS. (a) Profil de référence et (b) profil LE2S pour des coupes (—) à la base, (—) au milieu et (—) au sommet d'une dentelure.

correspond à la gamme pour laquelle le bruit d'interaction est dominant (voir figure 4.7). Les fréquences inférieures à 1 kHz ne sont pas prises en compte dans ces OASPL, puisque pour ces fréquences le bruit de fond (le jet) domine. Les réductions sonores sont observées sur l'ensemble de l'arc de mesure, bien qu'elles soient légèrement plus importantes pour les angles élevés. Elles sont comprises entre environ 1.5 et 2.5 dB pour les profils LE1S et LE2S, et entre environ 2.5 et 3.5 dB pour le profil LE3S.

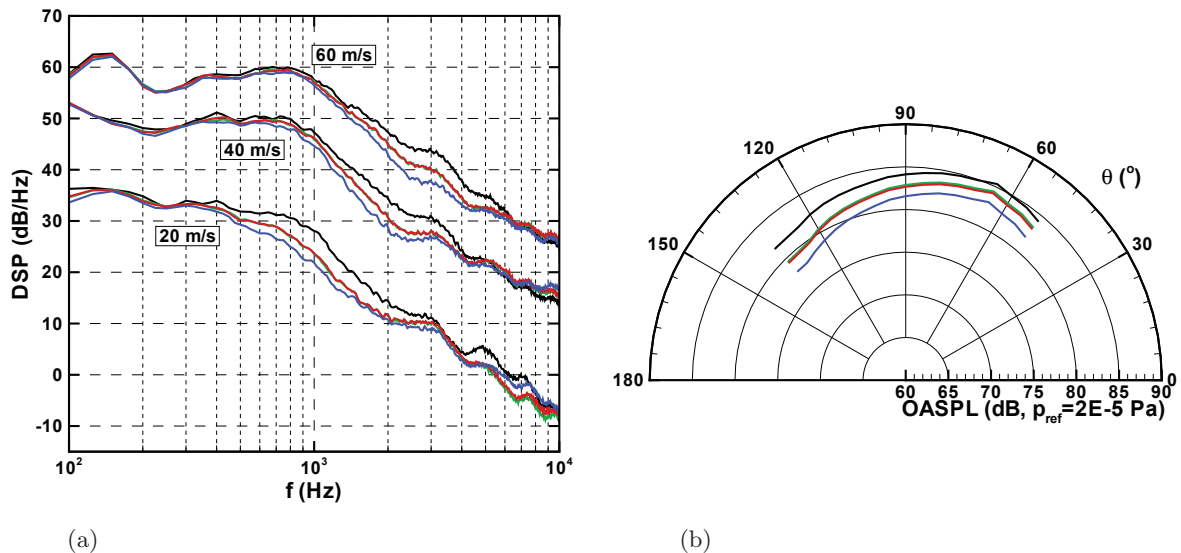


Fig. 4.11: Résultats acoustiques expérimentaux ($\alpha = 0^\circ$). (a) DSP de pression à $\theta = 90^\circ$ et (b) OASPL entre 1 et 10 kHz à 60 m/s. (—) Profil de référence, (—) LE1S, (—) LE2S, (—) LE3S.

4.2 Simulation numérique sur le profil de référence en écoulement uniforme

La première application de la méthode numérique sur les configurations du projet FLOCON est dédiée au profil de référence. Le champ moyen imposé lors du calcul *sAbrinA.v0* est, dans ce premier cas, supposé uniforme en tout point du domaine. La résolution des équations d'Euler sous leur forme perturbative rend possible la réalisation d'un tel calcul, puisque le champ moyen est imposé et figé. Cette hypothèse néglige bien évidemment les effets des gradients de vitesse autour du profil sur la convection du champ turbulent incident, ainsi que sur la propagation acoustique. Néanmoins, la comparaison des résultats issus de ce calcul avec ceux de la section 4.4, prenant en compte un écoulement réaliste, permet de mettre en évidence les effets du champ moyen sur la réponse acoustique du profil. De plus, comme discuté en section 4.4, la prise en compte d'un écoulement réaliste nécessite de prendre des précautions quant à l'étendue du domaine de calcul autour du profil, augmentant ainsi substantiellement le coût de calcul associé. Enfin, l'hypothèse d'écoulement uniforme permet de s'affranchir de l'apparition de phénomènes hydrodynamiques à la paroi qui peuvent polluer la réponse acoustique du profil. La configuration considérée est donc assez similaire au calcul tridimensionnel réalisé sur la plaque plane au chapitre 3. Le profil de référence de corde $c = 0.15$ m, sans incidence, est placé dans un écoulement uniforme $U_\infty = 60$ m/s, aligné dans la direction x . Le calcul est réalisé sur une tranche d'envergure $L_{sim} = 10$ mm en appliquant des conditions de périodicité, et seules des rafales parallèles sont considérées lors de la génération du sillage. Ces rafales correspondent à des fréquences comprises entre $f_{min} = 300$ et $f_{max} = 5000$ Hz avec un pas fréquentiel $\Delta f = 100$ Hz. Comme présenté au paragraphe 4.1.2, le modèle de turbulence homogène isotrope de von Karman semble très bien adapté à la description du sillage turbulent expérimental. C'est donc le spectre à deux nombres d'ondes restreint aux rafales parallèles $\Phi_{ww}(k_x, 0)$ décrit en équation (3.14) qui est utilisé pour le calcul des amplitudes des modes injectés avec $T_I = 0.025$ et $\Lambda = 6$ mm. Le maillage réalisé a une étendue comparable à celui utilisé pour la plaque plane au chapitre 3 (voir tableau 4.2). Une coupe en envergure du maillage réalisé est présentée sur la figure 4.12, permettant d'observer la topologie de maillage retenue. Un domaine en O est tout d'abord réalisé autour du profil, puis la topologie évolue vers un maillage en H en s'éloignant du profil. La taille de maille minimale est choisie afin de discrétiser correctement les courbures de bord d'attaque et de bord de fuite visibles sur les agrandissements de la figure 4.12. Pour ce profil, c'est le bord de fuite arrondi qui se révèle pénalisant, ainsi la taille de plus petite maille est $\Delta_{min} = 6 \times 10^{-5}$ m. La taille de maille maximale dans les plans (x, z) est choisie afin d'assurer 10 points par longueur d'onde pour les rafales de fréquence f_{max} . Le contour du profil est alors discrétisé par $N_{(x,y)} = 666$ points dans les plans (x, z) et $N_y = 11$ points dans la direction de l'envergure. L'ensemble du maillage comporte environ 4.15 millions de point. Le pas de temps de calcul $\Delta t = 1.35 \times 10^{-7}$ s. permet d'assurer que le critère CFL reste inférieur à 1. Chaque période du sillage injecté $T_w = 1/\Delta f$ représente environ $N_{T_w} = 74000$ itérations de calcul. Les paramètres du calculs sont résumés dans le tableau 4.2.

$N_{(x,z)}$	N_y	Étendue en x (m)	Étendue en y (m)	Étendue en z (m)	
≈ 377000	11	$-0.114 < x < 0.3$	$-0.005 < y < 0.005$	$-0.2 < z < 0.3$	
Δ_{min} (m)	Δ_{max} (m)	Δt (s)	f_{max} (Hz)	Δf (Hz)	$T_w/\Delta t$
6×10^{-5}	1.2×10^{-3}	1.35×10^{-7}	5000	100	74075

Tab. 4.2: Paramètres du calcul sur le profil de référence en écoulement uniforme.

Le calcul est lancé en parallèle sur 256 processeurs, et chaque période T_w représente un peu moins de 20 heures de calculs. A l'instant initial, le champ de fluctuation de vitesse synthétique est initialisé dans l'ensemble du domaine. Les résultats convergent vers une solution périodique à

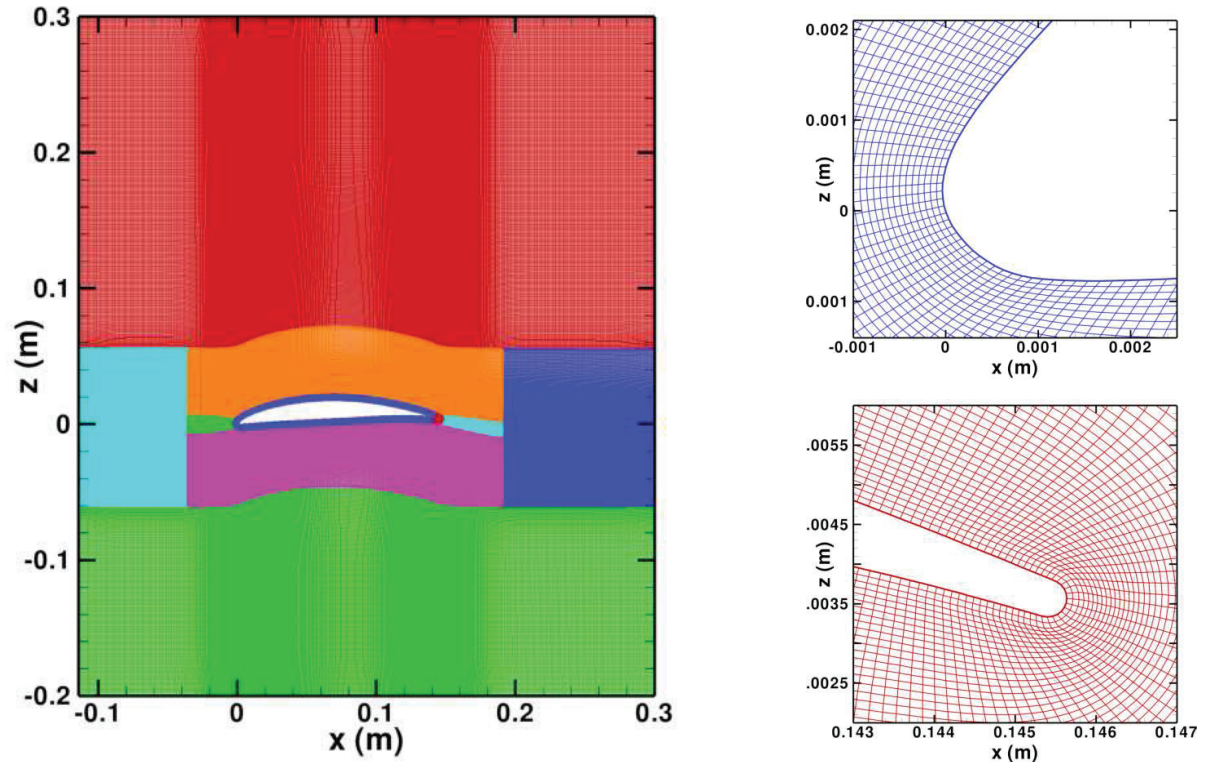


Fig. 4.12: Profil de référence en écoulement uniforme. Vue d'ensemble du maillage utilisé et agrandissements sur les régions du bord d'attaque et du bord de fuite.

partir de la deuxième période de calcul (en une période, le champ de vitesse est convecté sur une distance d'environ 4 cordes). Les données instationnaires sont extraites à la paroi du profil ainsi que sur une surface entourant le profil à environ $0.5c$. Ces surfaces sont observables sur les champs instantanés de fluctuation de vitesse normale et de pression présentés sur la figure 4.13 pour un plan de coupe en envergure. Le champ de pression rayonné conserve un caractère dipolaire, en revanche celui-ci n'est plus symétrique entre l'intrados et l'extrados puisque le profil n'est pas symétrique.

La valeur efficace de la fluctuation de pression est présentée, pour une coupe en envergure ainsi que sur l'intégralité de la surface du profil considérée dans le calcul, sur la figure 4.14. La solution d'Amiet pour une plaque plane est aussi tracée sur la figure 4.14(a). De manière similaire au cas de plaque plane traité au chapitre 3, les distributions de pression efficace montrent toujours une forte concentration d'énergie dans la région du bord d'attaque. L'asymétrie visible sur le champ de pression instantané (figure 4.13(b)) est aussi observable sur le pic de pression au bord d'attaque. On remarque notamment qu'en raison de la géométrie quasiment plane du profil à l'intrados, la pression efficace est très similaire au résultat d'Amiet sur cette face du profil. En revanche à l'extrados, le pic de pression est plus étalé le long de la corde. Etant donné que le maillage ne possède pas de point singulier au bord de fuite pour ce profil, les pics de pressions observables dans cette région pour les calculs réalisés sur une plaque plane n'apparaissent pas. Les densités spectrales de puissances de la pression pour des points d'observations correspondant aux points de mesures expérimentaux (à $R = 1.2$ m au dessus du profil) sont présentées sur la figure 4.15. Les résultats sont tracés pour les méthodes de FWH en surfaces solide et poreuse. Ils sont comparés à la fois aux données expérimentales, et aux résultats issus du modèle d'Amiet pour une plaque plane. Comme pour le calcul réalisé sur la plaque plane, les deux méthodes intégrales fournissent des résultats relativement similaires, avec des niveaux légèrement plus élevés pour la

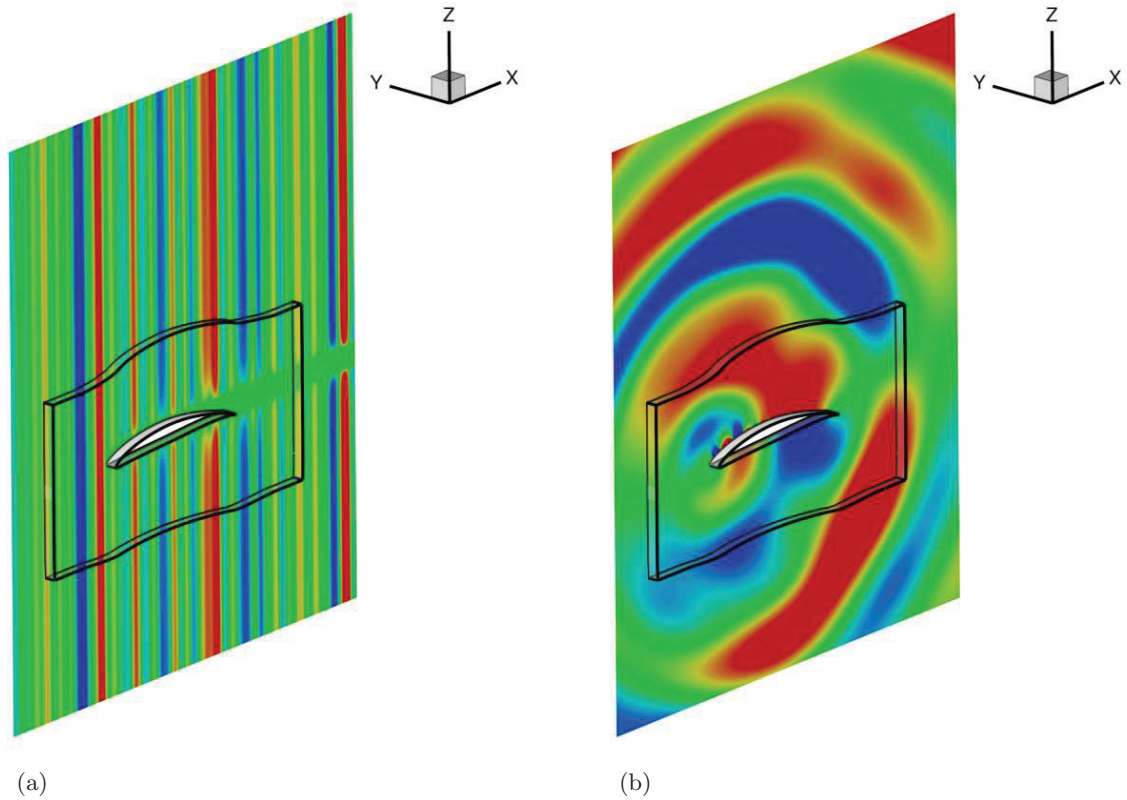


Fig. 4.13: Profil de référence en écoulement uniforme. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 0.3 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 1 Pa.

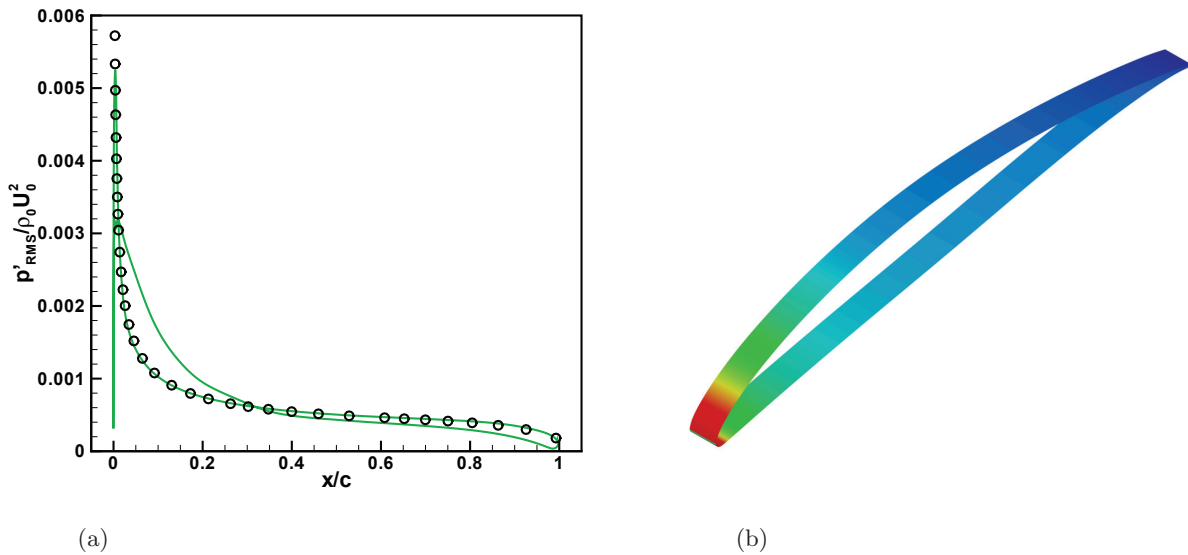


Fig. 4.14: Profil de référence en écoulement uniforme. (a) Pression pariétale efficace dans un plan de coupe, (—) résultat numérique et (o) solution d'Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$. (b) Distribution surfacique de la pression efficace à la paroi, niveaux entre 0 et 12 Pa.

formulation en surface poreuse. Pour ce calcul, les résultats numériques sont très similaires aux

résultats d'Amiet pour presque tous les angles. Des différences plus notables sur les rebonds sont observées aux angles élevés. Ce résultat est assez peu surprenant compte tenu de l'hypothèse de champ moyen uniforme réalisée pour ce calcul. En effet, si les effets d'un champ moyen réaliste ne sont pas pris en compte, seule la géométrie du profil diffère de l'hypothèse de plaque plane du modèle d'Amiet. Ainsi l'épaisseur du profil semble avoir pour effet principal de réduire le rayonnement vers les angles faibles (notamment $\theta = 50^\circ$) et de l'accentuer vers les angles élevés. Cet effet peut se comprendre à partir de la distribution surfacique de la pression efficace sur la figure 4.14(b). Sur cette figure, on remarque qu'à l'extrados, dans la région du bord d'attaque où se concentre l'énergie, les normales à la paroi sont orientées vers l'amont, favorisant ainsi plus le rayonnement dans cette direction qu'une plaque plane. Si l'on compare les résultats numériques aux données expérimentales, deux phénomènes notables sont à remarquer. Tout d'abord, les spectres numériques (tout comme les résultats d'Amiet) montrent une forte sous-estimation des niveaux à basses fréquences. Cette sous-estimation peut en partie être attribuée au bruit de fond présent lors des mesures, notamment le bruit du jet de la soufflerie pour les vitesses élevées de l'écoulement comme discuté par Gruber *et al.*⁶⁸ Pour $U_\infty = 60$ m/s, ce bruit de fond semble dominer le rayonnement acoustique total jusqu'à environ 1 kHz. À l'inverse, pour les fréquences supérieures à 2 kHz, les résultats numériques et analytiques tendent à sous-estimer la pente de décroissance des spectres en fréquence. Comme discuté dans la section 4.4, cet effet est lié à l'hypothèse d'écoulement uniforme dans ce calcul. La prise en compte d'un écoulement réaliste autour du profil permet de mieux capter cette pente.

Enfin, la figure 4.16 présente les OASPL calculés à $R = 1.2$ m autour du profil, par comparaison aux résultats expérimentaux et analytiques. Ces OASPL sont calculés en intégrant les spectres entre 1 et 5 kHz afin de s'affranchir du bruit de fond expérimental, qui entraînerait une sous-estimation systématique des résultats expérimentaux par le calcul numérique. À nouveau, on observe des niveaux légèrement plus élevés pour le calcul FWH poreux que pour la surface solide. Les résultats numériques sont tracés sur une plage angulaire légèrement plus étendue que les données expérimentales, afin de mettre en évidence l'effet de la géométrie du profil sur l'orientation du rayonnement acoustique, par comparaison au résultat d'Amiet. En effet, les OASPL montrent bien que le rayonnement du profil est moins intense vers l'aval, mais qu'il est significativement plus élevé que la solution d'Amiet vers l'amont. Par ailleurs, cet effet est aussi très bien visible sur les données expérimentales par comparaison au résultat d'Amiet. Malgré les différences observées sur les DSP, les OASPL issues du calcul numérique présentent un bon accord avec les résultats expérimentaux.

D'un point de vue global, les résultats numériques issus de ce calcul présentent un accord plutôt satisfaisant avec les données expérimentales. La proximité des résultats avec la solution d'Amiet est cohérente au regard de l'hypothèse d'écoulement uniforme, et les effets de la géométrie épaisse du profil sur l'orientation du rayonnement sont bien captés par le calcul. Les écarts observés sur la pente de décroissance des spectres en fréquence sont attribués à l'absence de prise en compte des gradients de vitesse autour du profil, comme discuté en section 4.4. Néanmoins, l'hypothèse d'écoulement uniforme permet de ne considérer qu'un domaine de calcul restreint autour du profil, et fournit une solution libre de toute perturbation hydrodynamique pouvant polluer la réponse du profil.

4.3 Simulation numérique sur le profil traité en écoulement uniforme

Un calcul est maintenant réalisé sur le profil LE2S, de corde moyenne $c = 0.15$ m et dont les paramètres de la dentelure sont : $\lambda_s = 10$ mm et $A_s = 10$ mm. À nouveau l'écoulement moyen considéré est en tout point uniforme avec $U_\infty = 60$ m/s. Seules les rafales parallèles sont considérées lors de la génération du champ de fluctuation de vitesse incident. Ces rafales

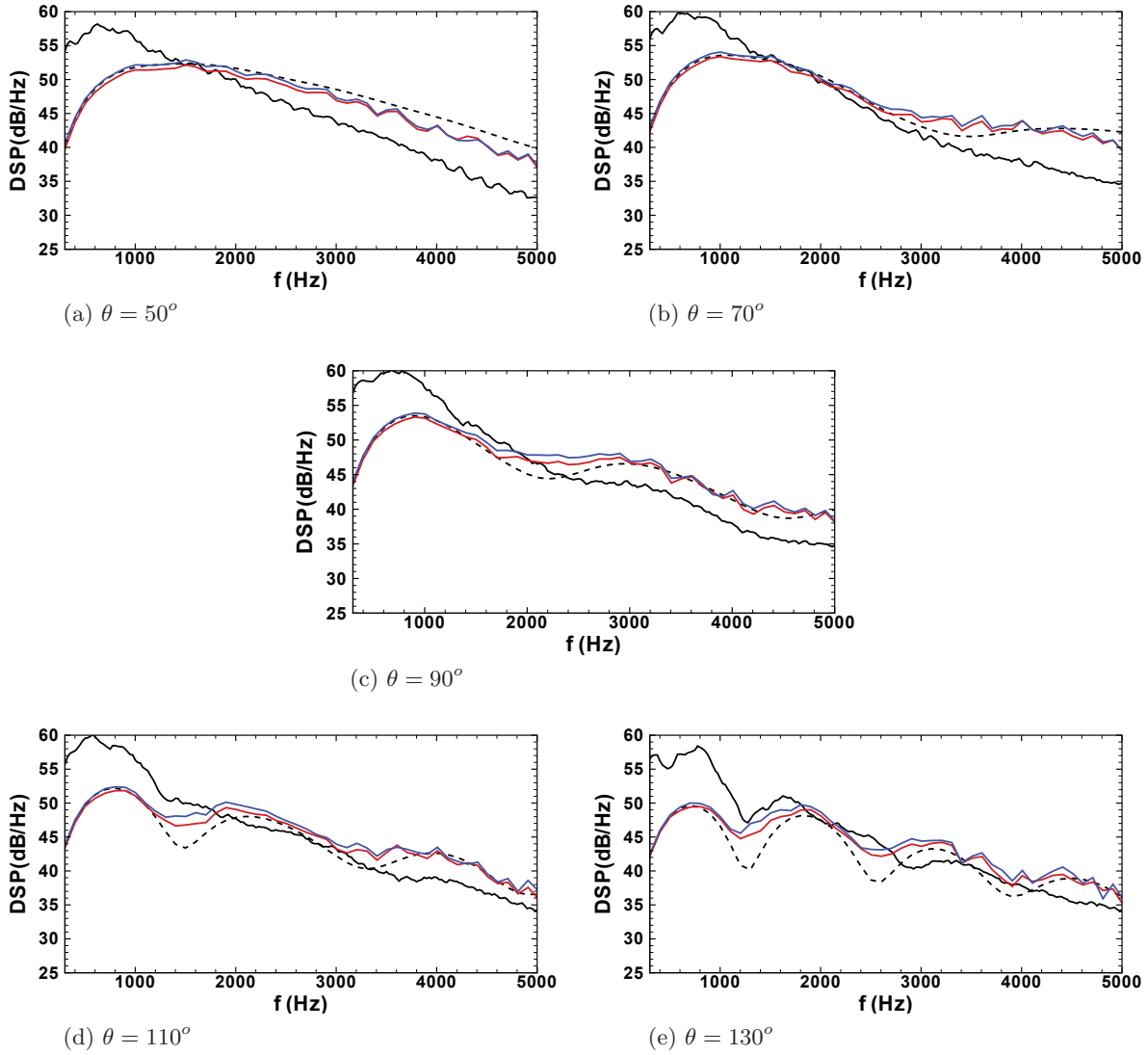


Fig. 4.15: Profil de référence en écoulement uniforme. DSP de pression à $R = 1.2$ m. (—) FWH solide, (—) FWH poreux, (- - -) solution d'Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$ et (—) résultats expérimentaux.

sont les principales contributrices sur toute la plage de fréquence pour un profil possédant un bord d'attaque droit. En revanche, les variations sinusoidales du bord d'attaque du profil LE2S modifient cette observation, notamment à hautes fréquences, comme il est discuté dans le paragraphe 4.1.1 (figure 4.3(b)). Ainsi, pour les hautes fréquences, les rafales parallèles sont de plus en plus filtrées par le profil, et ce sont des rafales de plus en plus obliques qui deviennent contributives. On peut alors s'attendre à ce que cette absence des rafales obliques dans le calcul numérique mène à une sous-estimation du bruit rayonné par le profil à hautes fréquences. Le maillage réalisé pour ce profil est très similaire à celui utilisé pour le calcul sur le profil de référence dans la section précédente, tant au niveau de la topologie des blocs de maillage que de l'étendue du domaine autour du profil. L'envergure considérée dans ce maillage est là aussi $L_{sim} = 10$ mm, ce qui correspond à une longueur d'onde de la dentelure. La principale différence réside dans la discrétisation en envergure. En effet, afin de bien capturer les effets de la géométrie sinusoidale, la tranche en envergure est discrétisée par $N_y = 41$ points répartis uniformément (et donc $\Delta y = 2.5 \times 10^{-4}$ m), hormis dans la région du bord d'attaque pour laquelle les points

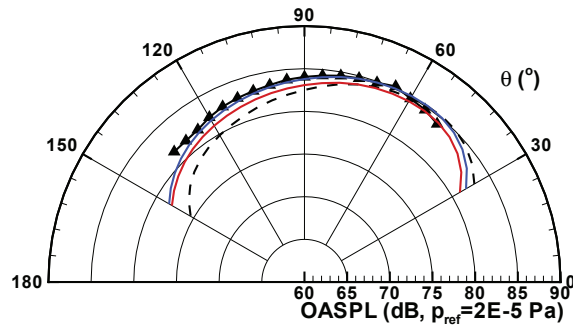


Fig. 4.16: Profil de référence en écoulement uniforme. Directivité du champ acoustique à $R = 1.2$ m entre 1 et 5 kHz. (—) FWH solide, (—) FWH poreux, (---) solution d'Amiet pour $\Phi_{ww}(k_x, 0)$ et (\blacktriangle) résultats expérimentaux.

sont légèrement plus concentrés à la base et au sommet de la dentelure. Un agrandissement du maillage à la surface du profil LE2S dans la région du bord d'attaque est présenté sur la figure 4.17. Le maillage ainsi réalisé pour ce calcul comporte environ 12.8 millions de points. La taille de maille minimale Δ_{min} imposée à la paroi du profil (au bord de fuite) est identique à celle définie pour le profil de référence. Cependant, les mailles générées par le mailleur dans la région du bord d'attaque présentent des taux de déformation élevés, et afin de respecter le critère CFL, le pas de temps doit être abaissé (par rapport au profil de référence) jusqu'à $\Delta t \approx 5.08 \times 10^{-8}$ s. Les paramètres du sillage injecté étant identiques à ceux du calcul sur le profil de référence, une période de calcul $T_w = 1/\Delta f$ représente 196800 itérations de calcul. Les paramètres de ce maillages sont résumés dans le tableau 4.3.

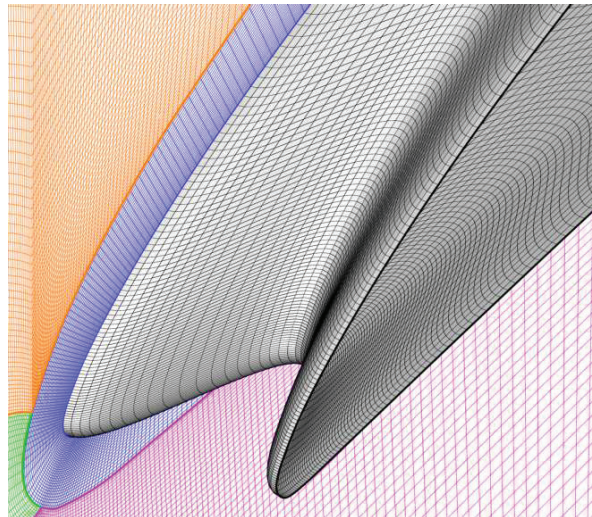


Fig. 4.17: Profil LE2S en écoulement uniforme. Agrandissement du maillage utilisé sur la région du bord d'attaque.

Ce calcul est lui aussi réalisé sur 256 processeurs, et le temps de calcul d'une période T_w est de l'ordre de 136 heures. A nouveau, les résultats semblent converger à partir de la seconde période de calcul. Les champs instantanés de fluctuation de vitesse normale et de pression sont présentés sur la figure 4.18. Quelques iso-surfaces sont tracées pour la fluctuation de pression afin de

$N_{(x,z)}$	N_y	Étendue en x (m)	Étendue en y (m)	Étendue en z (m)	
≈ 312000	41	$-0.114 < x < 0.3$	$-0.005 < y < 0.005$	$-0.2 < z < 0.3$	
Δ_{min} (m)	Δ_{max} (m)	Δt (s)	f_{max} (Hz)	Δf (Hz)	$T_w/\Delta t$
6×10^{-5}	1.2×10^{-3}	5.08×10^{-8}	5000	100	196800

Tab. 4.3: Paramètres du calcul sur le profil LE2S en écoulement uniforme.

mettre en évidence les fluctuations du champ de pression en envergure. Les surfaces d'extraction instationnaire sont aussi représentées sur cette figure. Le champ acoustique rayonné possède toujours un caractère dipolaire, mais le traitement de bord d'attaque modifie son développement dans la direction de l'envergure, le rendant ainsi tridimensionnel (contrairement au rayonnement observé pour le profil de référence qui ne présente aucune évolution en envergure).

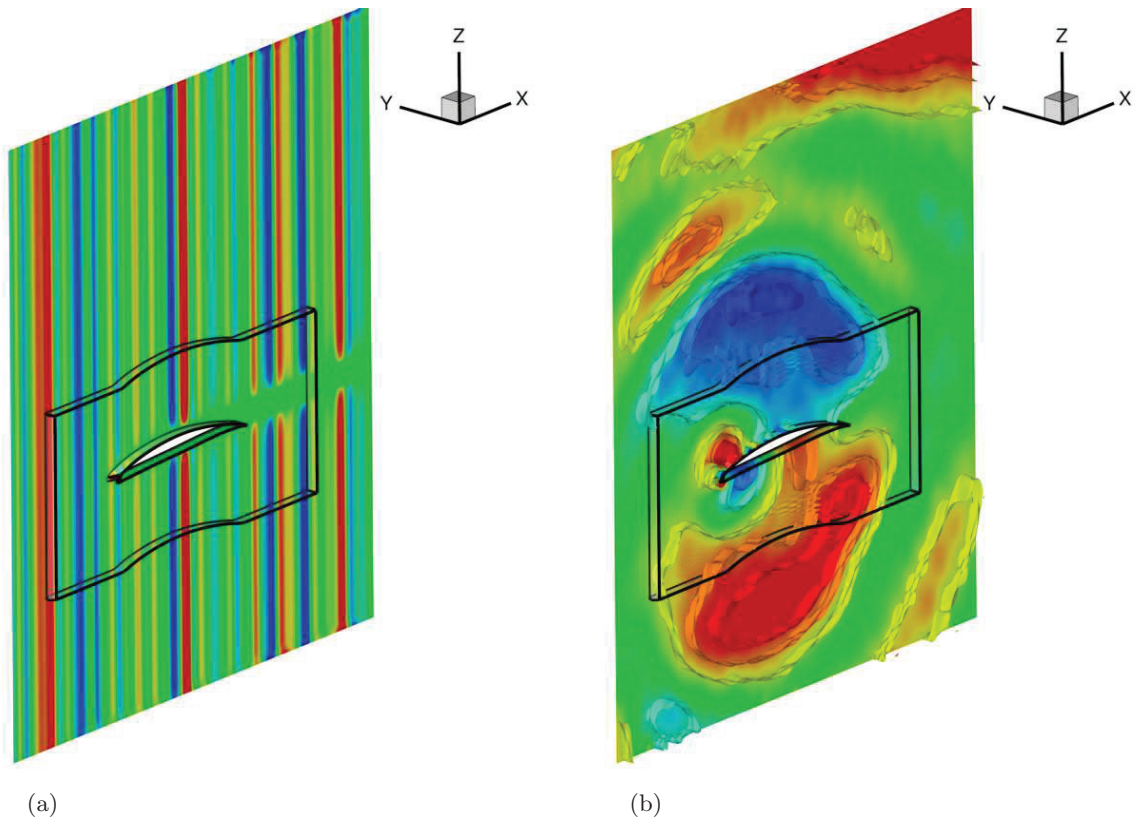


Fig. 4.18: Profil LE2S en écoulement uniforme. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 0.3 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 1 Pa.

La valeur efficace de la fluctuation de pression à la paroi est présentée pour des coupes à la base, au milieu et au sommet de la dentelure sur la figure 4.19(a). La figure 4.19(b) présente la distribution surfacique de cette pression efficace sur l'intégralité du profil considérée dans le calcul. Sur les coupes, on observe que le pic de pression au bord d'attaque est très intense à la base de la dentelure. En revanche pour les deux autres positions, ce pic est fortement atténué par le traitement de bord d'attaque. Au delà de $x = 0.15c$, le traitement n'a plus d'effet sur la distribution de pression, et les résultats sont similaires à ceux du profil de référence. Cette concentration de l'énergie vers la base de la dentelure est très bien observable sur la figure 4.19(b), par comparaison au résultats obtenus sur le profil de référence (figure 4.14(b)). Elle s'explique par le fait que les rafales parallèles injectées sont plus ou moins filtrées par le profil en fonction

de l'inclinaison locale du bord d'attaque. Cette modification de la répartition de l'énergie et les fortes réductions de l'intensité des sources sur une grande partie de la dentelure laissent, en effet, envisager une diminution de l'émission acoustique du profil traité.

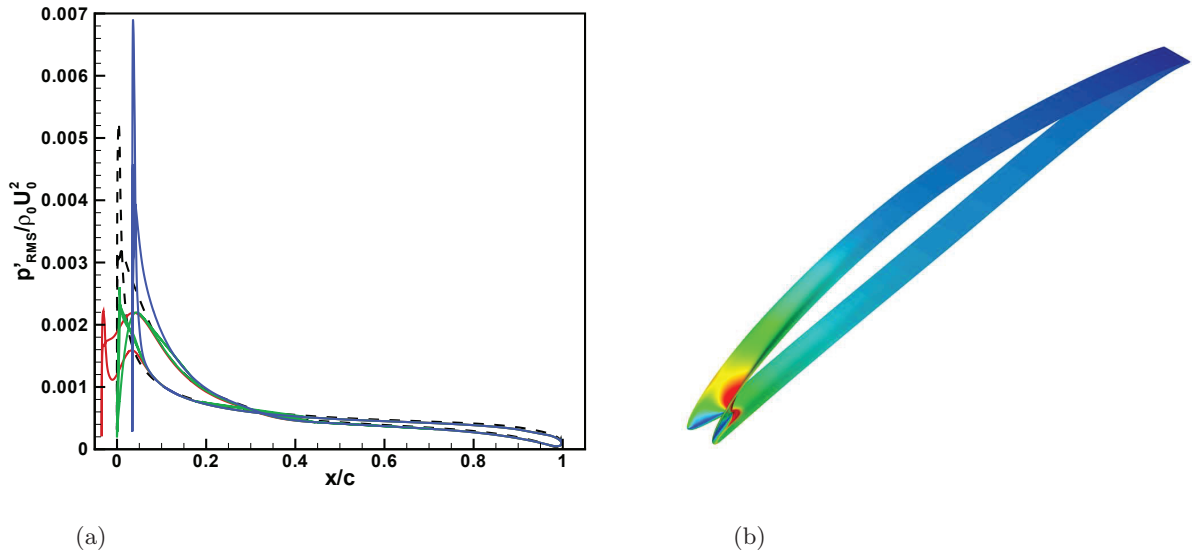


Fig. 4.19: Profil LE2S en écoulement uniforme. (a) Pression pariétale efficace (—) à la base, (—) au milieu, (—) au sommet de la dentelure et (- - -) pour le profil de référence. (b) Distribution surfacique de la pression efficace à la paroi, niveaux entre 0 et 12 Pa.

La figure 4.20 présente les densités spectrales de puissance de la pression, calculées aux points de mesures expérimentaux, à partir des méthodes de FWH solide et poreuse. Pour les basses fréquences, une sous-estimation des niveaux des spectres similaire à celle observée pour le profil de référence est visible. A nouveau, celle-ci s'explique partiellement par la présence d'un bruit de jet dominant les basses fréquences pour les mesures expérimentales. Pour les fréquences supérieures à 2 kHz, les spectres numériques semblent là aussi sous-estimer la pente de décroissance en fréquence des spectres. Tout comme pour le calcul réalisé sur le profil de référence, cet effet est imputable à la considération d'un écoulement uniforme autour du profil, comme il est discuté dans la section 4.4. Toutefois, à la différence des résultats présentés pour le profil de référence, on observe une chute des résultats numériques pour des fréquences supérieures à environ 3.5 kHz (bien que des rebonds soient observables pour les angles $\theta = 50^\circ$ et 70°). Les prédictions numériques deviennent même inférieures aux résultats expérimentaux au-delà de 4 kHz. Comme évoqué au début de cette section, les rafales parallèles sont de plus en plus filtrées par le traitement de bord d'attaque à hautes fréquences. De plus, les rafales obliques qui deviennent contributives ne sont pas injectées dans ce calcul, expliquant ainsi cette diminution des spectres numériques.

Sur la figure 4.21, les OASPL calculés entre 1 et 5 kHz pour le profil LE2S à $R = 1.2m$ sont comparés aux résultats expérimentaux. Malgré les sous-estimations et surestimations observées sur les spectres en fréquences (figure 4.20), les niveaux intégrés issus du calcul numérique présentent un bon accord avec les données mesurées.

Les calculs numériques réalisés en supposant un écoulement uniforme fournissent des résultats présentant un accord relativement satisfaisant avec les mesures, bien que ces hypothèses sur l'écoulement aient des effets notables sur la décroissance des spectres. En plus des comparaisons directes entre les résultats numériques et les mesures réalisées dans les sections 4.2 et 4.3, il est intéressant de comparer les réductions sonores relatives, obtenues numériquement et expérimentalement. Cette comparaison est présentée sur la figure 4.22, sur laquelle sont représentées les réductions de la puissance acoustique obtenues expérimentalement et au travers des deux

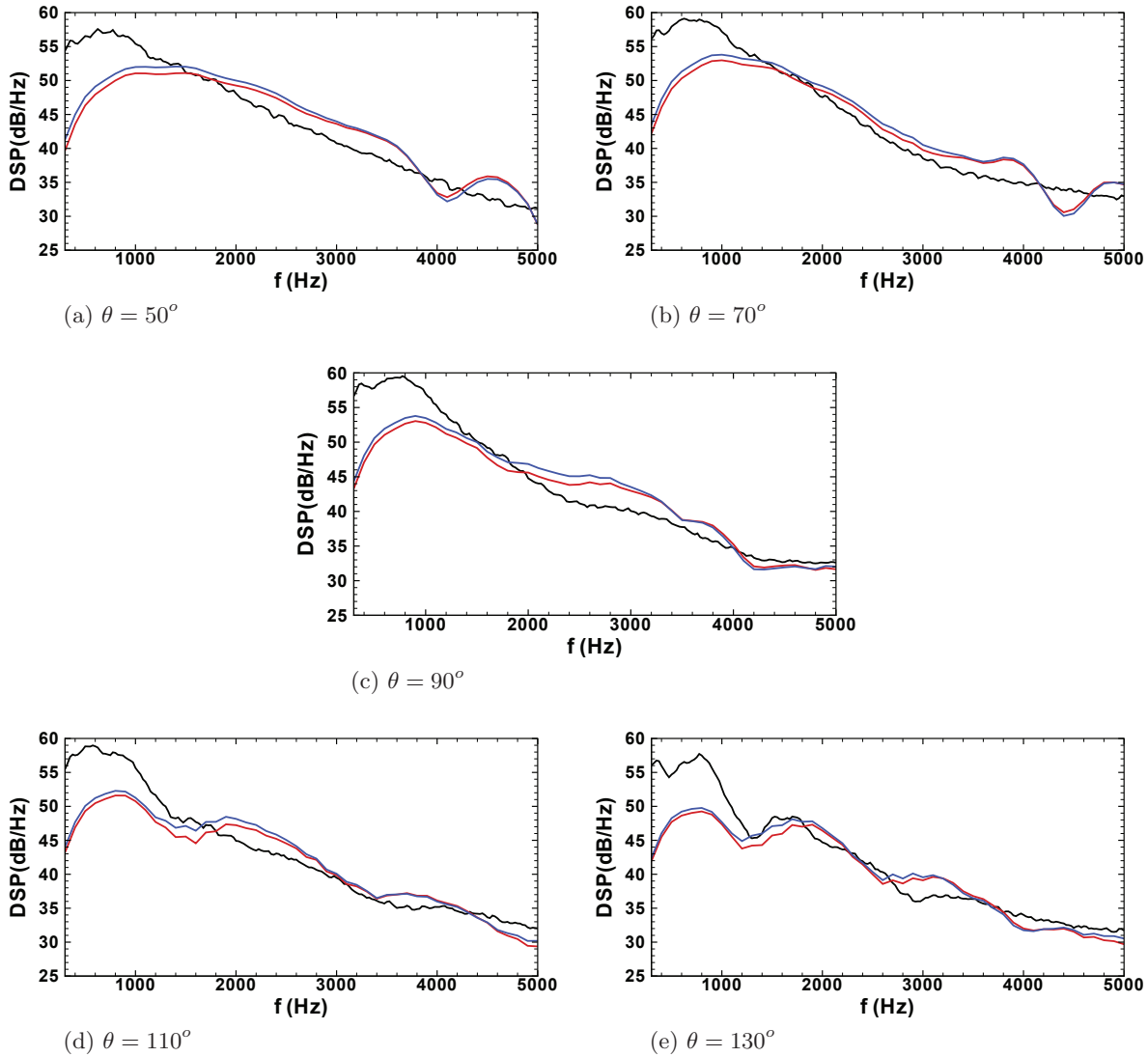


Fig. 4.20: Profil LE2S en écoulement uniforme. DSP de pression à $R = 1.2$ m. (—) FWH solide, (—) FWH poreux et (—) résultats expérimentaux.

calculs numériques réalisés, en fonction de la fréquence. On remarque que les réductions de bruit rayonné liées à l'utilisation du traitement de bord d'attaque sont bien retrouvées numériquement jusqu'à environ 3.5 kHz. Au delà, pour les raisons évoquées précédemment quant à la non-prise en compte des rafales obliques, le calcul numérique prédit des réductions de plus en plus importantes, alors que celles-ci sont relativement stables expérimentalement.

4.4 Prise en compte d'un écoulement réaliste autour du profil de référence

Un nouveau calcul est réalisé sur le profil de référence en imposant un écoulement moyen issu d'un calcul RANS en champ libre, réalisé par le CERFACS,³² au lieu de l'écoulement uniforme supposé en section 4.2. Une première tentative de calcul a été réalisée en interpolant l'écoulement RANS sur le maillage utilisé dans la section 4.2. A la paroi du profil, la couche limite issue du calcul RANS est très peu épaisse par comparaison aux tailles de mailles présentes sur le maillage Euler. Par conséquent les gradients de vitesses à la paroi sont trop importants et déstabilisent le calcul

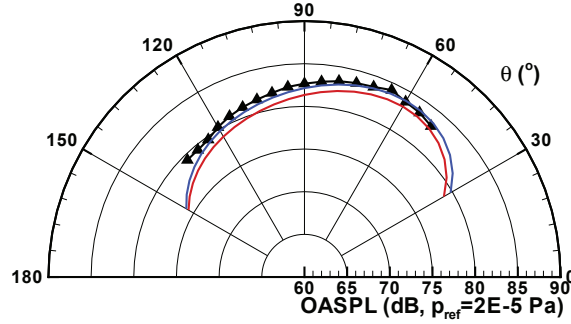


Fig. 4.21: Profil LE2S en écoulement uniforme. Directivité du champ acoustique à $R = 1.2$ m entre 1 et 5 kHz. (—) FWH solide, (—) FWH poreux et (▲) résultats expérimentaux.

très rapidement. Pour pallier à cette difficulté, l'écoulement interpolé est laissé glissant et les gradients sont atténués en dupliquant les valeurs de l'écoulement moyen sur les premières rangées de points autour du profil. Cette méthode permet bien d'éviter l'apparition d'instabilités à la paroi, en revanche l'écoulement interpolé présente des gradients de vitesse, ainsi que des vitesses rentrantes, à proximité des frontières du domaine. Ces vitesses rentrantes sont incompatibles avec la condition aux limites de sortie de Tam. Des instabilités numériques apparaissent alors aux frontières du domaine, et le calcul finit par diverger. Pour réaliser ce calcul, le maillage considéré jusqu'alors a alors été étendu dans la direction de la corde, ainsi que dans la direction normale à la corde, jusqu'à une distance où l'écoulement moyen est quasiment uniforme. Ce nouveau maillage s'étend alors autour du profil à une région $-1.5c \leq x \leq 2.5c$ et $-3c \leq z \leq 3c$. Les caractéristiques de ce nouveau maillage sont résumées dans le tableau 4.4. Les éventuelles vitesses rentrantes (très faibles) encore présentes aux frontières sont ramenées artificiellement à zéro. Sur la frontière amont, l'écoulement est ramené à une valeur uniforme sur toute la hauteur de la frontière pour assurer l'homogénéité du sillage modélisé et injecté dans les points fantômes. Notons que la vitesse de convection $U_\infty = 57.4$ m/s ainsi obtenue est légèrement inférieure à la vitesse considérée pour les calculs en écoulement uniforme. Enfin, à proximité de la frontière aval, le déficit de vitesse dans le sillage du profil est progressivement lissé afin d'éviter la présence de couches de cisaillement dans la condition de Tam. La norme du champ de vitesse moyenne ainsi interpolée sur le maillage est présentée sur la figure 4.23. L'étendue de ce nouveau maillage permet par ailleurs de définir une surface poreuse d'extraction instationnaire dans une région où l'écoulement est quasiment uniforme, afin de satisfaire plus fidèlement les hypothèses de la méthode intégrale de FWH. Cette nouvelle surface, observable sur la figure 4.23 (contour noir) possède une longueur de 3 cordes dans la direction x et une hauteur de 4 cordes dans la direction z .

$N_{(x,z)}$	N_y	Étendue en x (m)	Étendue en y (m)	Étendue en z (m)	
≈ 780000	11	$-0.225 < x < 0.375$	$-0.005 < y < 0.005$	$-0.45 < z < 0.45$	
Δ_{min} (m)	Δ_{max} (m)	Δt (s)	f_{max} (Hz)	Δf (Hz)	$T_w/\Delta t$
6×10^{-5}	1.2×10^{-3}	1.33×10^{-7}	5000	100	75000

Tab. 4.4: Paramètres du calcul sur le profil de référence en écoulement RANS.

Le calcul est réalisé en parallèle sur 464 processeurs, chaque période de sillage T_w représente alors environ 32 heures de calcul. Des champs instantanés des fluctuations de vitesse normale

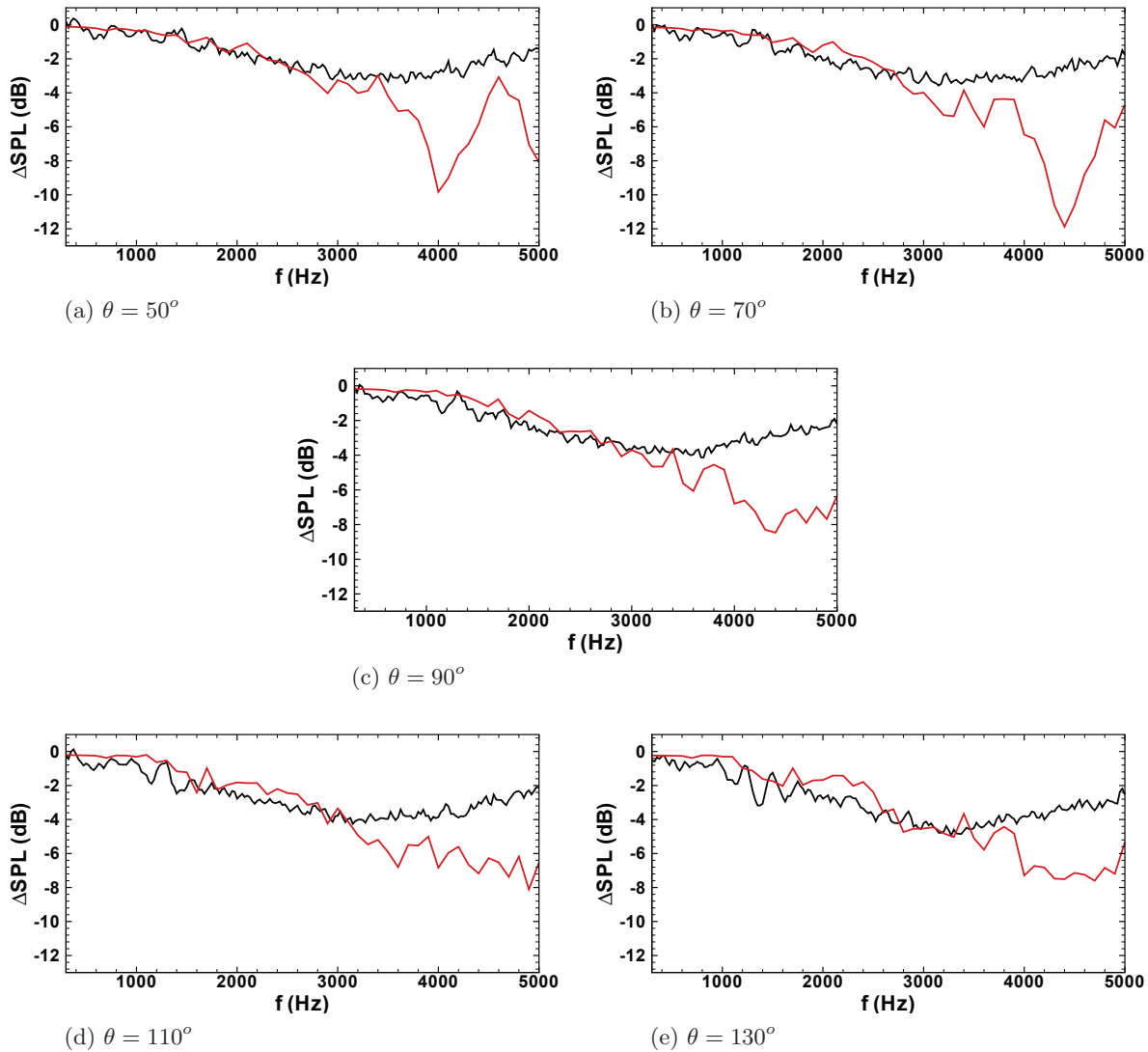


Fig. 4.22: Profil LE2S en écoulement uniforme. Réduction des niveaux de pression rayonnés grâce au traitement de bord d'attaque. (—) résultats numériques et (—) expérimentaux.

et de pression sont présentés sur la figure 4.24 dans l'ensemble du domaine de calcul, et des agrandissements autour du profil sont présentés sur la figure 4.25. Des différences notables sont observables sur ces champs par comparaison au calcul réalisé en écoulement uniforme en section 4.2. On peut observer les différences entre les vitesses de convection à l'intrados et à l'extrados grâce au décalage visible sur les fronts des fluctuations de vitesse normale entre les deux faces. Notons aussi l'apparition de modes de vorticité à la paroi, qui sont convectés le long du profil puis en aval de celui-ci. La formation de ces modes est due au passage du champ de vitesse synthétique dans la région fortement cisailée    proximité de la paroi. La zone de forte dissipation du champ de vitesse visible sur la figure 4.24(a) dans une région adjacente à la frontière aval est due à l'installation d'une zone éponge, permettant la dissipation des modes de vorticités convectés en aval avant qu'ils n'atteignent la frontière. Les fluctuations de pression induites par l'apparition de ces modes de vorticité à la paroi et dans le sillage du profil sont observables sur la figure 4.24(b). Lorsque ces modes convectés passent dans la région du bord de fuite, ils sont diffractés et induisent des fluctuations de pression importantes. Les effets de ces fluctuations sur le rayonnement acoustique du profil est discuté plus loin.

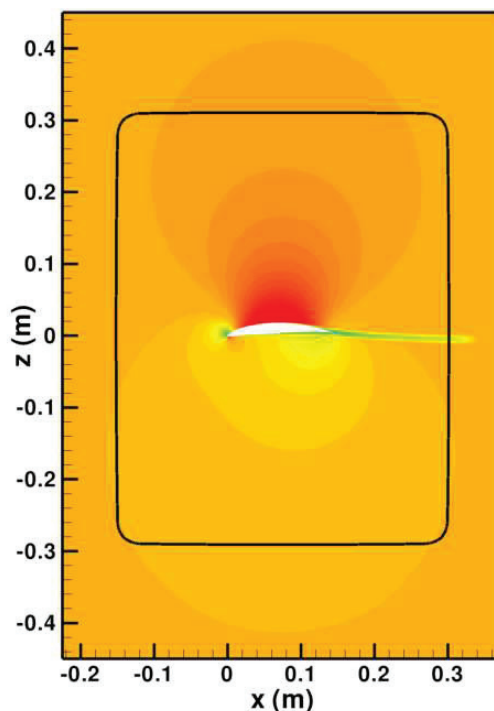


Fig. 4.23: Profil de référence en écoulement RANS. Norme de la vitesse moyenne dans le domaine de calcul, niveaux entre 0 et 70 m/s.

La valeur efficace de la fluctuation de pression est présentée pour une coupe en envergure ainsi que sur l'intégralité de la surface considérée dans le calcul sur la figure 4.26. Les résultats de ce calcul sont comparés à ceux obtenus lors du calcul réalisé en écoulement uniforme. La distribution de pression pariétale est fortement modifiée par l'utilisation de l'écoulement RANS. En effet, d'une part le pic de bord d'attaque est amplifié du côté de l'intrados et amoindri du côté de l'extrados. De plus, alors que la pression efficace restait faible sur le reste du profil et tendait vers 0 au bord de fuite, on observe maintenant de forts pics de pression autour de $x/c = 0.8$ et au bord de fuite. Ces pics sont la conséquence de l'apparition des modes de vorticités visibles sur la figure 4.25, convectés le long du profil, et diffractés au bord de fuite.

Les densités spectrales de puissance de la pression calculées avec $\Delta f = 100$ Hz pour le point de mesure situé à $\theta = 90^\circ$, ainsi que les OASPL intégrées entre 1 et 5 kHz sont présentées sur la figure 4.27. La première observation que l'on peut réaliser sur les résultats numériques du calcul en écoulement RANS est que les spectres acoustiques fluctuent de manière importante, ce qui n'était pas le cas en écoulement uniforme. Malgré ces fluctuations, on peut tout de même remarquer que les spectres résultants de ce calcul prédisent une pente de décroissance en fréquence qui semble en bien meilleur accord avec les données expérimentales que le spectre obtenu en écoulement uniforme. Cette accentuation de la pente semble assez similaire entre les résultats issus des méthodes de FWH solide et poreuse. On peut alors supposer qu'elle ne résulte pas majoritairement des effets de réfraction des ondes acoustiques par l'écoulement moyen (qui ne sont pas pris en compte par la méthode de FWH solide), mais plutôt de la distorsion du sillage incident par les gradients de vitesse à proximité de la paroi. Cette supposition est discutée plus bas. On note, en revanche, une sous-estimation des niveaux sur ces spectres, qui a pour conséquence directe d'entraîner une sous-estimation des niveaux intégrés présentés sur la figure 4.27(b). L'aspect de la directivité est malgré tout bien retrouvé par le calcul numérique et la sous-estimation est relativement régulière sur l'ensemble de l'arc de mesure.

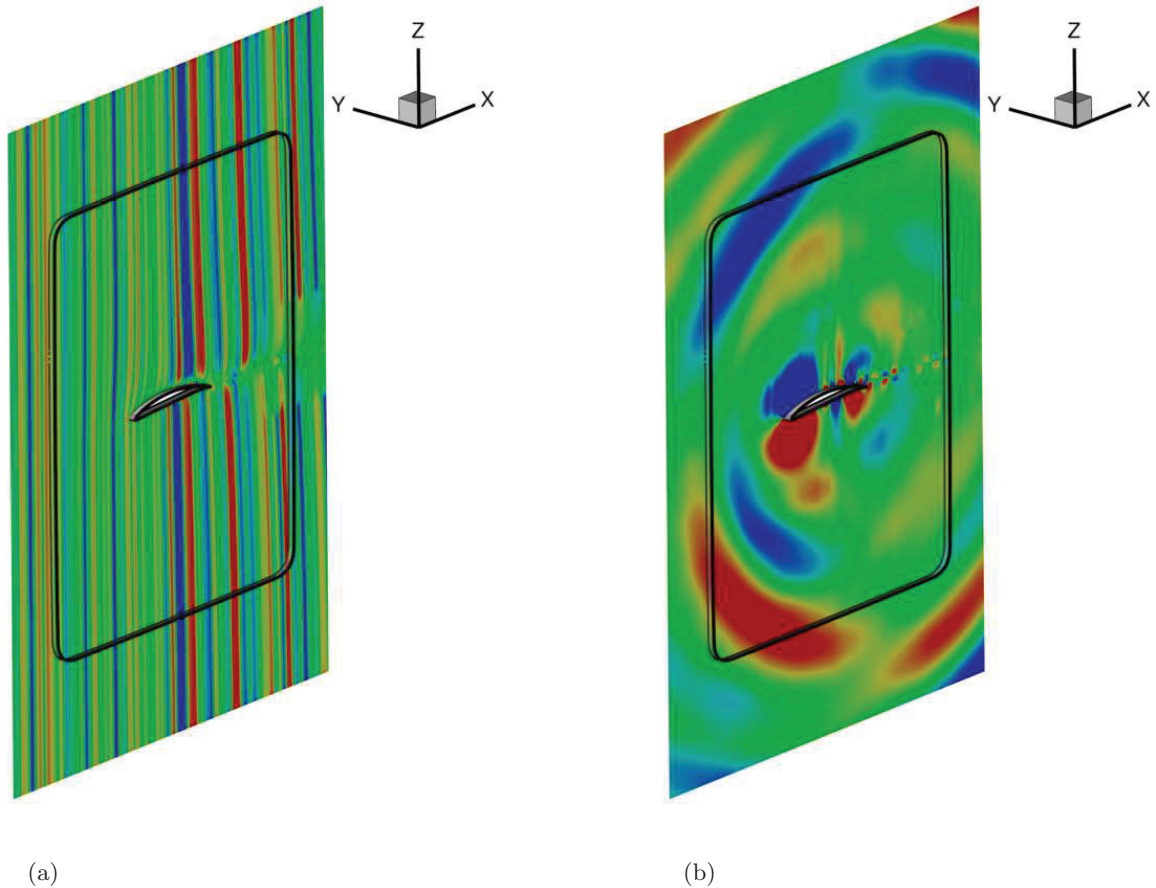


Fig. 4.24: Profil de référence en écoulement RANS. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale, niveaux entre ± 0.3 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression, niveaux entre ± 1 Pa.

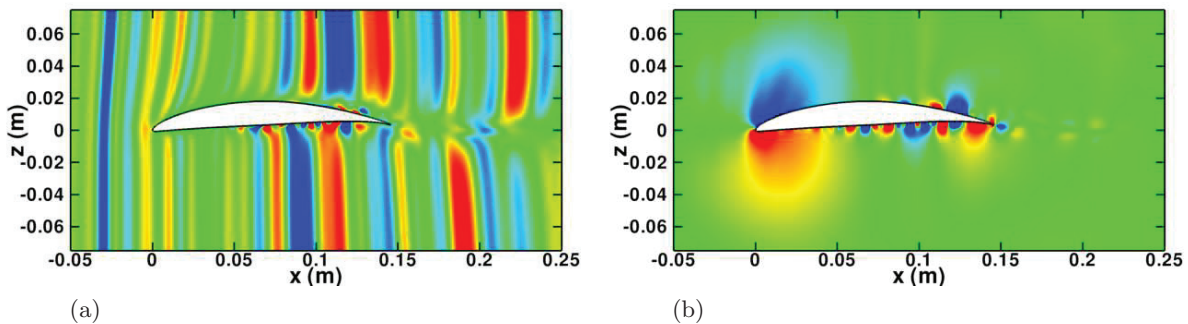


Fig. 4.25: Profil de référence en écoulement RANS. (a) Champ instantané de la fluctuation de vitesse normale autour du profil, niveaux entre ± 0.3 m/s. (b) Champ instantané de la fluctuation de pression autour du profil, niveaux entre ± 4 Pa.

Afin de permettre une meilleure comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux, les densités spectrales de puissances sont moyennées sur un pas fréquentiel $\Delta f = 300$ Hz. Les résultats sont présentés sur la figure 4.28 pour des angles entre $\theta = 50^\circ$ et 130° . On observe bien, pour l'ensemble des angles considérés, une accentuation importante de la pente de décroissance en fréquence par comparaison au résultats issus du calcul en écoulement uniforme. Les pentes ainsi prédites sont en bien meilleur accord avec les résultats expérimentaux. A nouveau, on constate

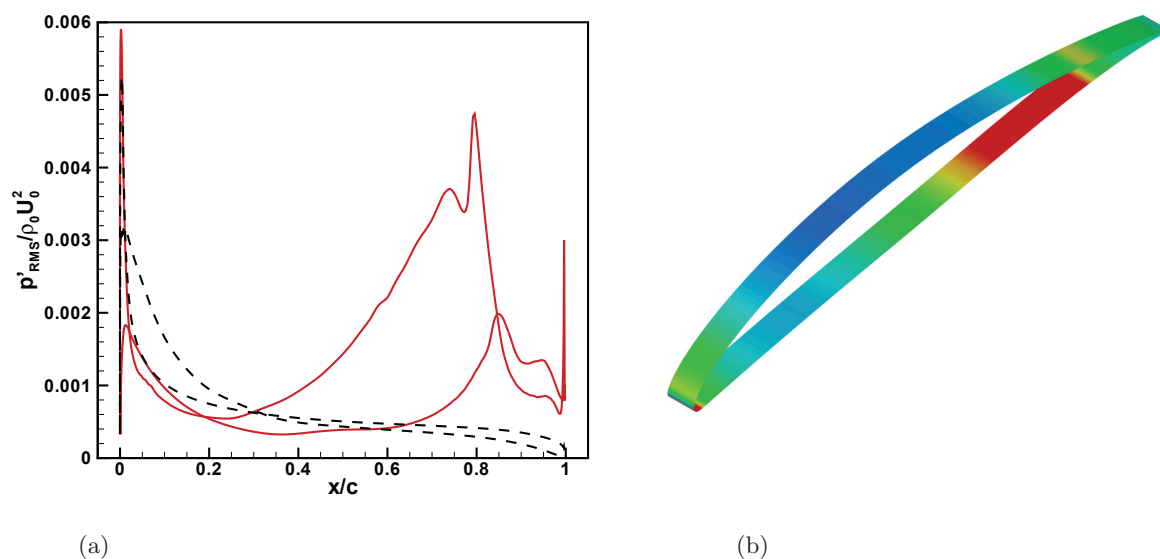


Fig. 4.26: Profil de référence en écoulement RANS. (a) Pression pariétale efficace pour les calculs (—) en écoulement RANS et (---) en écoulement uniforme. (b) Distribution surfacique de la pression efficace à la paroi, niveaux entre 0 et 12 Pa.

une sous-estimation quasi-constante des données mesurées. Comme mentionné précédemment, cette accentuation de la pente en fréquence est observable pour les deux méthodes de FWH, tendant à indiquer qu'elle résulte principalement de la modification du champ de vitesse incident lorsqu'il traverse l'écoulement moyen cisailé à proximité de la paroi. Les spectres du champ de vitesse fluctuante, observés lors de ce calcul sur des points amonts alignés avec le bord d'attaque, ne semblent pas altérés jusqu'à une distance proche du profil (à $x = -c/5$ le spectre de von Karman est toujours conservé). En revanche les modifications importantes subies par le champ de vitesse à des distances très proches de la paroi rendent difficiles les comparaisons avec le calcul en écoulement uniforme. Pour cette raison, ce sont les réponses du profil issues des deux calculs qui sont comparées, en observant les densités spectrales de puissance des fluctuations de pression pariétales pour des points situés dans la région du bord d'attaque. Celles-ci sont présentées sur la figure 4.29 pour six points (3 sur l'intrados et 3 sur l'extrados). On observe bien que la réponse du profil est très influencée par l'écoulement moyen RANS. L'accentuation de la décroissance en fréquence est visible sur tous les points observés, et elle est plus importante sur l'extrados que sur l'intrados. Sur le champ de vitesse moyenne (figure 4.23), on remarque que les points à l'extrados sont situés dans une région où la vitesse moyenne est assez faible. On observe l'effet de cette zone de ralentissement sur les fronts de fluctuation de vitesse sur la figure 4.24(a). Les fronts de vitesse sont plus distordus à l'extrados qu'à l'intrados, ce qui peut expliquer l'accentuation plus importante de la pente des spectres de ce côté.

Enfin, l'effet des fluctuations de pression importantes dans la région du bord de fuite (figure 4.26), dues à l'apparition et la convection des modes de vorticit e le long de la paroi est ici discutée. Pour ce faire, le calcul FWH en surface solide est à nouveau réalisée, en retirant la r egion du bord de fuite de la surface d'int egration (environ 20% de la corde). La DSP de pression ainsi calcul ee pour $\theta = 90^\circ$ est compar ee au r esultat consid erant le profil complet, ainsi qu'aux donn ees exp erimentales sur la figure 4.30. On remarque que cette r egion du bord de fuite n'a qu'une influence mod er ee sur le rayonnement acoustique. En effet, hormis le l eger rebond autour de 3 kHz qui semble mieux capturée par l'int egration sur le profil complet, les deux r esultats sont assez similaires sur la plage de fr equences consid er ees dans la g en eration du sillage synth etique ($f_{max} = 5$ kHz). En revanche, il semble que la r egion du bord de fuite contribue à l'augmentation

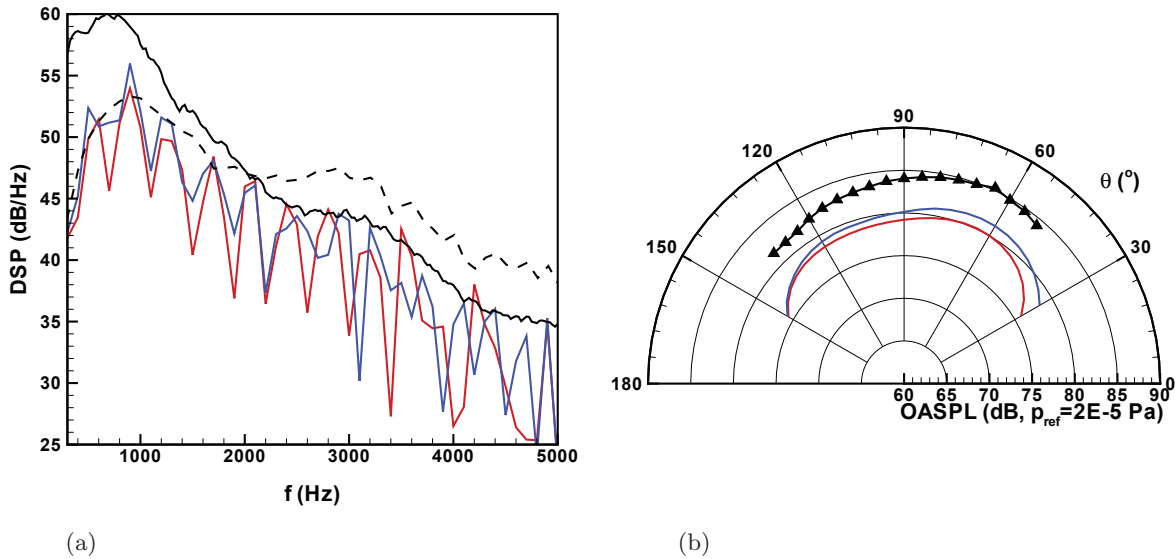


Fig. 4.27: Profil de référence en écoulement RANS. (a) DSP de pression à $\theta = 90^\circ$ et (b) Directivité du champ acoustique entre 1 et 5 kHz à $R = 1.2$ m. (—) FWH solide, (—) FWH poreux, (---) résultats en écoulement uniforme et (—) résultats expérimentaux.

des niveaux pour des fréquences supérieures à 5 kHz, qui ne sont pas injectées dans le calcul. Cet effet du bord de fuite ne peut pas être interprété comme du bruit de bord de fuite à proprement parler, puisque les mécanismes responsables du bruit de bord de fuite (notamment la couche limite turbulente) ne peuvent pas être modélisés par les équations d'Euler. Cette contribution haute fréquence est probablement due à la diffraction des modes hydrodynamiques par le bord de fuite lorsqu'ils sont convectés.

4.5 Conclusion du chapitre

La méthode numérique développée lors de cette thèse a été appliquée avec succès à des géométries de profil réalistes, et notamment à un profil disposant d'un traitement tridimensionnel de bord d'attaque. Les calculs ont été réalisés dans un premier temps en supposant un écoulement complètement uniforme autour des profils, ce qui a pour conséquence d'entraîner une sous-estimation de la décroissance des spectres en fréquence. En revanche, cette simplification permet de réaliser une estimation relative de l'effet d'un traitement de bord d'attaque sur le bruit rayonné par le profil. Les réductions sonores obtenues numériquement sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour des fréquences jusqu'à environ 3.5 kHz. Au delà, les calculs numériques réalisés surestiment l'effet du traitement de bord d'attaque en raison de la non-prise en compte des rafales obliques (qui deviennent contributives alors que les rafales parallèles deviennent coupées) dans le sillage synthétisé. Notons aussi que l'hypothèse d'écoulement uniforme permet aussi de restreindre l'étendue du domaine de calcul numérique autour des profils et ainsi de réduire le coût de calcul associé. Les effets de la prise en compte d'un écoulement réaliste ont aussi été étudiés en réalisant un nouveau calcul sur le profil de référence avec un champ moyen issu d'un calcul RANS. Les résultats de ce calcul indiquent que la prise en compte des gradients de vitesse à proximité de la paroi du profil entraîne une modification significative de la réponse du profil, et permet ainsi une meilleure appréciation de l'évolution des spectres en fréquences. Ceci semble lié à la distorsion du sillage synthétique incident lorsqu'il traverse les couches de cisaillement présentes à la paroi du profil. En revanche, la similarité entre les résultats des méthodes de FWH solide et poreuse semble indiquer que les gradients du champ moyen influent

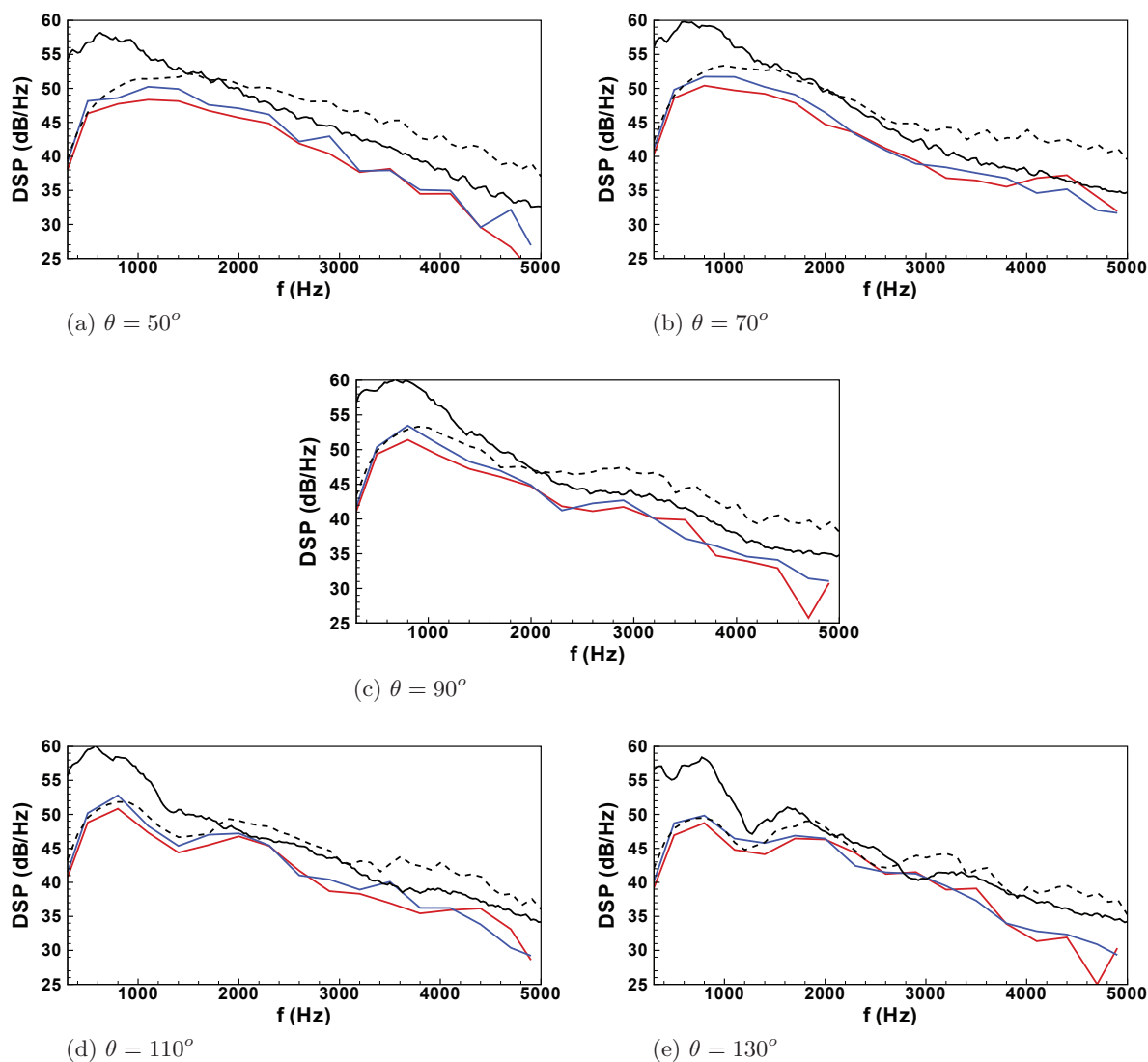


Fig. 4.28: Profil traité en écoulement uniforme. DSP de pression moyennées à $R = 1.2$ m. (—) FWH solide, (—) FWH poreux, (- - -) résultats en écoulement uniforme et (—) résultats expérimentaux.

peu sur la propagation acoustique.

La méthode numérique n'a été appliquée jusqu'alors que sur des configurations de profils isolés. Dans le chapitre suivant, elle est adaptée et appliquée à des configurations de grilles d'aubes en conduits annulaires. Après une étape de validation sur des cas harmoniques issus d'un benchmark CAA, des premières applications large-bande sont réalisées sur deux configurations étudiées respectivement au LMFA et à la NASA sur le banc SDT.

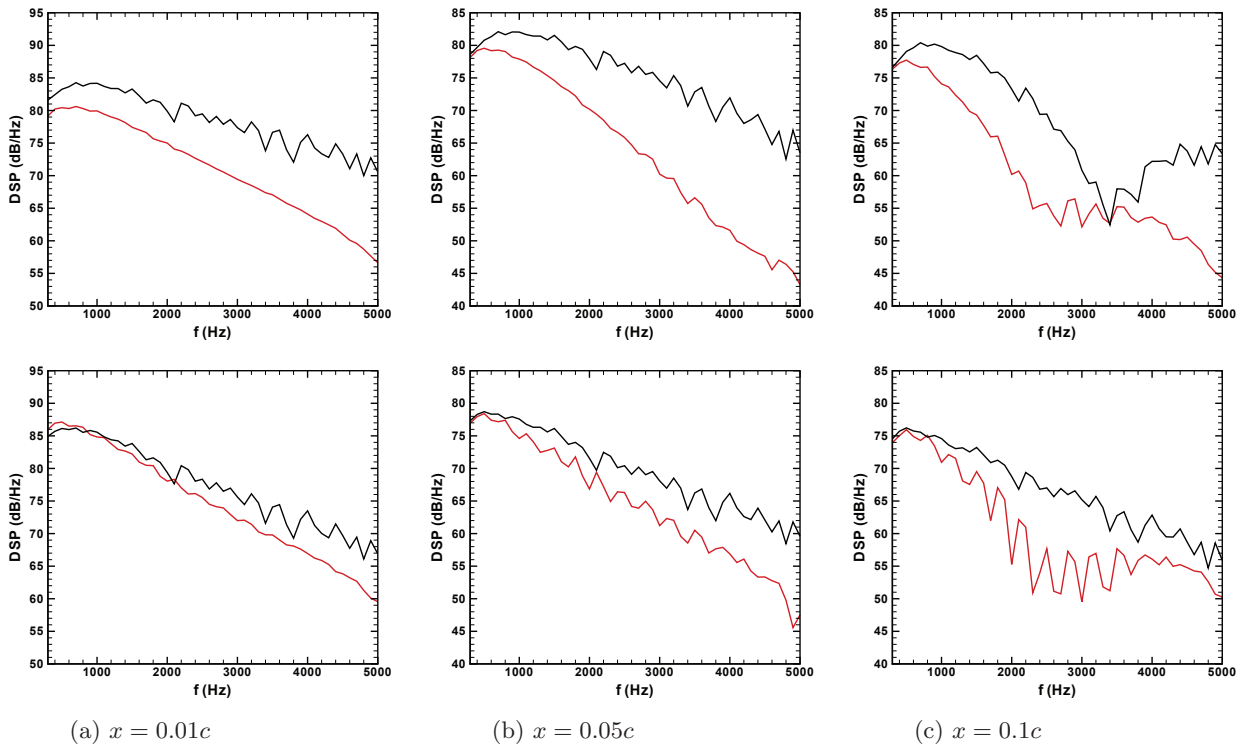


Fig. 4.29: Prise en compte d'un écoulement réaliste. DSP de pression pour des points situés sur le profil : (en haut) sur l'extrados et (en bas) sur l'intrados. (—) Ecoulement uniforme et (—) écoulement RANS.

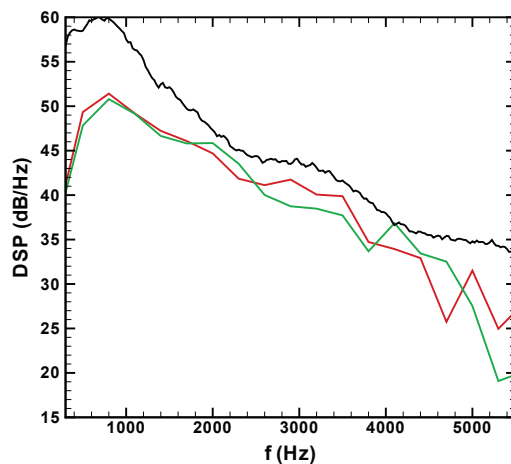


Fig. 4.30: Profil de référence en écoulement RANS. DSP de pression à $R = 1.2$ m et $\theta = 90^\circ$. (—) FWH solide sur profil complet, (—) FWH solide sans la région du bord de fuite et (—) résultats expérimentaux.

Chapitre 5

Extension aux configurations de grilles d'aubes en conduits annulaires

La méthode numérique développée dans cette thèse a été jusqu'ici appliquée à des configurations de profils isolés. Elle a permis d'estimer le rayonnement acoustique d'un profil épais en mettant en évidence, notamment, les effets de la prise en compte d'un écoulement réaliste autour du profil. Cette méthode a aussi permis d'évaluer l'effet d'un traitement de bord d'attaque sinusoïdal sur le rayonnement du profil, pour une gamme de fréquences sur laquelle la restriction à des rafales parallèles est valide. Dans ce dernier chapitre, des premières applications à des grilles d'aubes annulaires en conduit sont proposées. La géométrie annulaire de ces configurations nécessite une adaptation de la description du champ de vitesse incident présentée au chapitre 3, afin de générer des fluctuations de vitesse prenant en compte les coordonnées cylindriques locales des aubes sans créer de sources de bruit artificielles. La première partie de ce chapitre présente la validation de la méthode sur des cas harmoniques de rafales cylindriques, dans le cadre d'un benchmark CAA proposé par Namba & Schulten.¹¹⁰ Une brève analyse des effets de l'utilisation des équations d'Euler non-linéarisées avec le modèle de champ de vitesse incident en coordonnées cylindriques montre qu'il est préférable de résoudre les équations linéarisées afin d'éviter l'introduction de fluctuations de pression additionnelles propres au sillage. Suite à cela, des calculs de validation sont effectués sur les configurations du benchmark, et les résultats numériques directs sont comparés aux solutions analytiques via une description modale du champ acoustique dans le conduit. La seconde partie du chapitre s'intéresse à des cas large bande. La première configuration traitée est celle d'une grille d'aubes testée dans la soufflerie du LMFA.¹²³ Le stator considéré est une grille de plaques planes non-calées, placée dans un écoulement uniforme axial en aval d'une grille de turbulence. Une seconde application, plus réaliste, est mise en oeuvre sur une grille annulaire de plaques planes calées et légèrement vrillées, non chargées, et placées dans un écoulement moyen tournant.

5.1 Validation de la méthode numérique sur des cas de calcul issus d'un benchmark CAA

Dans ce chapitre, les configurations traitées étant annulaires, il est naturel d'utiliser les coordonnées cylindriques (r, θ, x) telles que représentées sur la figure 5.1 avec $O\vec{x}$ dans l'axe du conduit. Les champs de vitesse sont donc eux aussi décrits dans ce repère. On peut alors remarquer que si le sillage incident possède une composante u'_r non nulle au voisinage des parois du conduit, cette composante va interagir avec ces parois et ainsi générer du bruit parasite. Cette source additionnelle peut alors polluer, voire masquer le bruit d'interaction sillage-grille d'aube. Il est alors nécessaire de s'assurer que la description du champ de fluctuations de vitesse injectée assure une composante radiale nulle dans les régions de paroi du conduit.

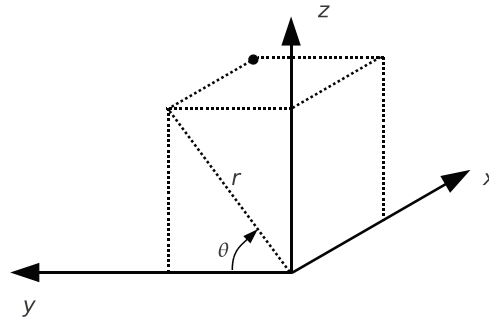


Fig. 5.1: Coordonnées cylindriques utilisées pour les géométries annulaires.

Un repère (ξ, η, r) lié aux aubes est aussi introduit plus loin (voir figure 5.36). La direction ξ est alignée avec la corde et la direction η est normale à la corde. Ce repère est utile pour les cas en écoulement tournant où les aubes sont calées. Dans le cas où les aubes ne présentent aucun calage, seul le repère cylindrique est utilisé. Le cas de benchmark CAA proposé par Namba & Schulten¹¹⁰ s'intéresse à l'interaction entre un sillage harmonique de rotor et une grille d'aubes annulaire composée de plaques planes sans calage, placée dans un écoulement axial uniforme. Des résultats de référence issus des méthodes analytiques de surface portante développées par Namba *et al.*^{108,109} et Schulten^{137,138} sont fournis. Ces cas de benchmark ont notamment été utilisés par Atassi *et al.*⁵ pour la validation de leur méthode numérique basée sur les équations d'Euler linéarisées dans le domaine fréquentiel. Dans le domaine temporel, ces cas de benchmark ont été assez peu étudiés jusqu'à maintenant, notamment en raison des coûts de calculs tridimensionnels. Récemment, on peut tout de même citer Sescu *et al.*¹⁴⁴ et Hixon *et al.*⁷⁷ qui utilisent ces configurations afin de valider l'utilisation du code *BASS* associé à des conditions aux limites basées sur les caractéristiques, développées spécialement pour ce type de problèmes.

Pour ces cas de benchmark, le champ de fluctuations de vitesse est défini de la manière suivante :

$$\begin{cases} u'_r(r, \theta, x, t) = 0 \\ u'_\theta(r, \theta, x, t) = A \cos(k_x x + m_g \theta + k_r(r - r_h) - \omega t) \\ u'_x(r, \theta, x, t) = \frac{-m_g}{r k_x} u'_\theta(r, \theta, x, t) \end{cases} \quad (5.1)$$

où A est l'amplitude de la rafale et r_h le rayon au moyeu du conduit. m_g est l'ordre azimutal de la rafale, qui doit être entier afin d'assurer que la rafale est 2π périodique. La pulsation ω est reliée au nombre d'onde axial k_x en supposant que la rafale est simplement convectée par l'écoulement moyen axial ($\bar{\mathbf{u}} = (0, 0, U_\infty)$) ; ainsi $\omega = k_x U_\infty$. Enfin k_r est défini tel que :

$$k_r = \frac{2\pi q}{r_t - r_h} \quad (5.2)$$

avec r_t le rayon du conduit au carter, et q un paramètre qui permet d'imposer le nombre de longueurs d'ondes choisi entre le moyeu et le carter, dans la direction radiale. Ce paramètre peut être entier ou non. La composante axiale u'_x de ce champ de vitesse est définie afin d'assurer la divergence nulle du champ de vitesse. On peut remarquer une différence entre le champ de vitesse cylindrique décrit ici et les champs de vitesse cartésiens utilisés pour les cas de profils isolés aux chapitres 2,3 et 4. En effet, les champs de vitesse cartésiens sont non-seulement à divergence nulle, mais ils sont aussi solution des équations d'Euler non-linéarisées. En revanche, le champ de vitesse cylindrique décrit ici n'est pas solution de l'équation de quantité de mouvement radiale

(voir l'annexe E pour les équations d'Euler en coordonnées cylindriques) car il reste un terme $\bar{\rho}u_\theta^2/r$ non-nul. Dans le paragraphe suivant, les effets de ce terme sur le champ de fluctuations de pression sont brièvement analysés.

5.1.1 Convection d'une rafale cylindrique à partir des équations d'Euler en perturbations

Avant d'effectuer les cas du benchmark, un premier cas de validation consistant à convecter une rafale cylindrique à travers un conduit annulaire, telle que définie par l'équation (5.1), est mis en place. Le choix de l'ordre azimutal m_g de la rafale permet d'envisager de restreindre le domaine de calcul à un secteur angulaire d'angle $2\pi/m_g$ et d'appliquer des conditions de périodicité cylindrique. Dans le cas présenté ici, l'ordre azimutal de la rafale est $m_g = 8$; ainsi seul un secteur angulaire de 45° est considéré pour le domaine de calcul. Le rayon au moyeu du conduit est $r_h = 24/4\pi \approx 1.91$ m et le rayon au carter $r_t = 2r_h$. L'écoulement moyen est uniforme et axial à $M = 0.5$. La rafale convectée a un nombre d'onde axial $k_x = 6.58 \text{ m}^{-1}$ et un nombre d'onde radial k_r correspondant à une valeur $q = 1$ (une longueur d'onde radiale dans le conduit). L'amplitude de la rafale est identique à celle retenue pour les cas de benchmark : $A = 0.1U_\infty$. Notons que cette valeur est relativement élevée, au regard des observations faites au chapitre 2 sur l'apparition d'effets non-linéaires lors de l'interaction avec une plaque plane. Le maillage conçu pour ce cas de validation possède $N_r = 31$ points répartis uniformément dans la direction radiale ($\Delta r = (r_t - r_h)/30$), $N_\theta = 51$ points dans la direction azimutale ($\Delta\theta = 2\pi/(8 \times 50)$) et $N_x = 51$ points dans la direction axiale avec $\Delta x = \Delta r$ (ce qui assure environ 15 points par longueur d'onde axiale). Un aperçu de ce maillage est proposé sur la figure 5.2.

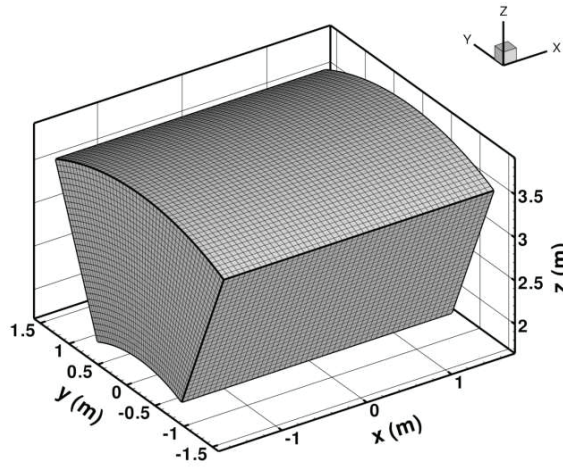


Fig. 5.2: Convection d'une rafale cylindrique. Maillage utilisé pour le cas test.

Le calcul est effectué dans un premier temps en résolvant les équations d'Euler non-linéarisées (NLEE). Les champs instantanés des fluctuations de vitesses azimutale et axiale présentés sur la figure 5.3, pour un instant $t \approx 6.5T$ (avec $T = 2\pi/\omega$), montrent bien un aspect conforme aux expressions de l'équation (5.1). En revanche, dès la première itération de calcul, les champs de vitesse radiale et de pression sur la figure 5.4 montrent l'apparition de fluctuations parasites. Ces fluctuations sont dues au fait que le champ de vitesse prescrit n'est pas solution de l'équation de quantité de mouvement radiale. Si l'on laisse le calcul se dérouler, celui-ci ne diverge pas. L'intensité des fluctuations de vitesse radiale et de pression semble se stabiliser. La figure 5.5 présente les champs de fluctuation de vitesse radiale et de pression à $t \approx 6.5T$, et l'évolution temporelle de la fluctuation de pression pour des points situés sur une ligne radiale choisie au

centre du domaine de calcul est tracée sur la figure 5.6. On peut remarquer que les fluctuations de pression qui apparaissent ne sont pas périodiques par rapport à la période de la rafale injectée, et elles ne sont pas non plus à moyenne nulle. Les amplitudes de ces fluctuations de pression semblent, de plus, non négligeables par rapport aux amplitudes des fluctuations de pression issues de l'interaction entre une rafale cylindrique et une plaque plane présentées dans le paragraphe 5.1.2.

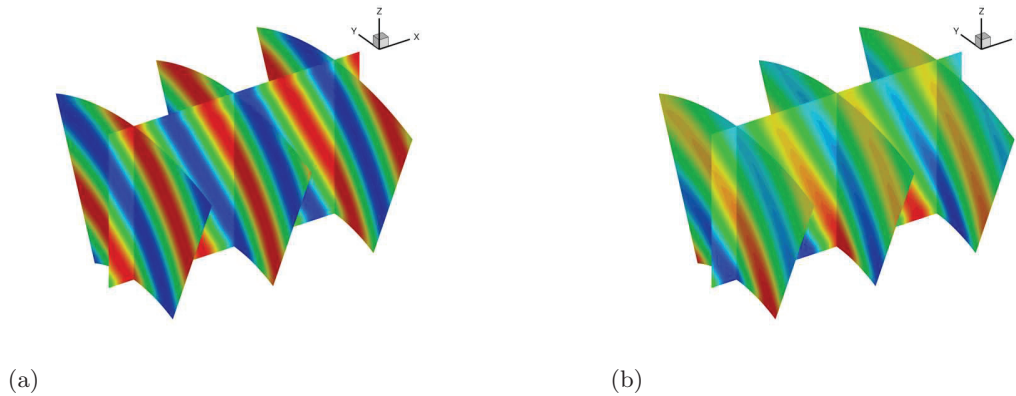


Fig. 5.3: Convection d'une rafale cylindrique. Champs instantanés des fluctuations de vitesse (a) azimutale (niveaux entre ± 17 m/s) et (b) axiale (niveaux entre ± 10 m/s) pour le calcul NLEE à $t \approx 6.5T$.

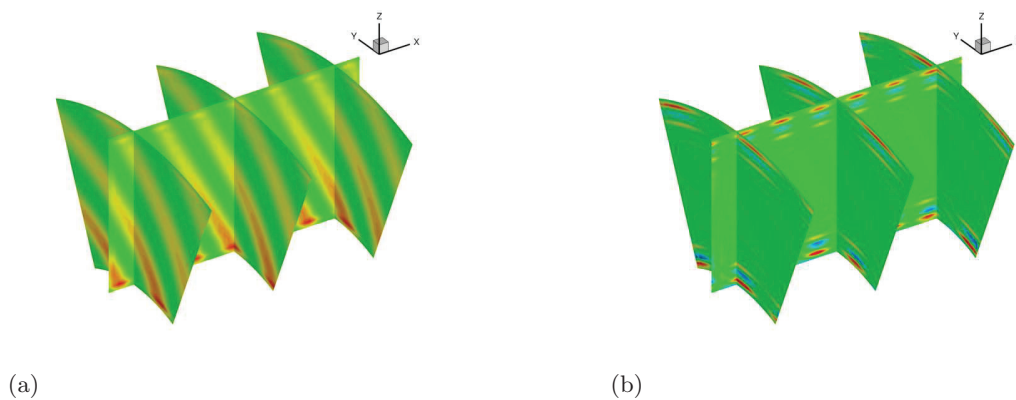


Fig. 5.4: Convection d'une rafale cylindrique. Champs instantanés des fluctuations (a) de vitesse radiale (niveaux entre $\pm 8 \times 10^{-3}$ m/s) et (b) de pression (niveaux entre ± 1 Pa) pour le calcul NLEE à $t = 1\Delta t$.

Néanmoins, le terme responsable de l'apparition de ces fluctuations non désirées est un terme non-linéaire (u_θ^2/r). Ainsi, le même calcul est mené en résolvant cette fois-ci les équations d'Euler linéarisées (LEE). Les champs de fluctuation de vitesse radiale et de pression à $t \approx 6.5T$ sont présentés sur la figure 5.7. Les fluctuations observables sur la figure 5.5 ont bien disparu du domaine de calcul. Quelques fluctuations de pression subsistent, notamment à proximité des paroi du conduit. Celles-ci sont imputables aux erreurs numériques du calcul, et une discussion sur la discrétisation radiale à proximité des parois est proposée plus bas. L'utilisation des équations linéarisées permet donc de s'affranchir d'une éventuelle pollution du champ acoustique propagé dans le conduit par des fluctuations parasites, dues à la formulation du champ de vitesse incompatible avec les NLEE. Notons que de plus, dans les cas de calculs du benchmark pour lesquels

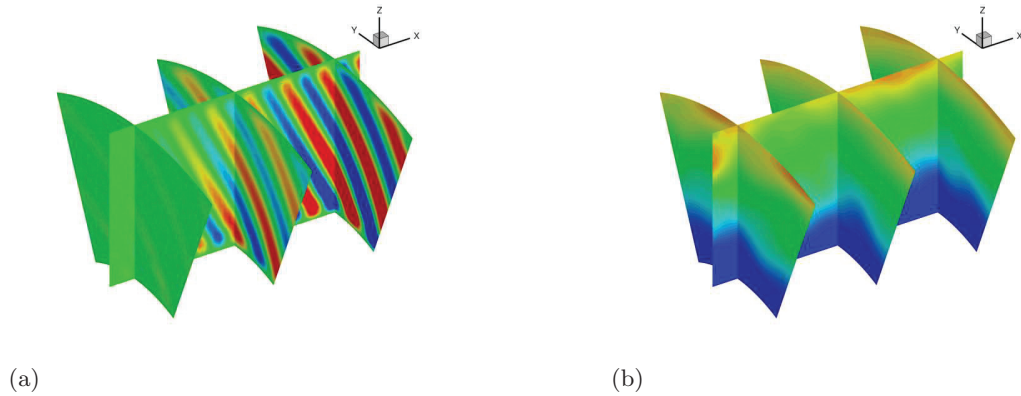


Fig. 5.5: Convection d'une rafale cylindrique. Champs instantanés des fluctuations (a) de vitesse radiale (niveaux entre ± 0.5 m/s) et (b) de pression (niveaux entre ± 50 Pa) pour le calcul NLEE à $t \approx 6.5T$.

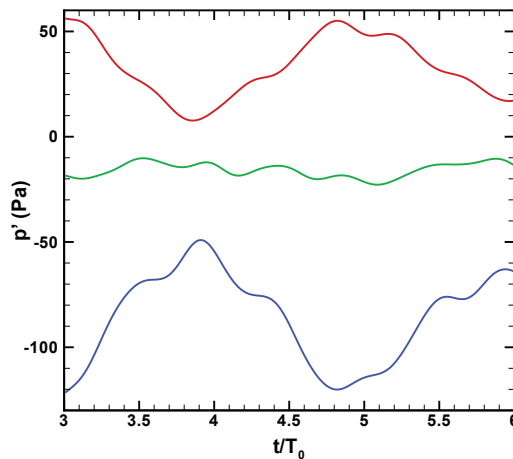


Fig. 5.6: Convection d'une rafale cylindrique. Evolution temporelle de la fluctuation de pression dans le calcul NLEE, pour des points situés en $x = 0$, $\theta = \pi/2$ et (—) $r = r_h$, (—) $r = r_m$, (—) $r = r_t$.

l'amplitude de la rafale est élevée ($A = 0.1U_\infty$), les équations linéarisées permettent de s'affranchir d'éventuels effets non-linéaires pouvant perturber la comparaison avec les résultats de référence, basés sur des méthodes analytiques linéaires. Enfin, dans la majorité des applications d'interaction rotor-stator, les taux de turbulence considérés restent suffisamment faibles pour justifier l'utilisation des équations linéarisées.

La figure 5.7 laisse apparaître des fluctuations de pression parasites à proximité des parois du conduit. L'effet de la discrétisation radiale dans ces régions est ici étudiée pour le cas d'une rafale $q = 3$. Deux maillages similaires à celui utilisé précédemment sont conçus, avec $N_r = 45$ points radiaux. Pour le premier maillage, ces points sont répartis uniformément dans la direction radiale, et pour le deuxième ils sont légèrement raffinés au voisinage des parois du conduit. Les résultats issus des deux calculs sont comparés sur la figure 5.8 à la solution analytique à $t = 2T$, sur une ligne radiale choisie au centre du domaine de calcul. Les fluctuations de vitesse radiale et de pression observées pour ces deux configurations sont relativement faibles, par comparaison aux intensités acoustiques observées lors de l'interaction avec une grille d'aubes dans le paragraphe suivant. Néanmoins, on remarque tout de même que le maillage raffiné aux parois permet de

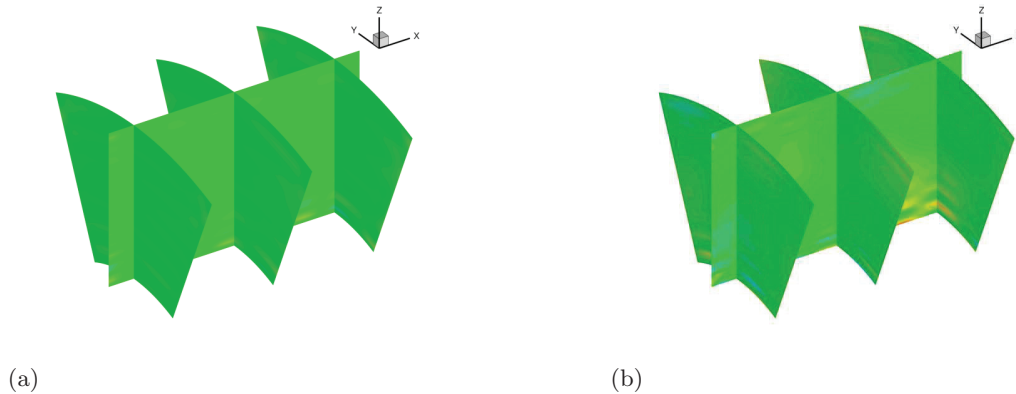


Fig. 5.7: Convection d'une rafale cylindrique. Champs instantanés des fluctuations (a) de vitesse radiale (niveaux entre ± 0.1 m/s) et (b) de pression (niveaux entre ± 7.5 Pa) pour le calcul LEE à $t \approx 6.5T$.

réduire l'amplitude des fluctuations de pression parasites.

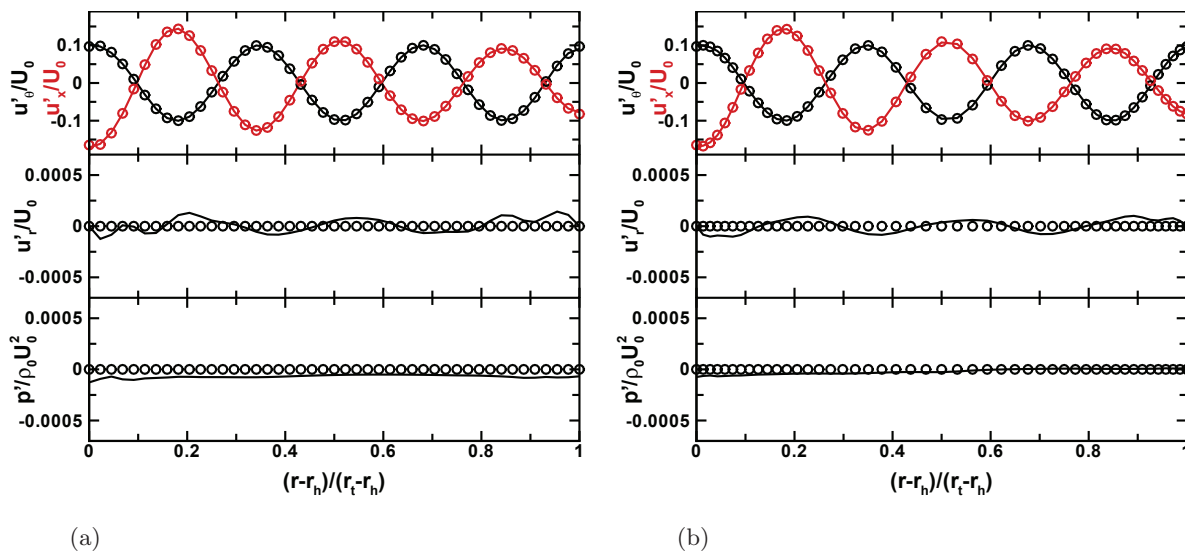


Fig. 5.8: Convection d'une rafale cylindrique. Comparaisons des fluctuations de vitesse et de pression sur une ligne radiale au centre du domaine à un instant $t = 2T$. Maillage $N_r = 45$ points (a) espacés régulièrement et (b) raffinés aux parois du conduit.

5.1.2 Réalisation des cas du benchmark

La configuration proposée dans ce benchmark est une grille de $V = 24$ plaques planes sans calage, de corde $c = 1$ m, placées dans un conduit de rayon au moyeu $r_h = 24/4\pi$ et de rayon au carter $r_t = 2r_h$. L'écoulement moyen considéré est uniforme et axial à $M = 0.5$. Les rafales considérées ont une amplitude $A = 0.1U_\infty$, un ordre azimutal $m_g = 16$ et un nombre d'onde axial $k_x \approx 6.56 \text{ m}^{-1}$ (la fréquence correspondante est $f_0 = 177.48 \text{ Hz}$). Dans ce paragraphe, quatre valeurs du paramètre q sont considérées : $q = 0, 1, 2$ et 3 . Le rayonnement acoustique obtenu par le calcul est comparé aux résultats de référence en termes d'amplitudes modales issues d'une décomposition modale du champ de pression (proposée par Tyler & Sofrin¹⁵⁵), pour deux sections du conduit situées une corde en amont ($x = -c$) et une corde en aval ($x = 2c$) de

la grille d’aubes. Les modes acoustiques azimutaux attendus pour une telle configuration sont d’ordres $nB - kV$ avec $B = m_g$ et n et k entiers. La présentation du benchmark précise par ailleurs que le principal mode azimutal passant est le mode fondamental ($n = k = 1$) $m = -8$ (le mode $m = 16$ est aussi passant, mais son amplitude est très faible par rapport au mode $m = -8$). Par ailleurs, pour la fréquence de la rafale considérée, seuls les deux premiers modes radiaux ($n = 1$ et 2) sont propagatifs. Néanmoins, les sections d’observations étant proches de la grille d’aube, les décompositions modales présentées plus bas sont réalisées jusqu’à $n = 3$. Tous les phénomènes attendus dans les configurations traitées (vitesses injectées et champ acoustique générés par l’interaction avec la grille d’aubes) présentent donc une périodicité azimutale multiple de $2\pi/8$; il est alors possible de restreindre le domaine de calcul numérique à un secteur angulaire correspondant à trois canaux d’aubes et d’appliquer des conditions de périodicité cylindrique. Les conditions aux limites de Tam (tout comme la majorité des conditions aux limites développées pour les calculs dans le domaine temporel) ne sont pas particulièrement adaptées à la sortie de modes acoustiques tournants. En effet, ces conditions supposent un rayonnement sphérique à partir d’un point source (avec une décroissance de la pression en $1/r$), ce qui n’est pas le cas pour le rayonnement en conduit. Il est alors probable que des réflexions numériques apparaissent aux frontières amont et aval du domaine. Dans la direction aval, il est possible de limiter ces éventuelles réflexions en introduisant une zone de déraffinement du maillage, associée à une zone éponge afin de dissiper les fluctuations acoustiques avant leur impact sur la frontière aval. De plus, lors de la décomposition modale du champ acoustique issu du calcul, il est possible d’utiliser une technique de “wave splitting”³⁵ qui permet de séparer les ondes progressives et rétrogrades, et ainsi de supprimer les ondes réfléchies. Notons que l’utilisation de la méthode de “wave splitting” classique nécessite de décomposer la fluctuation de vitesse axiale en plus de la pression, dans les deux plans où les données sont extraites.

Le maillage s’étend ainsi dans la direction axiale de $x = -4c$ jusqu’à $x \approx 12c$, et il est raffiné dans les régions du bord d’attaque et du bord de fuite des plaques avec $\Delta x_{min} = c/500$. La zone de déraffinement axial débute à $x = 3c$ et le taux de croissance maille à maille est de l’ordre de 1.03. Le nombre de points dans cette direction est $N_x = 370$. Dans la direction radiale, le nombre de points est $N_r = 48$, et le maillage est légèrement raffiné dans les régions du moyeu et du carter. Enfin, $N_\theta = 181$ points sont disposés dans la direction azimutale. Dans cette direction, le maillage est raffiné au voisinage des parois des aubes. Une vue du maillage est présentée sur la figure 5.9, et les caractéristiques des calculs effectués sont résumées dans le tableau 5.1. Le pas de temps est choisi afin d’assurer un critère CFL inférieur à 1. Une période de la rafale correspond dans notre cas à $T_0 = 1500\Delta t$, mais le temps de traversée du domaine est de l’ordre de $25000\Delta t$. Les résultats dans les plans d’extraction semblent converger à partir de $t = 60000\Delta t$. Les calculs sont effectués en parallèle sur 120 processeurs, et la durée d’un calcul est de l’ordre de 30 h.

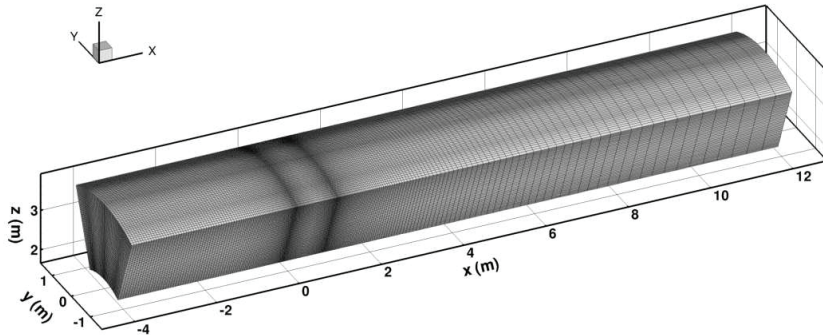


Fig. 5.9: Benchmark CAA. Maillage utilisé pour les cas de validation.

N_r	N_θ	N_x	Étendue en r (m)	Étendue en θ	Étendue en x (m)	
48	181	370	$24/4\pi < r < 24/2\pi$	$-\pi/8 < \theta < \pi/8$	$-4 < x < 12$	
Δ_{min} (m)		Δt (s)	f_0 (Hz)	$T_0/\Delta t$	m_g	q
2×10^{-3}		$\approx 3.76 \times 10^{-6}$	177.48	1500	16	0, 1, 2, 3

Tab. 5.1: Paramètres du calcul pour les cas du benchmark CAA.

Les champs instantanés de fluctuation de vitesse azimutale pour les 4 cas traités sont présentés sur la figure 5.10 dans un plan de coupe longitudinal et dans les deux sections du conduit pour lesquelles les données sont extraites. Le secteur angulaire considéré dans les calculs est dupliqué sur l'intégralité de la couronne pour la présentation des résultats. Sur les champs de vitesse, on peut remarquer l'effet des plaques dans la section aval qui entraînent l'apparition de discontinuités dans les lignes de sillage. La figure 5.11 présente les champs instantanés de fluctuation de pression. La fluctuation de pression observée dans les sections du conduit montre bien la présence d'un mode azimutal d'ordre ± 8 . L'évolution radiale de la pression semble indiquer la présence de modes radiaux jusqu'à l'ordre $n = 2$. Notons que le résultat présenté pour le cas $q = 1$ est obtenu sans recours à une zone éponge en aval. On observe alors que les lobes de pression, qui ont des longueurs d'onde axiales importantes, ne sont pas suffisamment dissipés par la seule zone d'étirement des mailles.

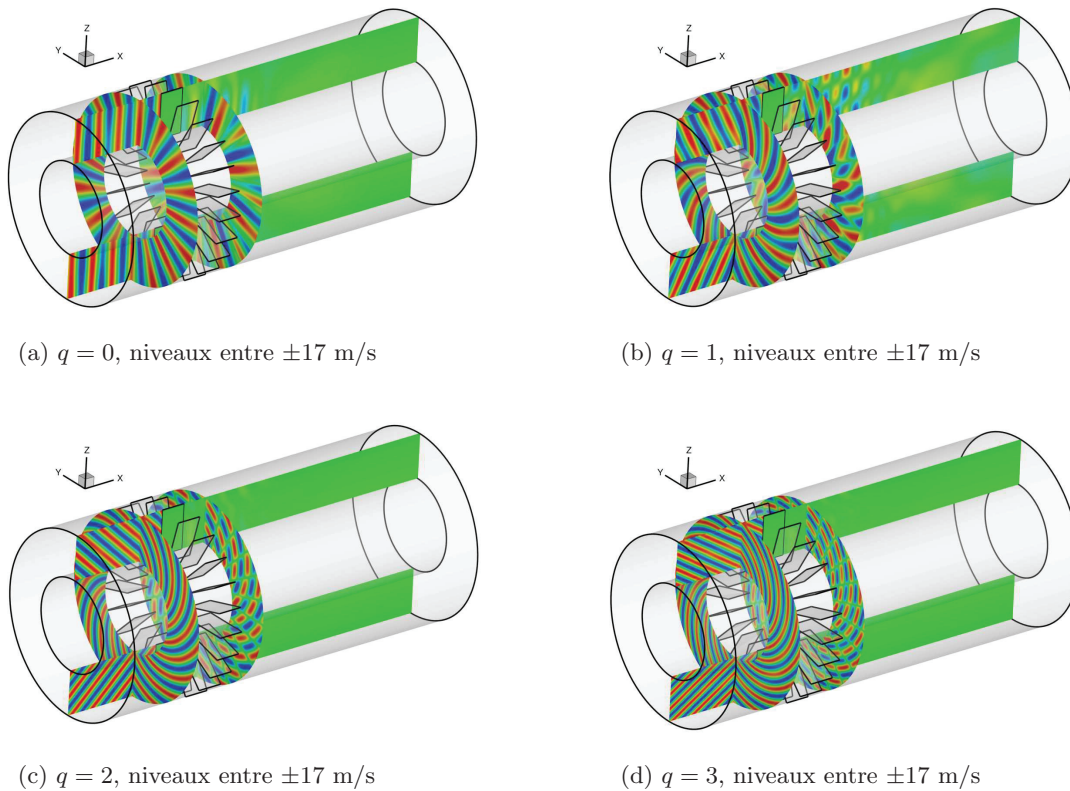


Fig. 5.10: Benchmark CAA. Champs instantanés de la fluctuation de vitesse azimutale.

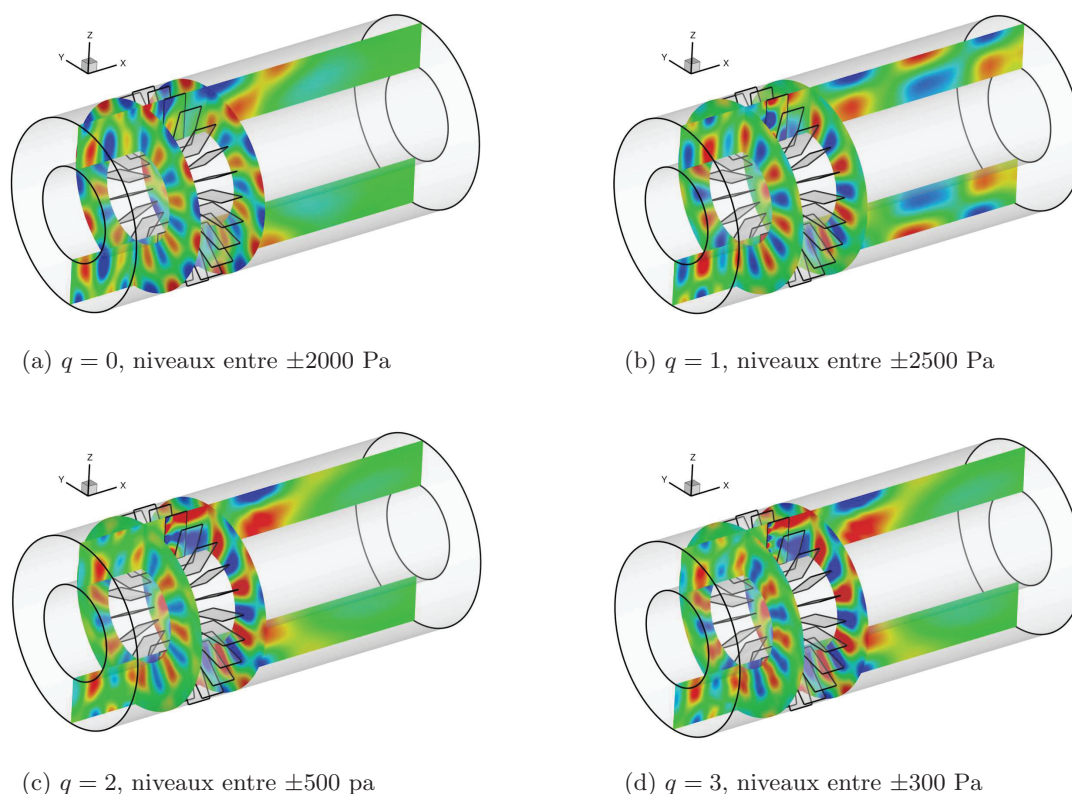


Fig. 5.11: Benchmark CAA. Champs instantanés de la fluctuation de pression.

La figure 5.12 présente les champs de pression efficace (calculée sur une période de la rafale) dans l'ensemble du domaine de calcul. Dans les sections du conduit, on observe une quasi-homogénéité de la pression efficace dans la direction azimutale, ce qui tend à montrer que l'utilisation de conditions de périodicité dans le calcul numérique n'a pas entraîné la formation d'ondes azimutales stationnaires. On remarque que les effets d'interférence entre les modes radiaux rendent le champ de pression efficace hétérogène dans la direction axiale.

Les distributions surfaciques de pression efficace pour la plaque centrale sont présentées sur la figure 5.13. Par comparaison avec les cas de profils isolés, on remarque une hétérogénéité des distributions surfaciques dans la direction radiale, même dans le cas $q = 0$ pour lequel la rafale ne présente aucune évolution radiale. Dans la majorité des cas, l'énergie semble concentrée dans la région de bord d'attaque, à l'exception du cas $q = 1$ pour lequel des zones fortement énergétiques sont visibles autour de la mi-corde. Notons que ce cas est celui pour lequel le rayonnement acoustique est le plus intense, avec la particularité que le mode radial $n = 2$ domine de manière plus prononcée que pour les autres cas (voir les résultats de la décomposition modale présentés plus bas).

Les figures 5.14 à 5.16 comparent les distributions de pression pariétale (en parties réelle et imaginaire et non en valeur efficace) issues des calculs numériques aux résultats de la méthode de Schulten disponibles.^{110,121} Les résultats sont comparés pour des lignes de corde à différentes positions radiales, ou bien pour des lignes radiales à différentes positions le long de la corde. Les écarts les plus significatifs sont observés pour le cas $q = 0$, mais ces résultats présentent tout de même un accord très satisfaisant. Ces résultats mettent bien en évidence les variations de la distribution de pression pariétale pour les différentes position radiales. Les résultats pour le cas $q = 1$ présentés sur la figure 5.15 sont en excellent accord avec la solution de Schulten pour toutes les positions considérées. Comme observé sur la figure 5.13, on remarque les variations radiales de la distribution de pression sont très importantes autour de $x = 0.5c$. Enfin, la

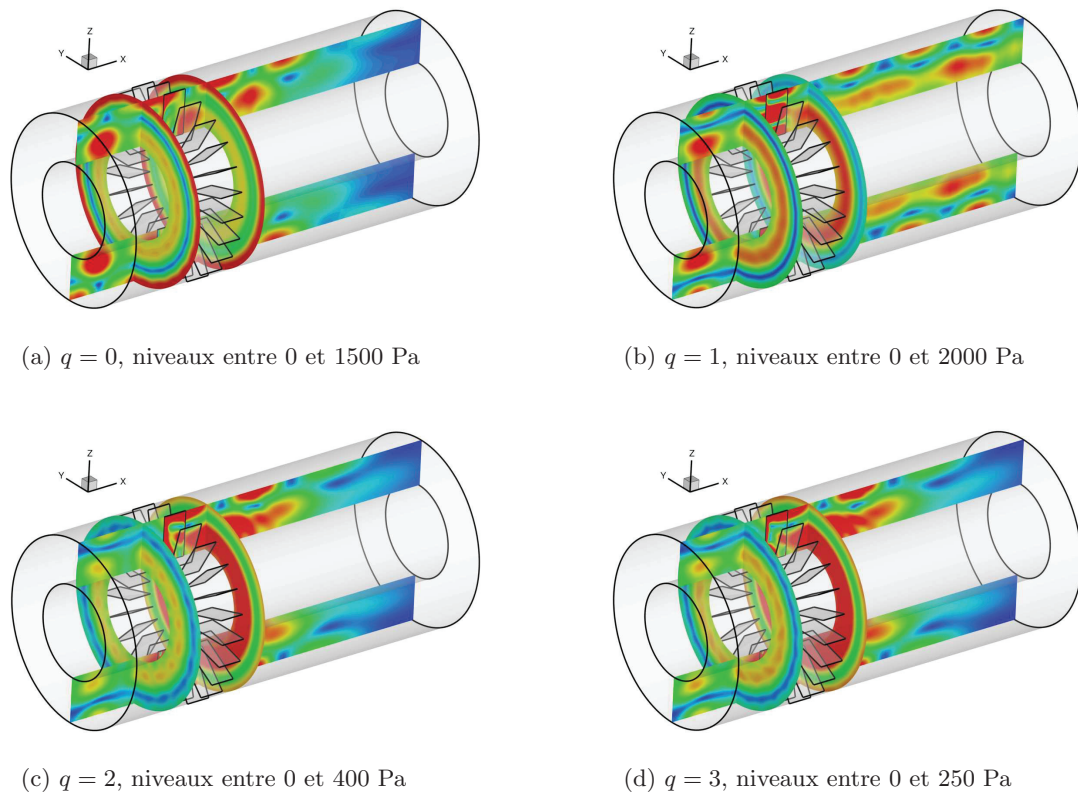


Fig. 5.12: Benchmark CAA. Champs de valeur efficace de la pression.

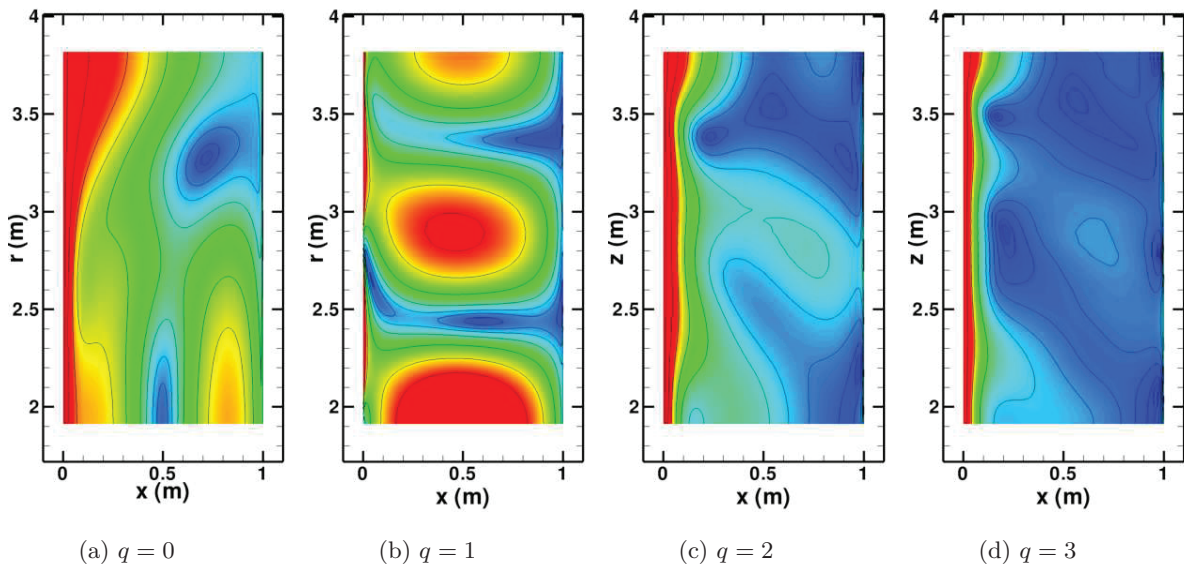


Fig. 5.13: Benchmark CAA. Distribution surfacique de pression efficace à la paroi d'une aube. (a), (c), (d) : niveaux entre 0 et 3000 Pa et (b) : niveau entre 0 et 8000 Pa.

figure 5.16 présentant les résultats pour $q = 3$ montre aussi un très bon accord des résultats numériques avec la solution analytique. On remarque que les variations radiales de la pression sont importantes dans la région du bord d'attaque, puis s'amenuisent à mesure que l'on s'en éloigne.

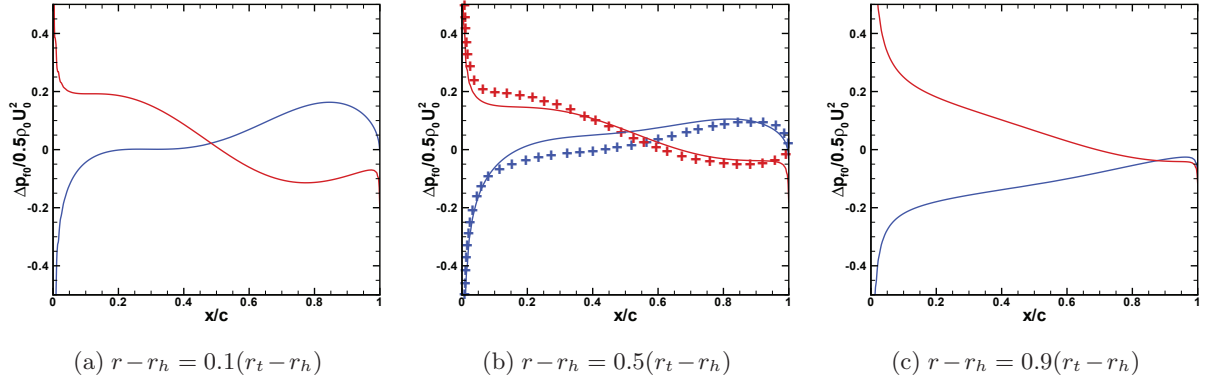


Fig. 5.14: Benchmark CAA, cas $q = 0$. Transformée de Fourier pour $f = f_0$ de la fluctuation de pression pariétale. (—) Résultats numériques et (+) résultats de Schulten. (—) Partie réelle et (—) partie imaginaire.

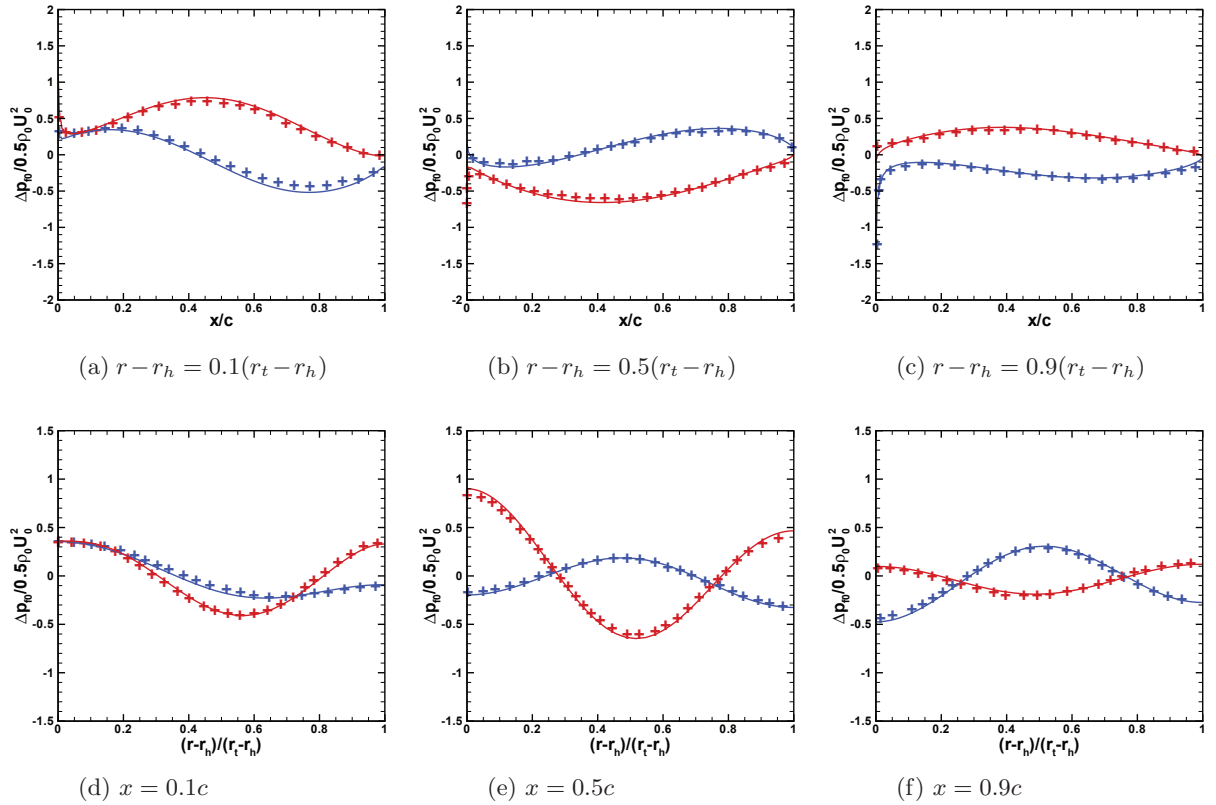


Fig. 5.15: Benchmark CAA, cas $q = 1$. Transformée de Fourier pour $f = f_0$ de la fluctuation de pression pariétale. (—) Résultats numériques et (+) résultats de Schulten. (—) Partie réelle et (—) partie imaginaire.

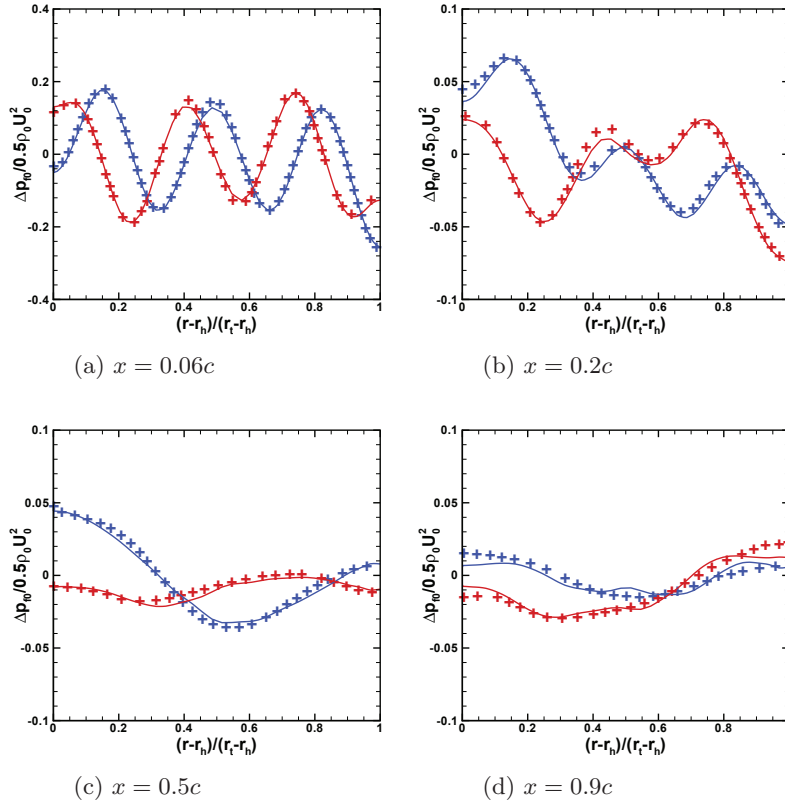


Fig. 5.16: Benchmark CAA, cas $q = 3$. Transformée de Fourier pour $f = f_0$ de la fluctuation de pression pariétale. (—) Résultats numériques et (+) résultats de Schulten. (—) Partie réelle et (—) partie imaginaire.

On s'intéresse maintenant à la décomposition modale des champs acoustiques extraits dans les sections en amont et en aval de la grille d'aube. L'amplitude des différents modes radiaux n pour un mode azimutal m est évaluée à partir de la double transformée de Fourier temporelle et azimutale du champ de pression (et du champ de vitesse axiale pour l'utilisation du wavesplitting) effectuée dans la section du conduit. Les évolutions radiales des amplitudes des double transformées de Fourier sont présentées pour la fluctuation de pression et la fluctuation de vitesse axiale, respectivement sur les figures 5.17 et 5.18 pour le cas $q = 3$. Les résultats issus de la double transformée de Fourier sont comparés à la reconstruction radiale réalisée après avoir évalué les amplitudes modales. On remarque que les amplitudes modales calculées permettent une très bonne reconstruction de la pression sur la figure 5.17. Pour la vitesse axiale (figure 5.18), la décomposition modale permet de reconstruire les résultats numériques en amont de la grille, mais pas en aval. En effet, comme pour la fluctuation de vitesse azimutale observée sur la figure 5.10, la fluctuation de vitesse axiale est affectée par le sillage des plaques en aval. L'utilisation d'une méthode de wave splitting pour séparer les éventuelles ondes réfléchies ne semble alors pas envisageable en aval de la grille d'aubes. Néanmoins, grâce à la zone d'étiement et à la zone éponge, on suppose que les réflexions sont quasiment inexistantes à l'aval. La méthode de wave splitting semble en revanche pouvoir être utilisée en amont de la grille, région pour laquelle il est probable qu'il y ait des réflexions numériques car la condition d'injection de Tam ne permet pas une sortie parfaite des modes acoustiques de conduit.

Enfin, les figures 5.19 et 5.20 présentent les résultats de la décomposition modale pour le mode azimutal $m = -8$ et les modes radiaux $n = 1$ à 3, en amont et en aval de la grille d'aubes. Les résultats sont présentés sous forme d'amplitude et de phase pour chacun des modes radiaux considérés. Ils sont comparés aux valeurs fournies par Namba et Schulten dans le benchmark. Les

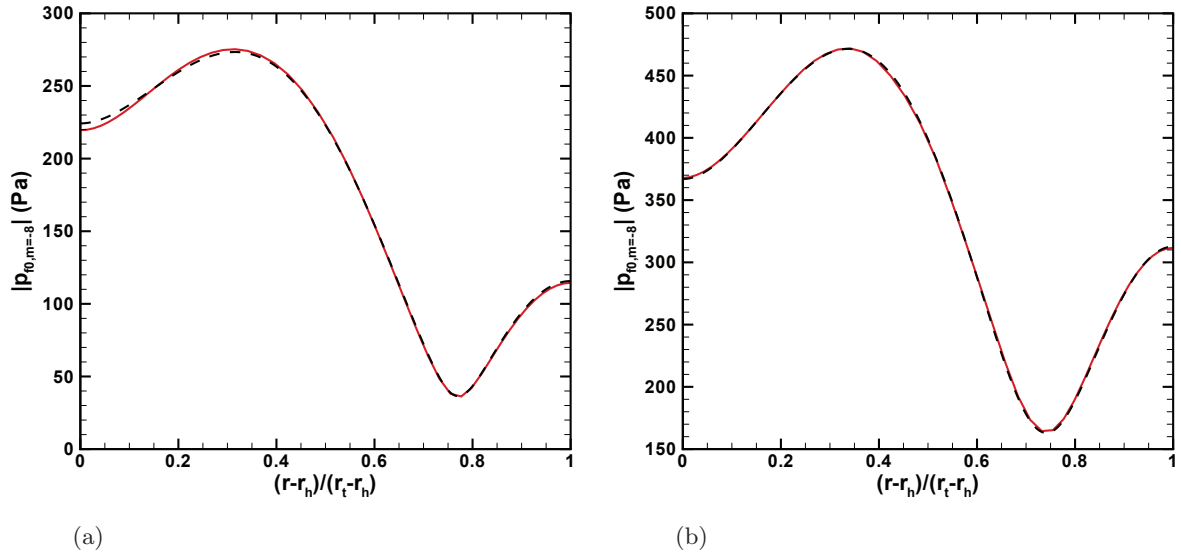


Fig. 5.17: Benchmark CAA, cas $q = 3$. Double transformée de Fourier pour $f = f_0$ et $m = -8$ de la fluctuation de pression dans des plans en (a) $x = -c$ et (b) $x = 2c$. (—) Résultat numérique direct et (- - -) résultat reconstruit à partir des amplitudes modales calculées.

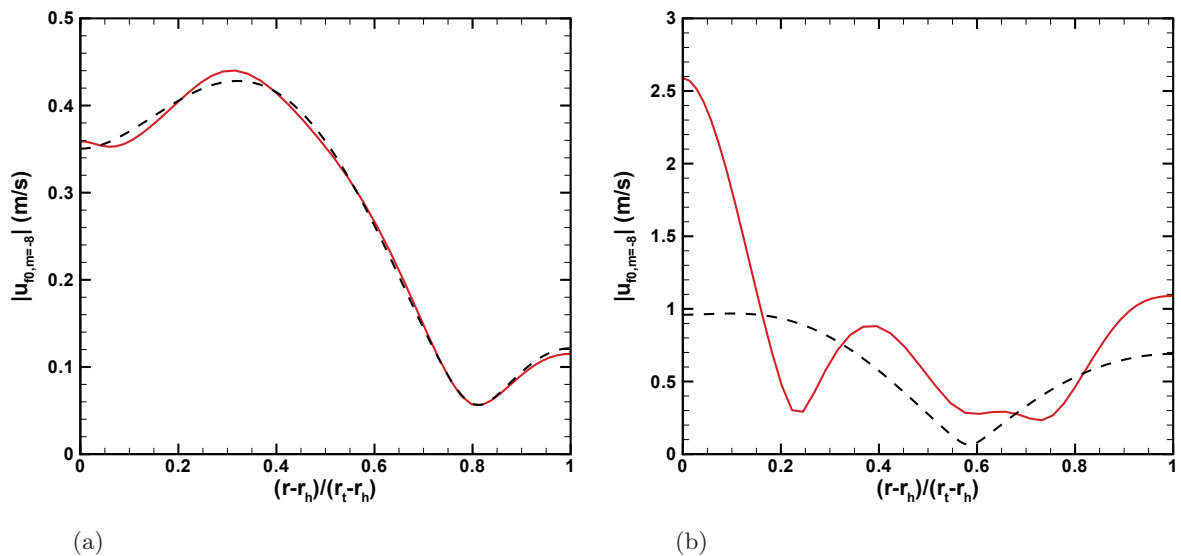


Fig. 5.18: Benchmark CAA, cas $q = 3$. Double transformée de Fourier pour $f = f_0$ et $m = -8$ de la fluctuation de vitesse axiale dans des plans en (a) $x = -c$ et (b) $x = 2c$. (—) Résultat numérique direct et (- - -) résultat reconstruit à partir des amplitudes modales calculées.

résultats numériques présentés sont en bon accord avec les résultats de Schulten pour l'ensemble des modes radiaux. On peut remarquer que le wave splitting améliore l'estimation des amplitudes à l'amont pour le cas $q = 1$ tendant à montrer la présence de réflexions numériques, bien que les résultats sans wave splitting soient déjà satisfaisants. On note que pour le mode radial $n = 2$, le wave splitting améliore légèrement l'estimation de la phase pour toutes les valeurs de q . A l'aval, pour le cas $q = 1$, la réalisation du calcul numérique sans zone éponge ne semble pas dégrader la qualité des résultats de manière significative.

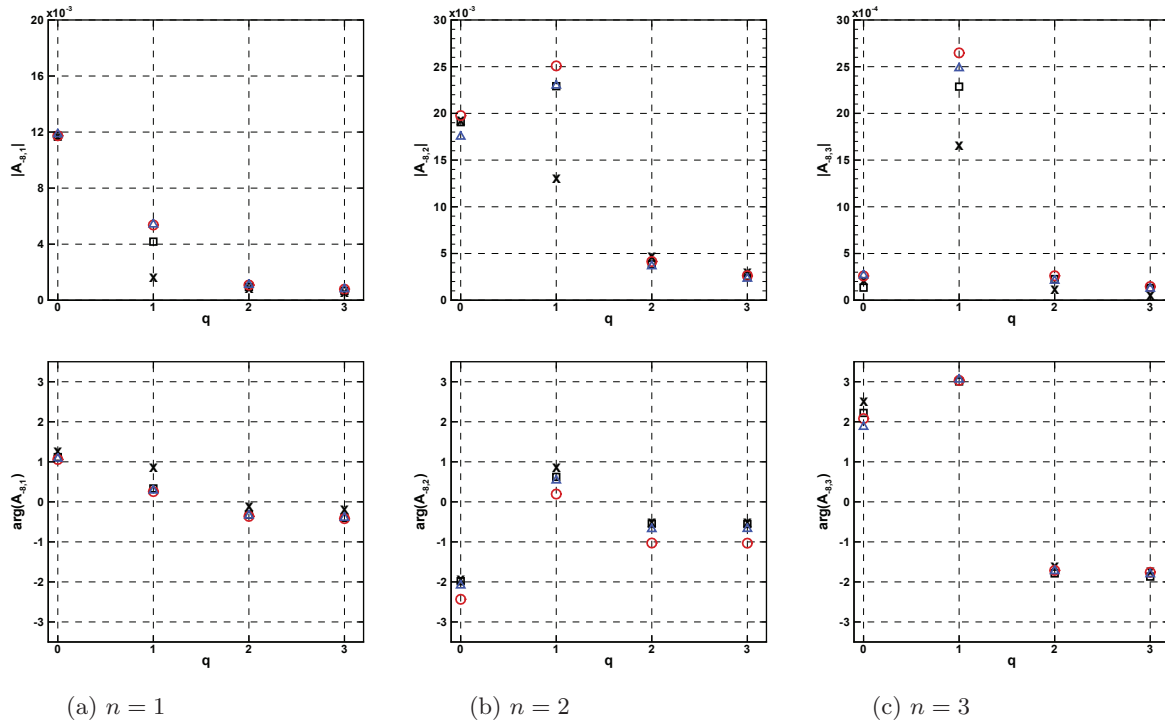


Fig. 5.19: Benchmark CAA. Décomposition modale du rayonnement acoustique en $x = -c$. Amplitudes (en haut) et phases (en bas) pour les modes $m = -8$ et $n = 1$ à 3. (○) Résultats numériques sans wavesplitting, (△) avec wavesplitting, (□) résultats de Schulten et (×) de Namba.

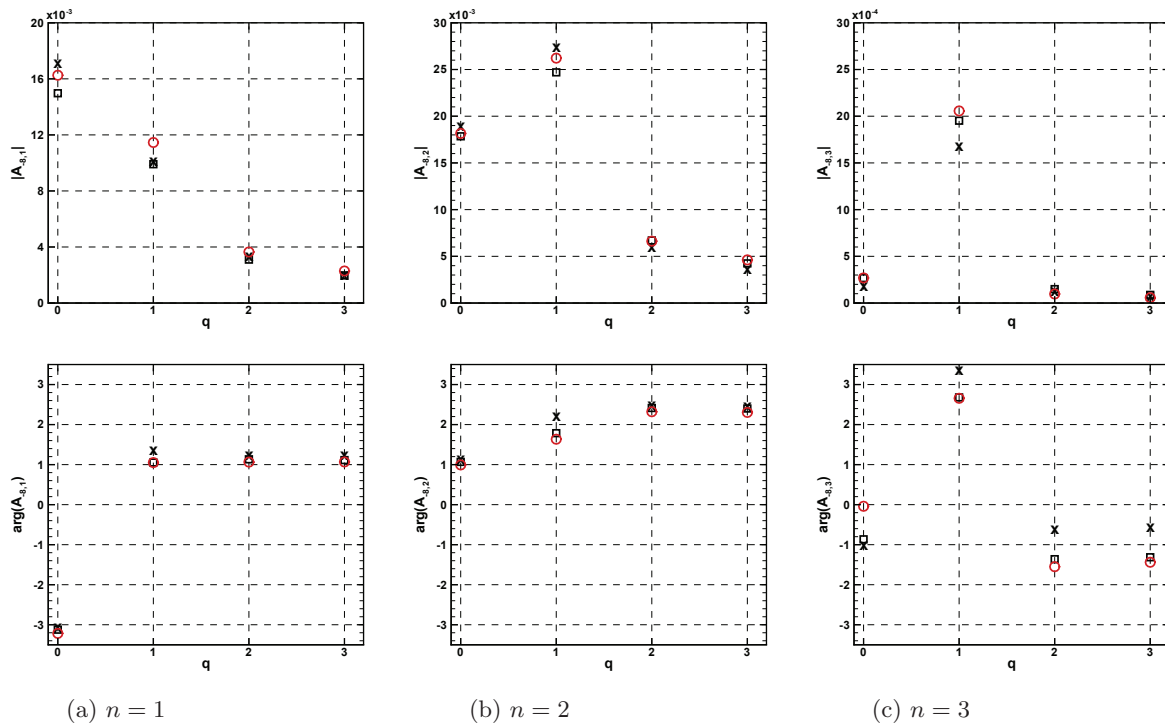


Fig. 5.20: Benchmark CAA. Décomposition modale du rayonnement acoustique en $x = 2c$. Amplitudes (en haut) et phases (en bas) pour le mode $m = -8$ et $n = 1$ à 3. (○) Résultats numériques sans wavesplitting, (□) résultats de Schulten et (×) de Namba.

La réalisation de ces cas de benchmark a permis de valider la capacité de la méthode numérique développée dans cette thèse à être appliquée à des configurations de grille d'aubes en conduit annulaire. Les résultats obtenus par le code *sAbrinA.v0* sont en très bon accord avec les solutions de références fournies dans ce benchmark. Bien que les conditions au limites de Tam ne soient pas spécialement adaptées à la sortie de modes de conduits, l'utilisation d'une zone d'étirement des mailles et d'une zone éponge à l'aval semble empêcher l'apparition d'éventuelles réflexions numériques. A l'amont, l'utilisation d'une méthode de wavesplitting lors de la décomposition modale permet d'améliorer légèrement les résultats lorsque des différences visibles entre la solution numérique et la solution de référence sont observables.

5.2 Restriction à l'injection de modes plans pour les calculs large bande

Afin de réaliser des calculs large bande sur des configurations de grilles d'aubes en conduit, il est nécessaire d'adapter la description du champ de fluctuation de vitesse injectée, proposée dans le chapitre 3, à la géométrie annulaire. Atassi *et al.*^{8,9,10} ont développé une méthode basée sur la résolution des équations d'Euler linéarisées dans le domaine fréquentiel pour traiter des problèmes d'interaction large bande avec des grilles d'aubes. La modélisation du champ de vitesse est là aussi basée sur une décomposition en modes de Fourier, mais la sommation est réalisée sur les trois directions (triple somme sur les k_r , m_g , et k_x), et les amplitudes sont calculées à partir du spectre de turbulence à trois nombres d'ondes. De manière analogue aux contraintes en temps de calcul discutées au chapitre 3 pour la sommation sur deux nombres d'ondes, la réalisation d'une triple sommation sur un nombre de modes élevé entraînerait dans notre cas un coût de calcul prohibitif. De plus la sommation sur l'ensemble des modes azimutaux m_g nécessite la prise en compte de la grille d'aubes complète, les conditions de périodicité cylindrique n'étant plus utilisables. Les maillages nécessaires à la mise en oeuvre de tels calculs entraîneraient là aussi des besoins en ressources numériques très importants. L'approche proposée s'appuie sur les hypothèses du modèle d'Amiet adapté au rayonnement d'une grille d'aubes en conduit.¹²⁴ Le modèle de Reboul, basé sur la théorie d'Amiet, évalue la réponse pariétale d'une aube isolée, puis c'est dans la phase de propagation acoustique que la géométrie du conduit annulaire est prise en compte. Notons que ce modèle ne permet pas de tenir compte d'éventuels effets de grille sur la réponse pariétale liés à la présence des autres aubes. Lors du calcul de la réponse pariétale, l'intégration n'est alors réalisée que sur les nombres d'onde axiaux et radiaux en utilisant un spectre de turbulence à deux nombres d'onde $\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_x, k_r)$. A partir de la modélisation du champ de vitesse proposée au chapitre 3, on peut écrire la fluctuation de vitesse normale aux aubes qu'il faut injecter :

$$u'_\eta(\xi, \eta, r, t) = 2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=-M}^M \sqrt{\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_{\xi,n}, k_{r,m}) \Delta k_\xi \Delta k_r} \cos(k_{\xi,n} \xi + k_{r,m}(r - r_h) - \omega_{nm} t + \varphi_{nm}) \quad (5.3)$$

Les fluctuations de vitesses incidentes injectées dans le calcul doivent être exprimées dans le repère cylindrique. Pour le cas d'aubes sans calage, on a simplement $u'_\eta = u'_\theta$. Le cas d'aubes calées est discuté dans la section 5.4. La démarche proposée en équation (5.3) conduit alors à n'injecter dans le domaine de calcul que des modes azimutaux plans ($m_g = 0$), et nous permet ainsi à ne considérer qu'un seul canal d'aube dans le calcul numérique, en appliquant des conditions de périodicité cylindriques. De plus, le modèle d'Amiet adapté au rayonnement en conduit permet à nouveau d'observer que seules les rafales parallèles (c'est à dire $k_r = 0$) contribuent au rayonnement acoustique, sous l'hypothèse d'envergure infinie déjà discutée au chapitre 3. Ainsi, pour les calculs large bande présentés par la suite, le champ de vitesse incident modélisé sera

réduit à une simple sommation sur les nombres d'onde k_x , en utilisant le spectre à deux nombres d'onde $\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_x, 0)$.

On remarque toutefois que la restriction à l'injection de modes azimutaux plans ($m_g = 0$) ne permet pas la génération de tous les modes azimutaux acoustiques ($\pm kV$ uniquement), tels qu'observés en pratique. Le rayonnement acoustique dans le conduit ne peut donc pas être obtenu directement par le calcul numérique. En revanche le calcul CAA permet d'estimer la réponse pariétale de l'aubage et peut alors être couplé à une méthode de FWH en surface solide en conduit (voir annexe C). Pour le cas particulier d'une grille d'aubes sans calage, le rayonnement acoustique des aubes impactées par un champ de vitesse tel que modélisé ici est assimilable à une distribution de dipôles orientés dans la direction azimutale. Toutes les aubes étant impactées en phase par le champ de vitesse incident, le rayonnement acoustique de chacune des plaques est annulé par celui des plaques voisines, ce qui se traduit par un champ acoustique nul dans le conduit. Une illustration de ce phénomène est proposée ici sur un cas harmonique. La configuration est identique à celle traitée dans les cas du benchmark CAA au paragraphe 5.1.2, mais la rafale cylindrique injectée est d'ordre $m_g = 0$. Le paramètre radial q est choisi nul. Les résultats étant présentés à titre qualitatif, le maillage considéré est une version grossière du maillage utilisé dans le paragraphe 5.1.2, pour lequel la taille de petite maille au bord d'attaque est $\Delta x = c/100$. Les résultats présentés ici ont été obtenus pour un calcul réalisé sur 3 canaux d'aubes, mais le calcul sur un canal unique fournit des résultats identiques. La figure 5.21 présente les champs de fluctuations de vitesse azimutale et de pression. Hormis à la surface des plaques, on vérifie que le champ sonore est quasiment nul dans l'ensemble du conduit.

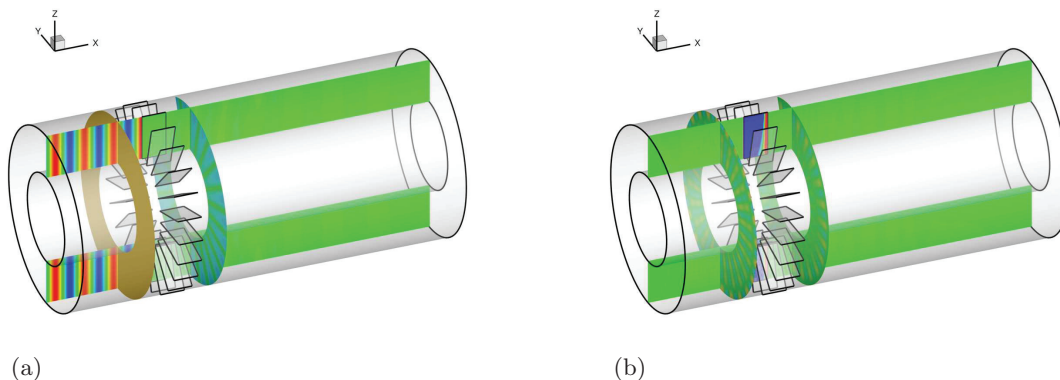


Fig. 5.21: Restriction aux modes plans. Champs instantanés de fluctuation (a) de vitesse azimutale (niveaux entre ± 17 m/s) et (b) de pression (niveaux entre ± 100 Pa).

5.3 Réalisation d'un calcul large bande sur une configuration testée au LMFA

Une première application large bande, mettant en oeuvre un champ de vitesse incident tel que décrit dans la section précédente, est réalisée dans cette section. La configuration considérée est une grille de $V = 49$ aubes testée dans la soufflerie anéchoïque du LMFA.¹²³ Une vue du montage expérimental, ainsi qu'un schéma présentant les principales dimensions sont présentés sur la figure 5.22. Les aubes ont une corde $c = 25$ mm et une envergure $L = 80$ mm. Le conduit annulaire a un rayon au moyeu $r_h = 150$ mm et donc un rayon au carter $r_t = 230$ mm. Les aubes utilisées pour ces mesures sont peu épaisses et présentent un angle de calage de la ligne de corde $\chi = 16.7^\circ$, mais un angle d'attaque nul par rapport à l'écoulement au niveau du bord d'attaque (voir figure 5.23). Par ailleurs les calculs analytiques réalisés au préalable grâce au

code de Reboul,¹²⁴ basé sur le modèle d'Amiet, semblent indiquer que le calage des aubes influe très peu sur le rayonnement acoustique de la grille d'aubes (voir figure 5.24). Par conséquent, la géométrie des aubes considérée pour le calcul numérique est une géométrie de plaque plane sans calage. Par ailleurs, afin de mettre en évidence la validité du modèle de Reboul, les prévisions issues de celui-ci sont comparées aux prévisions issues des modèles de Posson¹²³ et de Zhang *et al.*¹⁶⁰ (qui reprend le modèle de Schulten,^{137,138} mais l'applique en large bande). Les résultats de ces modèles analytiques sont présentés sur la figure 5.25. Notons que les résultats de Zhang *et al.* ne sont disponibles que pour une des configurations étudiées au LMFA, qui utilise une grille de turbulence différente de celle retenue pour l'application numérique présentée par la suite. Le modèle d'Amiet fournit des prévisions légèrement plus élevées que les deux modèles de grille, mais qui restent en bon accord avec ceux-ci, ainsi qu'avec les résultats expérimentaux.

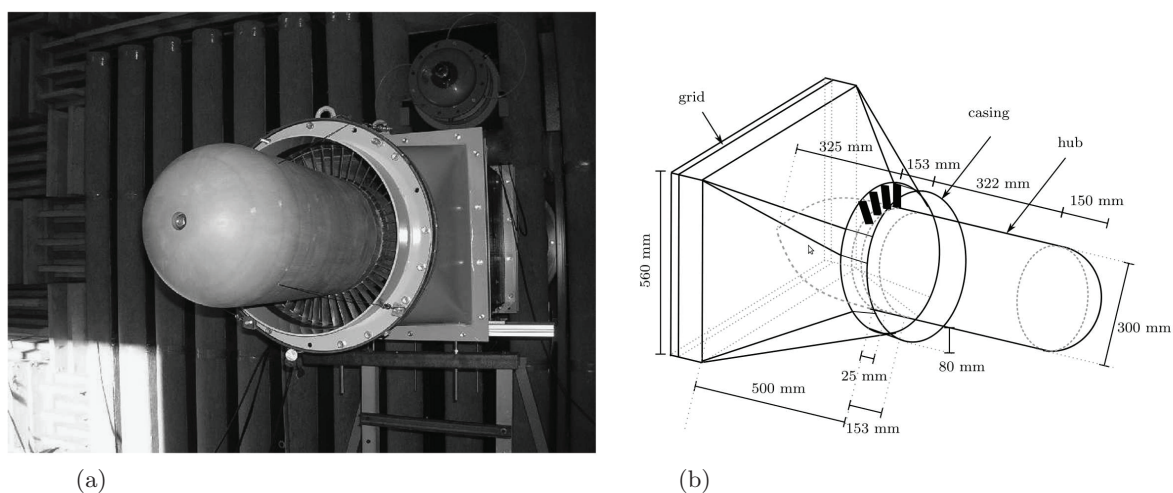


Fig. 5.22: Configuration LMFA. (a) Vue du montage expérimental dans la soufflerie anéchoïque de l'ECL. (b) Schéma présentant les principales dimensions du montage.¹²³

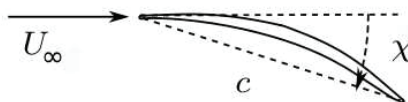


Fig. 5.23: Schéma des aubes du montage expérimental réalisé au LMFA.

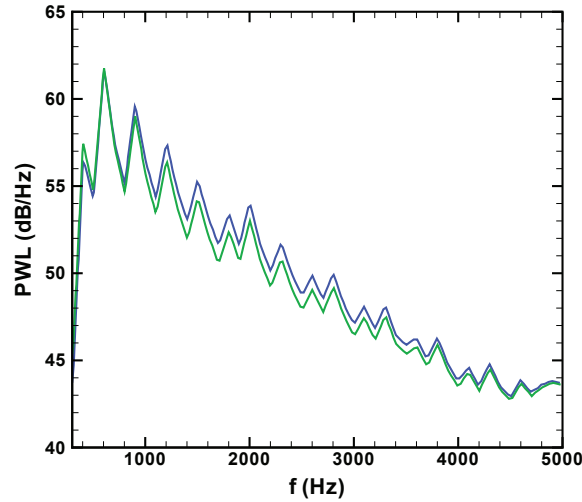


Fig. 5.24: Configuration LMFA. Puissance acoustique ($W_{ref} = 4 \times 10^{-10}$ W) en aval de la grille d'aubes, calculée à partir du modèle d'Amiet pour un angle de calage des aubes (—) $\chi = 0^\circ$, et (—) $\chi = 16.7^\circ$.

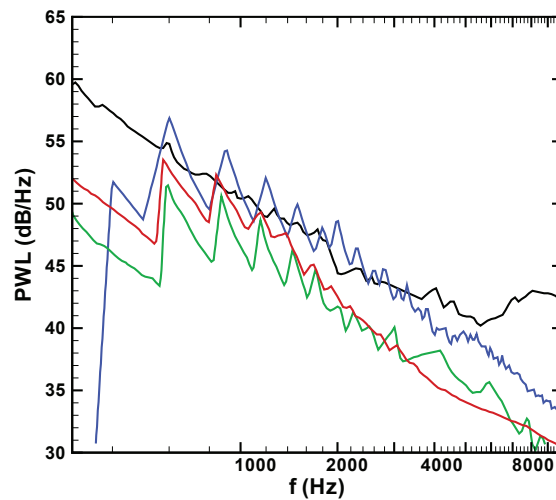


Fig. 5.25: Comparaison des puissances acoustique ($W_{ref} = 4 \times 10^{-10}$ W) issue de différents modèles analytiques. (—) Résultats expérimentaux, (—) modèle d'Amiet, (—) de Posson et (—) de Zhang.

Cette grille d'aubes est placée dans un écoulement uniforme axial $U_\infty = 80$ m/s. Le mécanisme de génération des fluctuations de vitesse turbulente est assuré au moyen d'une grille de turbulence installée en amont de la grille d'aubes. Les grandeurs caractéristiques de la turbulence produite par cette grille (échelle intégrale et taux de turbulence) varient assez peu radialement. Ainsi les valeurs retenues pour le calcul numérique sont les valeurs moyennes : une échelle intégrale $\Lambda = 19.9$ mm et un taux de turbulence $T_I = 0.06$. Les principaux paramètres de cette configuration expérimentale sont résumés dans le tableau 5.2. Les résultats expérimentaux¹²³ indiquent que la turbulence générée par la grille présente une bonne corrélation avec le modèle de turbulence homogène isotrope de Liepmann. L'expression du spectre de Liepmann à deux nombres d'onde $\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_\xi, k_r)$ est la suivante :

$$\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_\xi, k_r) = \frac{3\overline{u_\eta^2}\Lambda^2}{4\pi} \frac{k_\xi^2\Lambda^2 + k_r^2\Lambda^2}{(1 + k_\xi^2\Lambda^2 + k_r^2\Lambda^2)^{5/2}} \quad (5.4)$$

r_h (mm)	r_t (mm)	c (mm)	V	χ ($^\circ$)	U_∞ (m/s)	Λ (mm)	T_I
150	230	25	49	0	80	19.9	0.06

Tab. 5.2: Paramètres du dispositif expérimental testé au LMFA.

Les analyses des résultats expérimentaux¹²³ montrent que le bruit d'interaction turbulence-aubage est dominant pour une gamme de fréquences s'étendant entre 300 et 6000 Hz. La gamme de fréquence ainsi considérée pour le calcul numérique est comprise entre $f_{min} = 300$ Hz et $f_{max} = 5000$ Hz, avec un pas fréquentiel $\Delta f = 100$ Hz. Le spectre de Liepmann $\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_x, 0)$ calibré à partir des données expérimentales est présenté sur la figure 5.26 pour les nombres d'ondes $k_x = k_\xi$ correspondant à la gamme de fréquences considérée.

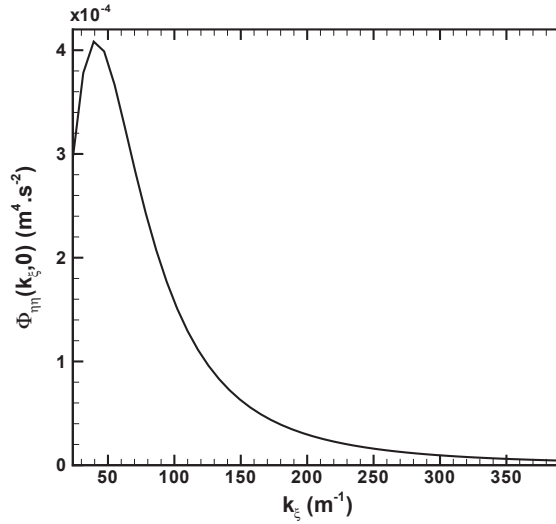


Fig. 5.26: Configuration LMFA. Spectre de Liepmann à deux nombres d'onde $\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_\xi, 0)$ injecté dans le calcul numérique.

Le maillage conçu pour ce calcul ne comporte qu'un seul canal d'aube. Dans la direction axiale, il s'étend de $x = -4c$ jusqu'à $x \approx 10c$ avec une zone d'éirement des mailles à partir de $x = 3c$. La taille de plus petite maille au bord d'attaque est de $x = c/500$, et $N_x = 373$ points sont utilisés dans la direction axiale. L'envergure des aubes est discrétisée par $N_r = 51$ points, et la direction azimutale est discrétisée par $N_\theta = 81$ points. Une période du sillage $T = 1/\Delta f$ représente 85000 pas de temps. Le maillage ainsi obtenu est présenté sur la figure 5.27 et les paramètres du calcul sont résumés dans le tableau 5.3.

N_r	N_θ	N_x	Étendue en r (m)	Étendue en θ	Étendue en x (m)
51	81	373	$0.15 < r < 0.23$	$-\pi/49 < \theta < \pi/49$	$-0.1 < x < 0.25$
Δ_{min} (m)		Δt (s)	f_{max} (Hz)	Δf (Hz)	$T/\Delta t$
5×10^{-5}		$\approx 1.18 \times 10^{-7}$	5000	100	85000

Tab. 5.3: Paramètres du calcul pour la configuration LMFA.

Le calcul est mis en oeuvre sur 64 processeurs, et une période du sillage nécessite environ 27 heures de calculs. Les résultats à la paroi des aubes convergent vers une solution périodique

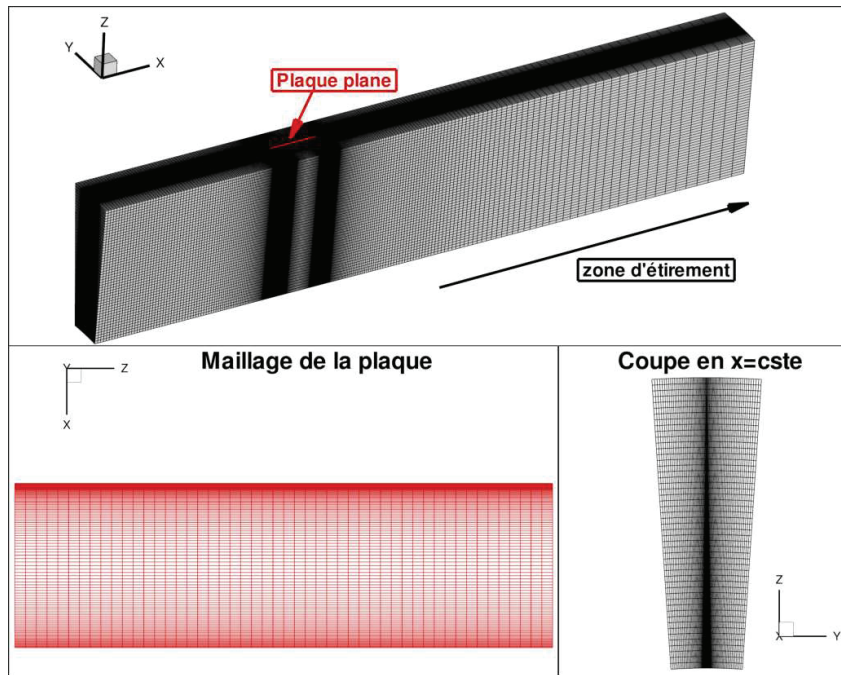


Fig. 5.27: Configuration LMFA. Présentation du maillage réalisé pour le calcul numérique.

dès la seconde période. La figure 5.28 présente les champs instantanés de fluctuation de vitesse azimutale et de pression dans le domaine. Les résultats de la simulation sont dupliqués sur trois canaux. Des lobes de pression sont bien visibles dans les régions de paroi des aubes, et le champ de pression dans le conduit est quasiment nul, comme discuté dans la section précédente.

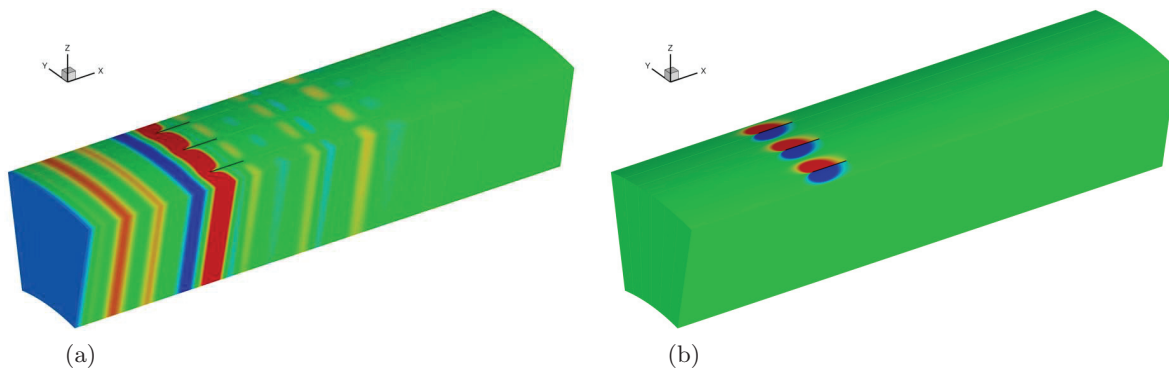


Fig. 5.28: Configuration LMFA. Champs instantanés de la fluctuation (a) de vitesse azimutale (niveaux entre ± 2.5 m/s) et (b) de pression (niveaux entre ± 100 Pa).

La distribution de valeur efficace de la fluctuation de pression à la paroi de l'aube est présentée sur la figure 5.29 sur l'ensemble de la plaque (figure 5.29(a)) et pour différentes positions radiales (figure 5.29(b)). La solution numérique est comparée à la pression pariétale efficace prévue par le modèle d'Amiet, qui est homogène sur l'intégralité de l'envergure de l'aube. On peut remarquer que la solution numérique est sensiblement différente de la solution d'Amiet pour cette grille d'aubes annulaire en conduit, alors que les calculs effectués sur une plaque plane en champ libre dans le chapitre 3 présentaient un excellent accord entre les deux solutions. On observe non seulement que la pression efficace issue du calcul numérique est inférieure à la prévision d'Amiet le long de la corde, mais aussi que la solution numérique évolue radialement, bien que le champ de vitesse injecté ne présente aucune variation radiale. Ces différences entre les

résultats numériques et la solution d'Amiet sont probablement dus à la prise en compte de la présence des aubes voisines (effets de cascade) via les conditions de périodicité et de la géométrie du conduit annulaire dans le calcul numérique.

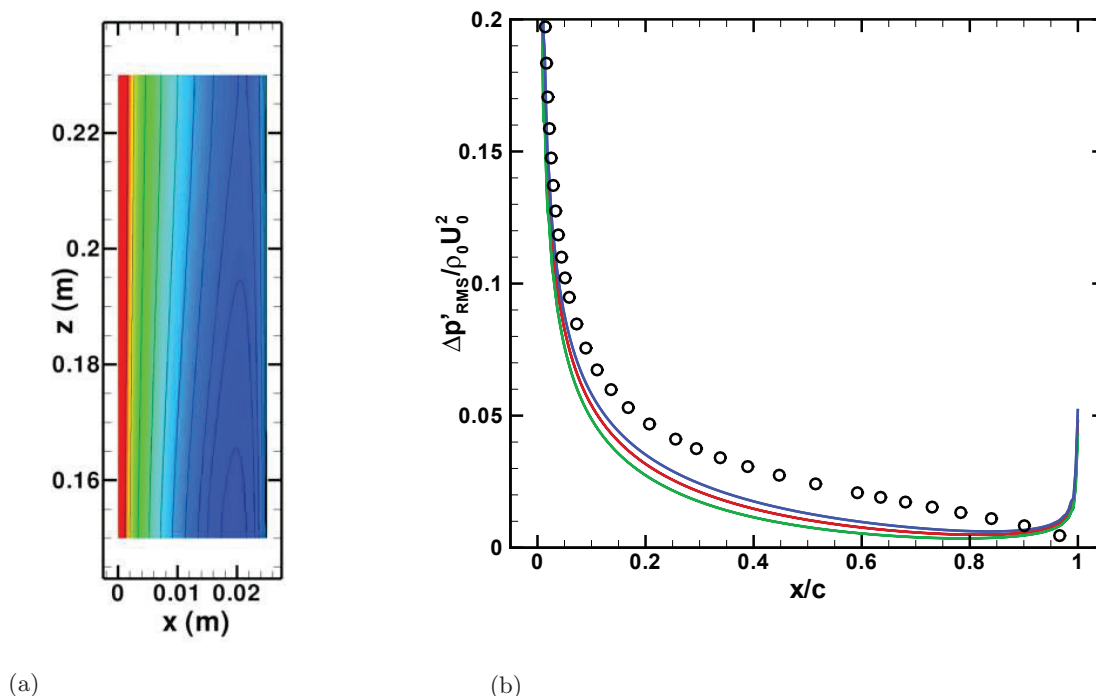


Fig. 5.29: Configuration LMFA. (a) Distribution surfacique de la pression efficace sur la plaque, niveaux entre 0 et 300 Pa. Coupes de la pression pariétale efficace en (—) $r - r_t = 0.1(r_t - r_h)$, (—) $r - r_t = 0.5(r_t - r_h)$, (—) $r - r_t = 0.9(r_t - r_h)$ et (**bold**o) solution d'Amiet.

Les fluctuations de pression pariétale instationnaires sont extraites du calcul *sAbrinA.v0* afin d'être couplées à une formulation de FWH fréquentielle en conduit (présentée en annexe C), et limitée au bruit de charge. La densité spectrale de puissance de pression calculée au carter ($r = r_t$) est comparée au résultat issu du calcul effectué à partir du code de Reboul,¹²⁴ fondé sur le modèle d'Amiet, sur la figure 5.30(a). Les mesures acoustiques n'étant disponibles qu'à l'extérieur du conduit, ils sont comparés aux résultats numériques en termes de puissance acoustique, en supposant, comme dans [123], que la puissance dans une section du conduit est égale à la puissance rayonnée. Cette hypothèse néglige les éventuelles réflexions en sortie de conduit, et il est possible que la puissance acoustique mesurée soit légèrement inférieure à la puissance acoustique dans le conduit. Bien que des corrections sur les mesures sont proposées dans [123] en vue d'essayer de réduire les effets d'installation de la soufflerie, seules les mesures brutes sont présentées ici. La figure 5.30(b) présente la comparaison entre la puissance acoustique issue du calcul CAA+FWH, des prévisions de Reboul et de Posson, et des mesures expérimentales. Les niveaux issus du calcul numérique sont légèrement inférieurs à la solution d'Amiet, avec une allure des spectres relativement similaire. Ce résultat est cohérent avec les observations faites sur les distributions de la pression pariétale efficace (figure 5.29(b)) montrant une réponse de la plaque moins intense dans le calcul numérique. La figure 5.30(b) montre que la solution numérique est en très bon accord avec les résultats expérimentaux jusqu'à environ 3 kHz. Au delà, la pente de décroissance des résultats numériques est plus accentuée que la pente expérimentale. Cette tendance est aussi valable pour la solution d'Amiet et dans une moindre mesure pour la solution de Posson. La solution numérique obtenue ici est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux que la prévision issue du modèle de grille déroulée de Posson. Les résultats de

Zhang *et al.* (présentés sur la figure 5.25 pour une grille de turbulence différente), qui tiennent compte de la géométrie annulaire du conduit présentent aussi des niveaux légèrement supérieurs aux résultats de Posson. Il semble donc que les différences observables entre les résultats numériques et le modèle de grille déroulée de Posson sont en partie imputable à la prise en compte de la géométrie annulaire du conduit. Cette première application large bande à une configuration de grille d'aubes en conduit a permis d'estimer de manière très satisfaisante le rayonnement acoustique émis par la grille d'aubes, avec prise en compte des effets de cascade en dépit de la limitation du calcul CAA à un seul canal inter-aubes. La dernière partie de ce chapitre, s'intéresse à une nouvelle configuration de grille d'aubes, avec un calage évolutif en présence d'un écoulement tournant.

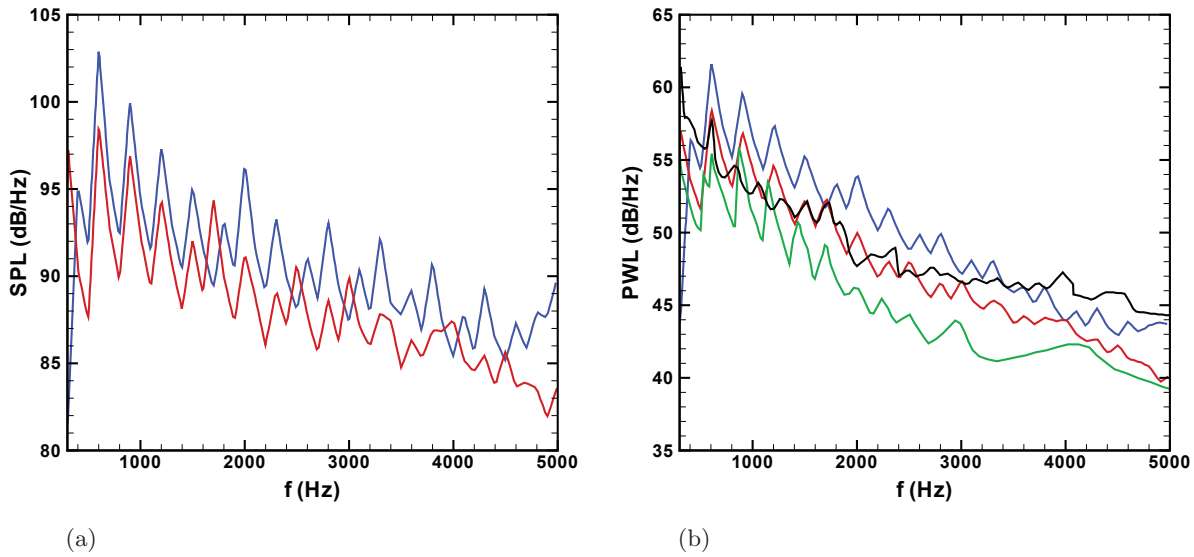


Fig. 5.30: Configuration ECL. (a) Densité spectrale de puissance de la pression en $r = r_t$ et (b) puissance acoustique ($W_{ref} = 4 \times 10^{-10}$ W) en aval de la grille d'aubes. (—) Résultats numériques, (—) solution d'Amiet, (—) de Posson et (—) résultats expérimentaux.

5.4 Première application sur une grille d'aubes calées en écoulement tournant

5.4.1 Définition de la configuration traitée

Cette dernière configuration a été étudiée par Atassi & Vinogradov⁹ grâce à une méthode fréquentielle basée sur les équations d'Euler linéarisées développée par Atassi *et al.*⁵ On s'intéresse à une grille annulaire de $V = 45$ plaques planes placées dans un écoulement tournant (configuration rotor-stator). La géométrie des plaques est définie de sorte qu'elles ne soient pas chargées. Le conduit considéré a un rayon au moyeu $r_h = 0.99$ m et un rayon au carter $r_t = 1.65$ m (le rayon moyen utilisé pour les adimensionnements est donc $r_{moy} = 1.32$ m). La composante azimutale de l'écoulement est définie de la manière suivante :

$$M_\theta(\bar{r}) = \Omega \bar{r} + \frac{\Gamma}{\bar{r}} \quad (5.5)$$

où $\bar{r} = r/r_{moy}$ est le rayon adimensionné par le rayon moyen du conduit. Les valeurs retenues pour les paramètres Ω et Γ sont $\Omega = \Gamma = 0.125$. La composante axiale du champ de vitesse moyenne

peut être obtenue à partir de l'équation de Crocco, en négligeant les gradients d'entropie et en supposant que l'enthalpie est constante⁵⁶ :

$$M_x(\bar{r}) = \sqrt{M_{x,m}^2 - 2[\Omega^2(\bar{r}^2 - 1) + 2\Omega\Gamma \ln(\bar{r})]} \quad (5.6)$$

avec $M_{x,m}$ la valeur du nombre de Mach axial à $r = r_{moy}$, choisie ici afin d'avoir une valeur du nombre de Mach total au milieu du conduit $M(r_{moy}) = 0.5$. La vitesse radiale moyenne est nulle partout. Les plaques planes de la grille d'aubes étant non-chargées, leur angle de calage χ par rapport à l'axe du conduit est défini de façon à ce que la corde des plaques soit alignée avec les lignes de courant : $\chi(\bar{r}) = \arctan(M_\theta(\bar{r})/M_x(\bar{r}))$. Les valeurs des nombres de Mach axiaux, azimutaux ainsi que l'angle de calage sont présentées dans le tableau 5.4 pour des positions radiales au moyeu, au centre, et au carter. La figure 5.31 présente les évolutions radiales des vitesses moyennes axiales et azimutales, ainsi que de l'angle de calage.

$r(m)$	\bar{r}	M_θ	M_x	χ (°)
0.99	0.75	0.2604	0.4681	29.1
1.32	1.00	0.2500	0.4330	30.0
1.65	1.25	0.2563	0.3949	33.0

Tab. 5.4: Nombres de Mach de l'écoulement moyen et calage des aubes pour différentes positions radiales.

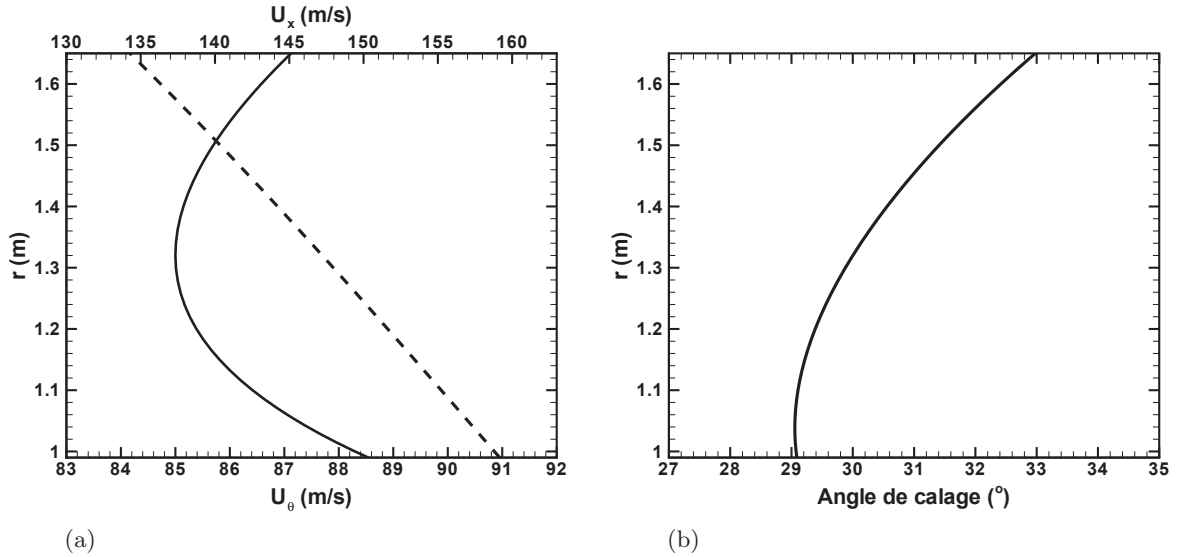


Fig. 5.31: Calcul en écoulement tournant. (a) Evolution radiale des vitesses moyennes (—) azimutale et (- - -) axiale. (b) Evolution radiale de l'angle de calage des aubes.

Le champ moyen de pression est obtenu à partir de l'équation radiale de conservation de la quantité de mouvement :

$$p(\bar{r}) = p_\infty \left[1 + (\gamma - 1) \left(\frac{\bar{r}^2 - 1}{2} \left(\Omega^2 + \frac{\Gamma^2}{\bar{r}^2} \right) + 2\Omega\Gamma \ln(\bar{r}) \right) \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (5.7)$$

avec $\gamma = 1.4$ et une valeur $p_\infty = 101986$ Pa. L'évolution radiale de la pression moyenne ainsi calculée est présentée sur la figure 5.32. Le champ moyen de masse volumique est obtenu par la relation $\rho(\bar{r})/\rho_\infty = (p(\bar{r})/p_\infty)^{1/\gamma}$ avec $\rho_\infty = \gamma p_\infty / c_\infty^2$ et $c_\infty = 340$ m/s.

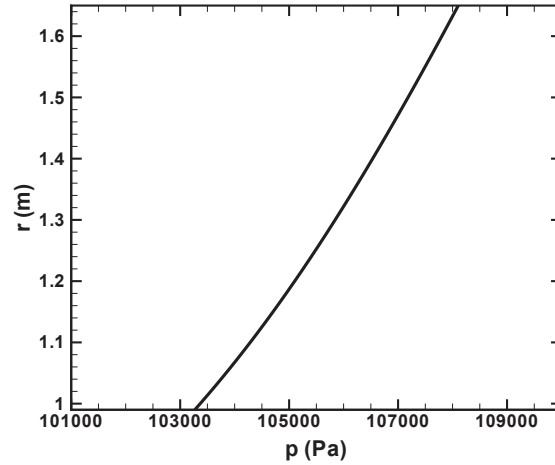


Fig. 5.32: Calcul en écoulement tournant. Evolution radiale de la pression moyenne.

La corde des aubes est définie comme étant égale à l'espace inter-aubes h (défini sur le schéma de grille déroulée sur la figure 5.33) à la position radiale $r = r_{moy}$, c'est à dire $c = h = 2\pi r_{moy} \cos(\chi(r_{moy}))/V \approx 0.16$ m. Si l'on considère le repère (ξ, η, r) lié à une aube et centré sur la mi-corde, l'ensemble des points ζ appartenant à l'aube sont situés en $-c/2 \leq \xi \leq c/2$, $\eta = 0$ et $r_h \leq r \leq r_t$. Les relations servant à calculer les coordonnées cartésiennes des points appartenant à la plaque, nécessaires à la création du maillage, sont présentées sur la figure 5.34. Une vue de la grille d'aubes complète ainsi définie est présentée sur la figure 5.35.

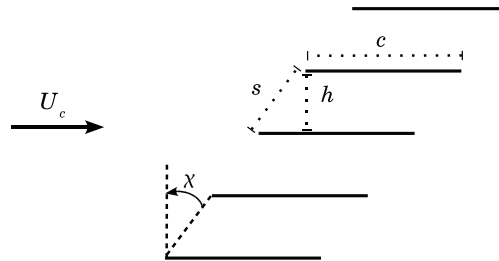


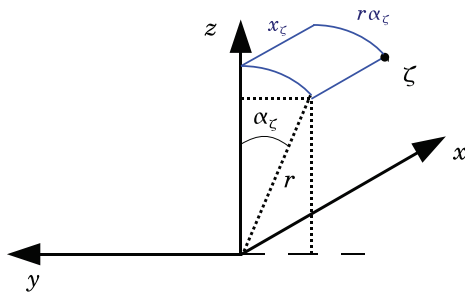
Fig. 5.33: Calcul en écoulement tournant. Schéma de la grille d'aube déroulée.

5.4.2 Modélisation des fluctuations de vitesse incidentes

Le champ de fluctuations de vitesse incidente est modélisé à partir de l'équation (5.9), en ne considérant que les rafales parallèles ($k_r = 0$). Ainsi dans le repère de la plaque, le champ de fluctuations de vitesse normale à la corde s'écrit :

$$u'_\eta(\xi, \eta, r, t) = 2 \sum_{n=1}^N \sqrt{\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_{\xi,n}, 0) \Delta k_\xi \Delta k_r} \cos(k_{\xi,n} \xi - \omega_n t + \varphi_n) \quad (5.9)$$

Dans le repère cylindrique du conduit, on souhaite disposer d'un champ de vitesse sans dépendance azimutale (modes azimutaux plans) afin d'assurer la périodicité cylindrique pour un domaine de calcul ne comprenant qu'un canal d'aubes. Ainsi, en ne considérant que la compo-



$$\begin{cases} x_\zeta(r) = \xi_\zeta \cos(\chi(r)) \\ \alpha_\zeta(r) = \frac{\xi_\zeta \sin(\chi(r))}{r} \\ y_\zeta(r) = -r \sin(\alpha_\zeta(r)) \\ z_\zeta(r) = r \cos(\alpha_\zeta(r)) \end{cases} \quad (5.8)$$

Fig. 5.34: Calcul en écoulement tournant. Définition des coordonnées cartésiennes $(x_\zeta, y_\zeta, z_\zeta)$ des points ζ appartenant aux aubes.

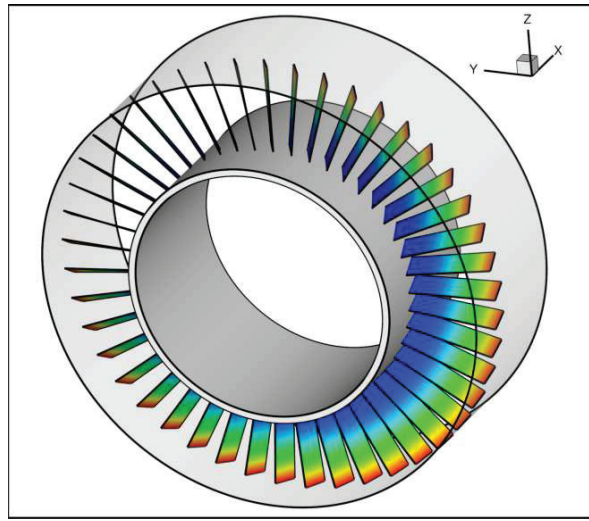


Fig. 5.35: Calcul en écoulement tournant. Représentation de la grille d'aubes complète, les aubes sont colorées par l'angle de calage χ (niveaux entre 29° et 33°).

sante u'_θ le champ de vitesse injecté est bien à divergence nulle. Il s'écrit sous la forme :

$$u'_\theta(r, \theta, x, t) = 2 \sum_{n=1}^N A_n \cos(k_{x,n}x - \omega_n t + \varphi_n) \quad (5.10)$$

Le nombre d'onde k_x est relié au nombre d'onde k_ξ par $k_\xi = k_x(r) \cos(\chi(r))$ et $\bar{u}_\xi(r) = \bar{u}(r) = \bar{u}_x(r) / \cos(\chi(r))$. Ainsi $\omega = k_\xi \bar{u}_\xi(r) = k_x(r) \bar{u}_x(r)$. De plus, à la paroi de l'aube $x_\zeta(r) = \xi_\zeta \cos(\chi(r))$ (voir figure 5.34). Ainsi le terme de phase $k_x x$ dans l'équation 5.10 permet bien de retrouver le terme $k_\xi \xi$ à la paroi de l'aube. Afin d'obtenir la bonne amplitude de vitesse normale à l'aube à partir de l'injection de la seule composante u'_θ (voir figure 5.36), le calage doit être pris en compte de la manière suivante :

$$A_n = \frac{\sqrt{\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_{\xi,n}, 0) \Delta k_\xi \Delta k_r}}{\cos(\chi(r))} = \frac{\sqrt{\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_{x,n} \cos(\chi(r)), 0) \Delta k_x \cos(\chi(r)) \Delta k_r}}{\cos(\chi(r))} \quad (5.11)$$

Notons que par projection de u'_θ , une composante u'_ξ va apparaître en plus de la composante u'_η . Néanmoins cette composante de vitesse glisse le long de la corde et ne participe pas au rayonne-

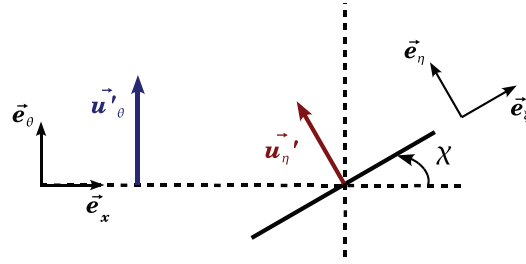


Fig. 5.36: Calcul en écoulement tournant. Schéma des repères du conduit et de l'aube pour la définition de la fluctuation de vitesse u'_θ à partir de la fluctuation de vitesse normale aux aubes u'_η .

ment acoustique. On remarque aussi que le champ de vitesse ainsi généré n'est plus homogène, puisque que l'écoulement moyen (déterminant $\overline{u'^2_\eta}$) et la valeur de χ varient radialement. De plus, l'injection de modes ne comprenant qu'un nombre d'onde k_x va aussi entraîner l'apparition d'un nombre d'onde k_η par projection dans le repère de l'aube (et donc un terme $k_\eta\eta$ dans l'expression (5.9)). Ainsi, les fronts de vitesse ne seront pas perpendiculaires à l'aube. Néanmoins, si l'on se réfère au modèle d'Amiet, l'inclinaison des fronts de vitesse ne semble pas avoir d'influence sur la réponse de la plaque. En effet, la plaque, sans épaisseur, est située en $\eta = 0$ et ainsi le terme de phase supplémentaire $k_\eta\eta$ est nul. Enfin, une dernière observation, similaire à celle faite au paragraphe 5.1.1 sur les équations résolues peut être faite. Malgré la restriction à la résolution des équations d'Euler linéarisées, ces équations écrites en coordonnées cylindriques (voir annexe E) laissent apparaître un terme $2\bar{\rho}\bar{u}_\theta u'_\theta/r$, et ainsi, à nouveau, le champ de vitesse injecté n'est pas solution de l'équation radiale de quantité de mouvement. Atassi *et al.*⁵ estiment que les fluctuations de pression qui résultent de ce phénomène sont suffisamment faibles pour être négligées.

5.4.3 Mise en oeuvre du calcul

Les paramètres de la simulation sont identiques à ceux d'Atassi dans [9], à savoir une échelle intégrale $\Lambda = 0.04224$ m et une intensité turbulente $T_I = 0.018$. Les modes sont injectés jusqu'à une fréquence maximale $f_{max} = 3300$ Hz avec un pas fréquentiel $\Delta f = 100$ Hz. Le modèle de turbulence homogène isotrope retenu est celui de Liepmann, mais seules les rafales parallèles sont ici considérées. Le spectre à deux nombres d'onde restreint aux rafales parallèles du champ de vitesse injecté est présenté sur la figure 5.37 avec $\overline{u'^2_\eta}$ calculé à $r = r_{moy}$.

Le maillage conçu ne comporte donc qu'un seul canal inter-aubes. Il s'étend dans la direction axiale de $x \approx -2.5c$ à $x \approx 5c$. La taille de plus petite maille est à nouveau $\Delta x_{min} = c/500$, et $N_x = 417$ points sont utilisés dans la direction axiale. $N_r = 41$ points discrétisent la direction radiale, ce nombre de points semblant suffisant puisque les fluctuations de vitesse injectées ne présentent pas de fortes évolutions radiales. Enfin le secteur angulaire est discrétisé par $N_\theta = 85$ points. Le pas de temps de calcul est fixé à $\Delta t = 6.06 \times 10^{-7}$ s. afin d'assurer une valeur du critère CFL inférieure à 1. Une période complète du sillage $T = 1/\Delta f$ correspond alors à 16500 itérations de calcul. Une vue du maillage est présentée sur la figure 5.38 et les principaux paramètres du calcul sont résumés dans le tableau 5.5.

Le calcul est lancé sur 64 processeurs, et au moins deux périodes du sillage sont nécessaires pour obtenir des résultats convergés à la paroi. Une période du sillage injecté nécessite environ 6 heures de calcul. Les champs instantanés des fluctuations de vitesse azimutale et de pression, dupliqués sur 3 canaux, sont présentés sur la figure 5.39. On observe bien, comme discuté dans le

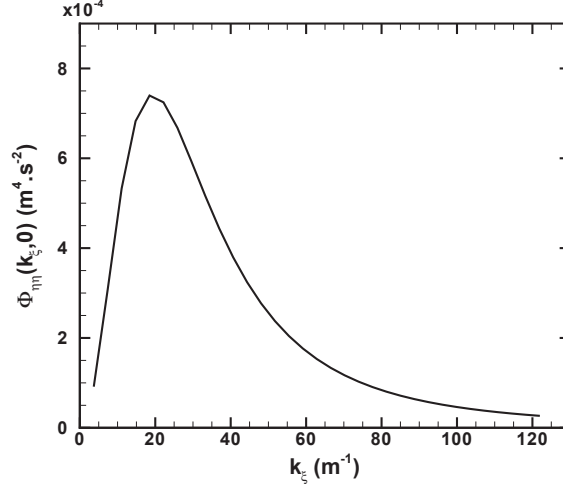


Fig. 5.37: Calcul en écoulement tournant. Spectre de Liepmann à deux nombres d'onde $\Phi_{u_\eta u_\eta}(k_\xi, 0)$ injecté dans le calcul numérique.

N_r	N_θ	N_x	Étendue en r (m)	Étendue en θ	Étendue en x (m)	
41	85	417	$0.99 < r < 1.65$	$-\pi/45 < \theta < \pi/45$	$-0.4 < x < 0.8$	
		Δ_{min} (m)	Δt (s)	f_{max} (Hz)	Δf (Hz)	$T/\Delta t$
		3.2×10^{-4}	$\approx 6.07 \times 10^{-7}$	3300	100	16500

Tab. 5.5: Paramètres du calcul pour le calcul en écoulement tournant.

paragraphe précédent, que les fronts de vitesse ne sont pas normaux aux aubes. L'inhomogénéité du champ de vitesse est mise en évidence à travers l'évolution de l'inclinaison des fronts de vitesse dans la direction axiale. Cette inhomogénéité est due aux variations radiales du champ moyen qui entraînent des variations radiales des valeurs de k_x pour chaque mode de pulsation ω . En observant le terme de phase du cosinus dans l'équation (5.10), on remarque que pour la position $x = 0$ (à mi-corde de l'aube), ces variations radiales disparaissent, et les fronts de vitesse ne sont pas inclinés. Les résultats présentés ici sont issus d'un calcul pour lequel un déphasage a été introduit dans l'équation (5.10) afin que les fronts de vitesse soient droits dans la région du bord d'attaque des aubes. Toutefois, les résultats issus des deux calculs (avec et sans déphasage) ne montrent aucune différence sur les données pariétales ni sur les spectres acoustiques en conduit présentés plus loin. Contrairement au cas de calcul précédent pour lequel les aubes n'étaient pas calées, ici le champ de fluctuation de pression en dehors de la grille d'aubes n'est pas nul. En effet le rayonnement des dipôles normaux aux aubes n'est plus annulé par celui des aubes voisines, à cause du calage. En revanche, en raison de l'homogénéité azimutale des fluctuations de vitesse injectées ($m_g = 0$), les modes azimutaux générés sont uniquement d'ordres $\pm kV$ (avec k un entier). On peut visualiser les champs instantanés de la fluctuation de pression dans des sections situées une corde en amont et une corde en aval des aubes sur la figure 5.40.

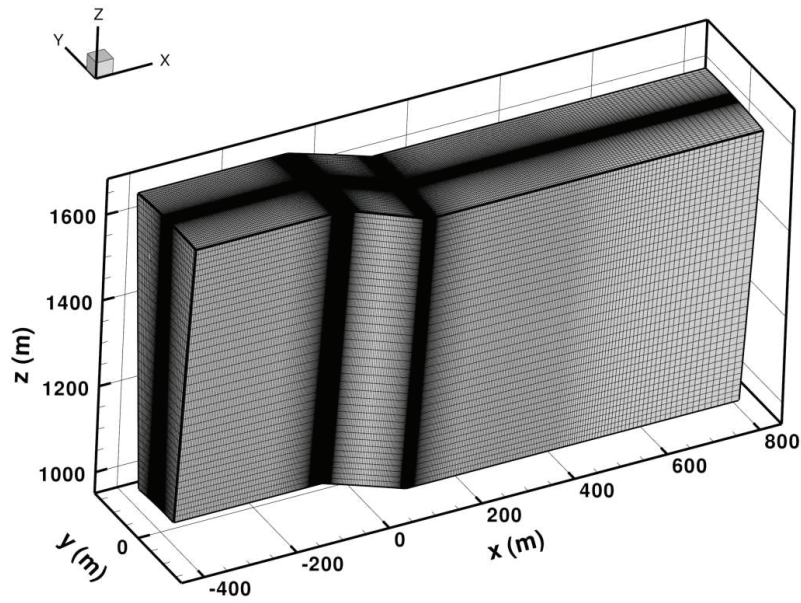


Fig. 5.38: Calcul en écoulement tournant. Vue du maillage utilisé pour le calcul numérique.

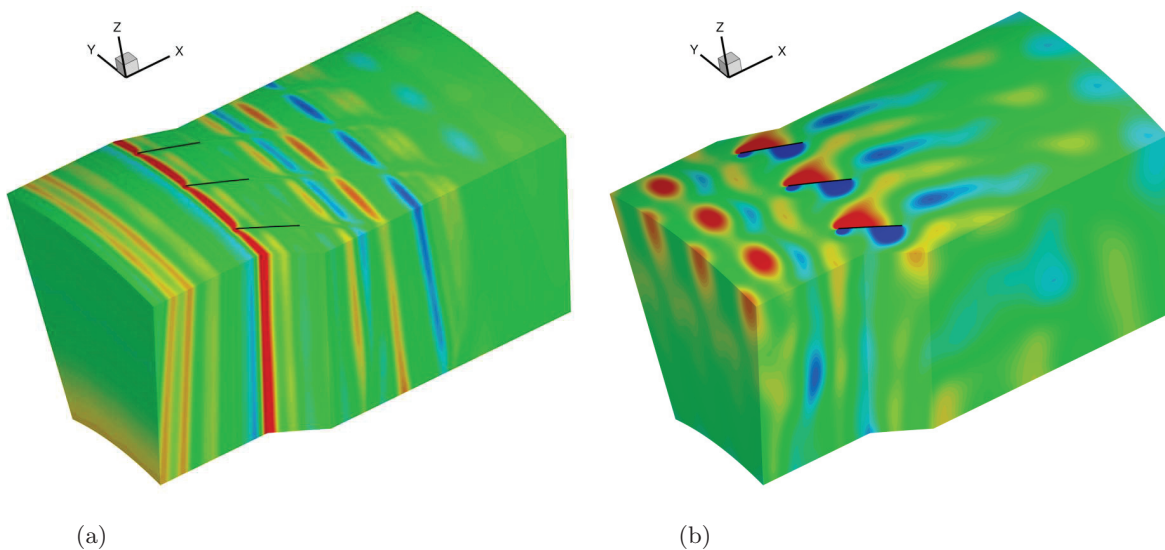


Fig. 5.39: Calcul en écoulement tournant. Champs instantanés de la fluctuation (a) de vitesse azimutale (niveaux entre ± 2 m/s) et (b) de pression (niveaux entre ± 100 Pa).

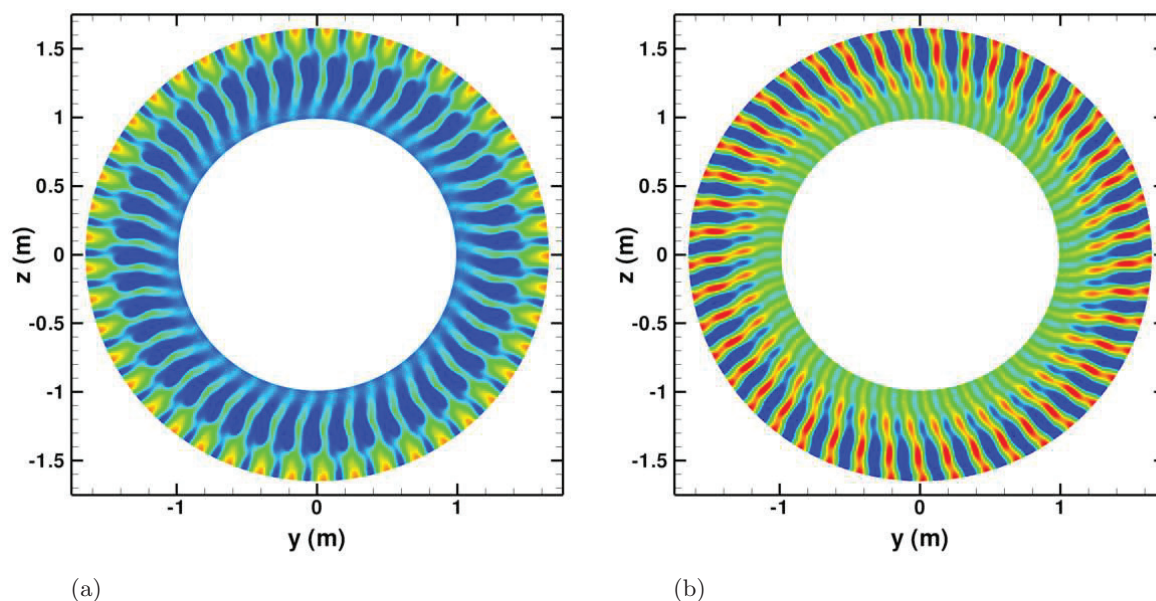


Fig. 5.40: Calcul en écoulement tournant. Champs instantanés de la fluctuation de pression pour des sections du conduit (a) en $x = -3c/2$ et (b) en $x = 3c/2$, niveaux entre ± 40 Pa.

La valeur efficace de la fluctuation de pression est présentée sur l'ensemble de la surface de l'aube, ainsi que pour des coupes à des positions radiales différentes sur la figure 5.41. Le résultat numérique est assez proche de la solution d'Amiet, bien que la distribution de pression efficace fournie par la simulation n'est pas parfaitement symétrique entre les deux faces de l'aube, comme pour le cas précédent. Cet effet peut être dû à la présence des aubes voisines qui, en raison du calage, n'affectent pas de manière identique l'extrados et l'intrados. Comme pour le cas de calcul précédent la pression efficace n'est pas totalement homogène en envergure. Le pic de pression semble légèrement plus étalé au carter qu'au moyeu.

Finalement, la puissance acoustique en conduit en aval de la grille, issue du couplage du calcul numérique à une intégrale de FWH est présentée sur la figure 5.42 et comparée au résultat d'Atassi,⁹ ainsi qu'à la solution de Reboul fondée sur le modèle d'Amiet. Notons que le modèle d'Amiet ainsi que l'utilisation d'une méthode de FWH en conduit suppose un écoulement moyen axial lors de la propagation en aval dans le conduit (voir annexe C). En pratique, en aval d'un redresseur l'écoulement n'est plus tournant, alors que le cas proposé ici par Atassi ne redresse pas l'écoulement qui reste tournant en aval de la grille. En revanche, la méthode d'Atassi, qui fournit le rayonnement direct dans le conduit, tient compte de la rotation de l'écoulement moyen. Afin de tenir compte de l'inhomogénéité radiale de l'écoulement moyen, le calcul de Reboul (Amiet) est réalisé en découpant l'aube en 10 tranches en envergure. Chaque tranche se voit donc affecter une valeur différente de la vitesse de convection. Le résultat ainsi obtenu grâce au modèle d'Amiet est en bon accord avec le résultat d'Atassi, hormis la légère bosse entre 900 Hz et 1800 Hz qui n'est pas retrouvée sur le résultat d'Amiet. Cela semble indiquer que les effets de cascade et de convection en écoulement tournant sont faibles pour cette configuration. En revanche les résultats numériques sous-estiment le spectre de puissance acoustique, et le maximum du spectre est situé autour de 1200 Hz au lieu de 700 Hz pour le résultat d'Atassi. De plus la pente de décroissance en fréquence pour le calcul numérique est plus accentuée que pour les deux autres résultats.

La pression pariétale efficace issue du calcul numérique (figure 5.41(c)) étant légèrement supérieure à la solution d'Amiet, la sous-estimation de la puissance dans le conduit et l'évolution du spectre issus du calcul numérique paraissent surprenantes. Pour tenter d'expliquer ce compor-

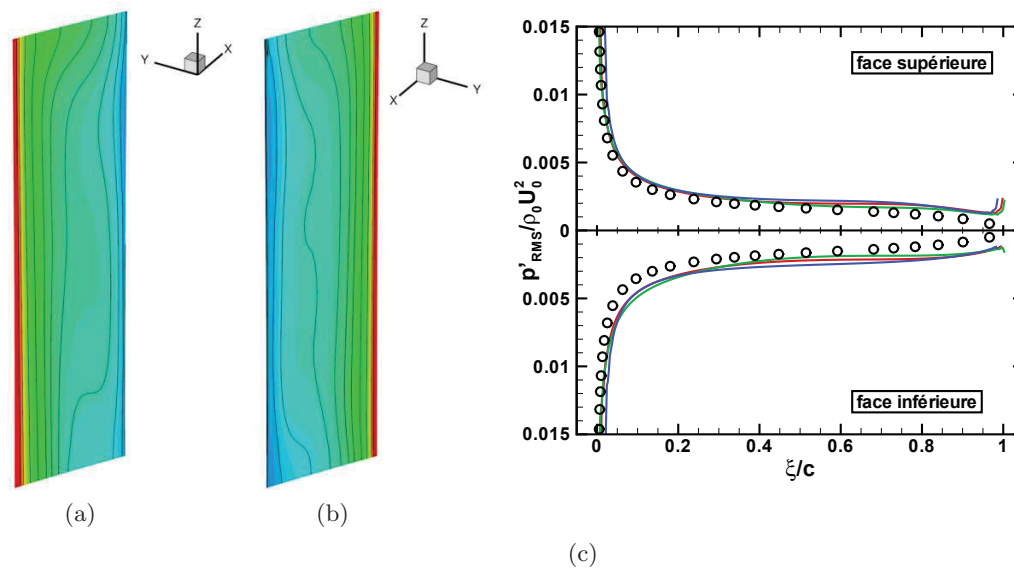


Fig. 5.41: Calcul en écoulement tournant. Distribution surfacique de la pression pariétale efficace sur (a) la face inférieure et (b) la face supérieure de l'aube, niveaux entre 0 et 250 Pa. (c) Coupes de la pression pariétale efficace en (—) $r - r_t = 0.1(r_t - r_h)$, (—) $r - r_t = 0.5(r_t - r_h)$ et (—) $r - r_t = 0.9(r_t - r_h)$.

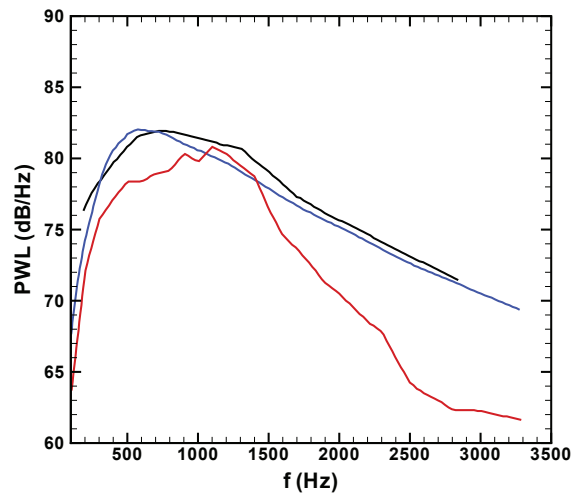


Fig. 5.42: Calcul en écoulement tournant. Puissance acoustique ($W_{ref} = 4 \times 10^{-10}$ W) intégrée sur une section du conduit, en aval de la grille d'aubes. (—) Résultats numériques, (—) solution d'Amiet et (—) résultats d'Atassi.

tement, les spectres de pression pariétale sont tout d'abord analysés pour des points situés au bord d'attaque et à 10% de la corde. Ces spectres sont présentés sur la figure 5.43 et comparés aux prévisions d'Amiet. Notons que pour les points situés au bord d'attaque, les spectres de la solution d'Amiet ont été remis à l'échelle du calcul numérique, puisque le pic de pression prévu par le modèle d'Amiet au voisinage du bord d'attaque est très intense (théoriquement infini au point de bord d'attaque). On remarque que les spectres numériques oscillent de manière assez importante pour les points situés à 10% de la corde, mais leur décroissance en fréquence reste relativement similaire à celle prévue par le modèle d'Amiet. Le contenu spectral des sources à

la paroi ne semble donc pas être responsable de l'allure du spectre de puissance acoustique sur la figure 5.42.

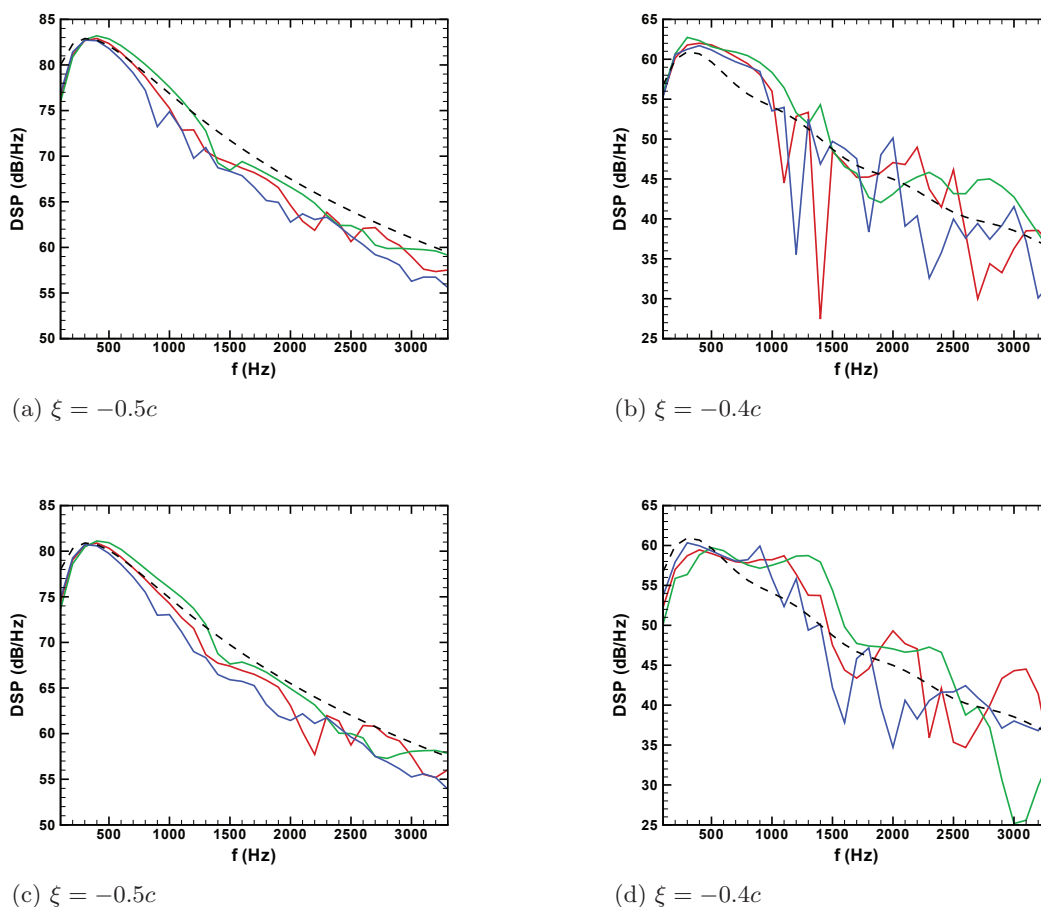


Fig. 5.43: Calcul en écoulement tournant. Densités spectrales de puissance de pression pour des points situés à la paroi sur (a)-(b) la face inférieure et (c)-(d) la face supérieure. (—) $r - r_t = 0.1(r_t - r_h)$, (—) $r - r_t = 0.5(r_t - r_h)$, (—) $r - r_t = 0.9(r_t - r_h)$ et (---) solution d'Amiet à $r - r_t = 0.5(r_t - r_h)$.

On s'intéresse alors aux phases des fluctuations de pression pariétale pour ces mêmes points, présentées sur la figure 5.44. On peut voir que pour les points situés au bord d'attaque, les fluctuations de pression sont en phase pour les différentes positions en envergure étudiées, ce qui est normal puisque le champ de fluctuations de vitesse injecté a été défini afin d'assurer que les fronts de vitesse soient parallèles au bord d'attaque. En revanche, pour les points situés à 10% de la corde, on observe un déphasage des fluctuations de pression en fonction de la position en envergure. Ce déphasage est dû à l'inhomogénéité radiale de la vitesse de convection des fluctuations de vitesse incidentes. Ainsi, lors de l'application de la méthode de FWH, les sources sont déphasés en envergure, alors qu'elles sont en phase dans le modèle d'Amiet (pour des rafales parallèles).

L'impact de ce déphasage en envergure a été étudié de deux manières distinctes. La première consiste à ne pas tenir compte du déphasage en envergure entre les différentes rangées de points radiales lors du calcul de l'intégrale de FWH. Le déphasage entre les points sources le long de la corde pour chaque rangée radiale est, quant à lui, conservé. La deuxième méthode (qui vise à se rapprocher d'un calcul Amiet sur une seule tranche) consiste à n'utiliser que les données CAA à mi-envergure ($r - r_t = 0.5(r_t - r_h)$), et de les dupliquer sur l'intégralité de l'aube lors du calcul

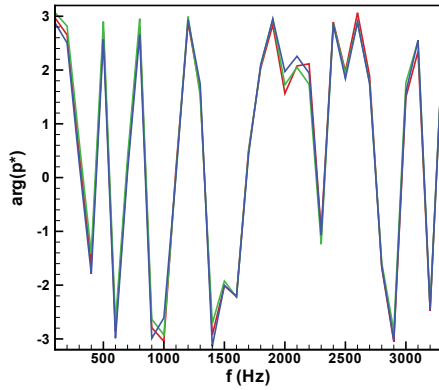
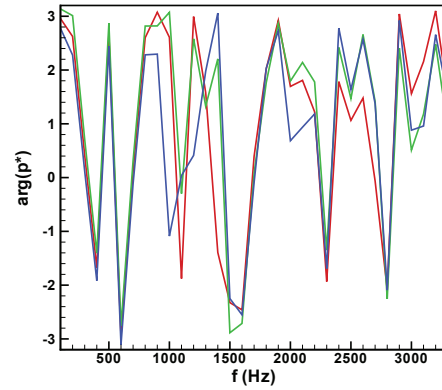
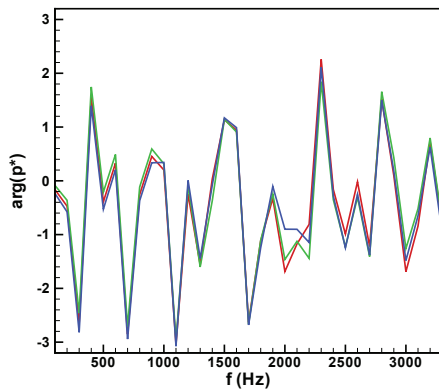
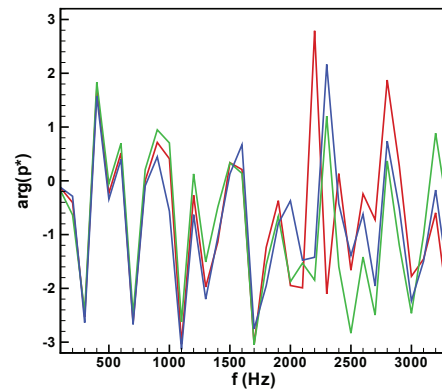
(a) $\xi = -0.5c$ (b) $\xi = -0.4c$ (c) $\xi = -0.5c$ (d) $\xi = -0.4c$

Fig. 5.44: Calcul en écoulement tournant. Phase de la pression pour des points situés à la paroi sur (a)-(b) la face inférieure et (c)-(d) la face supérieure. (—) $r - r_t = 0.1(r_t - r_h)$, (—) $r - r_t = 0.5(r_t - r_h)$ et (—) $r - r_t = 0.9(r_t - r_h)$.

FWH, la réponse de l'aubage liée à l'évolution radiale de l'écoulement moyen n'étant pas prise en compte. Les spectres de puissance acoustique issus de l'application de ces deux méthodes sont présentés sur la figure 5.45. On remarque que la non-prise en compte du déphasage en envergure par les deux méthodes fournit des niveaux des spectres plus élevés qu'initialement. Néanmoins l'aspect des spectres reste assez différents des résultats de référence, toujours avec un maximum autour de 1200 Hz (très marqué pour le calcul FWH réalisé en dupliquant les données numériques à mi-envergure), et une pente de décroissance en fréquence plus accentuée. A la vue de ces résultats, il semble que la restriction aux rafales parallèles pour ce calcul CAA, où la convection est inhomogène radialement, ne permette pas une estimation correcte de la puissance acoustique générée par l'interaction avec la grille. Toutefois la réalisation d'un calcul prenant en compte les rafales obliques ($k_r \neq 0$) devrait permettre de se rapprocher des solutions de référence d'Atassi et d'Amiet.

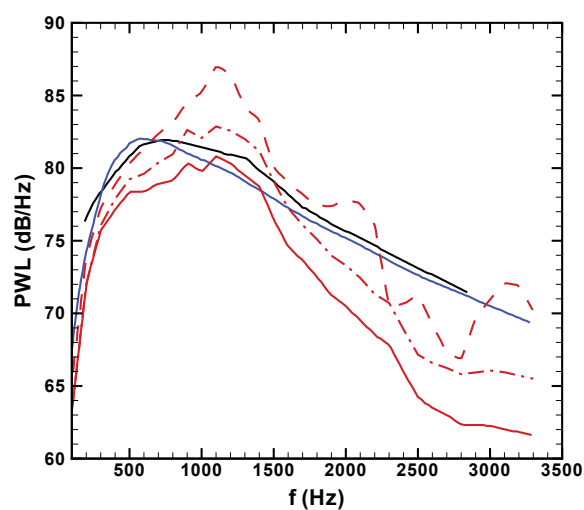


Fig. 5.45: Calcul en écoulement tournant. Puissance acoustique ($W_{ref} = 4 \times 10^{-10}$ W) intégrée sur une section du conduit, en aval de la grille d'aubes. (—) Solution d'Amiet, (—) d'Atassi, (—) résultats numériques initiaux, (- · - ·) sans prise en compte du déphasage en envergure et (- - -) obtenus par duplication des données à mi-envergure.

5.5 Conclusion du chapitre

De premières applications de la méthode numérique à des configurations de grilles d'aubes en conduit annulaire ont été mises en oeuvre dans ce chapitre. Après une première étape mettant en évidence des difficultés liées à la résolution des équations d'Euler non-linéarisées pour l'injection et la convection de rafales cylindriques en conduit, la méthode numérique a été validée sur des cas harmoniques d'interaction entre une rafale cylindrique et une grille de plaques planes placée dans un écoulement uniforme axial. Par la suite, la description du champ de vitesse large bande incident proposée au chapitre 3 a été adaptée à la géométrie annulaire. Les fluctuations de vitesses injectées sont restreintes à des modes azimutaux plans, ce qui permet de ne considérer qu'un seul canal d'aube lors des calculs numériques. De plus, seules les rafales parallèles sont considérées, par analogie avec le modèle d'Amiet en conduit. Toutefois, la restriction du sillage incident aux modes plans ne permet pas d'estimer directement le rayonnement acoustique dans le conduit. Un couplage du code *sAbrinA.v0* avec une méthode de FWH en conduit a alors été réalisé. Un premier calcul numérique large bande a été effectué sur une configuration de grille d'aubes placée dans un écoulement axial uniforme, et en aval d'une grille de turbulence générant une turbulence homogène isotrope. Les aubes considérées dans le calcul numérique sont restreintes à des plaques planes sans calage. Les résultats issus du couplage du code de calcul avec la méthode de FWH sont en bon accord avec la solution analytique de Posson et ont permis de simuler les effets de cascade négligés dans la solution d'Amiet. Un excellent accord avec les mesures disponibles, réalisées au LMFA a ainsi été obtenu. Enfin, un second calcul large bande est effectué sur une configuration de grille de plaques plane non chargées, placées dans un écoulement tournant. Les plaques planes présentant un calage, la description du champ de vitesse incident a, là aussi, fait l'objet d'une adaptation afin de prendre en compte le calage de l'aube. La réponse pariétale de l'aubage est relativement similaire à la solution d'Amiet, à l'exception des oscillations présentes sur les spectres de pression pariétale. Toutefois, les prévisions numériques de puissance acoustique dans le conduit montrent des écarts significatifs avec la solution de référence d'Atassi, ainsi qu'avec la solution d'Amiet. Des effets sur le rayonnement liés au déphasage des sources en envergure dans le calcul numérique ont été mis en évidence, tendant à montrer que la restriction du sillage aux rafales parallèles dans l'approche CAA+FWH ne permet pas une estimation correcte du rayonnement en conduit.

Conclusion et perspectives

De nombreuses méthodes numériques ont été développées dans le but de prédire les contributions harmoniques du bruit de soufflante. La composante large bande, quant à elle, peut à l'heure actuelle être évaluée, soit par des méthodes analytiques réalisant des hypothèses fortes sur les géométries considérées, soit par des méthodes CFD instationnaires avancées qui requièrent des moyens de calcul très importants. Une méthode numérique a été mise en oeuvre lors de cette thèse, afin de permettre le calcul de l'émission sonore d'un aubage soumis à un sillage turbulent. Afin de limiter le coût de calcul, cette méthode ne privilégie pas à une description fine de la turbulence. Elle est basée sur un code résolvant les équations d'Euler dans le champ proche autour de l'aubage considéré. Les fluctuations de vitesse turbulentes sont modélisées grâce à une méthode stochastique, et injectées dans le domaine de calcul à travers une condition aux limites adéquate, permettant aussi une sortie "propre" des ondes acoustiques. Le champ acoustique lointain est obtenu par chaînage du code Euler avec une méthode intégrale de FWH, en surface solide (à partir de la pression pariétale), ou en surface poreuse lorsque cela est possible (à partir du champ de fluctuation extrait sur une surface de contrôle entourant l'aubage).

Le choix d'une telle méthodologie de calcul s'est appuyé sur une étude bibliographique des différentes méthodes de prévision du bruit d'interaction. Depuis les années 70, des méthodes analytiques ont été développées afin de prédire le bruit émis par un profil impacté par une turbulence, à partir d'une description spectrale du champ de vitesse turbulent incident. Certains modèles ont été développés pour évaluer le bruit émis par une grille d'aubes, tenant ainsi compte des effets de la présence des aubes voisines sur le rayonnement acoustique. Ces modèles analytiques présentent l'avantage d'avoir un temps de mise en oeuvre très réduit. En revanche, bien que certains modèles aient été améliorés afin de prendre en compte les effets de l'épaisseur des profils ou de leur cambrure, ils restent limités par les géométries considérées, qui ne peuvent pas être complètement tridimensionnelles. De plus, les modèles de réponse de grille sont, en général, basés sur une approche de grille déroulée et ne tiennent ainsi pas compte des éventuels effets de la géométrie annulaire du conduit sur la réponse des aubes. Les méthodes numériques ont, quant à elles, été longtemps développées dans le but d'estimer la réponse de profils à des fluctuations de vitesse harmoniques. De nombreuses études ont été réalisées, d'abord en deux dimensions sur des cas d'interaction rafale-profil, puis en trois dimensions sur des grilles d'aubes en conduit par des méthodes fréquentielles hybrides CFD/CAA. De premières études large bande ont été réalisées à partir de deux approches distinctes. La première est issue du développement des méthodes stochastiques pour la synthétisation d'un champ turbulent, et les études réalisées ont, à l'heure actuelle, été restreintes à des calculs bidimensionnels. La deuxième approche consiste à utiliser des méthodes CFD avancées afin de calculer à la fois la génération de la turbulence, et son interaction avec l'aubage considéré. Cette seconde approche est, en revanche, très coûteuse en temps de calcul. Ces observations ont motivé le choix de développer une approche utilisant une méthode stochastique, permettant d'envisager des coûts de calculs plus réduits, et de prendre en compte des géométries tridimensionnelles.

Dans le second chapitre, l'implémentation dans le code CAA de conditions aux limites adaptées, d'une part à la sortie des modes acoustiques et hydrodynamiques, et d'autre part à l'injection de fluctuations de vitesse dans le domaine de calcul a été validée. C'est, en effet, à travers la

frontière amont du domaine de calcul que les fluctuations de vitesses synthétiques sont injectées. La qualité des conditions aux limites retenues (les conditions de Tam) a été testée et validée sur des cas élémentaires de sortie d'une impulsion acoustique, puis d'un tourbillon. L'aptitude de la condition d'injection à introduire des fluctuations de vitesse dans le domaine tout en minimisant l'introduction de fluctuations de pression parasites a aussi été validée. Par la suite, des cas harmoniques bidimensionnels d'interaction entre une rafale et une plaque plane ont été mis en oeuvre. Les résultats numériques obtenus ont présenté un excellent accord avec la solution analytique d'Amiet. Enfin l'apparition d'effets non-linéaires lorsque l'amplitude de la rafale est élevée a été étudiée, et a fait apparaître un phénomène d'instabilité numérique, lié à la singularité de bord d'attaque. Il a été souligné que les amplitudes rencontrées en pratique dans les cas d'interaction rotor-stator restent assez faibles, et que les géométries réelles de profil ne présentent pas une telle singularité de bord d'attaque.

Dans le chapitre 3, nous nous sommes intéressés à la définition de la méthode stochastique utilisée pour synthétiser un sillage turbulent. Une étude bibliographique sur l'utilisation des méthodes stochastiques pour l'aéroacoustique a fait apparaître deux familles de méthodes. La première est fondée sur une décomposition du champ de vitesse en modes de Fourier, et la seconde sur le filtrage d'un signal aléatoire afin d'imposer des caractéristiques spatio-temporelles souhaitées. Une description par décomposition en modes de Fourier a été retenue, de par ses similitudes avec le modèle analytique d'Amiet, et en raison de la flexibilité du choix des nombres d'ondes considérés qu'elle offre lors de la génération du champ de vitesse. Cela permet notamment de tirer parti des effets de filtrage en nombres d'onde dans la réponse aéroacoustique du profil, en vue de limiter le nombre de modes à injecter. Il a été montré que la méthode proposée était en mesure de conserver le spectre de la fluctuation de vitesse prescrit. Les cas de validation effectués ont néanmoins mis en évidence l'augmentation significative du temps de calcul du champ synthétique lorsque beaucoup de modes sont considérés (par exemple si la sommation est réalisée sur plus d'une direction de l'espace spectral), ainsi que la nécessité de moyenner les résultats en raison des interférences entre les différents modes sommés pour une même fréquence. Pour les applications tridimensionnelles, une analogie avec la théorie d'Amiet nous a conduit à ne considérer les rafales parallèles, sous réserve de certaines hypothèses. Cette restriction aux rafales parallèles permet de réduire considérablement le temps de calcul en limitant le domaine à une tranche réduite en envergure, et permet de s'affranchir des effets d'interférences entre modes. Ces hypothèses ont ainsi été appliquées à un cas d'interaction turbulence-plaque plane en trois dimensions. Le rayonnement en champ lointain obtenu par couplage avec une méthode intégrale montre là aussi un excellent accord avec la solution d'Amiet.

Dans le quatrième chapitre, la méthode numérique mise en place précédemment a été appliquée à des géométries réalistes de profils, dans le but notamment d'estimer les performances acoustiques d'un traitement sinusoidal du bord d'attaque, proposé dans le cadre du projet européen FLOCON. Après un bref rappel des effets escomptés d'un tel traitement, les résultats de la campagne expérimentale menée à l'ISVR ont été présentés. La méthode numérique a été mise en place, dans un premier temps sur le profil de référence, puis sur le profil traité, en supposant un écoulement moyen parfaitement uniforme. Bien que cette hypothèse sur l'écoulement tende à sous-estimer la pente de décroissance des spectres acoustiques en fréquence, l'effet du traitement a été très bien restitué par le calcul numérique, sur une gamme de fréquences pour laquelle les modes obliques négligés contribuent peu au rayonnement du profil traité. En hautes fréquences, les prévisions numériques tendent à surestimer les réductions apportées par le traitement. Une seconde simulation a été mise en oeuvre sur le profil de référence, en considérant un écoulement moyen réaliste, issu d'un calcul RANS. Cette application a mis en évidence la nécessité d'utiliser un domaine CAA plus grand (et donc une augmentation du coût de calcul). De plus, les couches de cisaillement présentes sur le champ moyen ont entraîné l'apparition de modes de vorticités le long du profil, qui perturbent la réponse pariétale, notamment dans la région du bord de fuite. En revanche, la prise en compte d'un écoulement réaliste a permis de mieux prendre en compte

la distorsion du sillage incident à proximité du profil, et ainsi d'obtenir une meilleure estimation de la pente de décroissance des spectres acoustique en champ lointain.

Enfin, le dernier chapitre s'est intéressé à des premières applications de la méthode numérique sur des configurations de grilles d'aubes en conduit. Les difficultés liées à la résolution des équations d'Euler non-linéarisées ont tout d'abord été mises en évidence. Ensuite, des cas de calcul d'interaction entre une perturbation de vitesse harmonique et une grille de plaques planes, issus d'un benchmark CAA, ont été effectués afin de valider la méthode. Une adaptation aux géométries annulaires de la description du champ de vitesse présentée au chapitre 3 a été proposée. Le modèle stochastique mis en oeuvre ne considère que des modes azimutaux plans lors de la décomposition du champ de vitesse, ce qui permet de restreindre le domaine CAA à seul canal d'aube d'appliquer des conditions de périodicité cylindrique. En revanche, l'accès direct au rayonnement acoustique dans le conduit devient impossible. Ce dernier est obtenu par couplage de la réponse pariétale de l'aubage avec une méthode intégrale. Une première application relative à une campagne expérimentale menée au LMFA a été proposée sur une grille d'aubes placée dans un écoulement axial, en aval d'une grille de turbulence. Les effets liés à la géométrie de grille d'aubes annulaire semblent être capturés par la méthode numérique, et les résultats ainsi obtenus ont montré un meilleur accord avec les données expérimentales que la solution d'Amiet, qui ne tient pas compte des effets de grille. Enfin, une seconde configuration de grille d'aubes calées en présence d'un écoulement tournant a été étudiée. Le champ de vitesse injecté a dû être adapté afin de pouvoir relier les expressions dans le repère de l'aube calée et dans le repère lié au conduit. Les premiers résultats ont montré un décalage en fréquence du maximum du niveau de puissance acoustique en conduit et une surestimation de la décroissance du spectre en fréquence. Les analyses réalisées sur la réponse de l'aube semblent indiquer que la restriction du sillage incident aux rafales parallèles, convectées par un écoulement moyen inhomogène en envergure, entraîne l'apparition d'un déphasage de la réponse en envergure qui ne permet pas une estimation correcte du rayonnement acoustique.

La méthode numérique développée dans cette thèse a montré son aptitude à prédire le bruit dû à l'interaction entre un champ de vitesse turbulent et un aubage de géométrie tridimensionnelle. La méthode stochastique proposée permet d'injecter des fluctuations de vitesse calibrées via un spectre de turbulence prescrit, avec un coût de calcul relativement faible lorsque le nombre de modes est limité. Les hypothèses faites sur le champ de vitesse injecté permettent de limiter le nombre de modes considérés, mais aussi la taille du domaine de calcul et donc d'aboutir à des temps d'exécution bien adaptés aux applications pratiques. De plus, la restriction du champ moyen à un écoulement uniforme permet aussi de limiter le domaine autour du profil et d'obtenir une solution approximative très satisfaisante et beaucoup moins perturbée en raison de l'absence de modes de vorticité. Néanmoins, la prise en compte d'un écoulement réaliste est possible, et permet une meilleure appréciation des spectres acoustiques en champ lointain par comparaison aux résultats expérimentaux. Pour les configurations de grilles d'aubes en conduit, la description du champ de vitesse proposée permet de restreindre le domaine de calcul à un unique canal d'aube. Les premières applications des configurations simplifiées fournissent des résultats très encourageants.

Toutefois une étude plus approfondie de la prise en compte des rafales obliques devrait permettre d'améliorer les prévisions numériques, à la fois dans le cas d'un profil isolé bénéficiant d'un traitement de bord d'attaque, mais aussi dans le cas de la grille d'aubes annulaire placée dans un écoulement inhomogène. Pour réaliser une telle étude, il est nécessaire d'améliorer le temps de calcul, actuellement rédhibitoire, du champ de vitesse injecté, lorsque l'on souhaite prendre en compte un grand nombre de modes. Une solution envisagée consiste en une séparation des composantes spatiale et temporelle du champ injecté, permettant éventuellement de stocker la composante spatiale au lieu de la calculer à chaque itération. Une autre piste est une utilisation avantageuse du découpage parallèle permettant, d'attribuer plus de puissance au calcul du champ de vitesse synthétique, et d'éviter que les processeurs n'effectuent pas d'opérations dans

les cellules d'injection "attendent" ceux qui doivent calculer le champ synthétique. Par ailleurs, une thèse devrait par ailleurs débiter fin 2014, visant à étendre la méthode développée ici à une description du sillage incident incluant les trois nombres d'onde, pour les configurations annulaires. Cette description plus fidèle du sillage turbulent pourra permettre une simulation numérique complète sur un redresseur testé dans le banc PHARE du LMFA. Les grandeurs turbulentes et le contenu spectral du sillage turbulent pourront être issus d'un calcul ZDES (Zonal Detached Eddy Simulation) sur une aube d'un moteur LEAP (actuellement en cours à l'ONERA), ou bien des mesures par fils chauds réalisées au banc PHARE.

Annexe A

Le modèle d'Amiet

Le modèle d'Amiet^{2,124} est basé sur les équations linéarisées de l'acoustique, et permet d'évaluer la réponse instationnaire et le rayonnement d'un profil impacté par des fluctuations de vitesses turbulentes. Le profil considéré est assimilé à une plaque plane, sans épaisseur ni incidence. Le repère de coordonnées est défini tels que l'axe x soit aligné avec la corde, l'axe y avec l'envergure et l'axe z soit normal à la plaque. L'origine du repère est positionnée au centre de la plaque. L'écoulement moyen est uniforme et aligné avec la corde : $\bar{u} = (U_\infty, 0, 0)$. La turbulence incidente est supposée gelée, c'est à dire qu'elle est uniquement convectée par l'écoulement moyen, et on peut écrire $\omega = k_x U_\infty$. Seule la composante normale de la fluctuation de vitesse w' interagit avec la plaque plane. Cette composante peut s'écrire :

$$w'(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{w}'(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y - \omega t)} dk_x dk_y \quad (\text{A.1})$$

où \hat{w}' est la double transformée de Fourier spatiale de w' . A partir de cette description spectrale de la fluctuation de vitesse incidente, la réponse instationnaire de la plaque peut être évaluée. Le saut de pression instationnaire à la paroi peut s'exprimer :

$$\Delta p'(x, y, t) = 2\pi\rho_\infty U_\infty \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{w}'(k_x, k_y) g(x, k_x, k_y) e^{i(k_x U_\infty t - k_y y)} dk_x dk_y \quad (\text{A.2})$$

avec $g(x, k_x, k_y)$ la fonction de portance réduite, qui correspond à une fonction de transfert entre la turbulence incidente et la pression à la surface de la plaque. Cette fonction est obtenue de manière itérative grâce à une méthode de Schwarzschild^{3,124} en considérant successivement la plaque comme un demi-plan infini en aval, puis comme un demi-plan infini en amont afin d'ajouter une correction de bord de fuite.

A.1 Rayonnement en champ libre

Amiet utilise la théorie de Curle²⁸ pour relier la réponse instationnaire du profil au rayonnement acoustique, en assimilant ce rayonnement à celui d'une distribution de dipôles placés sur la surface de la plaque. Pour le cas d'un profil en champ libre, le rayonnement acoustique est obtenu grâce à la fonction de Green en champ libre (en tenant compte de l'écoulement moyen dans la direction x), dont l'expression est donnée en annexe C. La pression acoustique produite par un dipôle placé en $(x, y, 0)$, en considérant que le point d'observation $\mathbf{Y} = (X, Y, Z)$ est en champ lointain, et en utilisant le fait que la plaque plane est dans le plan xy est :

$$\hat{p}'(\mathbf{Y}, \omega) = \frac{ikZ\Delta\hat{p}'(x, y, \omega)}{4\pi S_0^2} e^{i\omega\left(t + \frac{M(X-x) - S_0}{c\beta^2} + \frac{xX + yY\beta^2}{c\beta^2 S_0}\right)} \quad (\text{A.3})$$

avec $k = \omega/\bar{c}$ le nombre d'onde acoustique, $\beta = \sqrt{1 - M^2}$ et en simplifiant S_0 par $S_0 = \sqrt{X^2 + \beta^2(Y^2 + Z^2)}$. La densité spectrale du bruit rayonné par l'intégralité de la plaque en champ lointain est alors donnée par :

$$S_{pp}(\mathbf{Y}, \omega) = \left(\frac{kZ\rho_\infty c}{2S_0^2} \right)^2 \frac{U_\infty L \pi}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\sin^2 \left(\frac{L}{2} \left(\frac{kY}{S_0} - k_y \right) \right)}{\pi \frac{L}{2} \left(\frac{kY}{S_0} - k_y \right)^2} \right] |\mathcal{L}(x, k_x, k_y)|^2 \Phi_{ww}(k_x, k_y) dk_y \quad (\text{A.4})$$

avec $\mathcal{L}(x, k_x, k_y)$ la fonction de transfert aéroacoustique totale, calculée à partir de la fonction de portance réduite $g(x, k_x, k_y)$, et $\Phi_{ww}(k_x, k_y)$ le spectre à deux nombres d'ondes de la fluctuation de vitesse normale à la plaque plane. Si l'on fait l'hypothèse que la plaque est d'envergure infinie, alors :

$$\lim_{L \rightarrow +\infty} \left[\frac{\sin^2 \left(\frac{L}{2} \left(\frac{kY}{S_0} - k_y \right) \right)}{\pi \frac{L}{2} \left(\frac{kY}{S_0} - k_y \right)^2} \right] = \delta \left(\frac{kY}{S_0} - k_y \right) \quad (\text{A.5})$$

Cette hypothèse fait disparaître l'intégrale selon les nombres d'onde k_y , et la densité spectrale du bruit rayonné devient :

$$S_{pp}(\mathbf{Y}, \omega) = \left(\frac{kZ\rho_\infty c}{2S_0^2} \right)^2 \frac{U_\infty L \pi}{2} \left| \mathcal{L}(x, k_x, \frac{kY}{S_0}) \right|^2 \Phi_{ww} \left(k_x, \frac{kY}{S_0} \right) \quad (\text{A.6})$$

On peut alors remarquer que si l'observateur est situé dans le plan médian en envergure ($Y = 0$), la densité spectrale ne fait intervenir que les rafales parallèles :

$$S_{pp}(\mathbf{Y}, \omega) = \left(\frac{kZ\rho_\infty c}{2S_0^2} \right)^2 \frac{U_\infty L \pi}{2} |\mathcal{L}(x, k_x, 0)|^2 \Phi_{ww}(k_x, 0) \quad (\text{A.7})$$

A.2 Rayonnement en conduit

Pour le cas du rayonnement en conduit annulaire, seule la propagation vers l'aval est traitée ici. L'aube considérée est une plaque plane sans flèche, ni dévers, mais qui peut présenter un angle de calage χ . Le repère de coordonnées cylindriques lié au conduit est (r, θ, x) et le repère lié à l'aube est (ξ, η, r) , avec l'axe ξ dans la direction de la corde et l'axe η normal à la plaque. Les aubes sont supposées indépendantes, ainsi les éventuels effets de grille lié à la présence des aubes voisines ne sont pas pris en compte. La formulation d'Amiet présentée ici permet de calcul la densité spectrale de puissance de l'amplitude modale $E [|A_{mn}(f)|^2]$ pour les modes d'ordres azimutaux m et radiaux n . L'amplitude modale A_{mn} est reliée à la pression par :

$$\hat{p}(\mathbf{Y}, f) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} A_{mn} C_{mn}(r) e^{-i(m\theta + k_{mn}X)} \quad (\text{A.8})$$

où C_{mn} est la fonction radiale, et k_{mn} le nombre d'onde axial du mode (m, n) , dont les expressions détaillées sont notamment données dans [124]. La formulation d'Amiet présentée ici fait l'hypothèse de compacité des sources en envergure. Les sources sont alors caractérisées par une distribution linéique à la position radiale r_s . Notons que la formulation complète (sans hypothèse de compacité), ainsi qu'une formulation faisant l'hypothèse de compacité des sources en envergure et en corde sont détaillées dans [124]. La densité spectrale de puissance de l'amplitude modale est alors donnée par :

$$E [|A_{mn}(f)|^2] = \frac{\pi^3 L \rho_\infty^2 c^2 U_\infty}{2 |\Delta_{mn}|^2 \Gamma_{mn}^2} \left[\left(k_{mn} \sin \chi - \frac{m \cos \chi}{r_s} \right) C_{mn}(r_s) \right]^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{u_\eta u_\eta}(k_\xi, k_r) \times \\ |\mathcal{L}_{mn}(r_s, k_\xi, k_r)|^2 \frac{\sin^2 \left(k_r \frac{L}{2} \right)}{\pi \frac{L}{2} k_r^2} dk_r \quad (\text{A.9})$$

où Δ_{mn} est le paramètre de coupure du mode (m, n) , Γ_{mn} un paramètre de normalisation de C_{mn} , et \mathcal{L}_{mn} la fonction de transfert aéroacoustique modale (voir [124]). Une simplification similaire à celle présentée en équation (A.5) peut être réalisée en supposant que l'aube est d'envergure finie. La DSP de l'amplitude modale peut alors être réécrite en ne faisant, à nouveau, intervenir que les rafales parallèles ($k_r = 0$) :

$$E [|A_{mn}(f)|^2] = \frac{\pi^3 L \rho_\infty^2 c^2 U_\infty}{2 |\Delta_{mn}|^2 \Gamma_{mn}^2} \left[\left(k_{mn} \sin \chi - \frac{m \cos \chi}{r_s} \right) C_{mn}(r_s) \right]^2 \Phi_{u_\eta u_\eta}(k_\xi, 0) |\mathcal{L}_{mn}(r_s, k_\xi, 0)|^2 \quad (\text{A.10})$$

Annexe B

Le code *sAbrinA.v0*

Le code *sAbrinA.v0*,^{125,127,128,129} développé à l'ONERA résout les équations d'Euler complètes ou linéarisées, dans le domaine temporel, sous une formulation conservative, et en appliquant une décomposition sur les variables perturbées. Les maillages utilisés sont structurés et peuvent être curvilignes et multi-blocs. Les dérivées spatiales sont estimées à l'aide d'un schéma aux différences finies standard d'ordre 6, et un filtrage explicite d'ordre 10 est utilisé, afin d'assurer la stabilité du code. L'avancement temporel est assuré par un schéma de Runge-Kutta d'ordre 3. Le code est parallélisé à l'aide de la bibliothèque standard MPI (Message Passing Interface). Les équations résolues, ainsi que les conditions aux limites présentes dans *sAbrinA.v0* qui ont été utilisées sont présentées par la suite.

B.1 Les équations résolues

B.1.1 Equations d'Euler sous forme conservative

Pour un fluide parfait, compressible et non soumis à des transferts de chaleur ou de masse, les équation d'Euler sous forme conservative peuvent s'écrire :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \mathbf{0} \quad (\text{B.1})$$

où \mathbf{U} est le vecteur solution $(\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e)^T$ et \mathbf{F} , \mathbf{G} , \mathbf{H} sont les vecteurs de flux selon les direction x , y , z . L'énergie totale e , avec les hypothèses réalisées sur le fluide, est définie par :

$$e = \frac{\|\mathbf{u}\|^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \quad (\text{B.2})$$

Les vecteurs de flux peuvent alors être exprimés de la manière suivante :

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u \left(\frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p \right) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v \left(\frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p \right) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho u w \\ \rho v w \\ \rho w^2 + p \\ w \left(\frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) \end{pmatrix}$$

B.1.2 Ecriture sous forme perturbée

Il est possible d'étudier le champ de fluctuations uniquement, en introduisant une décomposition des variables en une partie moyenne ($\bar{\cdot}$) et une partie fluctuante (\cdot') :

$$\rho = \bar{\rho} + \rho' \quad , \quad u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad , \quad p = \bar{p} + p'$$

Il est alors possible de ré-écrire le système d'équations (B.1) :

$$\left[\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\mathbf{F}}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\mathbf{G}}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\mathbf{H}}}{\partial z} \right] + \left[\frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}'}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}'}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial z} \right] = \mathbf{0} \quad (\text{B.3})$$

Le premier terme correspond aux équations d'Euler écrites sur le champ moyen :

$$\bar{\mathbf{U}} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho} \bar{u} \\ \bar{\rho} \bar{v} \\ \bar{\rho} \bar{w} \\ \frac{1}{2} \bar{\rho} \|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \bar{p} \end{pmatrix} \quad , \quad \bar{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \bar{u} \\ \bar{\rho} \bar{u}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho} \bar{u} \bar{v} \\ \bar{\rho} \bar{u} \bar{w} \\ \bar{u} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \bar{p} \right) \end{pmatrix} \quad ,$$

$$\bar{\mathbf{G}} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \bar{v} \\ \bar{\rho} \bar{v} \bar{u} \\ \bar{\rho} \bar{v}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho} \bar{v} \bar{w} \\ \bar{v} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \bar{p} \right) \end{pmatrix} \quad , \quad \bar{\mathbf{H}} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \bar{w} \\ \bar{\rho} \bar{w} \bar{u} \\ \bar{\rho} \bar{w} \bar{v} \\ \bar{\rho} \bar{w}^2 + \bar{p} \\ \bar{w} \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \bar{p} \right) \end{pmatrix}$$

Ainsi, si l'on impose un champ moyen qui est solution des équations d'Euler dans le calcul, seul le second terme de l'équation (B.3) est à résoudre. Le système d'équation résultant fait alors intervenir des termes linéaires (\cdot_l) et des termes non-linéaires (\cdot_{nl}). On peut les séparer afin d'écrire :

$$\begin{cases} \mathbf{U}' = \mathbf{U}'_l + \mathbf{U}'_{nl} \\ \mathbf{F}' = \mathbf{F}'_l + \mathbf{F}'_{nl} \\ \mathbf{G}' = \mathbf{G}'_l + \mathbf{G}'_{nl} \\ \mathbf{H}' = \mathbf{H}'_l + \mathbf{H}'_{nl} \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

avec le vecteur \mathbf{U}' :

$$\mathbf{U}'_l = \begin{pmatrix} \rho' \\ \rho'\bar{u} + \bar{\rho}u' \\ \rho'\bar{v} + \bar{\rho}v' \\ \rho'\bar{w} + \bar{\rho}w' \\ \bar{\rho}\bar{\mathbf{u}}\cdot\mathbf{u}' + \frac{1}{2}\rho'\|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{1}{\gamma-1}p' \end{pmatrix}, \quad \mathbf{U}'_{nl} = \begin{pmatrix} 0 \\ \rho'u' \\ \rho'v' \\ \rho'w' \\ \frac{1}{2}\bar{\rho}\|\mathbf{u}'\|^2 + \rho'\bar{\mathbf{u}}\cdot\mathbf{u}' + \frac{1}{2}\rho'\|\mathbf{u}'\|^2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

Le flux \mathbf{F}' décomposé devient :

$$\mathbf{F}'_l = \begin{pmatrix} \rho'\bar{u} + \bar{\rho}u' \\ 2\bar{\rho}\bar{u}u' + p' + \rho'\bar{u}^2 \\ \rho'\bar{u}\bar{v} + \bar{\rho}u'v' + \bar{\rho}\bar{u}v' \\ \rho'\bar{u}\bar{w} + \bar{\rho}u'w' + \bar{\rho}\bar{u}w' \\ u' \left(\frac{1}{2}\bar{\rho}\|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}\bar{p} \right) + \bar{u} \left(\bar{\rho}\bar{\mathbf{u}}\cdot\mathbf{u}' + \frac{1}{2}\rho'\|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}p' \right) \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{F}'_{nl} = \begin{pmatrix} \rho'u' \\ 2\rho'\bar{u}u' + \rho'u'^2 \\ \rho'u'v' + \rho'\bar{u}v' + \bar{\rho}u'v' + \rho'u'v' \\ \rho'u'w' + \rho'\bar{u}w' + \bar{\rho}u'w' + \rho'u'w' \\ u' \left(\bar{\rho}\bar{\mathbf{u}}\cdot\bar{\mathbf{u}} + \frac{1}{2}\rho'\|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}p' \right) + (\bar{u} + u') \left(\rho'\bar{\mathbf{u}}\cdot\mathbf{u}' + \frac{1}{2}\bar{\rho}\|\mathbf{u}'\|^2 + \frac{1}{2}\rho'\|\mathbf{u}'\|^2 \right) \end{pmatrix}$$

Pour le flux \mathbf{G}' il vient :

$$\mathbf{G}'_l = \begin{pmatrix} \rho'\bar{v} + \bar{\rho}v' \\ \rho'\bar{v}\bar{u} + \bar{\rho}v'u' + \bar{\rho}\bar{v}u' \\ 2\bar{\rho}\bar{v}v' + p' + \rho'\bar{v}^2 \\ \rho'\bar{v}\bar{w} + \bar{\rho}v'w' + \bar{\rho}\bar{v}w' \\ v' \left(\frac{1}{2}\bar{\rho}\|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}\bar{p} \right) + \bar{v} \left(\bar{\rho}\bar{\mathbf{u}}\cdot\mathbf{u}' + \frac{1}{2}\rho'\|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}p' \right) \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{G}'_{nl} = \begin{pmatrix} \rho'v' \\ \rho'v'\bar{u} + \rho'\bar{v}u' + \bar{\rho}v'u' + \rho'v'u' \\ 2\rho'\bar{v}v' + \rho'v'^2 \\ \rho'v'w' + \rho'\bar{v}w' + \bar{\rho}v'w' + \rho'v'w' \\ v' \left(\bar{\rho}\bar{\mathbf{u}}\cdot\bar{\mathbf{u}} + \frac{1}{2}\rho'\|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}p' \right) + (\bar{v} + v') \left(\rho'\bar{\mathbf{u}}\cdot\mathbf{u}' + \frac{1}{2}\bar{\rho}\|\mathbf{u}'\|^2 + \frac{1}{2}\rho'\|\mathbf{u}'\|^2 \right) \end{pmatrix}$$

et enfin le flux \mathbf{H}' :

$$\mathbf{H}'_l = \begin{pmatrix} \rho' \bar{w} + \bar{\rho} w' \\ \rho' \bar{v} \bar{u} + \bar{\rho} v' \bar{u} + \bar{\rho} \bar{v} u' \\ 2 \bar{\rho} \bar{v} v' + p' + \rho' \bar{v}^2 \\ \rho' \bar{v} \bar{w} + \bar{\rho} v' \bar{w} + \bar{\rho} \bar{v} w' \\ w' \left(\frac{1}{2} \bar{\rho} \|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} \bar{p} \right) + \bar{w} \left(\bar{\rho} \bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}' + \frac{1}{2} \rho' \|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p' \right) \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{H}'_{nl} = \begin{pmatrix} \rho' w' \\ \rho' w' \bar{u} + \rho' \bar{w} u' + \bar{\rho} w' u' + \rho' w' u' \\ \rho' w' \bar{v} + \rho' \bar{w} v' + \bar{\rho} w' v' + \rho' w' v' \\ 2 \rho' \bar{w} w' + \rho' w'^2 \\ w' \left(\bar{\rho} \mathbf{u}' \cdot \bar{\mathbf{u}} + \frac{1}{2} \rho' \|\bar{\mathbf{u}}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p' \right) + (\bar{w} + w') \left(\rho' \bar{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{u}' + \frac{1}{2} \bar{\rho} \|\mathbf{u}'\|^2 + \frac{1}{2} \rho' \|\mathbf{u}'\|^2 \right) \end{pmatrix}$$

Grâce à cette décomposition, il est possible dans *sAbrinA.v0* de réaliser des calculs sur les équations complètes, mais aussi sur les équations linéarisées lorsque celles-ci sont adaptées au problème étudié.

B.1.3 Transformation de coordonnées

Le traitement de géométries complexes (profils, jets, ...) nécessite, en général, d'utiliser des maillages curvilignes. Il est alors nécessaire de réaliser une transformation de coordonnées afin de résoudre le système d'équations (B.1) avec les schémas aux différences finies. Ainsi, dans le système de coordonnées curvilignes (ξ, η, ϕ) , le système (B.1) s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \left(\frac{\partial \mathbf{F}'}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}'}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}'}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \\ + \left(\frac{\partial \mathbf{G}'}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}'}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}'}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = \mathbf{0} \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Les dérivées dans les deux systèmes de coordonnées sont reliées entre elles par :

$$\begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \frac{\partial x}{\partial \xi} & \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial \xi} & \frac{\partial y}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial z}{\partial \xi} & \frac{\partial z}{\partial \eta} & \frac{\partial z}{\partial \varphi} \end{pmatrix}}_J \begin{pmatrix} d\xi \\ d\eta \\ d\varphi \end{pmatrix} \iff \begin{pmatrix} d\xi \\ d\eta \\ d\varphi \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial x} & \frac{\partial \xi}{\partial y} & \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} & \frac{\partial \eta}{\partial y} & \frac{\partial \eta}{\partial z} \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} & \frac{\partial \varphi}{\partial y} & \frac{\partial \varphi}{\partial z} \end{pmatrix}}_{J^{-1}} \begin{pmatrix} dx \\ dy \\ dz \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

Il est ainsi possible d'écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial z}{\partial \varphi} - \frac{\partial y}{\partial \varphi} \frac{\partial z}{\partial \eta} \right) \\ \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial y}{\partial \varphi} \frac{\partial z}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial z}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial y}{\partial \varphi} \frac{\partial z}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial z}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial z}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \varphi} - \frac{\partial z}{\partial \varphi} \frac{\partial x}{\partial \eta} \right) \\ \frac{\partial \eta}{\partial y} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial z}{\partial \varphi} \frac{\partial x}{\partial \xi} - \frac{\partial z}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial z}{\partial \varphi} \frac{\partial x}{\partial \eta} - \frac{\partial z}{\partial \eta} \frac{\partial x}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{\partial \xi}{\partial z} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \varphi} - \frac{\partial x}{\partial \varphi} \frac{\partial y}{\partial \eta} \right) \\ \frac{\partial \eta}{\partial z} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial x}{\partial \varphi} \frac{\partial y}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \varphi} \right) \\ \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{1}{|J|} \left(\frac{\partial x}{\partial \varphi} \frac{\partial y}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \varphi} \right) \end{array} \right. \quad (\text{B.8})$$

où $|J| = \det(J)$ le déterminant de la matrice de passage définie dans l'équation (B.7). Dans le cas où la relation suivante est vérifiée :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\partial \xi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) = 0 \end{array} \right. \quad (\text{B.9})$$

Le système d'équations (B.6) peut se simplifier, et se mettre sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{U}'}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}'_c}{\partial \xi} + \frac{\partial \mathbf{G}'_c}{\partial \eta} + \frac{\partial \mathbf{H}'_c}{\partial \varphi} = 0 \quad (\text{B.10})$$

avec \mathbf{F}'_c , \mathbf{G}'_c et \mathbf{H}'_c les flux curvilignes définis par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{F}'_c = \mathbf{F}' \frac{\partial \xi}{\partial x} + \mathbf{G}' \frac{\partial \xi}{\partial y} + \mathbf{H}' \frac{\partial \xi}{\partial z} = 0 \\ \mathbf{G}'_c = \mathbf{F}' \frac{\partial \eta}{\partial x} + \mathbf{G}' \frac{\partial \eta}{\partial y} + \mathbf{H}' \frac{\partial \eta}{\partial z} = 0 \\ \mathbf{H}'_c = \mathbf{F}' \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \mathbf{G}' \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \mathbf{H}' \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{B.11})$$

Le système (B.10) permet alors de résoudre les équations dans le repère de coordonnées curvilignes (ξ, η, ϕ) .

B.2 Schémas de discrétisation spatiale

B.2.1 Dérivation spatiale

Les dérivées spatiales intervenant dans les équations décrites précédemment sont calculées grâce à un schéma aux différences finies standard sur 7 points d'ordre 6. Les dérivées spatiales d'une variable f dans une direction x sont ainsi calculées de la manière suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial x}(x) = \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=-3}^3 a_j f(x + j\Delta x) \quad (\text{B.12})$$

où les a_j sont les coefficients du schéma, répertoriés dans le tableau B.1, et tels que $a_{-j} = a_j$.

a_0	a_1	a_2	a_3
0	45/60	-3/20	1/60

Tab. B.1: Coefficients du schéma standard d'ordre 6.

B.2.2 Filtrage sélectif

Des oscillations maille à maille, qui ne sont pas résolues par le schéma présenté précédemment, peuvent apparaître dans les régions de forts gradients, de discontinuité ou dans les régions pour lesquelles les mailles sont très déformées. Afin de dissiper ces oscillations, un filtrage sélectif standard d'ordre 10 est appliqué à chaque itération. Le champ de variables filtrées est alors obtenu de la manière suivante :

$$f_{\text{filtre}}(x) = f(x) - \sigma D_f(x) \quad (\text{B.13})$$

avec σ le coefficient de filtrage compris entre 0 et 1, et :

$$D_f(x) = \sum_{j=-5}^5 d_j f(x + j\Delta x) \quad (\text{B.14})$$

où les d_j sont les coefficients du schéma, répertoriés dans le tableau B.1, et tels que $d_{-j} = d_j$.

a_0	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5
193/256	105/512	-15/128	45/1024	-5/512	1/1024

Tab. B.2: Coefficients du filtre standard d'ordre 10.

B.3 Avancement temporel

Le schéma d'avancement temporel utilisé est un schéma de Runge-Kutta à 3 sous étapes, qui permet d'avancer la variable f pour une équation $\partial f / \partial t - F(f, t) = 0$ de la manière suivante :

$$f^{n+1} = f^n + \Delta t \sum_{i=1}^3 b_i K^i \quad \text{avec} \quad K^i = F \left(f^n + \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij} K^j, t^n + c_j \Delta t \right) \quad (\text{B.15})$$

avec $c_i = \sum_{j=1}^{i-1} a_{ij}$. Des détails supplémentaires peuvent être trouvées dans [127] et [93].

B.4 Echanges parallèles

Afin de réaliser les calculs parallèles, le domaine de calcul est découpé en sous domaines attribués aux différents processeurs. A chaque itération, les sous domaines qui ont une frontière en commun doivent communiquer et s'échanger les points de frontière pour assurer la continuité. Afin de conserver des schémas de dérivation et de filtrage centrés, des points fantômes sont créés par le code autour de chaque sous-domaine. Ce sont ces points fantômes qui sont échangés lors des communications parallèles (voir le schéma sur la figure B.1). Notons que les points fantômes sont aussi utilisé pour les conditions aux limites décrites par la suite.

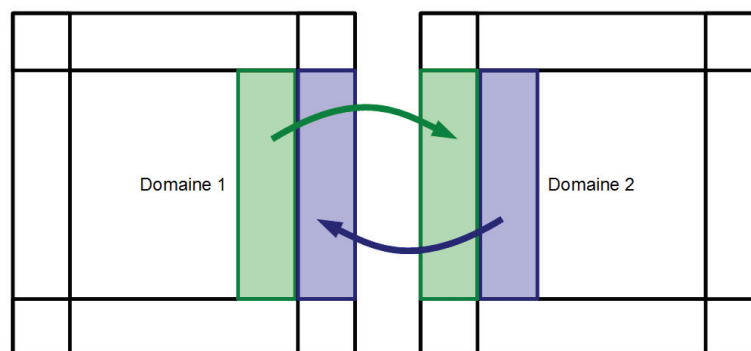


Fig. B.1: Schéma des échanges parallèles entre deux sous domaines.

B.5 Conditions aux limites

B.5.1 Condition de paroi glissante

La condition de paroi implémentée, permet grâce aux points fantômes, d'imposer $\partial p / \partial \mathbf{n} = 0$ à la paroi. La paroi est supposée glissante, ainsi la vitesse tangentielle est inchangée à la paroi. En revanche la vitesse normale est nulle afin d'assurer la condition de paroi solide : $\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0$.

B.5.2 Condition de dégradation des schémas

Pour les frontières de sortie, une condition de dégradation progressive des schémas de dérivation et de filtrage est proposée.¹²⁷ Cette condition aux limite consiste à utiliser des schémas de dérivation et de filtrage d'ordre plus faible dans la direction normale à la paroi, à mesure que l'on pénètre dans les points fantômes. Cette diminution de l'ordre des schémas permet de conserver des schémas centrés, et augmente la dissipation numérique dans les points de frontière. Dans le dernier point fantôme, les dérivées normales sont imposées à 0. En revanche, cette condition aux limites ne permet pas d'assurer la non-réflexion des ondes incidentes. Elle est, en général, associée à une zone d'éirement des mailles permettant de dissiper ces ondes avant leur impact à la paroi. Toutefois cette condition au limite est très robuste et peu coûteuse en temps de calcul.

B.5.3 Condition de périodicité plane

Les conditions de périodicité planes, utilisées par exemple pour les calculs sur une tranche en envergure d'un profil, consistent en fait à faire communiquer deux frontières du même domaine

de calcul. Ainsi la logique d'échange des points fantômes présentée sur la figure B.1 est appliquée entre les deux frontières de périodicité du domaine considéré.

B.5.4 Condition de périodicité cylindrique

De manière similaire à la condition de périodicité plane, la condition de périodicité cylindrique permet d'assurer la continuité entre deux frontières azimutales lorsque le domaine de calcul consiste en un secteur angulaire θ_d d'un conduit annulaire. Les données sont ainsi échangées entre ces deux frontières, puis elles subissent une rotation d'angle θ_d .

B.6 Elaboration d'une zone éponge

Afin de dissiper les fluctuations aérodynamiques qui sont convectées en aval, jusqu'à la sortie du domaine de calcul, il est possible de mettre en place une zone éponge. Cette zone consiste en la combinaison d'un étirement des mailles (de l'ordre de 3% à 5%) et d'un filtrage laplacien dont le coefficient de filtrage varie en espace, afin de réaliser une transition progressive entre la région du domaine sans filtrage et la région filtrée. Le filtrage d'une variable f en un point du maillage d'indice (i, j, k) est défini par :

$$f_{i,j,k}^{filt} = f_{i,j,k} - \alpha \left(\frac{x_i - x_{N_x - ns1}}{x_{N_x - ns2} - x_{N_x - ns1}} \right)^2 [0.5f_{i,j,k} - 0.25(f_{i-1,j,k} + f_{i+1,j,k} + f_{i,j-1,k} + f_{i,j+1,k} + f_{i,j,k-1} + f_{i,j,k+1})] \quad (\text{B.16})$$

pour $N_x - ns2 \leq i \leq N_x - ns1$ et

$$f_{i,j,k}^{filt} = f_{i,j,k} - \alpha [0.5f_{i,j,k} - 0.25(f_{i-1,j,k} + f_{i+1,j,k} + f_{i,j-1,k} + f_{i,j+1,k} + f_{i,j,k-1} + f_{i,j,k+1})] \quad (\text{B.17})$$

pour $N_x - ns1 < i \leq N_x - 1$.

Avec N_x le nombre de points dans la direction x dans le domaine. $x_{N_x - ns1}$ et $x_{N_x - ns2}$ correspondent aux abscisses du début et de la fin de la région de la zone éponge pour laquelle le coefficient de filtrage suit une progression en carré, jusqu'à une valeur maximale α . Une telle définition de la zone éponge à été notamment utilisée par Le Garrec⁹³ et Gloerfelt & Lafont.⁵²

Annexe C

Formulation de Ffowcs-Williams & Hawkings et fonctions de Green

C.1 Analogie de Ffowcs-Williams & Hawkings

L'analogie de Ffowcs-Williams & Hawkings est une ré-écriture des équations de la mécanique des fluides sous la forme d'une équation d'onde non-homogène. Une solution intégrale à cette équation est obtenue par convolution avec la fonction de Green (décrite plus bas), permettant d'évaluer le bruit rayonné à partir d'une surface de contrôle englobant les sources acoustiques. La formulation intégrale est ici présentée dans le domaine fréquentiel, afin d'éviter l'évaluation des temps retardés. Elle est valable pour une surface en mouvement de translation uniforme. Cette formulation fréquentielle s'écrit^{124,96,97} :

$$\hat{p}(\mathbf{Y}, \omega) = \int_S i\omega \hat{Q}_n(\mathbf{x}, \omega) \hat{G}(\mathbf{Y}, \omega | \mathbf{x}) dS + \int_S \hat{F}_i(\mathbf{x}, \omega) \frac{\partial \hat{G}(\mathbf{Y}, \omega | \mathbf{x})}{\partial x_i} dS + \int_V \hat{T}_{ij}(\mathbf{x}, \omega) \frac{\partial^2 \hat{G}(\mathbf{Y}, \omega | \mathbf{x})}{\partial x_i \partial x_j} dV \quad (\text{C.1})$$

avec \mathbf{Y} le point d'observation, \mathbf{x} les points sources situés sur la surface S , et $\hat{G}(\mathbf{Y}, \omega | \mathbf{x})$ la fonction de Green. La surface de contrôle est de normale \mathbf{n} , et

- $Q_n = (\rho u_i - \rho_\infty \bar{u}_i) n_i$ représente la contribution monopolaire,
- $F_i = (p \delta_{ij} + \rho(u_i - 2\bar{u}_i)u_j + \rho_\infty \bar{u}_i \bar{u}_j) n_j$ représente la contribution dipolaire (bruit de charge),
- T_{ij} est le tenseur de Lighthill, associé à la contribution quadripolaire.

L'intégrale volumique présente dans l'équation (C.1) est réalisée sur le volume extérieur à la surface de contrôle S . La méthode de FWH peut donc permettre de tenir compte de sources acoustiques extérieures à la surface, si celle-ci coupe le volume source. Néanmoins, si la surface de contrôle est définie de manière à englober l'intégralité des sources, cette intégrale volumique est nulle.

Par ailleurs, pour le cas d'une surface solide en écoulement subsonique, on considère que le terme de charge (le terme dipolaire) est prédominant. Sur la surface solide, les termes de vitesse sont nuls, et l'intégrale de FWH se simplifie :

$$\hat{p}(\mathbf{Y}, \omega) = \int_S \hat{p}(\mathbf{x}, \omega) n_i \frac{\partial \hat{G}(\mathbf{Y}, \omega | \mathbf{x})}{\partial x_i} dS \quad (\text{C.2})$$

C.2 Fonctions de Green

C.2.1 Fonction de Green en champ libre pour un écoulement uniforme

Pour un écoulement uniforme tel que $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z)$ et $M = \|\mathbf{M}\|$, la fonction de Green dans le domaine spectral entre un observateur positionné en \mathbf{Y} et un point source situé en \mathbf{x} est définie par :

$$\hat{G}(\mathbf{Y}, \omega | \mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi S_0} e^{-ik(S_0 - \mathbf{M} \cdot (\mathbf{Y} - \mathbf{x})) / \beta^2} \quad (\text{C.3})$$

avec $\beta^2 = 1 - M^2$ et $S_0 = \sqrt{(\mathbf{M} \cdot (\mathbf{Y} - \mathbf{x}))^2 + \beta^2 \|\mathbf{Y} - \mathbf{x}\|^2}$.

C.2.2 Fonction de Green en conduit

Le conduit considéré est un conduit annulaire semi-infini, de rayons interne r_h et externe r_t . Les parois du conduit sont rigides et l'écoulement est supposé purement axial et uniforme $\mathbf{U} = (0, 0, U_x)$, dans le repère (r, θ, x) . La fonction de Green en conduit dans le domaine spectral, entre un observateur $\mathbf{Y} = (R, \vartheta, X)$ et un point source $\mathbf{x} = (r, \theta, x)$ est alors définie par :

$$\hat{G}(\mathbf{Y}, \omega | \mathbf{x}) = \frac{-i}{2} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_{mn}(R)C_{mn}(r)}{\Delta_{mn} 2\pi r_t} e^{-i(m(\vartheta - \theta) + k_{mn}^{\pm}(X - x))} \quad (\text{C.4})$$

avec C_{mn} est la fonction radiale, k_{mn} le nombre d'onde axial, et Δ_{mn} le paramètre de coupure du mode (m, n) , dont les expressions sont données dans [124].

Annexe D

Filtrage en nombres d'onde pour un bord d'attaque quelconque

L'expression du critère de Graham, défini dans la section 3.4 (équation (3.17)), traduit la nature rayonnante ou non de l'équation du potentiel en réponse à une rafale (k_x, k_y) pour un bord d'attaque droit. Cette expression peut être modifiée pour tenir compte d'une géométrie quelconque de bord d'attaque.

Selon la théorie linéarisée du bruit de profil, le potentiel de perturbation $\phi'(x, y, z, t)$ (tel que $\mathbf{u}' = \nabla \cdot \phi'$) doit satisfaire l'équation d'onde convectée :

$$\nabla^2 \phi' - \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{D^2 \phi'}{Dt^2} = 0 \quad (\text{D.1})$$

Le profil est ici assimilé à une plaque plane sans épaisseur, placée dans un écoulement moyen uniforme aligné avec la corde $\bar{\mathbf{u}} = (U_\infty, 0, 0)$. La dérivée particulaire s'écrit alors :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_\infty \frac{\partial}{\partial x} \quad (\text{D.2})$$

L'équation (D.1) devient alors :

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi'}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi'}{\partial z^2} - 2 \frac{M}{\bar{c}} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial x \partial t} - \frac{1}{\bar{c}^2} \frac{\partial^2 \phi'}{\partial t^2} = 0 \quad (\text{D.3})$$

On introduit la fonction $\zeta(y)$ qui décrit la position du bord d'attaque en fonction de la position en envergure (par exemple, pour un bord d'attaque droit $\zeta(y) = cste$). On réalise alors une transformation de coordonnées très similaire à la transformation de Reissner⁶⁴ :

$$\begin{aligned} \zeta^* &= \frac{2\zeta}{c}; & x^* &= \frac{2x}{c} - \zeta(y); & y^* &= \frac{2\beta y}{c}; & z^* &= \frac{2\beta z}{c} \\ k_x^* &= \frac{k_x c}{2}; & k_y^* &= \frac{k_y c}{2}; & \beta^2 &= 1 - M^2; \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

$$\phi^*(x^*, z^*) = \phi'(x, y, z, t) e^{i(\sigma M^2 x^* - k_y^* y^* / \beta + \omega t)}$$

La perturbation de vitesse incidente est supposée gelée, ainsi $\omega = k_x U_\infty$ et donc $k_x^* = \omega c / 2M\bar{c}$. Il vient alors :

$$\frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial z^{*2}} + \left[\left(\frac{k_x^* M}{\beta^2} \right)^2 - \left(\frac{k_x^* M^2}{\beta^2} \frac{\partial \zeta^*}{\partial y^*} + \frac{k_y^*}{\beta} \right)^2 \right] \phi^* = 0 \quad (\text{D.5})$$

Il est alors possible de retrouver une forme de cette équation proche de celle correspondant à un

bord d'attaque droit en posant :

$$k_{y,\zeta}^* = \frac{k_x^* M^2}{\beta} \frac{\partial \zeta^*}{\partial y^*} \quad (\text{D.6})$$

On peut alors définir un critère de Graham modifié $\Theta_\zeta = k_x^* M / k_{y,\zeta}^* \beta$, afin de mettre l'équation (D.5) sous la forme :

$$\frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial z^{*2}} + \left(\frac{k_x^* M}{\beta} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{\Theta_\zeta^2} \right) \phi^* = 0 \quad (\text{D.7})$$

On retrouve alors l'analyse classique sur le changement de nature de l'équation en fonction de la valeur de Θ_ζ . Si $\Theta_\zeta < 1$, la solution n'est pas de nature rayonnante (pour un profil d'envergure infini), la rafale est alors dite subcritique. Si $\Theta_\zeta > 1$, la rafale est supercritique, l'équation précédente est une équation de Helmholtz et la solution est de nature rayonnante. Remarquons que pour un bord d'attaque droit $\partial \zeta^* / \partial y^* = 0$, ainsi $k_{y,\zeta}^* = k_y^*$ et on retrouve bien l'expression classique du critère de Graham.

Annexe E

Les équations d'Euler en coordonnées cylindriques

Les équations d'Euler sont ici exprimées sous forme conservative, en variables totales et dans un repère de coordonnées cylindriques (r, θ, x) .

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \theta} + \frac{\partial \mathbf{C}}{\partial x} + \frac{1}{r} \mathbf{D} = \mathbf{0} \quad (\text{E.1})$$

avec le vecteur solution \mathbf{U} et les vecteurs \mathbf{A} , \mathbf{B} , \mathbf{C} et \mathbf{D} :

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_\theta \\ \rho u_x \\ \rho e \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ \rho u_r u_\theta \\ \rho u_r u_x \\ u_r \left(\frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} \rho u_\theta \\ \rho u_\theta u_r \\ \rho u_\theta^2 + p \\ \rho u_\theta u_x \\ u_\theta \left(\frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \rho u_x \\ \rho u_x u_r \\ \rho u_x u_\theta \\ \rho u_x^2 + p \\ u_x \left(\frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{D} = \begin{pmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 - \rho u_\theta^2 \\ 2\rho u_r u_\theta \\ \rho u_x u_r \\ u_r \left(\frac{1}{2} \rho \|\mathbf{u}\|^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} p \right) \end{pmatrix},$$

On peut remarquer que l'équation radiale de quantité de mouvement fait apparaître un terme $\rho u_\theta^2/r$. Si l'on décompose ce terme sur les perturbations, on remarque la présence de termes non-linéaires $(\bar{\rho} + \rho') u_\theta'^2/r$ et d'un terme linéaire $\bar{\rho} \bar{u}_\theta u_\theta'/r$. Les effets de la présence de ces termes lors des calculs d'interaction avec une grille d'aube en conduit sont discutés dans le chapitre 5.

Références

- ¹ADAMCZYK, J. J., 1974, The passage of an infinite swept airfoil through an oblique gust, NASA Contractor Report 2395.
- ²AMIET, R.K., 1975, Acoustic radiation from an airfoil in turbulent stream, *Journal of Sound and Vibration*, **41**(4), p. 407–420.
- ³AMIET, R.K., 1976, High frequency thin-airfoil theory for subsonic flow, *AIAA Journal*, **14**(8).
- ⁴ASHCROFT, G. & NURNBERGER, D., 2009, A computational investigation of broadband noise generation in a low-speed axial fan, *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3219.
- ⁵ATASSI, H., ALI, A., ATASSI, O. & VINOGRADOV, I., 2004, Scattering of incident disturbances by an annular cascade in a swirling flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **499**, p. 111–138.
- ⁶ATASSI, H. & HAMAD, G., 1981, Sound generated in a cascade by three dimensional disturbances convected in subsonic flow, *7th AIAA Aeroacoustics Conference*, n° AIAA 1981-2046.
- ⁷ATASSI, H., SUBRAMANIAM, S. & SCOTT, J., 1990, Acoustic radiation from lifting airfoils in compressible subsonic flows, *13th AIAA Aeroacoustic Conference*, n° AIAA-90-3911.
- ⁸ATASSI, H. & VINOGRADOV, I., 2005, A model for fan broadband interaction noise in nonuniform flow, *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2005-2880.
- ⁹ATASSI, H. & VINOGRADOV, I., 2007, Modelling broadband fan noise and comparison with experiments, *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2007-3691.
- ¹⁰ATASSI, H. M. & LOGUE, M. M., 2008, Effect of turbulence structure on broadband fan noise, *Proceedings of the 14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2008-2842.
- ¹¹BAILLY, C., GLOERFELT, X. & BOGEY, C., 2002, Report on stochastic noise source modelling, Projet JEAN, Technical report.
- ¹²BAILLY, C. & JUVÉ, D., 1999, A stochastic approach to compute subsonic noise using linearized Euler's equations, *5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-99-1872.
- ¹³BAUER, M., DIERKE, J. & EWERT, R., 2012, On the performance of airframe noise prediction on unstructured grids, *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2012-2148.
- ¹⁴BECHARA, W., BAILLY, C., LAFON, P. & CANDEL, S., 1994, Stochastic approach to noise modeling for free turbulent flows, *AIAA Journal*, **32**(3), p. 455–463.
- ¹⁵BERENGER, J.-P., 1994, A Perfectly Matched Layer for the absorption of electromagnetic waves, *Journal of Computational Physics*, **114**, p. 185–200.
- ¹⁶BIEDRON, R., RUMSEY, C., PODBOY, G. & DUNN, M., 2001, Prediction of the rotor-stator interaction acoustics of a ducted fan engine, *39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, n° AIAA-2001-0664.
- ¹⁷BILLSON, M., ERIKSSON, L.E. & DAVIDSON, L., 2003, Jet noise prediction using stochastic turbulence modeling, *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2003-3282.
- ¹⁸BOGEY, C. & BAILLY, C., 2002, Three-dimensional non-reflective boundary conditions for acoustic simulations : far field formulation and validation test cases, *Acta Acustica*, **88**, p. 463–471.
- ¹⁹CARETA, A., SAGUS, F. & SANCHO, J.M., 1993, Stochastic generation of homogenous isotropic turbulence with well-defined spectra, *Physical Review E*, **48**(3), p. 2279–2287.
- ²⁰CAROLUS, T., SCHNEIDER, M. & REESE, H., 2007, Axial flow fan broad-band noise and prediction, *Journal of Sound and Vibration*, **300**, p. 50–70.
- ²¹CASPER, J. & FARASSAT, F., 2002, Broadband noise predictions based on a new aeroacoustic formulation, *40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, n° AIAA-2002-0802.

-
- ²²CHONG, T.P., JOSEPH, P.F. & DAVIES, P.O., 2009, Design and performance of an open jet wind tunnel for aeroacoustic measurement, *Applied Acoustics*, **70**, p. 605–619.
- ²³CHRISTOPHE, J., ANTHOINE, J., RAMBAUD, P. & MOREAU, S., 2008, Numerical issues in the application of an amiet model for spanwise-varying incoming turbulence, *14th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2008-2865.
- ²⁴CHU, B.-T. & KOVÁSZNAY, L., 1958, Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas, *Journal of Fluid Mechanics*, **3(5)**, p. 494–514.
- ²⁵CLAIR, V., POLACSEK, C., GARREC, T. Le & REBOUL, G., 2012, CAA methodology to simulate turbulence-airfoil noise, *Proceedings of the 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2012-2189.
- ²⁶CLAIR, V., POLACSEK, C., GARREC, T. Le, REBOUL, G., GRUBER., M. & JOSEPH, P., 2013, Experimental and numerical investigation of turbulence-airfoil noise reduction using wavy edges, *AIAA Journal*, **51(11)**, p. 2695–2713.
- ²⁷CRIVELLINI, A., GOLUBEV, V., MANKBADI, R., SCOTT, J., HIXON, R. & POVINELLI, L., 2002, Nonlinear analysis of airfoil high-intensity gust response using a high-order prefactored compact code, *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2002-2535.
- ²⁸CURLE, N., 1955, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proceedings of the Royal Society of London A*, **231**, p. 505–514.
- ²⁹DE GOUVILLE, B., 1998, *Calcul du bruit à large bande d'un rotor caréné dû à la turbulence incidente*, thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- ³⁰DE LABORDERIE, J., MOREAU, S., BERRY, A. & POSSON, H., 2012, Several technological effects on tonal fan noise prediction, *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2012-2131.
- ³¹DENAYER, H., ROECK, W. De, DESMET, W. & SCHRAM, C., 2012, Extension of amiet's theory for the aeroacoustic analysis of a wing-flap configuration including acoustic scattering, *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2012-2096.
- ³²DENIAU, H., BOUSSUGE, J.-F., POLACSEK, C. & MOREAU, S., 2011, Affordable compressible LES of airfoil-turbulence interaction in a free jet, *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2011-2707.
- ³³DIESTE, M. & GABARD, G., 2011, Broadband fan interaction noise using synthetic inhomogeneous non-stationary turbulence, *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3267.
- ³⁴DIESTE, M. & GABARD, G., 2012, Random particle methods applied to broadband fan interaction noise, *Journal of Computational Physics*, **231**, p. 8133–8151.
- ³⁵DOUGHERTY, R.P., 1997, A wave-splitting technique for nacelle acoustic propagation, *3rd AIAA/CEAS Conference*, n° AIAA-97-1652.
- ³⁶DOWNER, L. & DOCKRILL, P., 2008, Whalepower tubercle blade power performance test report, Wind Energy Institute of Canada, Technical report.
- ³⁷ELHADIDI, B., 2002, *Sound generation and propagation in annular cascades with swirling flows*, thèse de doctorat, University of Notre Dame.
- ³⁸EVERS, I. & PEAKE, N., 2002, On sound generation by the interaction between turbulence and a cascade of airfoils with non-uniform mean flow, *Journal of Fluid Mechanics*, **463**, p. 25–52.
- ³⁹EWERT, 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**, p. 369–387.

- ⁴⁰EWERT, R., APPEL, C., DIERKE, J. & HERR, M., 2009, RANS/CAA based prediction of NACA 0012 broadband trailing edge noise and experimental validation, *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3269.
- ⁴¹EWERT, R. & EDMUNDS, R., 2005, CAA slat noise studies applying stochastic sound sources based on solenoidal digital filters, *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2005-2862.
- ⁴²EWERT, R., NEIFELD, A. & FRITZSCH, A., 2011, A 3-d modal stochastic jet noise source model, *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2011-2887.
- ⁴³FEINERMANN, J., KOUSHIK, S. & SCHMITZ, F.H., 2011, Effect of leading-edge serrations on helicopter blade-vortex interaction noise, *67th International Annual Forum*.
- ⁴⁴FOSSO, A., DENIAU, H., LAMARQUE, N. & POINSOT, T., 2011, Comparison of outflow boundary conditions for subsonic aeroacoustic simulations, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **68**(10), p. 1207–1233.
- ⁴⁵FUNG, J.C.H., HUNT, J.C.R., MALIK, N.A. & PERKINS, R.J., 1992, Kinematic simulation of homogeneous turbulence by unsteady random fourier modes, *J. Fluid Mech.*, **236**, p. 281–318.
- ⁴⁶FUNG, J.C.H. & VASSILICOS, J.C., 1998, Kinematics simulation of homogeneous turbulence by unsteady random fourier modes, *Physical Review E*, **57**, p. 1677.
- ⁴⁷GILES, M., 1990, Nonreflecting boundary conditions for Euler equation calculations, *AIAA Journal*, **28**(12), p. 2050–2058.
- ⁴⁸GLEGG, S., 1999, The response of a swept blade row to a three-dimensional gust, *Journal of Sound and Vibration*, **227**(1), p. 29–64.
- ⁴⁹GLEGG, S., DEVENPORT, W. & STAUBS, J., 2008, Sound radiation from three dimensional airfoils in a turbulent flow, *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, n° AIAA-2008-52.
- ⁵⁰GLEGG, S., DEVENPORT, W.J. & STAUBS, J.K., 2006, Leading edge noise, *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2006-2424.
- ⁵¹GLEGG, S. A. L., 1993, Broadband noise from ducted prop fans, *15th AIAA Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-1993-4402.
- ⁵²GLOERFELT, X. & LAFON, P., 2008, Direct computation of the noise induced by a turbulent flow through a diaphragm in a duct at low mach number, *Computer & Fluids*, **37**, p. 388–401.
- ⁵³GOLDSTEIN, M. E., 1976, *Aeroacoustics*, McGraw-Hill.
- ⁵⁴GOLDSTEIN, M. E., 1978, Unsteady vortical and entropic distortions of potential flows round arbitrary obstacles, *Journal of Fluid Mechanics*, **89**, p. 433–468.
- ⁵⁵GOLDSTEIN, M. E. & ATASSI, H., 1976, A complete second-order theory for the unsteady flow about an airfoil due to a periodic gust, *Journal of Fluid Mechanics*, **74**, p. 741–765.
- ⁵⁶GOLUBEV, V. & ATASSI, H., 2000, Unsteady swirling flows in annular cascades, part 1 : evolution of incident disturbances, *AIAA Journal*, **38**(7), p. 1148–1149.
- ⁵⁷GOLUBEV, V. & ATASSI, H., 2000, Unsteady swirling flows in annular cascades, part 2 : aerodynamic blade response, *AIAA Journal*, **38**(7), p. 1150–1158.
- ⁵⁸GOLUBEV, V., BRODNICK, J., NGUYEN, L. & VISBAL, M., 2011, New approach to modeling airfoil interaction with upstream turbulence, *41st AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*, n° AIAA-2011-3899.
- ⁵⁹GOLUBEV, V., DREYER, B., HOLLENSHADE, T. & VISBAL, M., 2009, High-accuracy viscous analysis of unsteady flexible airfoil response to impinging gust, *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3271.

-
- ⁶⁰GOLUBEV, V., MANKBADI, R. & SCOTT, J., 2004, Numerical inviscid analysis of nonlinear airfoil response to impinging high-intensity high-frequency gust, *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2004-3002.
- ⁶¹GOLUBEV, V., MANKBADI, R., VISBAL, M., SCOTT, J. & HIXON, R., 2006, A parametric study of nonlinear gust-airfoil interaction, *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2006-2426.
- ⁶²GOLUBEV, V.V., NGUYEN, L., ROGER, M. & VISBAL, M.R., 2011, On interaction of airfoil leading and trailing edge noise sources in turbulent flow, *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper 2011-2859*, Portland, Oregon, June.
- ⁶³GRACE, S. M., 2001, Unsteady blade response : the BVI model vs. the gust model, *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2001-2209.
- ⁶⁴GRAHAM, J. M. R., 1970, Similarity rules for thin airfoils in non-stationary subsonic flows, *Journal of Fluid Mechanics*, **3 (4)**, p. 753–766.
- ⁶⁵GRESCHNER, B. & THIELE, F., 2011, Wall modeled LES simulation of rotor-stator-cascade broadband noise, *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2011-2873.
- ⁶⁶GRUBER, M., 2012, *Airfoil noise reduction by edge treatments*, thèse de doctorat, ISVR, University of Southampton.
- ⁶⁷GRUBER, M., JOSEPH, P.F. & AZARPEYVAND, M., 2013, An experimental investigation of novel trailing edge geometries on airfoil trailing edge noise reduction, *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2013-2011.
- ⁶⁸GRUBER, M., JOSEPH, P.F., POLACSEK, C. & CHONG, T.P., 2012, Noise reduction using combined trailing edge and leading edge serrations in a tandem airfoil experiment, *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2012-2134.
- ⁶⁹HALL, K. & VERDON, J., 1991, Gust response analysis for cascades operating in non-uniform mean flows, *AIAA Journal*, **29(9)**, p. 1463–1471.
- ⁷⁰HANSEN, K. L., KELSO, R. M. & DOOLAN, C.J., 2010, Reduction of flow induced tonal noise through leading edge tubercle modifications, *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2010-3700.
- ⁷¹HANSEN, K.L., KELSO, R.M. & DALLY, B.B., 2011, Performance variations of leading-edge tubercles for distinct airfoil profiles, *AIAA Journal*, **49(1)**, p. 185–194.
- ⁷²HANSON, D., 2001, Broadband noise of fans. with unsteady coupling theory to account for rotor and stator reflection/transmission effects, NASA Contractor Report 211136.
- ⁷³HANSON, D., 2001, Theory for broadband noise of rotor and stator cascades with inhomogeneous inflow turbulence including effects of lean and sweep, NASA Contractor Report 210762.
- ⁷⁴HERSH, A.S., SODERMAN, P.T. & HAYDEN, R.E., 1974, Investigation of acoustic effects of leading edge serrations on airfoils, *Journal of Aircraft*, **11(4)**, p. 197–202.
- ⁷⁵HIXON, R., SCOTT, J., SAWYER, S. & NALLASAMY, M., 2006, Application of a nonlinear computational aeroacoustics code to the gust-airfoil problem, *AIAA Journal*, **44(2)**, p. 323–328.
- ⁷⁶HIXON, R., SESCOU, A., NALLASAMY, M. & SAWYER, S., 2009, Prediction of noise from realistic rotor-wake/stator-row interaction using computational aeroacoustics, *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3339.
- ⁷⁷HIXON, R., SESCOU, A. & SAWYER, S., 2011, Vortical gust boundary condition for realistic rotor wake/stator interaction noise prediction using computational aeroacoustics, *Journal of Sound and Vibration*, **330(16)**.

- ⁷⁸HIXON, R., SHIH, S.-H. & MANKBADI, R., 1995, Evaluation of boundary conditions for computational aeroacoustics, *AIAA Journal*, **33(11)**, p. 2006–2012.
- ⁷⁹HOWE, M.S., 1991, Aerodynamic noise of a serrated trailing edge, *Journal of Fluids and Structures*, **5(1)**, p. 33–45.
- ⁸⁰HOWE, M.S., 1991, Noise produced by a sawtooth trailing edge, *Journal of the Acoustical Society of America*, **90(1)**, p. 482–487.
- ⁸¹HU, F., 1996, On absorbing boundary conditions for linearized Euler equations by a perfectly matched layer, *Journal of Computational Physics*, **129**, p. 201–219.
- ⁸²HU, F., 1996, On perfectly matched layer as an absorbing boundary condition, *2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-96-1664.
- ⁸³HU, F., 2005, A perfectly matched layer absorbing boundary condition for linearized Euler equations with a non-uniform mean flow, *Journal of Computational Physics*, **208(2)**, p. 469–492.
- ⁸⁴JURDIC, V., MOREAU, A., JOSEPH, P., ENGARDT, L. & COUPLAND, J., 2007, A comparaison between measured and predicted fan broadband noise due to rotor-stator interaction, *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2007-3692.
- ⁸⁵KAJI, S. & OKAZAKI, T., 1970, Generation of sound by rotor-stator interaction, *Journal of Sound and Vibration*, **13**, p. 281–307.
- ⁸⁶KARWEIT, M., BLANC-BENON, P., JUVÉ, D. & COMTE-BELLOT, G., 1991, Simulation of the propagation of an acoustic wave through a turbulent velocity field : a study of phase variance, *Journal of the Acoustical Society of America*, **89(1)**, p. 52–62.
- ⁸⁷KATO, C., LIDA, A., TAKAMO, Y., FUJITA, H. & IKEGAWA, M., 1993, Numerical prediction of aerodynamic noise radiated from low mach number turbulent wake, *Proceedings of the 31st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, n° AIAA-93-145.
- ⁸⁸KOBAYASHI, H., 1980, Effects of inflow distortion profiles on fan tone noise, *AIAA Journal*, **18(8)**, p. 899–906.
- ⁸⁹KODAMA, H. & NAMBA, M., 1990, Unsteady lifting surface theory for a rotating cascade of swept blades, *Journal of Turbomachinery*, **112**, p. 411–417.
- ⁹⁰KRAICHNAN, R., 1970, Diffusion by a random velocity field, *Physics of Fluids*, **13(1)**, p. 22–31.
- ⁹¹LAFITTE, A., 2012, *Prédiction de l'aéroacoustique de jets subsoniques confinés à l'aide d'une méthode stochastique de génération de la turbulence*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon.
- ⁹²LAFITTE, A., LAURENDEAU, E., LE GARREC, T. & BAILLY, C., 2012, Acoustice prediction of jet pumps using a sweeping based turbulence generation stochastic method, *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference*, n° AIAA-2012-2149.
- ⁹³LE GARREC, T., 2009, *Simulation directe du bruit de bord de fuite d'un profil par une méthode multi domaines*, thèse de doctorat, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers.
- ⁹⁴LOCKARD, D. & MORRIS, P., 1996, A parallel implementation of a computational aeroacoustic algorithm for airfoil noise, *2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-96-1754.
- ⁹⁵LOCKARD, D. & MORRIS, P., 1998, Radiated noise from airfoils in realistic mean flows, *AIAA Journal*, **36(6)**, p. 907–914.
- ⁹⁶LOCKARD, David P., 2000, An efficient, two-dimensional implementation of the Ffowcs-Williams and Hawkings equation, *Journal of Sound and Vibration*, **229(4)**, p. 897–911.
- ⁹⁷LOCKARD, David P., 2002, A comparison of Ffowcs Williams-Hawkings solvers for airframe noise applications, *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2002-2580.

-
- ⁹⁸LODATO, G., DOMINGO, P. & VERVISCH, L., 2008, Three-dimensional boundary conditions for direct and large-eddy simulation of compressible viscous flows, *Journal of Computational Physics*, **227**(10), p. 5105–5143.
- ⁹⁹MANN, A., PÉROT, F., KIM, M.-S., CASALINO, D. & FARES, E., 2012, Advanced noise control fan direct aeroacoustics predictions using a Lattice-Boltzmann method, *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2012-2287.
- ¹⁰⁰MIKLOSOVIC, D.S., MURRAY, M.M., HOWLE, L.E. & FISH, F.E., 2004, Leading-edge tubercles delay stall on humpback whale (*Megaptera novaeangliae*) flippers, *Physics of Fluids*, **16**(5), p. 39–42.
- ¹⁰¹MONTGOMERY, M. & VERDON, J., 1997, A three-dimensional linearized unsteady euler analysis for turbomachinery blade rows, NASA Contractor Report 4770.
- ¹⁰²MOREAU, S. & ROGER, M., 2007, Competing broadband noise mechanisms in low speed axial fans, *AIAA Journal*, **45**(1), p. 48–57.
- ¹⁰³MOREAU, S., ROGER, M. & JURDIC, V., 2005, Effect of angle of attack and airfoil shape on turbulence ingestion noise, *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2005-2973.
- ¹⁰⁴MYERS, M. & KERSCHEN, E., 1995, Influence of incident angle on sound generation by airfoils interacting with high-frequency gusts, *Journal of Fluid Mechanics*, **292**, p. 271–304.
- ¹⁰⁵MYERS, M. & KERSCHEN, E., 1997, Influence of camber on sound generation by airfoils interacting with high-frequency gusts, *Journal of Fluid Mechanics*, **353**, p. 221–259.
- ¹⁰⁶NALLASAMY, M. & ENVIA, E., 2005, Computation of rotor wake turbulence noise, *Journal of Sound and Vibration*, **282**, p. 649–678.
- ¹⁰⁷NALLASAMY, M., HIXON, R. & SAWYER, S., 2007, Solution of unsteady euler equations : Gust–cascade interaction tones, *Computer & Fluids*, **36**, p. 724–741.
- ¹⁰⁸NAMBA, M., 1977, Three-dimensional analysis of blade force and sound generation for an annular cascade in distorted flows, *Journal of Sound and Vibration*, **50**, p. 479–508.
- ¹⁰⁹NAMBA, M. & ISHIKAWA, A., 1983, Three-dimensional aerodynamic characteristics of oscillating supersonic and transonic annular cascades, *ASME Journal for Engineering for Power*, **105**, p. 138–146.
- ¹¹⁰NAMBA, M. & SCHULTEN, J., 2000, Third computational aeroacoustics (CAA) workshop on benchmark problems : Category 4 – fan stator with harmonic excitation by rotor wake, NASA Technical Memorandum 2000-209790, pp. 73-85.
- ¹¹¹OELERMANS, S., FISHER, M., MAEDER, T. & KÖGLER, K., 2009, Reduction of wind turbine noise using optimized airfoils and trailing-edge serrations, *AIAA Journal*, **47**(6), p. 1470–1481.
- ¹¹²OLAUSSEN, M. & ERIKSSON, L.-E., 2009, Rotor wake/stator broadband noise calculations using hybrid RANS/LES and chorochronic buffer zones, *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3338.
- ¹¹³OMAIS, M., CARUELLE, B., REDONNET, S., MANOHA, E. & SAGAUT, P., 2008, Jet noise prediction using RANS CFD input, *Proceedings of the 5th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2008-2938.
- ¹¹⁴PATERSON, R. & AMIET, R., 1976, Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence, NASA Contractor Report 2733.
- ¹¹⁵PEAKE, N., 1992, The interaction between a high-frequency gust and a blade row, *Journal of Fluid Mechanics*, **241**, p. 261–289.
- ¹¹⁶PEAKE, N. & KERSCHEN, E., 1995, A uniform asymptotic approximation of high-frequency unsteady cascade flow, *Proceedings of the Royal Society of London A*, **449**, p. 177–186.

- ¹¹⁷PEAKE, N. & KERSCHEN, E., 1997, Influence of mean loading on noise generated by the interaction of gust with plate cascade : upstream radiation, *Journal of Fluid Mechanics*, **347**, p. 315–346.
- ¹¹⁸POINSOT, T. & LELE, S., 1992, Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, *Journal of Computational Physics*, **101**, p. 104–129.
- ¹¹⁹POLACSEK, C. & BURGUBURU, S., 2005, Fan interaction noise predictions using rans-bem coupling., *International Journal of Aeroacoustics*, **4 (1,2)**, p. 153–167.
- ¹²⁰POLACSEK, C., BURGUBURU, S., REDONNET, S. & TERRACOL., M., 2006, Numerical simulation of fan interaction noise using a hybrid approach, *AIAA Journal*, **44 (6)**, p. 1188–1196.
- ¹²¹POSSON, H., 2008, *Fonctions de réponse de grille d’aubes et effet d’écran pour le bruit à large bande des soufflantes*, thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- ¹²²POSSON, H., MOREAU, S. & ROGER, M., 2010, On the use of a uniformly valid analytical cascade response function for fan broadband noise predictions, *Journal of Sound and Vibration*, **329**, p. 3721–3743.
- ¹²³POSSON, H. & ROGER, M., 2011, Experimental validation of a cascade response function for fan broadband noise predictions, *AIAA Journal*, **49(9)**, p. 1907–1918.
- ¹²⁴REBOUL, G., 2010, *Modélisation du bruit à large bande de soufflante de turboréacteur*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon.
- ¹²⁵REBOUL, G. & POLACSEK, C., 2010, Towards numerical simulation of fan broadband noise aft radiation from aero-engines, *AIAA Journal*, **48(9)**, p. 2038–2048.
- ¹²⁶REBOUL, G., POLACSEK, C., LEWY, S. & HEIB, S., 2008, Ducted-fan broadband noise simulations using unsteady or averaged data, *Internoise 2008*.
- ¹²⁷REDONNET, S., 2001, *Simulation de la propagation acoustique en présence d’écoulements quelconques et de structures solides, par résolution numérique des équations d’Euler*, thèse de doctorat, Université de Bordeaux I.
- ¹²⁸REDONNET, S., DESQUESNES, G., MANOHA, E. & PARZINI, C., 2010, Numerical study of acoustic installation effects with a computational aeroacoustics method, *AIAA Journal*, **48(5)**, p. 929–937.
- ¹²⁹REDONNET, S., MANOHA, E. & SAGAUT, P., 2001, Numerical simulation of propagation of small perturbations interacting with flows and solid bodies, *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2001-222.
- ¹³⁰REESE, H., KATO, C. & CAROLUS, T., 2007, Large eddy simulation of acoustical sources in a low pressure axial-flow fan encountering highly turbulent inflow, *Journal of Fluids Engineering*, **129**, p. 263–272.
- ¹³¹RIOU, J., LEWY, S. & HEIB, S., 2007, Large eddy simulation for predicting rotor-stator broadband interaction fan noise, *Internoise 2007 Conference*.
- ¹³²ROGER, M., 2013, *CISM Courses and Lectures 545*, chap. Broadband noise from lifting surfaces : analytical modeling and experimental validation, p. 289–344. Springer.
- ¹³³ROGER, M., SHRAM, C. & SANTANA, L. De, 2013, Reduction of airfoil turbulence-impingement noise by means of leading-edge serrations and/or porous materials, *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2013-2108.
- ¹³⁴ROZENBERG, Y., 2007, *Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calculs moyennés de mécanique des fluides*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon.
- ¹³⁵RUMSEY, C., BIEDRON, R. & FARASSAT, F., 1998, Ducted-fan engine acoustic predictions using a Navier-Stokes code, *Journal of Sound and Vibration*, **213(4)**, p. 643–664.

-
- ¹³⁶SALEM SAID, A.-H., 2007, *Large Eddy Simulation of Shear-Free Interaction of Homogeneous Turbulence with a Flat-Plate Cascade*, thèse de doctorat, Virginia Polytechnic Institute and State University.
- ¹³⁷SCHULTEN, B., 1982, Sound generated by rotor wakes interacting with a leaned vane stator, *AIAA Journal*, **20**(10), p. 1352–1358.
- ¹³⁸SCHULTEN, B., 1997, Vane sweep effect on rotor/stator interaction noise, *AIAA Journal*, **35**(6), p. 945–951.
- ¹³⁹SCOTT, J., 2000, Third computational aeroacoustics (CAA) workshop on benchmark Problems : category 3, problem 1 – single airfoil gust response, NASA Technical Memorandum 2000-209790, pp. 47-59.
- ¹⁴⁰SCOTT, J. & ATASSI, H., 1989, Numerical solution of periodic vortical flows about a thin airfoil, *24th AIAA Thermophysics Conference*, n° AIAA-89-1691.
- ¹⁴¹SCOTT, J. & ATASSI, H., 2004, A finite-difference, frequency-domain numerical scheme for the solution of the gust response problem, *Journal of Computational Physics*, **119**, p. 75–93.
- ¹⁴²SCOTT, J., ATASSI, H. & SUSAN-RESIGA, R., 2003, A new domain decomposition approach for the gust response problem, *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, n° AIAA-2003-0883.
- ¹⁴³SEARS, W.R., 1941, Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical applications, *Journal of the Aeronautical Sciences*, **8**, p. 104–108.
- ¹⁴⁴SESCU, A., HIXON, R. & SAWYER, S., 2009, Validation of a CAA code using a benchmark wake-stator interaction problem, *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3339.
- ¹⁴⁵SHARMA, A., CHEN, H. & SHIEH, C., 2010, Linearized Navier-Stokes analysis for rotor-stator interaction tone noise prediction, *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2010-3744.
- ¹⁴⁶SIEFERT, M. & EWERT, R., 2009, Sweeping sound generation in jets realized with a random particle-mesh method, *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2009-3369.
- ¹⁴⁷SMIRNOV, A., SHI, S. & CELIK, I., 2001, Random flow generation technique for large eddy simulations and particle dynamics modeling, *Journal of Fluids Engineering*, **123**, p. 359–371.
- ¹⁴⁸SMITH, S., 1972, Discrete frequency sound generation in axial flow turbomachines, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda 3709.
- ¹⁴⁹SODERMAN, P.T., 1973, Leading-edge serrations which reduce the noise of low-speed rotors, NASA Technical Note D-7371.
- ¹⁵⁰TAM, C., 1998, Advances in numerical boundary conditions for computational aeroacoustics, *Journal of Computational Acoustics*, **6**(4), p. 377–402.
- ¹⁵¹TAM, C. & DONG, Z., 1996, Radiation and outflow boundary conditions for direct computation of acoustic and flow disturbances in a nonuniform mean flow, *Journal of Computational Acoustics*, **4**(2), p. 175–201.
- ¹⁵²TAM, C. & WEBB, J., 1993, Dispersion-Relation-Preserving finite difference schemes for computational acoustics, *Journal of Computational Physics*, **107**, p. 262–281.
- ¹⁵³TAM, C., WEBB, J. & DONG, Z., 1993, A study of the short wave components in computational acoustics, *Journal of Computational Acoustics*, **1**(1), p. 1–30.
- ¹⁵⁴THOMPSON, K., 1987, Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems, *Journal of Computational Physics*, **68**, p. 1–24.
- ¹⁵⁵TYLER, J.M. & SOFRIN, T.G., 1962, Axial low compressor noise studies, *Society of Automotive Engineers Transactions*, **70**, p. 309–332.

- ¹⁵⁶VENTRES, C.S., THEOBALD, M.A. & MARK, W.D., 1982, Turbofan noise generation ,Volume 1 : analysis, NASA Contractor Report 167952.
- ¹⁵⁷VON KÁRMÁN, T. & SEARS, W.R., 1938, Airfoil theory for non-uniform motion, *Journal of the Aeronautical Sciences*, **5(10)**, p. 379–390.
- ¹⁵⁸WATTS, P. & FISH, M., 2002, Scalloped wing leading edge, United States Patent 6-431-498.
- ¹⁵⁹WHITEHEAD, D., 1972, Vibration and sound generation in a cascade of flat plates in subsonic flow, Aeronautical Research Council Reports and Memoranda 3685.
- ¹⁶⁰ZHANG, W., WANG, X. & SUN, X., 2013, A broadband noise model for turbulence/annular cascade interaction, *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, n° AIAA-2013-2243.

Calcul numérique de la réponse acoustique d'un aubage soumis à un sillage turbulent

Le bruit généré par l'impact du sillage de la soufflante avec les aubes du redresseur est une source prédominante des turboréacteurs en conditions d'approche, et la composante à large-bande contribue fortement au niveau sonore global. Une méthode numérique basée sur un code CAA résolvant les équations d'Euler est développée dans cette thèse afin d'estimer le bruit d'interaction entre un sillage turbulent et un aubage de géométrie quelconque. Le sillage amont est modélisé à l'aide d'une méthode stochastique supposant un spectre de turbulence homogène isotrope et une représentation spatiale simplifiée du champ de vitesse. Ces fluctuations de vitesse sont injectées dans le code CAA via des conditions aux limites adéquates. La méthode ainsi mise en place est validée dans un premier temps sur des cas d'interaction avec une plaque plane en comparant les résultats numériques aux solutions du modèle d'Amiet. Un chaînage avec une méthode intégrale est aussi réalisé pour estimer le rayonnement acoustique. La méthode numérique est ensuite mise en œuvre pour simuler la réponse acoustique d'un profil isolé avec un bord d'attaque ondulé conçu et testé dans la soufflerie de l'ISVR dans le cadre du projet européen FLOCON. Enfin, la méthodologie est étendue à des configurations de grilles d'aubes annulaires en conduit. Après une étape de validation sur des cas monofréquentiels issus d'un benchmark CAA, des simulations large bande sont réalisées, tout d'abord sur une configuration de grille d'aubes sans incidence (écoulement axial uniforme) testée en soufflerie au LMFA, puis sur une configuration plus complexe de grille d'aubes non chargée en écoulement tournant proposée par Atassi.

Mots clés :

AEROACOUSTIQUE ; CAA ; METHODES STOCHASTIQUES ; INTERACTION ROTOR-STATOR

Numerical calculation of the acoustic response of a blade-row impinged by a turbulent wake

Noise generation due to the rotor wakes impinging the stator vanes is a dominant turbofan source at approach conditions, and the broadband noise component is significantly contributing to the overall level. A numerical method based on a CAA code solving the Euler equations is developed in this thesis in order to simulate the interaction noise between a turbulent wake and a vane row without geometry restrictions. The upstream turbulent flow is synthesized using a stochastic approach by considering an homogeneous isotropic turbulence spectrum model and a simplified spatial representation of the velocity field. These velocity gusts are injected in the CAA code by implementing a suited boundary condition. The present methodology is first validated against turbulence-flat plate interaction cases, by comparing the numerical predictions to Amiet model solutions. A chaining with an integral formulation is also performed to assess the acoustic far-field. Then, the method is used to estimate the acoustic response of an isolated airfoil with a wavy leading edge, designed and tested in ISVR wind tunnel in the framework of European FLOCON project. Finally, the computations are extended to ducted annular grid configurations. After a validation step on single-frequency cases described in a CAA benchmark, broadband noise simulations are performed, firstly on a flat-plate annular grid in a uniform axial flow tested in the LMFA wind tunnel, and then on a more complex configuration related to an unloaded grid in a swirling mean flow proposed by Atassi.

Keywords :

AEROACOUSTICS ; CAA ; STOCHASTIC METHODS ; ROTOR-STATOR INTERACTION