

Table des matières

Table des matières	v
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xiii
Liste des symboles	xv
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte de l'étude	2
1.2 Objectif de l'étude : prédire le bruit tonal d'un groupe moto-ventilateur	4
1.2.1 Calcul numérique des sources acoustiques du GMV	4
1.2.2 Calcul analytique des sources acoustiques du stator	5
1.3 Organisation du mémoire	5
2 État de l'art en aéroacoustique	7
2.1 Généralités sur le groupe moto-ventilateur	8
2.1.1 Fonction et architecture d'un groupe moto-ventilateur	8
2.1.2 Les mécanismes de bruit	9
2.1.2.1 Le bruit tonal	9
2.1.2.2 Le bruit à large bande	12
2.2 Les approches de calcul en aéroacoustique numérique	16
2.2.1 L'approche directe	16
2.2.2 L'approche hybride	19
2.2.2.1 Propagation avec l'analogie acoustique	19
2.2.2.2 Propagation avec la méthode de Kirchhoff	24
2.2.2.3 Propagation avec les équations d'Euler linéarisées	26
2.3 Méthodes de prédiction du bruit aérodynamique des turbomachines subsoniques	27
2.3.1 Exemples de méthodes de prédictions de classe I	27
2.3.2 Exemples de méthodes de prédictions de classe II	28
2.3.3 Exemples de méthodes de prédictions de classe III	29
2.4 Contributions du projet Ecoquest à la prédiction du bruit d'un groupe moto-ventilateur	31

2.4.1	Caractérisation de la turbulence en aval d'un échangeur thermique	32
2.4.2	Caractérisation acoustique d'un échangeur thermique	33
3	Prédiction du bruit tonal : aspects théoriques	37
3.1	Introduction	38
3.2	Partie I : solution fréquentielle de l'analogie acoustique de FWH . . .	39
3.2.1	Source dipolaire en rotation : bruit du rotor	40
3.2.1.1	Discrétisation de la pale en éléments surfaciques . . .	43
3.2.1.2	Expression des efforts instationnaires	43
3.2.1.3	Rayonnement en champ lointain	44
3.2.1.4	Critère de compacité	48
3.2.2	Source dipolaire fixe : bruit du stator	50
3.2.2.1	Discrétisation de l'aube en éléments surfaciques . . .	50
3.2.2.2	Rayonnement acoustique d'une aube en champ lointain	51
3.2.2.3	Fonction d'interférence du stator	52
3.2.2.4	Rayonnement acoustique du stator en champ lointain	53
3.2.3	Amélioration apportée : prise en compte de la géométrie exacte de la pale dans la propagation acoustique	54
3.3	Partie II : bruit du stator par une approche semi-analytique	55
3.3.1	La théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire	56
3.3.2	La réponse d'un profil à une rafale bidimensionnelle	58
3.3.3	Méthodologie de calcul du bruit du stator avec la théorie de Sears	62
4	Prédiction du bruit tonal : aspects applicatifs	63
4.1	Introduction	64
4.2	Partie I : étude expérimentale	64
4.2.1	Description du cas-test	64
4.2.2	Mesures expérimentales	65
4.2.2.1	Description du banc d'essai	67
4.2.2.2	Procédure expérimentale	69
4.2.2.3	Incertitudes de mesure	70
4.2.2.4	Résultats expérimentaux	71
4.3	Partie II : Prédiction du bruit tonal avec l'analogie de FWH	72
4.3.1	Étude aérodynamique : calcul numérique des sources	73
4.3.1.1	Domaine de calcul et conditions aux limites	74
4.3.1.2	Discrétisation spatiale et temporelle	75
4.3.1.3	Modèle de turbulence et convergence	76
4.3.1.4	Post-traitement	78
4.3.2	Etude aéroacoustique : propagation des sources	79
4.3.2.1	Sensibilité de la prédiction tonale au maillage acoustique - compacité	79

4.3.2.2	Effet du placement des sources acoustiques sur le rayonnement en champ lointain	85
4.3.2.3	Bruit total et comparaison avec l'expérimental	88
4.4	Partie III : prédiction et optimisation aéroacoustiques du stator avec le modèle de Sears	91
4.4.1	Prédiction du bruit du stator à partir de trois rayons	93
4.4.1.1	Calcul du champ aérodynamique autour des sections du rotor	94
4.4.1.2	Données d'entrée du modèle de Sears et prédiction du bruit du stator	103
4.4.2	Prédiction du bruit du stator à partir d'un calcul 3D	108
4.4.2.1	Simulation de l'écoulement autour du rotor	108
4.4.2.2	Prédiction du bruit du stator	111
4.4.3	Optimisation aéroacoustique du stator	112
4.4.3.1	Paramétrisation et mise en place de la boucle d'optimisation	113
4.4.3.2	Algorithme d'optimisation, objectifs et contraintes	114
4.4.3.3	Résultats	114
	Conclusions	119
	Synthèse	119
	Perspectives	121
	Annexe A La fonction de Green et ses dérivées	123
A.1	La fonction de Green en champ libre	123
A.1.1	Cas d'une source tournante	124
A.1.2	Cas d'une source fixe	126
A.2	Dérivées de la fonction de Green	127
A.2.1	Cas d'une source tournante	127
A.2.2	Cas d'une source fixe	128
	Annexe B Calcul des intégrales azimutales I_r, I_ϕ et I_x	129
B.1	Formule de Jacobi-Anger	129
B.2	Calcul de I_r	130
B.3	Calcul de I_ϕ	130
B.4	Calcul de I_x	130
	Annexe C Validation du code de calcul SC/Tetra : LES du profil CD extrudé	133
C.1	Historique	133
C.2	Protocole expérimental	135
C.3	Validation du code SC/Tetra	136
C.3.1	Méthodologie de simulation	137
C.3.1.1	Domaine de calcul et conditions aux limites	137

C.3.1.2	Discretisations spatiales et temporelles	138
C.3.2	Résultats et comparaison à l'expérimental	138
C.3.2.1	Pression pariétale	138
C.3.2.2	Statistique de vitesse dans la couche limite du profil	140
C.3.2.3	Statistiques de vitesse dans le sillage	141
C.3.3	Conclusions	143
Bibliographie		145



Table des figures

2.1	Vue éclatée d'un module de refroidissement complet	8
2.2	Analyse spectrale du bruit rayonné par un ventilateur axial automobile	10
2.3	Photo d'un GMV suspendu sismiquement dans une chambre semi-anéchoïque	11
2.4	Représentation schématique de la distorsion de la vitesse à l'entrée d'un ventilateur	11
2.5	Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit de bord de fuite dû à une couche limite turbulente	12
2.6	Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit de séparation/décrochage	13
2.7	Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit d'échappement tourbillonnaire dû à une couche limite laminaire . . .	13
2.8	Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit d'échappement tourbillonnaire dû à un bord de fuite tronqué	14
2.9	Différents types de bord de fuite d'un profil d'aile	14
2.10	Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : Interaction avec le tourbillon de bout de pale	15
2.11	Tourbillon en bout de pale d'un ventilateur axial	15
2.12	Montage d'un échangeur à la sortie du jet d'air dans la chambre semi-anéchoïque de l'Université de Siegen	32
2.13	Intensité de turbulence en aval des échangeurs thermiques en fonction de la distance et de la vitesse de l'écoulement. Figure extraite d'un rapport d'essai effectué à l'Université de Siegen dans le cadre d'Ecoquest.	33
2.14	Puissance acoustique du bruit propre généré par l'échangeur à différentes vitesses d'écoulement	34
2.15	Atténuation de la puissance acoustique d'un échangeur thermique de type Valeo à plusieurs vitesses d'écoulement	35
3.1	Origine du temps pour l'enregistrement de la force appliquée à la pale	44
3.2	Les différents repères liés au rotor pour la définition des coordonnées de l'observateur et de la source	45

3.3	Les positions relatives des éléments-sources (r_s, ϕ_s, x_s) écrites dans un repère cylindrique lié au rotor.	47
3.4	Les différents repères associés au stator	51
3.5	Les surfaces utilisées par Khelladi et Caro pour le placement des sources acoustiques	55
3.6	Représentation schématique du problème bidimensionnel de Sears . .	56
3.7	Réponse aérodynamique d'un profil à une rafale incidente	59
4.1	Cas-test pour la prédiction du bruit tonal	65
4.2	Banc d'essai aéraulique et aéroacoustique	68
4.3	Représentation schématique du banc d'essai	68
4.4	Courbe de $\Delta P = f(Q_v)$ de l'hélice H440EC52 montée dans son support	72
4.5	Spectre de puissance acoustique du GMV H440EC52	73
4.6	Section du domaine de calcul	75
4.7	Comparaison de la densité des maillages M_1 et M_2 autour des pales .	76
4.8	Comparaison de la densité des maillages M_1 et M_2 dans le domaine tournant	77
4.9	Représentation schématique des trois discrétisations acoustiques de la pale	81
4.10	Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du rotor calculés avec les trois discrétisations acoustiques D_1 , D_2 et D_3	83
4.11	Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec les trois discrétisations acoustiques D_1 , D_2 et D_3	84
4.12	Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du rotor calculés avec les approches 1D, 2D et 3D	86
4.13	Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec les approches 1D, 2D et 3D	87
4.14	Comparaison de la directivité calculée du bruit tonal du GMV H440EC52 avec les mesures expérimentales	89
4.15	Puissance calculée et mesurée pour les quatre première harmoniques de la FPP	91
4.16	Représentation schématique du domaine de calcul autour des profils de la pale H440EC52	94
4.17	y^+ moyenné sur l'extrados des profils pour les trois sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure du stator. L'écoulement est calculé en LES avec le modèle de sous-maille WALE.	98
4.18	Coefficients de pression moyennés C_p des sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale	99
4.19	Coefficients de frottement moyennés C_f sur l'extrados des sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale	100
4.20	Profil de vitesse dans la couche limite de la section 16,67% adimensionné par la vitesse infinie amont	101

4.21	Profil de vitesse dans la couche limite de la section 50% adimensionné par la vitesse infinie amont.	102
4.22	Profil de vitesse dans la couche limite de la section 83,33% adimensionné par la vitesse infinie amont.	103
4.23	Vitesse parallèle à la corde dans le sillage des profils calculés.	104
4.24	Vitesse normale à la corde dans le sillage des profils calculés.	105
4.25	Densité spectrale de puissance de la pression pariétale des sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale	106
4.26	DSP de la vitesse longitudinale dans le sillage des sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale	107
4.27	Représentation schématique de la position d'extraction des vitesses pour le modèle de Sears	108
4.28	Diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec le modèle de Sears pour les quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales	109
4.29	Domaine de calcul de la simulation RANS du rotor H440EC52	110
4.30	Diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec le modèle de Sears basé sur une simulation 3D du rotor pour les quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales	111
4.31	Comparaison du stator de référence et du stator optimisé selon des critères acoustiques pour le rotor H440EC52.	115
4.32	Comparaison de la directivité du stator de référence et celle du stator optimisé.	116
4.33	Diagrammes de directivité du bruit tonal des versions de référence et optimisée du GMV H440EC52	117
A.1	Les différents repères associés au rotor pour le calcul de la fonction de Green en champ libre	125
A.2	Les différents repères associés au stator pour le calcul de la fonction de Green en champ libre	126
C.1	Montage et instrumentation du profil CD dans la soufflerie anéchoïque de l'Ecole Centrale de Lyon.	136
C.2	Domaines de calcul pour la simulation RANS de la soufflerie anéchoïque et LES du profil CD	137
C.3	Coefficient de pression moyenné $-C_p$ du profil CD	139
C.4	Vitesse axiale dans la couche limite du profil CD à plusieurs positions de mesure	140
C.5	Vitesses axiales dans le sillage du profil CD	141
C.6	Vitesses transversales dans le sillage du profil CD	142
C.7	Vue des maillages tétraédrique et hexaédrique près du bord de fuite du profil CD	143

Liste des tableaux

4.1	Caractéristiques géométriques et aérodynamiques de l'hélice H440EC52 et de son support statorique	66
4.2	Positions des microphones dans un repère sphérique lié au ventilateur.	67
4.3	Diamètres des diaphragmes permettant d'ajuster la perte de charge à travers le mini-banc	69
4.4	Moyenne, écart-type et intervalle de confiance pour la puissance acoustique des 4 premières harmoniques de la FPP	71
4.5	Niveaux de pression acoustique des quatre premières harmoniques de la FPP du GMV H440EC52 mesurés par les dix microphones	74
4.6	Paramètres des maillages M_1 et M_2	78
4.7	Prédiction de la ΔP de l'hélice H440EC52 et comparaison avec l'expérimental.	79
4.8	Critère de compacité du GMV H440EC52 pour les quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales	80
4.9	Positions relatives des dipôles dans un repère cylindrique dans le cas de la discrétisation acoustique D_2	82
4.10	Bruit tonal calculé et mesuré par les dix microphones	90
4.11	Caractéristiques géométriques et conditions aux limites pour les sections à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale H440EC52	95
4.12	Caractéristiques des maillages pour les simulations RANS des trois sections de la pale H440EC52	96
4.13	Caractéristiques des maillages et paramétrages du solveur pour les simulations LES des sections de la pale H440EC52	97
4.14	Plage de variation des paramètres d'optimisation par section de stator.	113

Liste des symboles

Symboles grecs

α	angle de calage du stator à un rayon donné (cf. figure 4.27)	[rad]
α_j	décalage angulaire entre la $j^{ième}$ aube et l'aube de référence	[rad]
ΔA	surface du $s^{ième}$ élément source	[m ²]
ΔP	élévation de pression induite par le ventilateur dans le fluide	[Pa]
ΔP_m	différence de pression mesurée entre l'intérieur et l'extérieur du mini-banc	[Pa]
ΔP_{tot}	élévation de pression totale	[Pa]
Δr_s	écart entre le maximum et le minimum de r_s	[m]
Δx_s	écart entre le maximum et le minimum de x_s	[m]
$\delta(f)$	delta de Dirac	
$\Delta \phi_s$	écart entre le maximum et le minimum de ϕ_s	[rad]
δ_{ij}	delta de Kroneker (1 pour $i=j$ et 0 pour $i \neq j$)	
η	rendement aéraulique d'un ventilateur	
Λ	longueur d'onde aérodynamique ou échelle intégrale de turbulence	[m]
λ_r	onde acoustique associée à la fréquence de rotation	[m]
λ_s	longueur d'onde caractéristique de la source acoustique	[m]
∇	opérateur nabla	
ν_i	composante de vitesse dans la direction i ($i = 1, 2, 3$)	[m.s ⁻¹]
Ω	vitesse de rotation	[rad.s ⁻¹]

Φ	angle d'écoute de l'observateur, cf. figure 3.2	[rad]
ϕ	potentiel de vitesse	[m ² .s ⁻¹]
ϕ_0	position tangentielle de la source dans un repère cylindrique	[rad]
ϕ_z	dérivée partielle de ϕ par rapport à $\tilde{z}$	[m.s ⁻¹]
ϕ_{ref}	angle de référence correspondant à la position initiale de la pale pour l'enregistrement de la force	[rad]
ϕ_s	position tangentielle du s ^{ième} élément source. Il décrit la géométrie de la pale ou de l'aube.	[rad]
ρ	masse volumique du fluide	[kg.m ⁻³]
ρ'	composante fluctuante de la masse volumique	[kg.m ⁻³]
ρ_0	masse volumique de référence	[kg.m ⁻³]
σ_{ij}	tenseur des contraintes	[Pa]
τ	temps d'émission	[s]
τ_ϕ	différence de temps d'émission due à la position tangentielle	[s]
τ_{ij}	tenseur des contraintes visqueuses	[Pa]
τ_r	différence de temps d'émission due à la position radiale	[s]
τ_x	différence de temps d'émission due à la position axiale	[s]
θ	angle d'écoute de l'observateur, cf. figure 3.2	[rad]
v	volume utilisé pour l'intégrale du terme quadripolaire	[m ³]

Symboles romains

$\tilde{x}$	abscisse adimensionnée par la demi-corde $\tilde{x} = x/b$	
$\tilde{z}$	ordonnée adimensionnée par la demi-corde $\tilde{z} = z/b$	
A	surface de la source acoustique	[m ²]
A_c	surface de la corrélation de Sharland	[m ²]
B	nombre de pales	
b	demi-corde d'une plaque plane $b = \frac{c}{2}$	[m]

c	corde d'une plaque plane	[m]
c_0	$\sqrt{(\frac{\partial p}{\partial \rho})_S}$ célérité du son dans le milieu ambiant	[m.s ⁻¹]
C_s	constante du modèle de Smagorinsky	
D	diamètre du diaphragme du mini-banc aéraulique	[m]
D_e	distance entre le bord de fuite du rotor et le plan d'extraction de la vitesse pour le modèle de Sears	[m]
D_{rs}	distance entre le bord de fuite du rotor et le bord d'attaque du stator	[m]
$E(A)$	partie entière de A	
$F_{\phi,s}$	composante tangentielle de la force appliquée à un élément source	[N]
$F_{\phi,s}^{(k)}$	coefficient de Fourier de la force tangentielle appliquée au s ^{ième} élément source, équation (3.22)	[N]
$F_{i,s}$	force appliquée au s ^{ième} élément source dans la direction i ($i = 1, 2, 3$)	[N]
$F_{i,s}^{(k)}$	coefficient de Fourier de la force appliquée au s ^{ième} élément source dans la direction i ($i = 1, 2, 3$) équation (3.17)	[N]
f_i	force par unité de surface dans la direction i ($i = 1, 2, 3$)	[N.m ⁻²]
$F_{r,s}$	composante radiale de la force appliquée à un élément source	[N]
$F_{r,s}^{(k)}$	coefficient de Fourier de la force radiale appliquée au s ^{ième} élément source, équation (3.22)	[N]
F_r	fréquence de rotation	[s ⁻¹]
F_s	fréquence de la source acoustique	[s ⁻¹]
$F_{x,s}$	composante axiale de la force appliquée à un élément source	[N]
$F_{x,s}^{(k)}$	coefficient de Fourier de la force axiale appliquée au s ^{ième} élément source, équation (3.22)	[N]
$F(\omega)$	coefficient de Fourier de la portance instationnaire par unité d'envergure à la fréquence ω	[N.m ⁻¹]
G	fonction de Green	
$G^{(n)}$	fonction de Green harmonique, équation (3.11)	
H	fonction d'Heaviside	

H_ν	fonction d'Hankel d'ordre ν	
J	fonction de Bessel de première espèce	
J'	dérivée de la fonction de Bessel de première espèce par rapport à son argument	
L_s	taille caractéristique de la source acoustique	[m]
L_w	niveau de puissance acoustique rayonnée par un ventilateur	[dB]
M	nombre de Mach	
m	ordre de l'harmonique de la fréquence de passage des pales ($m=1, 2, 3, \dots$)	
n_j	normale sortante de la surface dans la direction i ($i = 1, 2, 3$)	
n_r	nombre d'éléments surfaciques composant une pale	
n_s	nombre d'éléments surfaciques composant une aube	
p	pression du fluide	[Pa]
p'	composante fluctuante de la pression	[Pa]
p_0	pression de référence	[Pa]
p_C	pression acoustique d'un dipôle (bruit de charge)	[Pa]
$P_C^{(n)}$	coefficient de Fourier de la pression acoustique dipolaire, équation (3.6)	[Pa]
p_E	pression acoustique d'un monopole (bruit d'épaisseur)	[Pa]
p_{ij}	tenseur des contraintes normales et visqueuses	[Pa]
P_{max}	pression maximale mesurée	[Pa]
P_{min}	pression minimale mesurée	[Pa]
p_Q	pression acoustique d'un quadripôle	[Pa]
Q_v	débit volumique	[m ³ .s ⁻¹]
R	distance entre l'observateur et la source, équation (3.2)	[m]
r	distance entre l'observateur et le centre de rotation de l'hélice, repère sphérique, cf. figure 3.2	[m]

r_0	rayon de la source dans un repère cylindrique	[m]
r_s	rayon du $s^{ième}$ élément source. Il décrit la géométrie de la pale ou de l'aube.	[m]
Re	nombre de Reynolds	
Re_c	nombre de Reynolds basé sur la corde	[m]
$S(k*)$	fonction de Sears	
t	temps de réception	[s]
T_{ij}	tenseur de Lighthill, équation (2.1)	[Pa]
T_i	période caractéristique d'une rafale incidente	[s]
T_p	temps de convection le long d'un profil d'aile	[s]
T_u	intensité de turbulence	[%]
u	perturbation de la vitesse axiale, équation (3.47)	[m.s ⁻¹]
U_0	vitesse axiale moyenne de l'écoulement	[m.s ⁻¹]
u_2	Vitesse tangentielle en périphérie de la roue	[m.s ⁻¹]
U_∞	vitesse du fluide à l'extérieur de la couche limite	
V	nombre d'aubes du stator	
V_N	vitesse normale à la surface de la pale	[m.s ⁻¹]
$V_n(\omega)$	coefficient de Fourier de la vitesse transeversale instationnaire à la fréquence ω	[m.s ⁻¹]
V_x	composante de vitesse selon x	[m.s ⁻¹]
V_y	composante de vitesse selon y	[m.s ⁻¹]
W	Puissance acoustique rayonnée par un ventilateur	[W]
w	perturbation de la vitesse transversale, équation (3.47)	[m.s ⁻¹]
W_0	puissance acoustique de référence, 10 ⁻¹²	[W]
x	coordonnée de l'observateur	[m]
x_0	position axiale de la source dans un repère cylindrique	[m]

x_s	position axiale du $s^{ième}$ élément source. Il décrit la géométrie de la pale ou de l'aube.	[m]
Y	fonction de Bessel de deuxième espèce	
y	coordonnées de la source	[m]

Abréviations

BA	Bord d'attaque
BF	Bord de fuite
CAA	Computational Aeroacoustics
CAO	Conception assistée par ordinateur
CD	Controlled diffusion
CE	Commission Européenne
CFD	Computational Fluid Dynamics
DDL	Degré de liberté
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
DSP	Densité Spectrale de Puissance
ECOQUEST	Efficient Cooling Systems for Quieter Surface Transport
EEL	Équations d'Euler linéarisées
ERRAC	European Rail Research Advisory Council
ERTRAC	European Road Transport Research Advisory Council
FPP	Fréquence de Passage des Pales
FPPH	Harmonique de la Fréquence de Passage des Pales
FWH	Ffowcs-Williams and Hawkings
GMP	Groupe Moto-Propulseur
GMV	Groupe Moto-Ventilateur
LES	Large Eddy Simulation

NSGA-II Non-Dominated Sorting Genetic Algorithm-II

RANS Reynolds-Averaged Naviers-Stocks Simulation

RMP Remote Microphone Probe

SAS Scale-Adaptive Simulation

SST Shear Stress Transport

TNT Turbulent/non turbulent

URANS Unsteady Reynolds-Averaged Naviers-Stocks Simulation

WALE Wall-Adapting Local Eddy-viscosity

Chapitre 1

Introduction générale

Sommaire

1.1	Contexte de l'étude	2
1.2	Objectif de l'étude : prédire le bruit tonal d'un groupe moto-ventilateur	4
1.2.1	Calcul numérique des sources acoustiques du GMV	4
1.2.2	Calcul analytique des sources acoustiques du stator	5
1.3	Organisation du mémoire	5

1.1 Contexte de l'étude

Le bruit d'origine aérodynamique est une problématique commune à divers secteurs d'activité tels le bâtiment, l'énergie et les transports. L'amélioration des performances acoustiques constitue dorénavant un aspect important de la conception des systèmes de chauffage, ventilation ou de climatisation des bâtiments. Le développement des énergies renouvelables, notamment de l'éolienne [64] et des turbines Wells pour la récupération de l'énergie des vagues, pose de nouveaux défis dans la réduction du bruit aérodynamique [143]. Dans le domaine du transport aérien, l'aéroacoustique est une préoccupation majeure des industriels comme le montrent les diverses publications sur le bruit des différents composants d'un avion (le train d'atterrissage [68], les ailes et les systèmes hypersustentateurs [120, 140, 147]) ainsi que sur le bruit du jet [71]. Dans le domaine de l'automobile, plusieurs efforts sont entrepris afin de réduire le bruit aérodynamique externe [61] ainsi que le bruit à l'intérieur de l'habitacle [27].

Au niveau européen, la directive sur le bruit ambiant (*Environmental Noise Directive* 2002/49/EC) créée par la Commission Européenne (CE) en 2002 vise à prévenir et à réduire l'impact de la pollution sonore sur le milieu urbain [3]. Cette directive aboutira à des législations strictes limitant les émissions sonores des véhicules terrestres, source majeure du bruit urbain. Ainsi, le Conseil Consultatif Européen pour la Recherche dans le Transport Routier (ERTRAC en anglais) identifie les objectifs des futurs travaux de recherche portant sur le transport terrestre comme étant la diminution des émissions de gaz à effet de serre, l'amélioration de l'efficacité énergétique et la réduction du bruit [50]. Le Conseil Consultatif Européen pour la Recherche dans le Transport Ferroviaire (ERRAC en anglais) identifie des objectifs similaires et propose de développer des outils de simulations acoustiques ainsi que d'étudier l'efficacité des mesures de réduction du bruit [49].

Afin de répondre aux objectifs fixés par la CE, les constructeurs automobiles sont en train de développer des véhicules à faible taux d'émissions de gaz et de bruit. Pour cette raison, il devient nécessaire de revoir tous les composants d'une automobile. Le module de refroidissement présent dans la majorité des véhicules, est une source importante de consommation d'énergie externe et de nuisance acoustique considérable, autant pour le conducteur et les passagers du véhicule, que pour le milieu urbain en général. De nombreux cas de circulation mettent en évidence le niveau sonore (arrêt au feu rouge, embouteillage ...). En outre des exigences euro-

péennes, l'enjeu pour les constructeurs est économique puisque toute amélioration dans ce domaine est perçue par le consommateur comme un critère de qualité, et donc de choix.

Au sein de Valeo Systèmes Thermiques, la conception des groupes moto-ventilateurs repose majoritairement sur les méthodes de développement virtuel, i.e. la Conception Assistée par Ordinateur (CAO) et la simulation numérique de la mécanique des fluides. Ainsi, un effort considérable a été entrepris depuis le milieu des années 90 dans le but de développer les méthodologies de prédiction des performances de ce type de ventilateurs [16, 105, 73, 106, 72]. Ces méthodologies ont tiré profit du progrès des capacités de calcul pour rendre possible la prédiction des courbes caractéristiques (*pression, couple = f (débit)*) des groupes moto-ventilateurs avec une précision et une fiabilité acceptables. Par conséquent, le coût et le temps de développement de ventilateurs qui répondent aux cahiers des charges des clients ont été réduits ainsi que le nombre de prototypes nécessaires pour aboutir à la géométrie souhaitée.

Les développements aéroacoustiques, par contre, sont basés principalement sur des modèles analytiques pour orienter la conception, et sur les mesures expérimentales en chambre semi-anéchoïque pour la validation. Ces modèles ne permettent pour l'instant que de prendre en compte imparfaitement la géométrie de la pale, et d'inclure certains effets d'intégration comme la géométrie du convergent. Ainsi, l'étape suivante serait d'utiliser les données extraites des simulations numériques dans le but d'enrichir les modèles analytiques et d'améliorer leur précision. Cette méthodologie permettrait d'inclure les effets de certains paramètres géométriques jusqu'ici non pris en compte, ainsi qu'une partie des effets d'intégration.

Le projet européen ECOQUEST [2] auquel participe Valeo Systèmes Thermiques aborde ces problématiques. Le but global du projet est de développer la future génération de modules de refroidissement plus compacts, plus efficaces et moins bruyants pour les transports automobiles et ferroviaires. Les objectifs intermédiaires du projet englobent (i) la réalisation d'une plateforme de simulation des mécanismes de bruit et de leur propagation, (ii) le développement de méthodologies de conception de modules de refroidissement acoustiquement et thermiquement optimaux et (iii) la recherche de ventilateurs innovants, de dispositifs de contrôle de bruit passifs et leur intégration dans des modules de refroidissement originaux.

La présente thèse s'inscrit alors dans le cadre du projet ECOQUEST et constitue une contribution à la réalisation de la plateforme de simulation des mécanismes de

bruit dans un module de refroidissement. Elle résulte de la collaboration scientifique entre Valeo Systèmes Thermiques et le laboratoire DynFluid (Arts et Métiers ParisTech).

1.2 Objectif de l'étude : prédire le bruit tonal d'un groupe moto-ventilateur

L'objectif principal de ce travail est de prédire le bruit tonal d'un groupe moto-ventilateur (GMV) à partir de calculs du type Naviers-Stokes Moyennés ou du type Simulation des Grandes Echelles couplés avec des modèles analytiques. Pour ce faire, deux approches pour le calcul des sources acoustiques sont investiguées, respectivement le calcul numérique et le calcul analytique.

1.2.1 Calcul numérique des sources acoustiques du GMV

Les sources acoustiques à la surface du rotor et du stator sont calculées directement par une simulation du type Unsteady Reynolds-Averaged Naviers-Stokes Simulation (URANS). Le bruit est ensuite propagé en champ libre avec l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkins (FWH). Le but de cette approche est de proposer un outil capable de prédire la directivité ainsi que le niveau du bruit tonal généré par un GMV. Les études présentées dans ce document détaillent les différentes étapes suivantes :

1. Résolution de l'analogie acoustique de FWH dans le domaine fréquentiel pour une source tournante (rotor) ainsi que pour une source fixe (stator). L'équation développée doit prendre en compte la non-compacité acoustique de la pale.
2. Simulation numérique du type URANS d'un groupe moto-ventilateur.
3. Validation des résultats de la simulation numérique à travers une comparaison avec des mesures aérauliques.
4. Etude de la compacité acoustique de la pale ainsi que de l'influence du maillage acoustique sur le résultat de la prédiction. L'équation de propagation développée dans le cadre du présent travail sera comparée aux équations déjà existantes dans la littérature.

5. Validation de la prédiction acoustique à travers une comparaison avec des mesures acoustiques effectuées en chambre anéchoïque.

1.2.2 Calcul analytique des sources acoustiques du stator

Cette méthode repose sur le modèle de Sears pour le calcul des sources acoustiques à la surface du stator. Les données d'entrée du modèle sont extraites du sillage du rotor calculé dans une simulation numérique. Le but de cette approche est d'évaluer la validité de l'application du modèle bidimensionnel de Sears à un stator tridimensionnel afin de proposer une alternative plus rapide mais aussi fiable que l'approche numérique. Les études présentées dans ce travail détaillent les étapes suivantes :

1. Choix de trois sections de travail du rotor et création des domaines de calcul en extrudant chaque section.
2. Simulation numérique de chaque section en RANS et en LES (Large Eddy Simulation) afin de caractériser le sillage de chaque section et de fournir les données d'entrée au modèle de Sears. Cette étape permet d'évaluer l'influence du modèle de turbulence sur le calcul de l'écoulement autour du profil.
3. Calcul du bruit du stator à partir des trois sections simulées avec chaque modèle de turbulence en utilisant l'équation de propagation développée dans l'étape 1 de la section 1.2.1. Ceci permet d'étudier l'influence du modèle de turbulence sur la prédiction acoustique dans le cas simplifié des profils extrudés.
4. Comparaison des résultats de la méthode analytique avec ceux de la méthode numérique.

En plus de la prédiction acoustique avec le modèle de Sears, une méthodologie d'optimisation de la géométrie du stator selon des critères aéroacoustiques sera proposée. Cette méthodologie devrait permettre de concevoir un stator moins bruyant et adapté à l'écoulement généré par un rotor donné.

1.3 Organisation du mémoire

Afin de répondre aux objectifs cités ci-dessus, ce travail se base sur l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkins [56] pour le calcul de la propagation acoustique, et sur

deux approches, numérique et analytique, pour le calcul des sources. Le manuscrit est structuré de façon à regrouper les développements théoriques dans un chapitre, et leur application à un cas réel dans un autre. A ces deux chapitres s'ajoute une revue bibliographique des différentes méthodes employées en aéroacoustique numérique. Ainsi, le présent mémoire est organisé en trois chapitres de la façon suivante :

- Chapitre 2 : il est consacré à la description d'un groupe moto-ventilateur (GMV) et des différents mécanismes de bruit auxquels il est soumis ainsi qu'à l'état de l'art en aéroacoustique. L'approche hybride est particulièrement développée, car elle est utilisée dans le cadre de cette thèse. A la fin du chapitre, on cite quelques contributions du projet ECOQUEST à la prévision du bruit aérodynamique des ventilateurs axiaux qui permettent de justifier certaines orientations choisies dans le travail proposé.
- Chapitre 3 : il regroupe tous les développements théoriques du mémoire. Dans un premier temps, les équations de rayonnement dipolaire en champ lointain d'une source tournante ou fixe sont développées. Un critère de compacité permettant l'utilisation de ces équations est défini. Dans un deuxième temps, la théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire, le modèle de Sears et les hypothèses sur lesquelles il est basé sont présentés.
- Chapitre 4 : il décrit la partie expérimentale du travail ainsi que les résultats obtenus par application des modèles développés à un cas industriel. Comme dans le chapitre 3, une partie est consacrée au calcul des sources par une simulation URANS et à leur propagation. La question de la compacité de la pale et de l'effet de la discrétisation acoustique sur la prédiction est alors abordée. La deuxième partie porte sur le calcul analytique des sources du stator. On y présente les simulations RANS et LES effectuées et on compare les écoulements moyens calculés par les deux types de simulations. Ensuite, les post-traitements aéroacoustiques associés sont présentés ainsi que l'optimisation aéroacoustique de la géométrie du stator.

Chapitre 2

État de l'art en aéroacoustique

Sommaire

2.1	Généralités sur le groupe moto-ventilateur	8
2.1.1	Fonction et architecture d'un groupe moto-ventilateur	8
2.1.2	Les mécanismes de bruit	9
2.2	Les approches de calcul en aéroacoustique numérique	16
2.2.1	L'approche directe	16
2.2.2	L'approche hybride	19
2.3	Méthodes de prédiction du bruit aérodynamique des tur-	
	bomachines subsoniques	27
2.3.1	Exemples de méthodes de prédictions de classe I	27
2.3.2	Exemples de méthodes de prédictions de classe II	28
2.3.3	Exemples de méthodes de prédictions de classe III	29
2.4	Contributions du projet Ecoquest à la prédiction du bruit	
	d'un groupe moto-ventilateur	31
2.4.1	Caractérisation de la turbulence en aval d'un échangeur ther-	
	mique	32
2.4.2	Caractérisation acoustique d'un échangeur thermique	33

2.1 Généralités sur le groupe moto-ventilateur

2.1.1 Fonction et architecture d'un groupe moto-ventilateur

La fonction principale d'un groupe moto-ventilateur (GMV) est d'assurer un débit d'air suffisant à travers les échangeurs d'une automobile afin de permettre des échanges thermiques efficaces à tout moment. Un GMV est principalement sollicité lorsque le moteur tourne et que le véhicule est à l'arrêt (embouteillage, arrêt au feu rouge ...), ou lorsque la température externe est élevée et/ou que le moteur est en pleine charge (côte, traction d'une remorque ...).

Les GMV sont groupés dans deux grandes catégories suivant que le ventilateur pousse l'air à travers l'échangeur (soufflant) ou que le ventilateur aspire l'air à travers l'échangeur (aspirant). En général, un module de refroidissement est composé d'un convergent, d'un rotor, d'un stator et d'un moteur électrique qui sont montés sur un échangeur air-eau dans le cas le plus fréquent (cf. figure 2.1). Il existe des configurations où deux GMV sont montés sur un même échangeur.

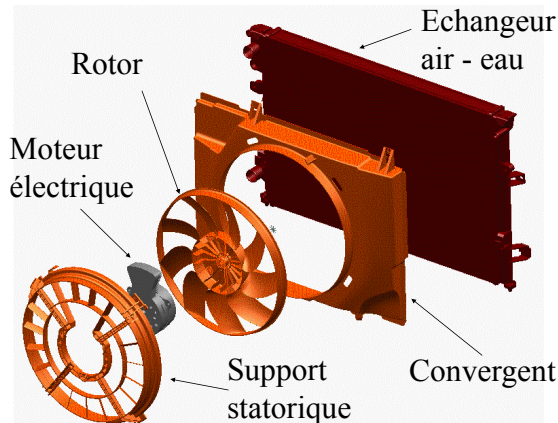


Figure 2.1: Vue éclatée d'un module de refroidissement complet

Les rotors sont conçus pour répondre aux cahiers des charges des clients qui comportent, entre autres, les contraintes géométriques d'encombrement, la performance thermique/aéroulrique visée (point de fonctionnement, point de transparence $\Delta P = 0$) et la performance acoustique (vitesse stabilisée, suivi d'ordre), etc ... Leurs diamètres varient entre 200 mm et 520 mm et leurs vitesses de rotation entre 2000 et 3600 tours/min au point de fonctionnement. En règle générale, la vitesse en tête de pale avoisine 50 m/s. A l'heure actuelle, les rendements statiques des hélices seules sont compris entre 45% et 55%.

Les performances aérauliques et aéroacoustiques des ventilateurs sont étroitement liées aux autres composants du module de refroidissement. A la sortie de l'échangeur thermique, et à cause de la géométrie du convergent souvent dessinée à la limite des contraintes géométriques d'encombrement, l'écoulement moyen à l'entrée du ventilateur présente une distorsion (dissymétrie selon l'azimut). Les jeux radial et axial entre la virole tournante et le convergent donnent naissance à des tourbillons qui modifient les conditions d'entrée en tête de pale (angle d'incidence, triangle de vitesse) impactant ainsi le fonctionnement de l'hélice. En pied de pale, une recirculation d'air se crée à travers le moteur électrique et réduit davantage les performances aérauliques.

2.1.2 Les mécanismes de bruit

Le bruit rayonné par un GMV est tonal (bruit de raies) et à large bande, avec une contribution approximativement égale des sources de bruit [28, 113]. Un exemple de spectre acoustique d'un GMV est présenté dans la figure 2.2. Les mesures sont effectuées dans une chambre anéchoïque et le micro est placé sur l'axe de rotation à 1 m en amont d'un GMV (cf. figure 2.3). Les résultats montrent la présence de plusieurs émergences situées précisément aux fréquences de passage de pales (FPP) et de ses harmoniques (FPPH), et d'un bruit étalé sur une large plage fréquentielle (enregistré jusqu'à 4 kHz dans ce cas particulier) qui constitue le bruit large bande.

L'analyse dimensionnelle des spectres acoustiques des ventilateurs de refroidissement Valeo montre que la puissance acoustique rayonnée est proportionnelle à la vitesse de rotation à la puissance 5,5 [26]. Ce comportement se rapproche de celui d'un dipôle dont l'intensité en champ libre évolue en puissance 6 du nombre de Mach (voir section 2.2.2.1). En outre, pour des régimes d'écoulement largement subsoniques ($M \approx 0,15$), les dipôles sont dominants par rapport aux monopôles et aux quadripôles [126, 89]. On considère alors que le bruit d'un GMV est de nature dipolaire.

Les mécanismes de bruit tonal et large bande sont détaillés dans les sections 2.1.2.1 et 2.1.2.2 respectivement.

2.1.2.1 Le bruit tonal

Le bruit tonal d'un GMV est la somme des contributions tonales du rotor et du support qui peut être constitué de staturs ou de bras.

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

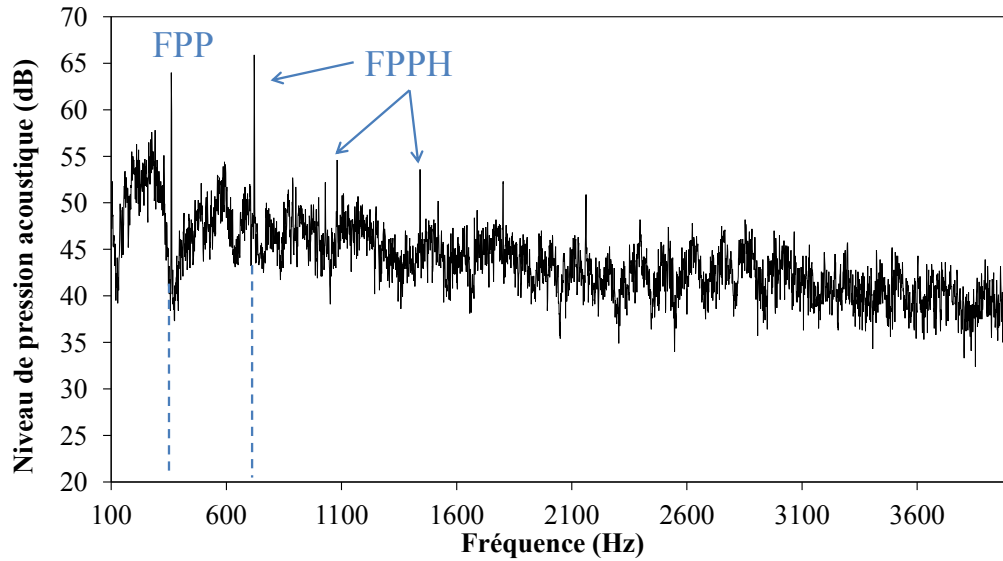


Figure 2.2: Analyse spectrale du bruit rayonné par un ventilateur axial automobile

Deux mécanismes de génération du bruit tonal existent pour le rotor : le bruit de charge stationnaire, et le bruit de charge instationnaire. Le bruit de charge stationnaire existe à chaque fois qu'un corps soumis à une force stationnaire est mis en rotation. Toutefois, ce mécanisme de bruit est négligeable dans le cas d'un GMV à cause du faible nombre de Mach rencontré [26].

Le bruit de charge instationnaire résulte de l'interaction du rotor avec des inhomogénéités de l'écoulement incident ainsi qu'avec les obstacles placés en amont ou en aval. La transition entre la section rectangulaire du convergent et la section circulaire du ventilateur crée un écoulement moyen non-homogène azimutalement impactant le ventilateur (cf. figure 2.4). Le déficit de vitesse présent dans le sillage des obstacles en amont du rotor se traduit aussi en une inhomogénéité de l'écoulement à l'entrée du ventilateur. Dans les deux cas, les pales sont soumises à des conditions d'entrée différentes selon leur position angulaire. La charge de la pale fluctue par la suite, et crée des sources de bruit tonal.

Les obstacles placés en aval du ventilateur modifient par effet potentiel le champ de pression autour de la pale lors de son passage. Ce champ de pression non-homogène induit donc une fluctuation de la portance de la pale créant ainsi un dipôle acoustique. Ce phénomène a lieu lorsque les stators, les bras-supports ou le module électronique de contrôle de vitesse sont placés près du bord de fuite du rotor. La génération de bruit par effet potentiel diminue considérablement quand la



Figure 2.3: Photo d'un module de refroidissement suspendu sismiquement dans une chambre semi-anéchoïque. La distance entre le centre de l'hélice et le sol est de 1m. Le microphone placé dans l'axe est à 1 m du centre de l'hélice en amont du GMV (distance mesurée en fonctionnement).

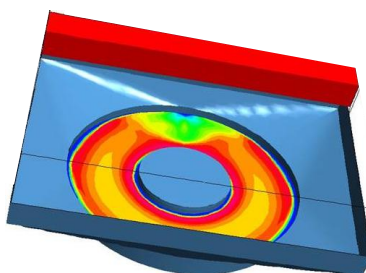


Figure 2.4: Représentation schématique de la distorsion de la vitesse à l'entrée d'un ventilateur.

distance rotor-stator augmente [59].

Le bruit tonal d'un rotor symétrique est émis à la fréquence de passage des pales (FPP) et ses harmoniques. La FPP est égale au nombre de pales multiplié par la vitesse de rotation du ventilateur [69]. Un rotor asymétrique sans périodicité particulière, émet du bruit tonal à toutes les harmoniques de la fréquence de rotation.

Le bruit tonal du stator est aussi de nature dipolaire et provient de la charge instationnaire sur les pales ou les bras-support. Le déficit de vitesse dans le sillage du rotor change l'angle d'attaque de l'écoulement et induit ainsi des dipôles acoustiques localisés à la surface des stators. Le stator rayonne aussi à la FPP et ses harmoniques dans le cas d'un rotor symétrique.

2.1.2.2 Le bruit à large bande

Le bruit à large bande généré par les profils d'aile se scinde en deux composantes : le bruit d'ingestion de turbulence appelé aussi bruit de bord d'attaque, et le bruit propre ou aussi dit bruit du bord de fuite.

Le rayonnement par ingestion de turbulence se produit quand les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement incident impactent le bord d'attaque du profil. Dans le cas d'un ventilateur d'automobile, ce phénomène a lieu au bord d'attaque du rotor à cause de la turbulence provenant de l'échangeur thermique ou du tourbillon de jeu, et au bord d'attaque du stator à cause de la turbulence présente dans le sillage du rotor ou convectée à travers le rotor [130].

Le bruit propre d'un profil résulte de l'interaction de ce dernier avec la turbulence qu'il produit dans sa propre couche limite ainsi que dans le sillage proche [24]. Il correspond au bruit total rayonné quand le profil rencontre un écoulement non-turbulent, homogène et en absence de tout obstacle. Cinq mécanismes de génération du bruit propre ont été identifiés et sont les suivants :

1. *Bruit de bord de fuite - couche limite turbulente* : ce phénomène a lieu à un nombre de Reynolds élevé quand la couche limite devient turbulente. Le bruit est alors rayonné au passage des structures tourbillonnaires à l'endroit du bord de fuite (cf. figure 2.5).

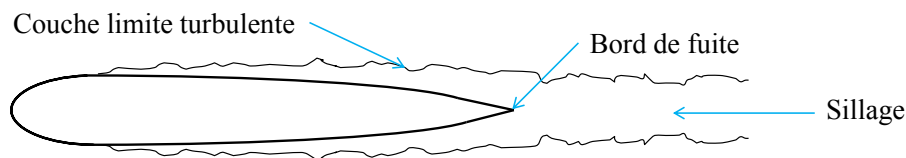


Figure 2.5: Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit de bord de fuite pour une couche limite turbulente. Figure reproduite à partir de la référence [24].

2. *Bruit de séparation/décrochage* : ce phénomène a lieu quand le fluide se sépare du profil près du bord de fuite ou quand le profil décroche suite à un angle d'attaque très élevé (cf. figure 2.6). Le décrochage est évité dans les conditions de fonctionnement usuelles puisque les pales sont conçues pour fonctionner à incidence nominale.

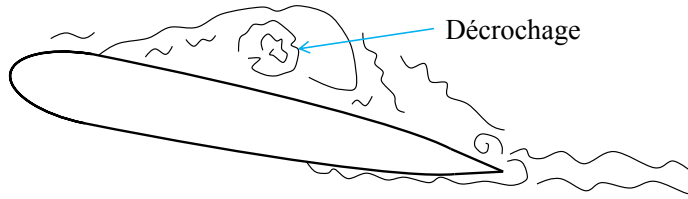


Figure 2.6: Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit de séparation/décrochage. Figure reproduite à partir de la référence [24].

3. *Bruit d'instabilité de la couche limite laminaire* : ce mécanisme de bruit existe pour des Reynolds faibles. Des ondes d'instabilité de Tollmien-Schlichting apparaissent dans la couche limite laminaire et se propagent dans toutes les directions, notamment celle de l'écoulement. Arrivées au bord de fuite, ces ondes sont convectées en sens inverse de l'écoulement. Une rétroaction acoustique se produit alors, entretenant ainsi les instabilités et créant des ondes acoustiques. Le spectre acoustique résultant est quasi-tonal et dépend des lâchées tourbillonnaires générées au bord de fuite, (cf. figure 2.7). Ce bruit est rarement rencontré dans le cadre d'une application automobile puisque le régime de l'écoulement au bord d'attaque de la pale est déjà transitoire ou turbulent.

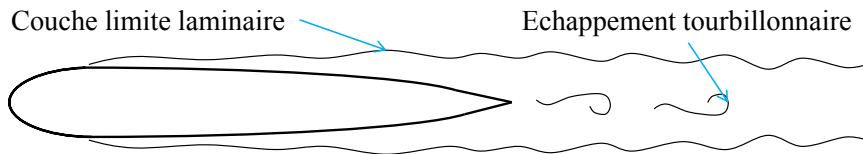


Figure 2.7: Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit d'échappement tourbillonnaire pour une couche limite laminaire. Figure reproduite à partir de la référence [24].

4. *Bruit d'échappement tourbillonnaire - bord de fuite tronqué* : les tourbillons créés dans le sillage derrière bord de fuite tronqué donnent lieu à un rayonnement acoustique (cf. figure 2.8). Dans le cas d'un profil d'aile, l'échappement tourbillonnaire laisse apparaître un pic dans le spectre de pression en champ lointain à une fréquence correspondant à un nombre de Strouhal de 0,2, construit avec l'épaisseur du bord de fuite et la vitesse de l'écoulement. Dans le cas d'un ventilateur, la vitesse rencontrée par un tronçon de pale va-

rie avec le rayon. L'échappement tourbillonnaire se manifeste alors sur une bande de fréquences étendue et non étroite. Mardsen et al. [98] ont effectué une optimisation aéroacoustique d'un profil d'aile afin de réduire ce type de bruit. Leurs résultats montrent qu'il est possible de maintenir les performances aérodynamiques du profil tout en réduisant le bruit rayonné en modifiant la forme du bord de fuite. Cependant, en cherchant à minimiser davantage le bruit rayonné, on augmente la traînée du profil.

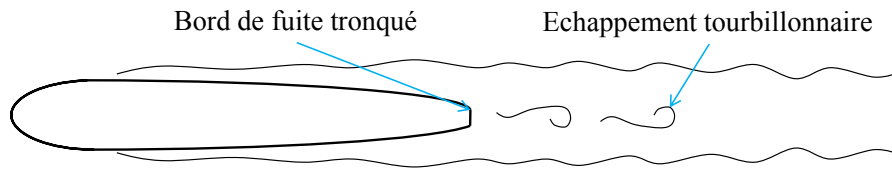


Figure 2.8: Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : bruit d'échappement tourbillonnaire dû à un bord de fuite tronqué. Figure reproduite à partir de la référence [24].

La réduction de la troncature du bord de fuite s'avère une tâche difficile pour des pièces fabriquées par injection plastique. En effet, quand l'angle entre l'extrados et l'intrados du bord de fuite est en dessous d'un certain seuil, la viscosité du plastique empêche le remplissage total du bord de fuite. Un compromis entre les contraintes d'injection plastique et un bord de fuite fin devient nécessaire. Des solutions existent pour remédier à ce problème, comme par exemple arrondir le bord de fuite (figure 2.9(b)) ou modifier localement l'angle entre l'extrados et l'intrados au bord de fuite (figure 2.9(c)).

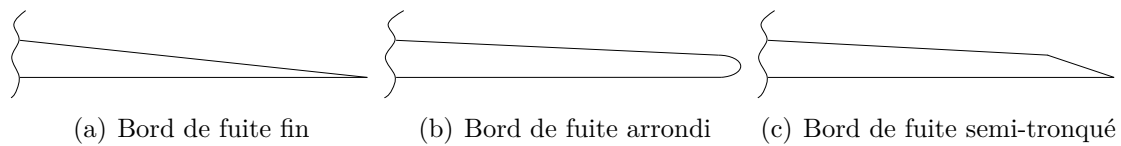


Figure 2.9: Différents types de bord de fuite

5. *Interaction avec le tourbillon de bout de pale* : la source de ce mécanisme de bruit est localisée dans la zone de séparation associée au tourbillon qui se forme en bout de pale [62] (cf. figure 2.10). Le rayonnement acoustique se produit

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

lorsque la turbulence présente dans ce tourbillon passe par le bord de fuite de la tête de pale [25].

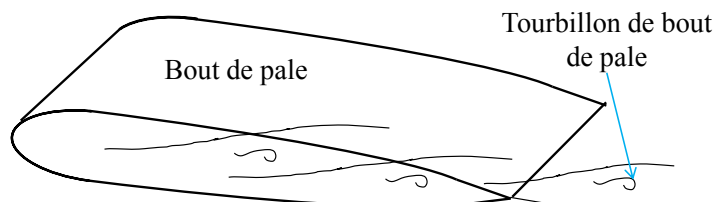


Figure 2.10: Mécanismes de génération du bruit propre par un profil d'aile : Interaction avec le tourbillon de bout de pale. Figure reproduite à partir de la référence [24].

Quand le rotor comporte une virole tournante, le débit de recirculation engendre des structures tourbillonnaires qui s'enroulent autour de celle-ci (cf. figure 2.11). Ces structures ralenties par le frottement avec la paroi stationnaire du convergent, sont « hachées » par les pales en rotation. Il en résulte des bosses dans le spectre acoustique centrées sur une fréquence qui dépend du différentiel de vitesse entre les structures tourbillonnaires et les pales. Pour un GMV typique de Valeo, cette fréquence est située autour de $0,8 \times \text{FPP}$.

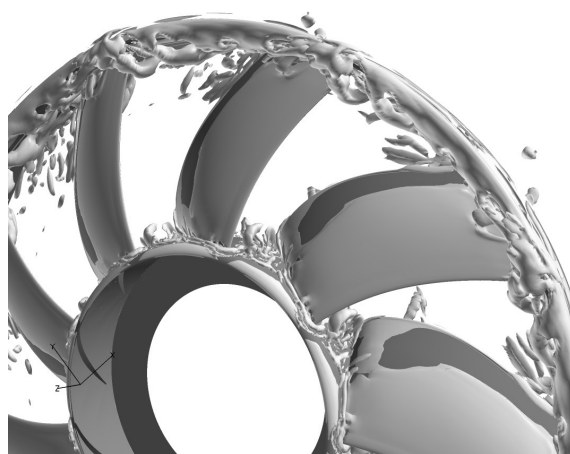


Figure 2.11: Tourbillon en bout de pale d'un ventilateur axial. Figure reproduite à partir de la référence [115].

Moreau et Roger [113] ont démontré que les mécanismes de bruit à large bande les plus importants pour un ventilateur de refroidissement subsonique sont l'ingestion de turbulence au bord d'attaque, le rayonnement de la couche limite turbulente au bord de fuite et l'interaction avec le tourbillon de jeu.

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

2.2 Les approches de calcul en aéroacoustique numérique

L'aéroacoustique numérique (CAA ou *Computational Aeroacoustics* en anglais) est la science qui s'intéresse à la prédiction du bruit d'origine aérodynamique ainsi qu'à sa propagation et ses propriétés en champ lointain [144, 88]. Elle regroupe toutes les méthodes de calcul permettant d'obtenir des informations acoustiques provenant de phénomènes aérodynamiques [150]. Ces méthodes englobent les modèles semi-empiriques qui estiment les sources acoustiques à partir de statistiques de turbulence et de l'écoulement moyen ainsi que les simulations instationnaires qui résolvent le problème de génération du bruit par application des équations de conservation [40].

Plusieurs types de simulations de l'écoulement peuvent être utilisés afin d'étudier la génération du bruit. Ces simulations peuvent être classées selon les échelles spatiales et temporelles qu'elles sont capables de capturer. L'influence des éléments de l'écoulement non représentés doit alors être modélisée. Mais en dehors de ce classement, les approches adoptées visent à calculer directement, ou indirectement, le bruit généré par un écoulement instationnaire. Par conséquent, les méthodes employées en aéroacoustique numérique se divisent en deux catégories : les approches directes et les approches hybrides. Ces deux approches sont détaillées dans les sections 2.2.1 et 2.2.2 respectivement.

2.2.1 L'approche directe

L'approche directe vise à calculer simultanément l'écoulement instationnaire ainsi que le bruit qu'il génère. Elle consiste à résoudre les équations de Naviers-Stokes pour un fluide compressible.

Le domaine de calcul employé dans ce genre d'approches doit comprendre la zone de génération du bruit et au moins une partie du champ acoustique proche [40]. Le maillage et les schémas numériques doivent aussi être adaptés afin de capturer la physique de l'écoulement ainsi que le bruit généré et sa propagation. En effet, la fluctuation de pression acoustique est très faible devant la fluctuation de pression aérodynamique. Ainsi, les niveaux de dissipation et de dispersion artificielles introduites dans les schémas numériques afin de les stabiliser et qui sont considérés acceptables pour le calcul de l'aérodynamique, ne sont plus adaptés pour le calcul de l'acoustique et peuvent entraîner un amortissement de la propagation des

ondes. De plus, à faible nombre de Mach, l'efficacité du rayonnement acoustique peut être considérée comme étant la résultante d'une interférence destructive de sources égales et presque opposées (par ex. dipôle, quadripôle, etc...). En conséquence, les erreurs numériques qui modifient cette interférence peuvent conduire à une surestimation importante du bruit [42]. Pour une approche directe, les erreurs totales dues aux schémas numériques doivent être au moins inférieures ou égales à 10^{-5} afin de permettre une résolution correcte des perturbations acoustiques [138]. Cette approche reste, pour l'instant, relativement coûteuse notamment à cause de la dépendance du coût de la simulation à la distance source-observateur. Cependant, il est important de signaler qu'elle devient plus accessible avec le progrès des ressources informatiques et qu'on passe de cas simplifiés (vortex co-rotatifs [104], couche de mélange de deux écoulements de fluides [41]) à des simulations directes des zones d'écoulements complètes (jet supersonique [57], jet subsonique [75], bruit de cavité subsonique [129]).

Dans une approche directe, on peut utiliser les simulations du type DNS (*Direct Numerical Simulation* en anglais) ou LES (*Large Eddy Simulation* en anglais) afin de résoudre les équations de Naviers-Stokes compressibles. L'objectif d'une DNS est de simuler toutes les échelles de turbulence qui existent dans un écoulement turbulent. La DNS résout les tourbillons les plus énergétiques de l'écoulement ainsi que les petits tourbillons qui dissipent l'énergie. Ainsi, une résolution précise des grandes échelles nécessite un temps d'échantillonnage et un domaine suffisamment larges. La résolution des petites échelles dissipatives nécessite des maillages particulièrement fins, surtout quand des statistiques précises sont requises.

L'objectif d'une LES est de résoudre une partie des tourbillons les plus énergétiques de l'écoulement. La dynamique des échelles inférieures, et en particulier leur effet sur les échelles résolues, est représentée par le modèle de sous-maille. Idéalement, le modèle de sous-maille doit refléter l'effet physique des échelles qui ne sont pas résolues, i.e. la cascade d'énergie vers les plus petites échelles, la rétro-diffusion et la dé-corrélation progressive des grandes échelles. En pratique, certains compromis sont nécessaires afin d'assurer la stabilité du schéma numérique et de réduire le temps de calcul. En LES, l'effet du modèle de sous-maille interagit fortement avec les erreurs de discrétisation provenant du schéma numérique. Ceci peut avoir un impact significatif sur l'acoustique de l'écoulement. La modélisation utilisée en LES ainsi que les problèmes numériques qui y sont associés sont exposés dans la référence [40].

Pour les deux types de simulation, le domaine de calcul doit être suffisamment

large pour inclure au moins une partie du champ acoustique proche. Dans le cas d'une DNS, ceci fournira directement le champ acoustique proche. Dans le cas d'une LES, le champ acoustique proche contient uniquement l'information associée aux échelles de turbulence résolues, à condition que celles-ci ne soient pas polluées par les erreurs numériques dues au modèle de sous-maille. Dans tous les cas, il est important d'avoir un maillage capable de résoudre les ondes acoustiques mêmes dans les régions éloignées des zones de génération de turbulence. Pour les maillages non-uniformes, il faut s'assurer que la plus grande cellule puisse résoudre l'onde acoustique à la fréquence d'intérêt et il faut chercher à minimiser les allongements des cellules.

Les conditions aux limites influent aussi sur l'intensité des sources acoustiques et leur propagation ainsi que sur la stabilité et la précision de la simulation. Selon l'application et les conditions physiques, on peut choisir d'imposer des parois solides (visqueuses, non-visqueuses ou ayant une impédance acoustique), un domaine infini ou semi-infini (champ libre) et enfin des conditions d'entrée ou de sortie. La condition de sortie est la plus difficile à mettre en place puisqu'elle doit spécifier les propriétés de l'écoulement entrant dans le domaine de calcul (éventuellement turbulent) ou permettre à l'écoulement de quitter le domaine sans modifier ses propriétés ni produire une réflexion des ondes acoustiques. Pour plus d'informations sur les conditions aux limites employées en aéroacoustique numérique, le lecteur peut consulter les références [63, 39, 145].

Pour des cas complexes où ni DNS ni LES ne peuvent être appliquées, les simulations du type URANS (Unsteady Reynolds-Averaged Naviers-Stokes Simulations) ou DES (Detached-Eddy Simulations) peuvent suffire pour résoudre les grandes échelles de l'écoulement. Néanmoins, réaliser une prédiction acoustique directe en URANS pour des géométries complexes reste toujours un pari délicat à mener. En effet, les simulations URANS prédisent raisonnablement bien les écoulements attachés. Par contre, pour les écoulements séparés ou fortement instationnaires, ces simulations sont mises en défaut même pour le calcul du champ aérodynamique, comme par exemple le décrochage d'un profil d'aile (*deep stall* en anglais). Il va sans dire que le maillage doit être capable de propager les ondes acoustiques sans amortissement numérique et que les conditions aux limites doivent être adaptées au cas physique.

Ces dernières années, la méthode Boltzmann sur réseau (*Lattice-Boltzmann* en anglais) est devenue populaire dans l'industrie automobile pour les calculs aérodynamiques et aéroacoustiques. La méthode ne résout pas les équations de Naviers-Stokes, mais simule l'écoulement au niveau mésoscopique. Le mouvement et l'interac-

tion microscopiques des particules sont ainsi modélisés par une approche statistique et des équations de cinétique mésoscopiques [33]. Bien qu'elle soit limitée aux écoulements faiblement compressibles, cette méthode permet une parallélisation du code bien plus efficace que les simulations Naviers-Stocks et fournit, à schéma numérique équivalent, des erreurs de dissipation et de dispersion plus faibles [99]. Les simulations du type Boltzmann sur réseau ont été appliquées à plusieurs cas industriels pour des prédictions aéroacoustiques directes (bruit d'une éolienne [80], bruit d'un ventilateur de refroidissement automobile [121], bruit de l'échappement d'une automobile [122]) et à des cas académiques comme le bruit propre d'un profil d'aile [132, 131].

2.2.2 L'approche hybride

Contrairement à l'approche directe, l'approche hybride dissocie la génération du bruit de sa propagation. Elle ne vise pas à calculer le bruit directement, mais repose sur un calcul du champ aérodynamique et un deuxième calcul pour prédire le champ acoustique rayonné. Dans certains cas, le calcul du champ aérodynamique et le calcul du champ acoustique peuvent être effectués simultanément. L'approche hybride est basée sur l'hypothèse de découplage des champs aérodynamique et acoustique : le champ aérodynamique génère le bruit et modifie sa propagation, mais il n'existe aucune rétroaction du champ acoustique sur le champ aérodynamique.

Après le calcul du champ aérodynamique avec un solveur CFD, les termes sources peuvent être propagés soit analytiquement (analogie acoustique, méthode de Kirchhoff), soit par les équations d'Euler linéarisées. Ces méthodes de propagation sont présentées dans les sections 2.2.2.1, 2.2.2.2 et 2.2.2.3.

2.2.2.1 Propagation avec l'analogie acoustique

La première analogie acoustique a été établie par Lighthill dans les années 50 [90, 91]. En réarrangeant les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, il obtint une équation d'ondes linéaire qui dissocie la génération du bruit de sa propagation. L'analogie de Lighthill exprime les mécanismes responsables de la génération du bruit en termes de sources équivalentes dans un milieu hypothétique représentatif du fluide au repos entourant l'observateur [134]. Elle s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (2.1)$$

où $T_{ij} = \rho\nu_i\nu_j + (p' - c_0^2\rho')\delta_{ij} - \tau_{ij}$ est le tenseur de Lighthill, $p' = p - p_0$, $\rho' = \rho - \rho_0$, ν_i est la composante i de la vitesse et τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses.

En absence de forces externes agissant sur le fluide, l'équation (2.1) montre que les sources acoustiques équivalentes dépendent des valeurs moyennes (ρ_0 , p_0) ainsi que des valeurs fluctuantes (p' , ρ') de l'écoulement. Dans cette équation, le tenseur de Lighthill représente la source du bruit, et le terme à gauche de l'égalité représente sa propagation dans le milieu hypothétique décrit ci-dessus.

Les termes-sources peuvent être obtenus à partir du champ aérodynamique instationnaire calculé dans une simulation numérique du type DNS, LES, DES ou URANS. Dans le cas d'un écoulement à nombre de Reynolds élevé, la contribution visqueuse τ_{ij} au tenseur de Lighthill devient négligeable. De plus, si le nombre de Mach est faible, l'écoulement est considéré incompressible et le tenseur de Lighthill se réduit à $T_{ij} \approx \rho_0 u_i u_j$ [43]. La simulation numérique de l'écoulement peut alors être effectuée avec les équations de Naviers-Stokes compressibles ou incompressibles.

La résolution de l'équation (2.1) nécessite une fonction de Green qui satisfait l'équation d'onde et qui exprime la réponse à une source unitaire impulsionnelle. Pour une propagation en champ libre, la fonction de Green en champ libre (voir annexe A) peut être utilisée. La solution de l'équation de Lighthill pour un observateur placé dans le champ lointain géométrique et acoustique devient alors :

$$\rho'(x, t) \approx \frac{x_i x_j}{4 \times \pi \times c_0^4 \times |x|^3} \int_v \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij} \left(y, t - \frac{|x|}{c_0} \right) dV \quad (2.2)$$

où x est la position de l'écouteur et y est la position de la source. L'intégrale volumique de l'équation (2.2) doit être effectuée sur toute la région-source. Afin d'assurer la convergence de cette intégrale, il est nécessaire que les termes sources soient suffisamment faibles aux frontières. Dans le cas contraire, un traitement spécifique des frontières du domaine de calcul est nécessaire [152, 100].

Curle a étendu l'analogie acoustique de Lighthill pour prendre en compte la présence de parois solides stationnaires dans l'écoulement [44]. Son extension a introduit l'interaction de la turbulence avec la paroi ainsi que la notion du dipôle acoustique représenté par la force de réaction qu'exerce le solide sur le fluide. D'après Goldstein [67], en présence de parois solides stationnaires (S) dans l'écoulement, la

solution de l'équation de Lighthill s'écrit :

$$\rho'(x, t) = \frac{1}{c_0^2} \int \int_V T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau - \frac{1}{c_0^2} \int \int_S n_j p_{ij} \frac{\partial G}{\partial y_i} dS d\tau \quad (2.3)$$

où G est la fonction de Green, n_j est la composante j de la normale sortante de la surface (S) et $p_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij}$ est le tenseur des contraintes normales et visqueuses. La solution de l'équation (2.3) développée par Curle pour un rayonnement en champ libre avec les mêmes conditions que l'équation (2.2) s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho'(x, t) \approx & \frac{x_i x_j}{4 \times \pi \times c_0^4 \times |x|^3} \int_V \frac{\partial^2}{\partial t^2} T_{ij} \left(y, t - \frac{|x|}{c_0} \right) dV \\ & + \frac{x_i}{4 \times \pi \times c_0^3 \times |x|^2} \int_S \frac{\partial}{\partial t} n_j p_{ij} \left(y, t - \frac{|x|}{c_0} \right) dS \end{aligned} \quad (2.4)$$

Les termes sources nécessaires à l'intégrale surfacique de l'équation (2.4) peuvent être extraits d'une simulation numérique incompressible ou compressible selon que la surface (S) soit acoustiquement compacte ou non-compacte. Une source acoustique est considérée compacte quand sa plus grande taille caractéristique est considérablement inférieure à la longueur d'onde acoustique : $L_s/\lambda_s \ll 1$.

Pour une surface (S) compacte, l'intégrale surfacique de l'équation (2.4) se réduit à un dipôle acoustique compact, dont le rayonnement à faible nombre de Mach domine celui du quadripôle représenté par l'intégrale volumique. Ainsi, les termes-sources peuvent être extraits d'une simulation numérique incompressible afin de réduire le temps de calcul.

Dans le cas d'un rayonnement en champ libre et d'une paroi non-compacte, les termes-sources doivent être extraits d'une simulation numérique compressible afin de prendre en compte les effets de diffusion/réflexion acoustique à la surface. Une simulation incompressible peut être utilisée aussi à condition que la fonction de Green employée dans la résolution l'équation (2.3) soit modifiée pour modéliser les parois rigides [77]. Howe [74] a démontré que l'utilisation d'une fonction de Green en champ libre pour le calcul du bruit de bord de fuite aux hautes fréquences peut conduire à des mauvais résultats. En pratique, il est très difficile d'obtenir une fonction de Green analytique qui soit représentative des géométries complexes. On a recours alors à des approximations analytiques de la fonction de Green ou on développe des fonctions de Green numériques. Wang et Moin [153] ont utilisé une LES incompressible pour calculer le bruit généré par un écoulement turbulent au bord de fuite d'un profil hy-

drodynamique. L'épaisseur du profil étudié étant largement inférieure à la longueur d'onde acoustique, ils approximerent le profil par un demi-plan d'épaisseur nulle et utilisèrent la fonction de Green correspondante développée par Ffowcs-Williams et Hall [55]. Un exemple de calcul du bruit de bord de fuite avec une fonction de Green développée numériquement est présenté dans la référence [118].

La théorie d'Amiet [14, 15] est un exemple de modèles semi-analytiques basés sur l'analogie de Curle en champ libre. Elle permet de calculer la pression acoustique rayonnée en champ lointain par intégration sur la surface d'une plaque plane de dipôles compressibles dérivés analytiquement. Cette méthode inclut donc implicitement les effets de diffusion qui apparaissent aux bords du profil. Ceci la rend adaptée aux hautes fréquences où le profil n'est plus compact. Les dipôles compressibles sont calculés par le biais de fonctions de transfert reliant les rafales incidentes compressibles à la pression surfacique du profil. Pour le calcul du bruit du bord d'attaque (ingestion de turbulence), le modèle d'Amiet nécessite une caractérisation en termes de rafales incidentes. Pour le bruit du bord de fuite, il nécessite une caractérisation du champ de pression pariétale au niveau du bord de fuite du profil.

Ffowcs-Williams et Hawkins (FWH) ont généralisé l'analogie de Curle pour prendre en compte les surfaces en mouvement et les effets Doppler [56]. Leur analogie acoustique exprime les sources équivalentes en termes de monopôles, dipôles et quadripôles (voir l'équation (2.5)). Goldstein explique dans la référence [67] le raisonnement mathématique pour la dérivation de l'analogie à partir des équations de conservation de la mécanique des fluides. L'équation de l'analogie s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} H] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\sigma_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j}] + \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_N \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i}] \quad (2.5)$$

où la surface $f = 0$ représente la surface mobile. Les termes monopolaire, dipolaire et quadripolaire qui apparaissent dans l'équation (2.5) sont les suivants :

- $\frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_N \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_i}]$ est le bruit d'épaisseur et nécessite la connaissance de la géométrie de la pale et de sa cinématique. L'intensité de ce type de sources est proportionnelle à la taille et à la vitesse des surfaces en mouvement. En champ libre, elle varie en M^4 et se comporte comme un monopôle.
- $\frac{\partial}{\partial x_i} [\sigma_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j}]$ est le bruit de charge et nécessite la connaissance de la géométrie de la pale, sa cinématique et sa charge surfacique (distribution de pression). Ce terme résulte de l'interaction entre l'écoulement et les parois solides.

L'intensité de cette source suit une loi en M^6 en champ libre et se comporte comme un dipôle.

- $\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij} \cdot H]$ est le terme quadripolaire. Il correspond à une distribution volumique des sources acoustiques et prend en compte tous les effets non-linéaires de l'écoulement. Le calcul de ce terme nécessite la connaissance des caractéristiques de l'écoulement autour de la pale (i.e. T_{ij}). Pour des nombres de Mach faibles, l'intensité acoustique de ces sources varie en M^8 [136].

L'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkins telle que décrite dans l'équation (2.5) est non-homogène et ne peut être utilisée en l'état pour le calcul du champ acoustique. Sa solution, écrite sous forme intégrale, est obtenue par convolution avec une fonction de Green. La majorité des codes de prédiction acoustique utilisant l'analogie acoustique sont basées sur cette formulation.

Selon l'application industrielle, la solution peut être implémentée dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel. Les codes de prédiction du bruit du rotor d'un hélicoptère tels WOPWOP [22, 23], RAPP [58] et PARIS [142] utilisent l'implémentation temporelle puisqu'elle est mieux adaptée à la nature impulsionnelle de ce type de bruit. On distingue deux formulations temporelles : la solution en temps retardé et la solution en temps avancé.

La formulation en temps retardé consiste à résoudre « l'équation du temps retardé » de façon itérative : pour une position d'écoute et un temps de réception donnés, on calcule la position et le temps d'émission de la source acoustique. Quand les surfaces se déplacent à une vitesse subsonique, l'équation admet une solution unique. Par contre, lorsque la vitesse est supersonique, l'équation admet plusieurs racines, et la solution devient plus difficile à évaluer. La parallélisation de cette formulation est généralement efficace puisque les surfaces de contrôle peuvent être réparties sur plusieurs processeurs et que la seule communication nécessaire est la sommation des signaux acoustiques. Ce sujet est abordé en détails dans la référence [92].

La formulation en temps avancé permet de s'affranchir des itérations nécessaires à la résolution de la formulation en temps retardé. Elle consiste à calculer la pression acoustique perçue par l'écouteur pour chaque position et chaque temps d'émission de la source acoustique. Le temps de réception correspondant à un temps d'émission est calculé par le biais d'une fonction de transfert. Dans cette approche, le signal acoustique final de l'observateur est la sommation des pressions acoustiques rayonnées par les éléments de la surface de contrôle à un temps de réception donné. Vu

que différents éléments de surface rayonneraient à différents temps de réception, des techniques d'interpolation peuvent s'avérer nécessaires pour la reconstruction du signal acoustique à la position de l'écouteur. Pour plus de détails sur cette méthode, le lecteur peut consulter la référence [32].

L'approche fréquentielle peut être utilisée pour réduire le temps de calcul requis pour la propagation du bruit ainsi que pour montrer les structures modales de ce dernier [26]. La pression acoustique s'écrit alors en termes de coefficients de Fourier, et la propagation est calculée sans itérations. Cette approche a été utilisée par Hanson [70] pour calculer le bruit tonal d'une hélice d'avion, par Khelladi [79] pour prédire le bruit tonal d'un ventilateur centrifuge et par Lockard [92] pour calculer le bruit aérodynamique d'une cellule d'avion.

Les surfaces d'intégration de l'analogie acoustique de FWH sont habituellement choisies coïncidentes avec les surfaces physiques des corps en mouvement (surface imperméable). Néanmoins, l'analogie permet aussi le traitement des surfaces d'intégration *poreuses* où le fluide est libre d'entrer et/ou de sortir du domaine de calcul (surface perméable) [95]. La surface d'intégration devient ainsi une surface de contrôle, et la pression acoustique en champ lointain peut être calculée à partir des scalaires surfaciques calculés par un code de CFD. L'avantage de l'utilisation d'une surface poreuse est qu'elle permet de négliger - légitimement - la contribution du terme quadripolaire au bruit, car les quadripôles sont extérieurs à la surface de contrôle. D'après Kenneth et Farassat [77], lorsque la surface $f = 0$ (voir l'équation (2.5)) est poreuse et qu'elle englobe toutes les sources physiques du bruit, le terme volumique de l'équation (2.5) peut être négligé. Cette méthode permet de réduire considérablement les ressources informatiques ainsi que les données nécessaires au calcul de la propagation puisqu'elle restreint la solution de l'analogie aux intégrales surfaciques. Di Francescantonio [47] présente un exemple où cette forme de l'équation de FWH a été implémentée dans le but de calculer le bruit d'un rotor d'hélicoptère.

2.2.2.2 Propagation avec la méthode de Kirchhoff

La méthode de Kirchhoff représente une alternative à l'analogie de FWH pour le calcul de la propagation du bruit. Elle tire profit des similarités mathématiques entre les équations de l'aéroacoustique et de l'électrodynamique. La formule de Kirchhoff, publiée pour la première fois en 1882 [81], est une formulation intégrale de l'équation

d'ondes. Bien qu'elle soit principalement utilisée dans la théorie de diffraction de la lumière et dans les problèmes d'électromagnétique, elle présente beaucoup d'intérêt dans l'étude de la propagation des ondes acoustiques [95].

La méthode de Kirchhoff suppose que la propagation du bruit est régie par l'équation d'onde. Elle consiste à calculer le champ acoustique proche (non-linéaire) à l'intérieur d'une surface de contrôle (S) par une méthode numérique, puis à le propager en champ lointain en appliquant la formulation de Kirchhoff. La surface (S) est supposée inclure tous les effets non-linéaires de l'écoulement ainsi que toutes les sources acoustiques [96]. Une fois que la pression à la surface (S) et sa dérivée normale sont connues, le bruit peut être propagé en champ lointain par une intégrale surfacique.

La séparation du problème en régions linéaire et non linéaire permet d'appliquer la méthode numérique appropriée à chacune de ces régions. Ainsi, la méthode de Kirchhoff fournit le couplage adéquat entre le champ aérodynamique proche non-linéaire et le champ acoustique lointain linéaire à condition que la région où la surface de Kirchhoff est placée satisfasse l'équation d'onde.

La formulation classique de Kirchhoff est limitée aux surfaces stationnaires. Toutefois, elle a été étendue par Farassat et Myers [53] au rayonnement acoustique des surfaces de contrôle mobiles. Cette dernière méthode s'est répandue rapidement dans les années 90 car elle offre les mêmes avantages que ceux de l'utilisation de la surface perméable avec l'analogie de FWH [77]. Cependant, Brentner et Farassat [21] et Singer *et al.* [139] ont démontré qu'en pratique, la formulation de Kirchhoff pour les surfaces mobiles n'est pas fiable pour la résolution des problèmes aéroacoustiques. D'après Kenneth et Farassat [77], la pression acoustique calculée en champ lointain par la formule de Kirchhoff doit être compatible avec l'équation d'ondes. Ainsi, la formulation de Kirchhoff pour une surface en mouvement n'est applicable que dans la région où le comportement du fluide est régi par l'équation d'ondes. D'un autre côté, l'analogie acoustique de FWH met en évidence des termes-sources du second ordre en plus des termes-sources de Kirchhoff. Pour une propagation linéaire des ondes acoustiques, ces termes s'annulent, et les deux approches deviennent identiques. Par suite, la formulation de Kirchhoff est un cas particulier de l'analogie de FWH.

En pratique, les données d'entrée pour la propagation acoustique proviennent d'une solution des équations de Naviers-Stokes ou des équations d'Euler plutôt que de l'équation de propagation d'ondes. Ceci rend la méthode de Kirchhoff pour les surfaces mobiles inadaptée pour le calcul de l'aéroacoustique, et l'analogie de FWH

est préférée dans ce cas. Une comparaison plus détaillée des deux méthodes est fournie dans la référence [21].

2.2.2.3 Propagation avec les équations d'Euler linéarisées

La résolution numérique des équations d'Euler linéarisées (EEL) avec des termes-sources permet de calculer le champ acoustique rayonné à partir du champ aérodynamique proche [20]. Cette méthode permet de prendre en compte les effets de propagation à l'intérieur ou autour des géométries complexes [12, 123]. Elle est particulièrement attirante grâce à son aspect linéaire à la fois théorique et numérique.

Les EEL posent cependant certains problèmes d'ordre numérique : en plus des ondes acoustiques, les EEL soutiennent des ondes d'instabilité [11]. Ces ondes sont convectées par l'écoulement moyen et croissent exponentiellement. Dans un écoulement réel, elles sont limitées par la non-linéarité de l'équation de la quantité de mouvement ainsi que par la viscosité. En réalité, la linéarisation des équations supprime l'amortissement qui est naturellement présent dans les termes non-linéaires [123]. En conséquence, ces ondes d'instabilité contaminent la solution acoustique et rendent la simulation instable.

Plusieurs techniques ont été élaborées afin de supprimer ces ondes d'instabilité. Longatte a proposé de rajouter des termes non linéaires aux EEL afin de réduire la croissance des ondes d'instabilités [93]. Cette approche fonctionne bien mais réduit l'efficacité globale de la méthode : les termes non-linéaires rajoutés augmentent le coût du calcul ainsi que la complexité de la résolution. Bogey *et al.* ont proposé de supprimer les termes qui dépendent des gradients de l'écoulement moyen [20]. Leur approche permet de réduire l'amplification des ondes d'instabilité mais ne fournit pas des prédictions acoustiques correctes dans certains cas. Ewert *et al.* ont proposé une projection du terme-source dû aux non-linéarités de l'écoulement afin d'éliminer l'excitation de la solution instable [51]. Vu que la projection est définie en nombre d'ondes dans le domaine fréquentiel, son implémentation nécessite plusieurs approximations [39]. Plus récemment, le même groupe [52] a proposé un schéma équivalent à l'équation de Möhring du deuxième ordre [103] qui n'autorise pas des solutions instables des EEL.

Malgré que la linéarisation des équations d'Euler permet la prise en compte des effets de propagation, le coût de cette méthode reste dépendant de la distance source-observateur. Ainsi, le besoin en ressources informatiques et le temps de calcul

augmentent considérablement en fonction de cette distance.

2.3 Méthodes de prédiction du bruit aérodynamique des turbomachines subsoniques

Plusieurs méthodes/modèles ont été développés et appliqués dans le but de prédire le bruit d'origine aérodynamique d'une turbomachine subsonique. Ces modèles vont des simples formulations empiriques ou semi-empiriques jusqu'aux simulations numériques directes instationnaires.

Dans sa classification des méthodes de prédiction en aéroacoustique, Carolus [30] distingue trois classes :

- Classe I : elle regroupe toutes les méthodes d'estimation du bruit global d'une turbomachine subsonique par le biais de simples fonctions algébriques. Ces méthodes permettent d'approximer la puissance acoustique rayonnée en fonction des paramètres globaux de la machine : type (axial, semi-radiale, radiale), diamètre, vitesse de rotation, débit, élévation de pression... Ces corrélations ne tiennent pas compte des paramètres géométriques des pales, ni des conditions de l'écoulement en amont [54, 29].
- Classe II : les prédictions incluses dans cette classe considèrent plusieurs mécanismes de bruit en fonction de certains paramètres de l'hélice et de la pale.
- Classe III : cette classe comprend les prédictions basées sur une description complète des mécanismes de bruit ainsi que de la géométrie de la pale et du champ aérodynamique qui lui est associé.

2.3.1 Exemples de méthodes de prédictions de classe I

L'Association des Ingénieurs Allemands (*Verein Deutscher Ingenieure* en allemand) fournit un exemple de prédiction du type I [4]. Elle recommande l'utilisation de la méthode de Regenscheit initialement publiée dans la référence [48] afin de prédire le bruit des ventilateurs (Directive VDI 3731, partie 2). Cette corrélation permet de relier la puissance acoustique rayonnée W par le ventilateur aux pertes aérodyna-

miques P_{pertes} et à la vitesse de l'écoulement à l'intérieur du ventilateur.

$$W \propto P_{pertes} \times \left(\frac{u_2}{c_0} \right)^m \quad (2.6)$$

où u_2 est la vitesse tangentielle en périphérie, c_0 est la vitesse du son et m est le coefficient du nombre de Mach. Ce dernier est déterminé expérimentalement et il est supposé constant pour un type de ventilateur (axial, semi-radial ou radial). En exprimant les pertes en termes d'élévation de pression totale ΔP_{tot} , de débit volumique Q_v et d'efficacité du ventilateur η , l'équation (2.6) devient :

$$W \propto \left[\frac{Q_v \Delta P_{tot}}{\eta} - Q_v \Delta P_{tot} \right] \times \left(\frac{u_2}{c_0} \right)^m = \left[Q_v \Delta P_{tot} \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \right] \times \left(\frac{u_2}{c_0} \right)^m \quad (2.7)$$

En écrivant l'expression 2.7 en termes de niveaux, on obtient :

$$L_w(dB) = L_{W,spécifique} + 10 \times \log \left[\frac{Q_v \Delta P_{tot}}{Q_{v,0} \Delta P_{tot,0}} \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \right] + 10m \times \log \left(\frac{u_2}{c_0} \right) \quad (2.8)$$

où L_W est le niveau de puissance acoustique et $L_{W,spécifique}$ est un niveau de puissance acoustique spécifique caractérisant chaque type de machine et dépendant du nombre de Mach. $Q_{v,0}$ et $\Delta P_{tot,0}$ sont des valeurs de références égales à 1 m³/s et 1 Pa respectivement.

Cette méthode permet d'obtenir une approximation du niveau de puissance acoustique d'un ventilateur (axial, semi-radial ou radial) en fonction de ses paramètres globaux. En revanche, elle ne fournit aucun renseignement sur l'influence des paramètres de conception, du point de fonctionnement ou des conditions d'entrée.

2.3.2 Exemples de méthodes de prédictions de classe II

La méthode de Sharland constitue un exemple de prédiction aéroacoustique de classe II [137] utilisée dans la conception des turbomachines [94]. La corrélation permet de calculer la puissance acoustique rayonnée en champ libre par une plaque plane à partir de la fluctuation de pression à sa surface :

$$W = \frac{\omega^2}{12\pi\rho c_0^3} \iint_S \bar{p}^2 A_c dS \quad (2.9)$$

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

où $\bar{p}^2$ est la moyenne quadratique de la fluctuation de pression qui correspond à une fluctuation de portance par unité de surface et A_c est la surface de corrélation. La méthode de Sharland ne prend pas en compte la non-compacité de la plaque et ne fournit aucune information concernant le spectre de pression acoustique.

La corrélation de Brooks *et al.* [24] est un autre exemple de méthode de prédiction aéroacoustique de classe II. La corrélation est semi-empirique et permet de calculer le bruit d'un profil isolé disposé dans un écoulement incident homogène. L'utilisation de ce modèle pour la prédiction du bruit suppose que le profil calculé est similaire à celui utilisé par la création de la corrélation (NACA 0012).

2.3.3 Exemples de méthodes de prédictions de classe III

Les méthodes de prédiction de classe III sont les plus avancées et permettent une prédiction plus précise du bruit en se basant sur un calcul du champ aérodynamique local et en éliminant toute source d'empirisme. La classe III regroupe pratiquement toutes les méthodes utilisées dans l'approche hybride. Cette section est dédiée aux exemples où ce type de méthode a été utilisé.

En 1993, Kouidri [83] a mené une étude numérique et expérimentale dans le but de déterminer l'influence des paramètres constructifs sur les performances acoustiques et énergétiques des ventilateurs axiaux. En 1999, Belamri [18] a calculé les charges instationnaires d'un ventilateur axial par la méthode des singularités. Il s'est ensuite basé sur le formalisme de Lowson pour calculer le rayonnement acoustique. Maaloum [97] a utilisé un calcul potentiel pour déterminer les charges instationnaires d'un ventilateur axial. Ces charges ont ensuite été utilisées pour calculer le bruit tonal en champ lointain avec l'analogie de FWH.

Plus récemment, les méthodes de prédiction de classe III ont gagné en précision grâce à l'évolution des ressources informatiques. Ainsi, les approches hybrides se basent plus souvent sur des simulations numériques du type Naviers-Stokes afin de calculer le champ aérodynamique. Caro [26] a étudié l'interaction rotor-stator en couplant les simulations URANS avec une solution fréquentielle de l'analogie de FWH. Cependant, les calculs qu'il a effectué sont limités à des sections de la pale et du stator en 2 dimensions. Kouidri *et al.* [84] ont investigué la réponse des pales inclinées à une rafale incidente. Leurs simulations numériques ont permis d'étudier l'impact du dévers de la pale sur le bruit tonal des ventilateurs axiaux. Khelladi [79] a appliqué une approche hybride URANS/FWH afin de calculer le bruit tonal d'un

ventilateur centrifuge en champ libre. Lee *et al.* [86] ont calculé le bruit tonal du ventilateur centrifuge d'un réfrigérateur. Contrairement à l'approche de Khelladi, leur méthode permet de modéliser la propagation des ondes acoustiques dans un conduit par le moyen d'une fonction de Green adaptée à la géométrie. Noetling *et al.* ont appliqué l'analogie de FWH à une simulation du type Lattice-Boltzmann dans le but de calculer le bruit d'un train d'atterrissage [117].

Moreau *et al.* [115] ont étudié l'impact du tourbillon de jeu sur le bruit tonal. Dans leur étude, la propagation acoustique est effectuée avec l'analogie de FWH à partir de la pression à la surface de la pale. Le champ aérodynamique instationnaire est calculé avec les deux solveurs Ansys CFX et Turb'Flow. Les simulations avec Ansys CFX utilisent les modèles de turbulence $k-\omega$ -SST (Shear stress transport) et SAS (Scale-adaptive simulation) incompressibles tandis que les simulations avec Turb'Flow utilisent le modèle de turbulence TNT Kok $k-\omega$ compressible [82]. La puissance acoustique totale est prédite avec un écart inférieur à 2 dB pour le modèle SAS, et avec moins de précision pour les autres simulations.

Pour des écoulements fortement instationnaires, les simulations du type URANS ne parviennent pas à fournir une description suffisamment exacte de l'écoulement pour une prédiction acoustique fiable [31]. De plus, pour une prédiction fiable du bruit à large bande, des méthodes numériques plus avancées deviennent nécessaires. En effet, les modèles de turbulence classiques représentent principalement les structures les plus énergétiques, en l'occurrence, les plus grosses. Pour le bruit à large bande, une connaissance précise de la dynamique des plus petites structures est nécessaire. Ainsi, Carolus *et al.* [31] ont effectué une LES d'un ventilateur axial disposé dans un écoulement turbulent. Le bruit est calculé avec un modèle analytique de propagation acoustique en conduit. A cause de la limitation des ressources informatiques, ils ont négligé le jeu entre l'hélice et le conduit. Les résultats qu'ils obtinrent montrent un bon accord avec les mesures expérimentales jusqu'à la fréquence de coupure.

Lee *et al.* [87] ont utilisé la LES pour la prédiction des performances aérodynamiques et aéroacoustiques d'un compresseur axial ($Re = 1,6 \times 10^5$) et d'un ventilateur de refroidissement automobile ($Re = 1,3 \times 10^5$). Le rayonnement acoustique en champ libre est calculé moyennant l'analogie acoustique de FWH. La comparaison de leurs prédictions acoustiques avec l'expérimental est globalement encourageante.

Reboul *et al.* [125] ont effectué une LES d'un ventilateur à basse vitesse dans un conduit afin d'étudier le bruit à large bande ($Re \approx 2,3 \times 10^5$). Le domaine de calcul

inclut le rotor et le stator, mais le nombre de pales est modifié afin de permettre la modélisation d'un passage de pale. Le solveur est compressible, et la propagation en conduit est effectuée avec une formulation modifiée de l'analogie de FWH. Les résultats acoustiques obtenus sont en accord avec l'expérimental.

D'autres auteurs ont employé la LES pour calculer l'écoulement autour d'une turbomachine sans pourtant effectuer des prédictions acoustiques. Des exemples de LES appliquées aux turbomachines sont présentés dans la référence [148], section 3.2.

2.4 Contributions du projet Ecoquest à la prédiction du bruit d'un groupe moto-ventilateur

L'objectif global du projet Ecoquest est de développer des méthodologies innovantes qui permettent la conception de modules de refroidissement plus performants et moins bruyants. Dans ce cadre là, des outils de prédiction de la génération et de la propagation du bruit d'un module de refroidissement ont été mis en place (bruit tonal et bruit à large bande). D'autres aspects liés à l'aérodynamique et l'aéroacoustique du module de refroidissement ont été étudiés aussi, notamment l'influence de l'échangeur thermique sur l'acoustique. En effet, l'échangeur modifie la génération du bruit ainsi que sa propagation. D'un côté, les structures tourbillonnaires produites en sortie de l'échangeur impactent le bord d'attaque des pales et favorisent ainsi le bruit d'ingestion de turbulence [130]. La production de turbulence dans l'échangeur s'accompagne aussi d'une génération de bruit dont l'intensité dépend de la vitesse de l'écoulement [13]. D'un autre côté, l'échangeur thermique caractérisé par une impédance acoustique, modifie la propagation en champ libre en absorbant, réfléchissant ou atténuant les ondes acoustiques. Des mesures de l'intensité de turbulence par fil chaud en aval de l'échangeur ont été conduites à l'Université de Siegen et l'atténuation acoustique ainsi que le bruit généré par l'écoulement ont été mesurés à l'Institut Royal de Technologie (Kungliga Tekniska högskolan). Ces deux expériences sont résumées dans les paragraphes qui suivent.

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

2.4.1 Caractérisation de la turbulence en aval d'un échangeur thermique

L'objectif des essais menés à l'Université de Siegen est de caractériser la turbulence (intensité et échelle intégrale) à la sortie de l'échangeur afin d'alimenter des modèles de prédiction du bruit à large bande d'un module de refroidissement. Les deux échangeurs thermiques testés proviennent d'un module de refroidissement d'une locomotive. Les essais sont effectués en chambre semi-anéchoïque où les échangeurs sont montés à la sortie d'un jet d'air permettant une vitesse maximale de 37 m/s (cf. figure 2.12). Les trois composantes de vitesse (V_x , V_y , V_z) sont mesurées en aval de l'échangeur par des fils chauds et permettent le calcul de l'intensité de turbulence (T_u) ainsi que de l'échelle intégrale (Λ).



Figure 2.12: Montage d'un échangeur à la sortie du jet d'air dans la chambre semi-anéchoïque de l'Université de Siegen. Figure extraite d'un rapport d'essai effectué à l'Université de Siegen dans le cadre d'Ecoquest

La figure 2.13 montre l'intensité de turbulence T_u mesurée en aval des deux échangeurs en fonction de la distance et de la vitesse de l'écoulement. Les courbes présentent un maximum de T_u pour $30 < y < 40$ mm et un minimum pour $250 < y < 300$ mm. Entre les deux, la décroissance de l'intensité de turbulence est exponentielle et au delà de 300 mm, T_u croit de nouveau. Cependant, cette croissance peut être attribuée à l'éclatement du jet qui est un phénomène dépendant du banc d'essai. Les courbes montrent aussi que le maximum de l'intensité de turbulence décroît en fonction de la vitesse de l'écoulement.

Cette étude a montré l'influence de la distance échangeur-ventilateur sur les performances acoustiques du module de refroidissement. Ainsi, il existe une distance échangeur-ventilateur optimale qui permet de minimiser l'intensité de la tur-

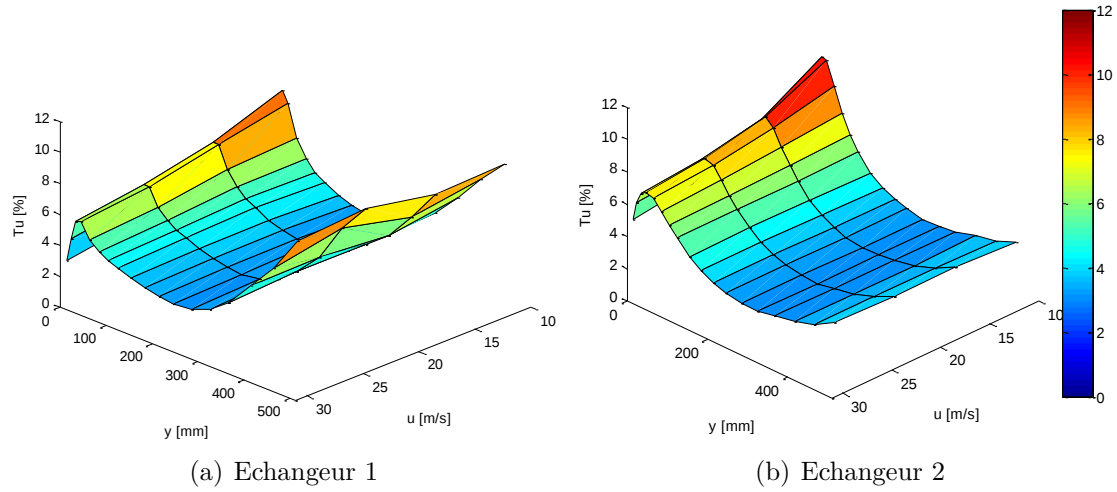


Figure 2.13: Intensité de turbulence en aval des échangeurs thermiques en fonction de la distance et de la vitesse de l'écoulement. Figure extraite d'un rapport d'essai effectué à l'Université de Siegen dans le cadre d'Ecoquest.

bulence et par conséquent permet de minimiser le bruit du bord d'attaque (voir paragraphe 2.1.2.2). Un choix non judicieux de la distance échangeur-ventilateur peut éventuellement entraîner une augmentation considérable du bruit à large bande et une dégradation des performances acoustiques.

2.4.2 Caractérisation acoustique d'un échangeur thermique

Le but des essais menés à l'Institut Royal de Technologie est de caractériser l'atténuation acoustique d'un échangeur thermique automobile ainsi que de mesurer le bruit propre qu'il génère lorsqu'il est traversé par un écoulement. La caractérisation acoustique est effectuée selon la norme ISO 15186-1 : 2000 [5] et complétée par des mesures en conduit [124]. Les mesures sont réalisées avec et sans écoulement. La vitesse moyenne de l'écoulement traversant l'échangeur est mesurée par fil chaud. Les résultats sont alors présentés en termes de puissance et d'indice d'atténuation acoustiques (*transmission loss* en anglais).

La figure 2.14 montre la puissance acoustique du bruit généré par l'écoulement traversant l'échangeur à plusieurs vitesses ($W_0 = 10^{-12}$ Watts). Ce bruit est à large bande et augmente en fonction de la vitesse moyenne de l'écoulement. A partir de 5 m/s, il devient du même ordre de grandeur que le bruit d'un GMV. Au delà de cette vitesse, le bruit propre de l'échangeur peut constituer une contribution significative

à la nuisance acoustique d'un GMV.

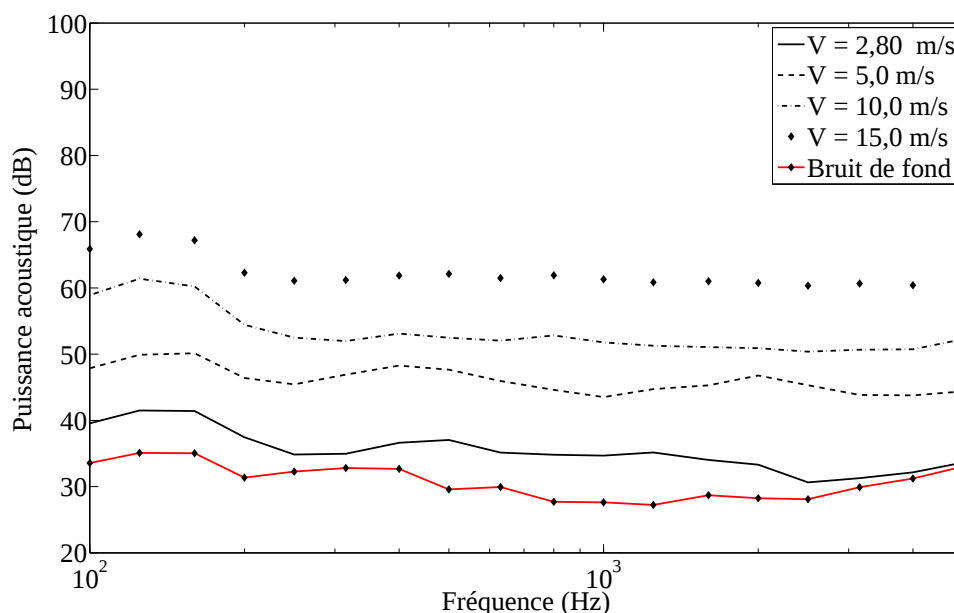


Figure 2.14: Puissance acoustique du bruit propre généré par l'échangeur à différentes vitesses d'écoulement. Données extraites d'un rapport d'essai acoustique effectué à l'Institut Royal de Technologie (KTH) dans le cadre d'Ecoquest.

L'atténuation acoustique de l'échangeur est présentée dans la figure 2.15 pour plusieurs vitesses d'écoulement. L'indice d'atténuation acoustique a une tendance globalement croissante en fonction de la fréquence et de la vitesse moyenne de l'écoulement. Il varie entre 0 dB pour les basses fréquences et 4 dB pour les hautes fréquences.

Cette étude a mis en évidence le comportement acoustique d'un échangeur thermique automobile. Lorsqu'il est traversé par un écoulement, l'échangeur se comporte comme une source de bruit additionnelle dont l'intensité dépend de la vitesse de l'air. L'échangeur atténue aussi la transmission des ondes sonores générées par le GMV. Cette atténuation est faible en dessous de 1000Hz et devient plus importante au delà.

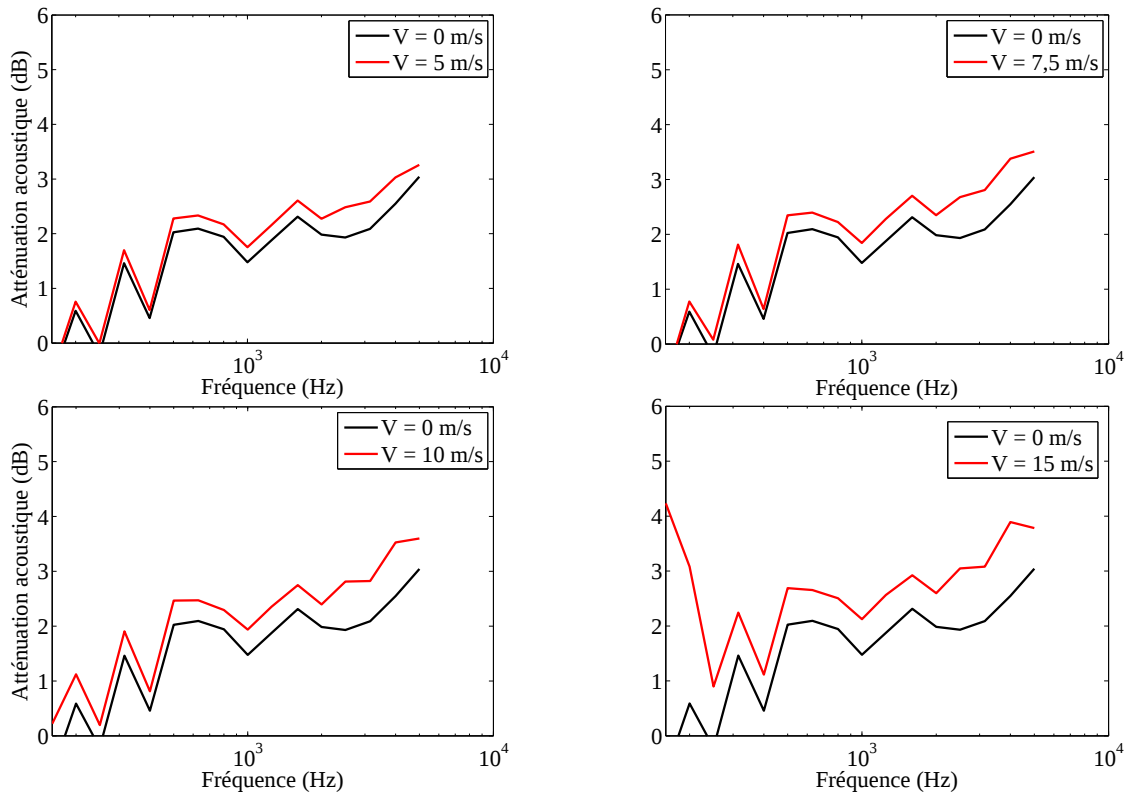


Figure 2.15: Atténuation de la puissance acoustique d'un échangeur thermique de type Valeo à plusieurs vitesses d'écoulement. Données extraites d'un rapport d'essai acoustique effectué à l'Institut Royal de Technologie (KTH) dans le cadre d'Ecoquest.

Chapitre 3

Prédiction du bruit tonal : aspects théoriques

Sommaire

3.1	Introduction	38
3.2	Partie I : solution fréquentielle de l'analogie acoustique de FWH	39
3.2.1	Source dipolaire en rotation : bruit du rotor	40
3.2.2	Source dipolaire fixe : bruit du stator	50
3.2.3	Amélioration apportée : prise en compte de la géométrie exacte de la pale dans la propagation acoustique	54
3.3	Partie II : bruit du stator par une approche semi-analytique	55
3.3.1	La théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire	56
3.3.2	La réponse d'un profil à une rafale bidimensionnelle	58
3.3.3	Méthodologie de calcul du bruit du stator avec la théorie de Sears	62

3.1 Introduction

Le présent chapitre est consacré aux développements théoriques liés d'une part à la résolution de l'équation de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings, et d'une autre part à l'écriture de la réponse d'un profil à une rafale bidimensionnelle incompressible (théorie de Sears). Chacune des théories citées ci-dessus est développée dans une partie séparée.

L'objectif de la première partie du chapitre est d'écrire sous forme intégrale le terme dipolaire de l'analogie de FWH afin d'obtenir les équations de propagation en champ libre du bruit tonal du rotor et du stator. L'approche classique pour l'obtention de la solution fréquentielle est adoptée et une amélioration est proposée afin de prendre en compte la géométrie exacte de la pale ou de l'aube dans la propagation acoustique. Toutes les équations sont développées sous forme discrétisée (somme au lieu d'une intégrale) pour qu'elles puissent traiter les données de sortie - discrétisées - d'un logiciel de CFD. Les données d'entrée pour les équations ainsi développées seront calculées à l'aide d'une simulation numérique instationnaire (URANS) dans le chapitre 4.

La caractérisation numérique des sources en vue de les propager avec l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings reste inaccessible de façon régulière dans un contexte industriel, car elle dure approximativement 3 semaines. On fait appel alors à une approche semi-analytique pour calculer les sources acoustiques à la surface du stator uniquement. Une telle méthode requiert une simulation stationnaire du rotor seul qui permettrait d'alimenter le modèle analytique ; d'où la dénomination « semi-analytique ». Le gain est important puisque le temps de calcul se réduit à quelques heures. Cette approche n'est justifiée que si elle reste simple d'utilisation et qu'elle fournit des résultats d'une précision équivalente à l'approche numérique instationnaire. Ainsi, dans la deuxième partie du chapitre, la théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire est développée afin d'aboutir à une équation décrivant la réponse d'une plaque plane à une rafale bidimensionnelle incompressible. Ensuite, les hypothèses permettant d'étendre cette équation à un profil d'aile et une aube complète sont exposées. Cette approche sera utilisée dans le chapitre 4 pour caractériser les sources acoustiques à la surface d'une aube stator et pour les propager en champ libre grâce aux équations développées dans la partie I.

3.2 Partie I : solution fréquentielle de l'analogie acoustique de FWH

Le point de départ de la formulation intégrale est l'équation 13 de Goldstein dans la référence [66]. Cette équation lie la composante fluctuante de la densité ρ' en un point (x, t) à une sommation de trois intégrales (monopolaire, dipolaire et quadripolaire). A une distance suffisamment loin de la source, la pression acoustique p' est égale à $c_0^2 \rho'$. On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} p' = c_0^2 \rho'(x, t) = & - \int_{-T}^T \int_{A(\tau)} \rho_0 V_N \frac{DG}{D\tau} dA(y) d\tau \equiv p_E \\ & + \int_{-T}^T \int_{A(\tau)} f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} dA(y) d\tau \equiv p_C \\ & + \int_{-T}^T \int_{v(\tau)} T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dy d\tau \equiv p_Q \end{aligned} \quad (3.1)$$

où c_0 est la vitesse du son, τ est le temps d'émission et t est le temps de réception. T ($-T < \tau < T$) est une période de temps suffisamment longue pour inclure toutes les contributions au bruit à un temps de réception t .

Le terme p_E est le bruit d'épaisseur dû au volume de fluide déplacé par la pale. Dans le calcul de cette intégrale, la normale à la surface est sortante, contrairement à la convention de Goldstein. G est la fonction de Green, $D/D\tau$ est la dérivée convective, ρ_0 est la masse volumique du fluide et V_N est la vitesse normale à la surface de la pale et relative au fluide.

Le terme p_C est le bruit de charge dans lequel f_i désigne la force par unité de surface dans la direction i ($i = 1, 2, 3$). Ainsi, $f_i dA$ est la force appliquée à un élément de surface dA . La présence de l'indice i deux fois dans le même terme implique une sommation sur les trois dimensions de l'espace selon la notation d'Einstein. La dernière intégrale de l'équation (3.1) est le terme quadripolaire qui représente les effets non-linéaires.

Dans le cas d'un ventilateur de refroidissement automobile, Caro [26] a démontré que le bruit de raie est de nature dipolaire. Cette affirmation rejoint l'analyse dimensionnelle effectuée par Roger [126]. Ainsi, dans le cadre de ce travail, on ne retiendra que le terme p_C pour le calcul du bruit tonal.

La résolution de l'équation (3.1) s'effectue avec la fonction de Green dont le choix est libre, à condition qu'elle satisfasse les conditions aux limites du problème

acoustique. En pratique, les fonctions de Green qui prennent en compte les réflexions et réfractions sur des surfaces complexes ne sont pas toujours disponibles et doivent être calculées numériquement. Dans un espace sans réflexions, comme par exemple à l'intérieur d'une chambre anéchoïque, la fonction de Green en champ libre peut être utilisée. Elle s'écrit comme suit :

$$G(y, \tau | x, t) = \frac{1}{4\pi R} \delta(t - \tau - \frac{R}{c_0}) \quad (3.2)$$

où $R = |y - x|$, y étant les coordonnées de la source.

La solution adoptée dans cette thèse est basée sur cette fonction de Green. Ceci est une simplification des conditions d'essai puisque l'hélice est souvent intégrée à d'autres composants qui modifient la propagation en champ libre tels l'échangeur, le convergent ou les statots.

3.2.1 Source dipolaire en rotation : bruit du rotor

D'après l'équation (3.1), le bruit de charge s'écrit :

$$p_C(x, t) = \int_{-T}^T \int_{A(\tau)} f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} dA(y) d\tau \quad (3.3)$$

Pour un point-source dA , la double intégrale est la sommation des produits des effort f_i par les dérivées de la fonction de Green. Ainsi, le terme $f_i \frac{\partial G}{\partial y_i}$ représente $f \cdot \nabla G$ en notation vectorielle. Puisque le résultat est un scalaire, il peut être évalué dans n'importe quel système de coordonnées. Un repère cylindrique lié aux pales est préféré, car il permet de décrire facilement les forces dans les trois directions ainsi que de calculer les dérivées de la fonction de Green analytiquement.

Dans le repère décrit ci-dessus, les coordonnées d'un point-source à l'instant d'émission τ s'écrivent ($r_0 = r_s$, $\phi_0 = \phi_s + \Omega\tau$, $x_0 = x_s$) où r_s est le rayon du cercle que décrit la source, ϕ_s la position azimutale initiale de la source et x_s sa position axiale. La rotation de la pale ne dépend alors que de la coordonnée azimutale ϕ_0 et on peut écrire l'équation (3.3) sous la forme suivante :

$$p_C(x, t) = \int_{-T}^T \int_A \left[f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} \right]_{(r_s, \phi_0, x_s)} dA(y) d\tau \quad (3.4)$$

La nouvelle notation indique que les dérivées de la fonction de Green seront évaluées analytiquement en fonction de (r_0, ϕ_0, x_0) aux coordonnées montrées dans l'équation (3.4). Les efforts f_i peuvent être considérés fonction de (r_0, ϕ_0, x_0) uniquement. Dans ce cas, leur dépendance du temps d'émission sera implicitement exprimée par $\phi_0 = \phi_s + \Omega\tau$. Selon cette notation, la surface A ne dépend plus du temps d'émission et par conséquent les bornes de l'intégrale ne dépendent plus des variables. On peut donc inverser l'ordre d'intégration comme suit :

$$p_C(x, t) = \int_A \int_{-T}^T \left[f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} \right]_{(r_s, \phi_0, x_s)} d\tau dA(y) \quad (3.5)$$

Le terme $p_C(x, t)$ est périodique de période $2\pi/\Omega$. Ceci permet de l'écrire en série de Fourier :

$$p_C(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} P_C^{(n)}(x) e^{-in\Omega t} \quad (3.6)$$

où les coefficients de Fourier sont calculés selon :

$$P_C^{(n)}(x) = \frac{\Omega}{2\pi} \int_{U_{ne \text{ rotation}}} p_C(x, t) e^{in\Omega t} dt \quad (3.7)$$

En appliquant l'équation (3.7) à l'équation (3.5), les bornes de l'intégration restent indéterminées ($-T < \tau < T$). Pour s'affranchir du problème, on considère une révolution du rotor ($0 < \tau < \frac{2\pi}{\Omega}$) : elle reproduit exactement une période du signal acoustique de t_1 à $t_1 + \frac{2\pi}{\Omega}$ (t_1 inconnu). La pression acoustique s'écrit alors :

$$p_{C,1} = \begin{cases} p_C(x, t) & \text{pour } t_1 \leq t < t_1 + \frac{2\pi}{\Omega} \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

En utilisant les nouvelles bornes de τ , l'équation (3.7) peut être modifiée pour calculer les coefficients de Fourier selon :

$$P_C^{(n)}(x) = \frac{\Omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p_C(x, t) e^{in\Omega t} dt \quad (3.8)$$

Ensuite, en appliquant l'équation (3.8) à (3.5) et en remplaçant G par sa valeur de

l'équation (3.2), on obtient :

$$P_C^{(n)}(x) = \frac{\Omega}{2\pi} \int_A \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} \left[f_i \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{1}{4\pi R} \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - \tau - \frac{R}{c_0}) e^{in\Omega t} dt \right) \right]_{\phi_0 = \phi_s + \Omega\tau} d\tau dA \quad (3.9)$$

Après l'intégration en t , on trouve :

$$P_C^{(n)}(x) = \frac{\Omega}{2\pi} \int_A \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} \left(f_i \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_i} \right)_{\phi_0 = \phi_s + \Omega\tau} e^{in\Omega\tau} d\tau dA \quad (3.10)$$

où $G^{(n)}$ est la fonction de Green harmonique :

$$G^{(n)} = \frac{e^{in\Omega \frac{R}{c_0}}}{4\pi R} \quad (3.11)$$

Le développement jusqu'ici prend en compte une seule pale en rotation. Pour un rotor symétrique comprenant B pales, les pales sont soumises aux mêmes efforts et produisent le même signal acoustique déphasé par l'espacement angulaire. Il s'ensuit qu'uniquement les multiples de la fréquence de passage des pales subsistent. Ainsi, en remplaçant n par mB , l'équation (3.10) devient :

$$P_C^{(mB)}(x) = \frac{B\Omega}{2\pi} \int_A \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} \left(f_i \frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_i} \right)_{\phi_0 = \phi_s + \Omega\tau} e^{imB\Omega\tau} d\tau dA \quad (3.12)$$

La dépendance de f_i du temps d'émission τ peut être exprimée sous la forme adimensionnelle $f_i = f_i(\Omega\tau)$. De plus, $\phi_0 = \phi_s + \Omega\tau$, et on peut écrire :

$$P_C^{(mB)}(x) = B \int_A e^{-imB\phi_s} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f_i(\phi_0 - \phi_s) \frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_i} e^{imB\phi_0} d\phi_0 dA \quad (3.13)$$

L'équation (3.13) est une expression exacte du bruit de charge d'un rotor symétrique. Elle peut être évaluée à partir des résultats d'une simulation numérique par exemple. La simulation devrait fournir la charge aérodynamique $f_i dA$ et le triplet (r_s, ϕ_s, x_s) qui lui est associé. La charge aérodynamique doit être exprimée dans les coordonnées cylindriques : $f_1 = f_r, f_2 = f_\phi, f_3 = f_x$. Les dérivées de la fonction de Green seront évaluées analytiquement à la position de la source (r_s, ϕ_s, x_s) .

3.2.1.1 Discrétisation de la pale en éléments surfaciques

L'équation (3.13) représente le bruit de charge sous forme d'une intégrale continue sur la surface de la pale. Or, un logiciel de calcul de la dynamique des fluides discrétise la pale en éléments surfaciques finis. Il devient donc nécessaire de changer la notation de l'équation (3.13) pour pouvoir l'appliquer aux résultats d'une simulation numérique.

Soit une pale de rotor discrétisée en n_r éléments surfaciques. L'intégrale sur la surface $\int_A dA$ devient alors $\sum_{s=1}^{s=n_r}$ et la charge d'un élément surfacique $f_i dA$ s'écrit sous la forme discrétisée :

$$F_{i,s} = (f_i \Delta A)_s \quad (3.14)$$

où F_i sont exprimés dans un repère cylindrique selon les relations suivantes :

$$\begin{aligned} F_{1,s} &= F_{r,s} \\ F_{2,s} &= F_{\phi,s} \\ F_{3,s} &= F_{x,s} \end{aligned} \quad (3.15)$$

En introduisant ces notations dans l'équation (3.13) on obtient :

$$P_C^{(mB)}(x) = B \sum_{s=1}^{s=n_r} e^{-imB\phi_s} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_{i,s}(\phi_0 - \phi_s) \frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_i} e^{imB\phi_0} d\phi_0 \quad (3.16)$$

3.2.1.2 Expression des efforts instationnaires

Le terme $F_{i,s}$ peut être interprété comme étant la force appliquée à l'élément source s , où $i = 1, 2, 3$ dénote les composantes radiale, tangentielle et axiale de la force agissant *sur le fluide* (la normale à la surface de la pale est sortante contrairement à la convention adoptée par Goldstein). La force tangentielle est donc généralement positive puisque le vecteur tangentiel est positif dans la direction de rotation. La force axiale est *à priori* négative car la portance de la pale pousse l'air en aval, selon la direction négative de l'axe de rotation. La dépendance de ces forces du temps est exprimée implicitement dans l'équation (3.16) par la coordonnée azimutale ϕ_0 . Ainsi, afin d'écrire l'intégrale sous forme analytique, il est nécessaire de décomposer $F_{i,s}$ en une série de Fourier qui soit fonction de ϕ_0 .

Les forces calculées dans une simulation numérique sont échantillonnées à chaque pas de temps et s'écrivent $F_{i,s}(\tau)$, ou aussi sous la forme adimensionnelle $F_{i,s}(\Omega\tau)$.

L'origine du temps τ est le moment où l'élément source coïncide avec l'axe horizontal utilisé comme référence pour la coordonnée azimutale ϕ_0 . Lorsque l'enregistrement de la force ne commence pas à ce moment, il devient nécessaire de déphaser le signal temporel noté $\bar{F}_{i,s}(\Omega\tau')$ où $\Omega\tau = \Omega\tau' + \phi_{ref}$. Le terme ϕ_{ref} correspond à l'angle entre l'axe de référence et la position de l'élément source à l'instant du début de l'enregistrement, (cf. figure 3.1). Il est mesuré dans le sens de rotation de la pale. En écrivant la force $\bar{F}_{i,s}$ en série de Fourier, on obtient :

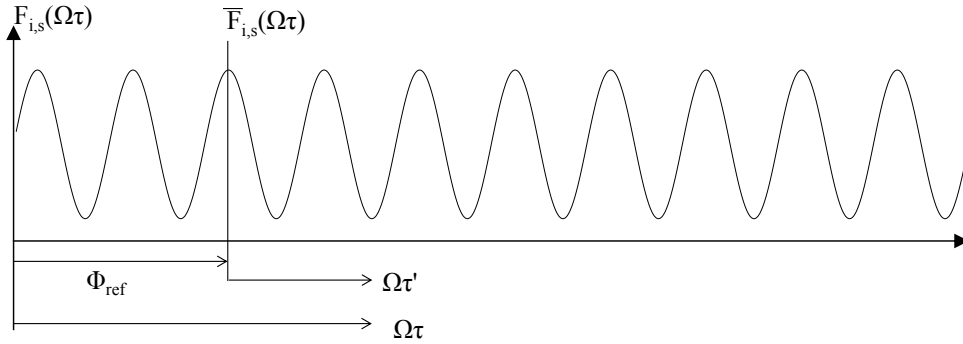


Figure 3.1: Origine du temps pour l'enregistrement de la force appliquée à la pale.
Figure reproduite à partir de la figure (30) de la référence [70].

$$\bar{F}_{i,s}(\Omega\tau') = \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_{i,s}^{(k)} e^{-ik\Omega\tau'} \quad (3.17)$$

Sachant que $F_{i,s}(\Omega\tau) = \bar{F}_{i,s}(\Omega\tau')$ et que $\phi_0 = \phi_s + \Omega\tau$, l'équation (3.17) devient :

$$F_{i,s}(\phi_0 - \phi_s) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} F_{i,s}^{(k)} e^{-ik(\phi_0 - \phi_s - \phi_{ref})} \quad (3.18)$$

L'équation (3.18) fournit l'expression de la force à utiliser pour la résolution de l'intégrale (3.16).

3.2.1.3 Rayonnement en champ lointain

En introduisant l'expression (3.18) dans l'équation (3.16), on obtient :

$$P_C^{(mB)} = B \sum_{s=1}^{s=n_r} \sum_k e^{-i[(mB-k)\phi_s - k\phi_{ref}]} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} F_{i,s}^{(k)} \frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_i} e^{i(mB-k)\phi_0} d\phi_0 \quad (3.19)$$

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

Le calcul de l'intégrale azimutale en ϕ_0 nécessite la définition analytique des dérivées partielles de la fonction de Green harmonique par rapport aux coordonnées de la source y_i . Puisqu'on cherche l'équation du rayonnement acoustique en champ lointain, la fonction de Green en champ libre peut être employée (voir l'annexe A pour la démonstration). Elle s'écrit :

$$G^{(mB)} = \frac{1}{4\pi r} e^{imB \frac{\Omega}{c_0} (r - \cos(\theta) x_s)} e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} r_s \sin(\theta) \cos(\pm\Phi - \phi_0)} \quad (3.20)$$

où (r, Φ, θ) sont les coordonnées de l'observateur dans un repère sphérique lié au rotor, et (r_s, ϕ_0, x_s) sont les coordonnées de l'élément source s dans un repère cylindrique lié aux pales (cf. figure 3.2). La position azimutale de l'observateur Φ est positive selon la règle de la main droite tandis que ϕ_0 est positive dans le sens de rotation. Les signes positif ou négatif dans $(\pm\Phi - \phi_0)$ correspondent à une rotation positive ou négative de la pale autour de l'axe e_1 . En dérivant la fonction de

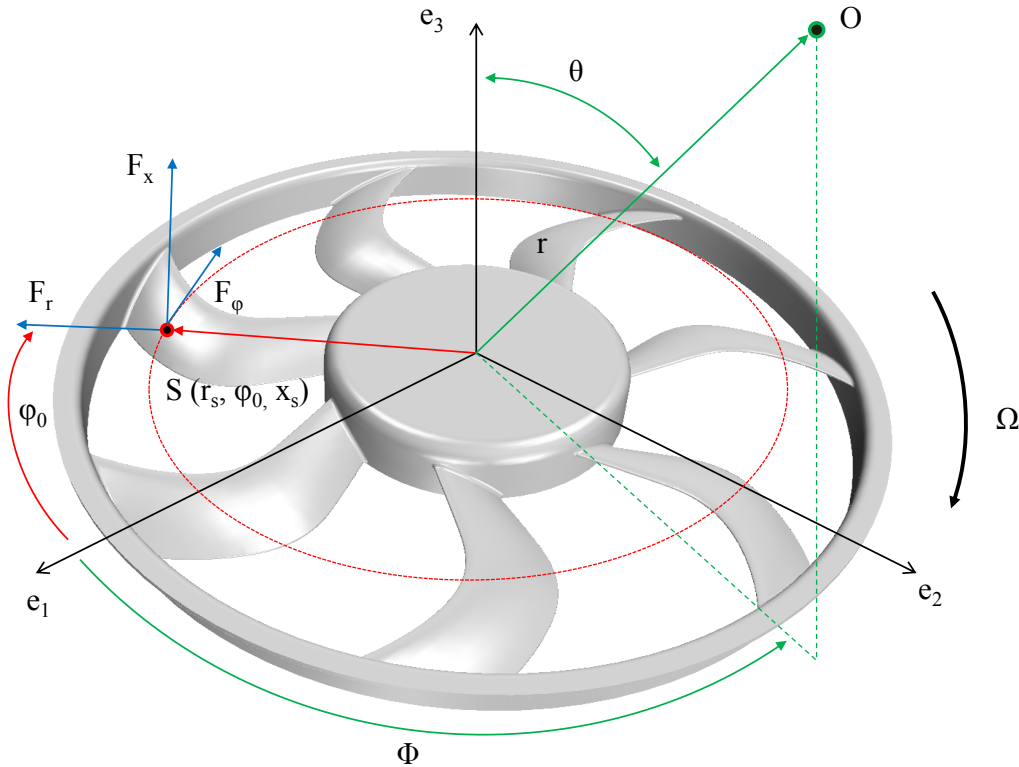


Figure 3.2: Les différents repères liés au rotor pour la définition des coordonnées de l'observateur et de la source.

Green définie dans l'équation (3.20) par rapport aux coordonnées de la source (voir

l'annexe A), on obtient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_1} &= -imB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) \cos(\pm\Phi - \phi_0) G^{(mB)} \\ \frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_2} &= -imB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) \sin(\pm\Phi - \phi_0) G^{(mB)} \\ \frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_3} &= -imB \frac{\Omega}{c_0} \cos(\theta) G^{(mB)}\end{aligned}\quad (3.21)$$

En remplaçant $\frac{\partial G^{(mB)}}{\partial y_i}$ par leurs expressions dans l'équation (3.19), on obtient la relation suivante :

$$\begin{aligned}P_C^{(mB)} &= -\frac{imB^2\Omega}{4\pi c_0 r} e^{(imB \frac{\Omega}{c_0} r)} \sum_{s=1}^{s=n_r} \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} e^{-i[(mB-k)\phi_s - k\phi_{ref}]} e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} \cos(\theta)x_s} \\ &\quad \times (\sin(\theta) F_{r,s}^{(k)} I_r + \sin(\theta) F_{\phi,s}^{(k)} I_\phi + \cos(\theta) F_{x,s}^{(k)} I_x)\end{aligned}\quad (3.22)$$

où les intégrales tangentielles I_r , I_ϕ et I_x sont :

$$\begin{aligned}I_r &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\pm\Phi - \phi_0) e^{i(mB-k)\phi_0} e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta)r_s \cos(\pm\Phi - \phi_0)} d\phi_0 \\ I_\phi &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin(\pm\Phi - \phi_0) e^{i(mB-k)\phi_0} e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta)r_s \cos(\pm\Phi - \phi_0)} d\phi_0 \\ I_x &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(mB-k)\phi_0} e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta)r_s \cos(\pm\Phi - \phi_0)} d\phi_0\end{aligned}\quad (3.23)$$

Après intégration, et en introduisant les expressions (B.7), (B.10) et (B.13) dans l'équation (3.22) on obtient l'équation du rayonnement en champ lointain d'une source dipolaire :

$$\begin{aligned}P_C^{(mB)} &= -\frac{imB^2\Omega}{4\pi c_0 r} e^{imB \frac{\Omega}{c_0} r} \sum_{s=1}^{s=n_r} \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} e^{i[(mB-k)(\pm\Phi - \frac{\pi}{2} - \phi_s) - k\phi_{ref}]} e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} \cos(\theta)x_s} \\ &\quad \times \left[i \sin(\theta) F_{r,s}^{(k)} J'_{mB-k}(A) + \frac{mB-k}{mB \frac{\Omega}{c_0} r_s} F_{\phi,s}^{(k)} J_{mB-k}(A) + \cos(\theta) F_{x,s}^{(k)} J_{mB-k}(A) \right]\end{aligned}\quad (3.24)$$

où $A = mB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta)r_s$, J est la fonction de Bessel de première espèce et J' sa dérivée par rapport à son argument et qui vérifie $J'_{mB-k}(A) = \frac{1}{2}(J_{mB-k-1}(A) - J_{mB-k+1}(A))$. La position de l'observateur est définie par ses coordonnées sphériques (r, Φ, θ) où Φ est positif dans le sens défini par la règle de la main droite. Le terme $\pm\Phi$ s'écrit

$+\Phi$ ou $-\Phi$ selon que la rotation est positive ou négative autour de l'axe e_3 .

L'équation (3.24) exprime la pression acoustique dipolaire rayonnée à la fréquence $mB\Omega$ (Hz) en champ lointain par un rotor symétrique comportant B pales et tournant à la vitesse Ω (rad/s). Elle est écrite sous forme d'une sommation sur n_r éléments et peut donc être utilisée directement pour le post-traitement des données de sortie d'un calcul CFD. Les sources acoustiques sont les forces radiale, tangentielle et axiale appliquées à une pale uniquement. La contribution des autres $(B-1)$ pales est prise en compte directement dans l'équation en supposant que toutes les pales sont soumises aux mêmes efforts déphasés de l'espacement angulaire $2\pi/B$. Lorsque la pale est acoustiquement non-compacte, elle peut être discrétisée en n_r éléments compacts et les sources deviennent les efforts exercés sur chaque élément $(F_{r,s}^{(k)}, F_{\phi,s}^{(k)}, F_{x,s}^{(k)})$. La notion de compacité sera traitée dans la section 3.2.1.4. Les positions des éléments (r_s, ϕ_s, x_s) décrivent la géométrie exacte de la pale et permettent de l'inclure dans le calcul de la propagation acoustique, (cf. figure 3.3).

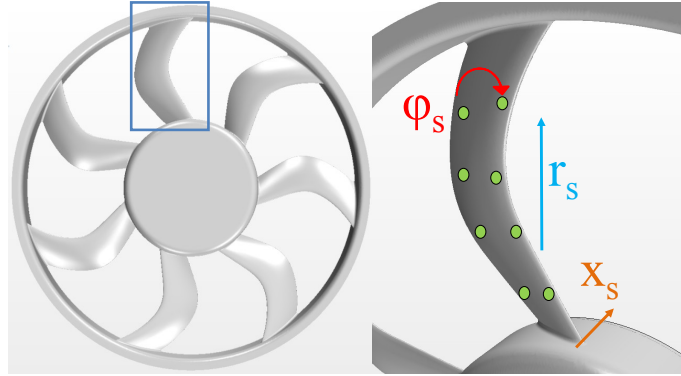


Figure 3.3: Les positions relatives des éléments-sources (r_s, ϕ_s, x_s) écrites dans un repère cylindrique lié au rotor.

Le bruit tonal est proportionnel à la vitesse de rotation Ω et au carré du nombre de pales B^2 . La sommation infinie sur l'indice k traduit le fait que toutes les harmoniques de charge $F_{i,s}^{(k)}$ contribuent à l'harmonique de la FPP $mB\Omega$ (Hz). En réalité, les bornes de la sommation sont finies car la fonction de Bessel s'annule à l'extérieur de l'intervalle $[k_{min}; k_{max}]$. Caro [26] démontre qu'il suffit de considérer $k_{min} = mB - 4$ et $k_{max} = mB + 4$ lorsque $m \leq 4$. Khelladi [78] fournit une formule plus générale qui sera retenue dans le cadre de ce travail :

$$k_{min} = mB - E(A) - d \quad (3.25)$$

$$k_{max} = mB + E(A) + d \quad (3.26)$$

où $E(A)$ est la partie entière de A et $d = 4$.

L'équation (3.24) est un cas particulier de la formulation développée par Hanson et Parzych [70] pour le rayonnement dipolaire en champ lointain. Leur équation (56) permet le calcul du bruit rayonné par un rotor en mouvement dans un écoulement incident angulaire. L'équation (3.24) se déduit de leur équation (56) en fixant le Mach à zéro et en alignant l'axe de l'hélice avec la direction de vol.

3.2.1.4 Critère de compacité

Dans le cas du rayonnement en champ lointain, une source acoustique est considérée compacte lorsque les différences de temps d'émission d'un point à un autre sont négligeables devant la période caractéristique de la source. Puisque la géométrie de la pale est décrite par ses coordonnées cylindriques (r_s, ϕ_s, x_s) (figure 3.2), on peut définir trois différences de temps retardé $(\tau_r, \tau_\phi, \tau_x)$ qui s'écrivent :

$$\begin{aligned}\tau_r &= \frac{\Delta r_s}{c_0} \\ \tau_\phi &= \frac{\Delta \phi_s}{\Omega} \\ \tau_x &= \frac{\Delta x_s}{c_0}\end{aligned}\tag{3.27}$$

où Δr_s , $\Delta \phi_s$ et Δx_s sont les écarts entre le minimum et le maximum de chaque coordonnée. Ces équations sont applicables à la fois à source tournante ainsi qu'à une source fixe. Dans le cas d'une source tournante, le facteur Doppler a été négligé ($D \approx 1$) car le nombre de Mach est faible.

Un rotor tournant à Ω (rad/s) et comportant B pales a une fréquence de rotation (Hz) et une onde acoustique (m) correspondante qui s'écrivent :

$$\begin{aligned}F_r &= \frac{\Omega}{2\pi} \\ \lambda_r &= \frac{c_0}{F_r}\end{aligned}\tag{3.28}$$

Le rayonnement tonal a lieu aux fréquences multiples de la fréquence de rotation $F_s = mB \times F_r$. Ainsi, pour que le critère de compacité soit satisfait, il est nécessaire que $\tau_i \ll 1/F_s$. Ceci se traduit par les trois critères suivants :

1. Compacité dans le sens radial : $\Delta r_s \ll \frac{\lambda_r}{mB}$.

2. Compacité dans le plan de rotation : $\frac{c_0 \Delta \phi_s}{\Omega} \ll \frac{\lambda_r}{mB}$
3. Compacité dans le sens axial : $\Delta x_s \ll \frac{\lambda_r}{mB}$.

En réalité, il suffit que le maximum de $(\Delta r_s, \frac{c_0 \Delta \phi_s}{\Omega}, \Delta x_s)$ soit négligeable par rapport à la longueur d'onde λ_s pour que la pale soit considérée compacte.

Les critères de compacité définis ci-dessus sont utiles lorsqu'on cherche à minimiser le nombre de dipôles n_r à utiliser pour la propagation acoustique. Ainsi, ils indiquent la direction selon laquelle la pale n'est pas compacte et où il faut améliorer la discrétisation. Afin d'illustrer ce propos, on étudie successivement deux positions d'écoute particulières : l'observateur est situé sur l'axe de rotation ($\theta = 0^\circ$), ou l'observateur est situé dans le plan de rotation ($\theta = 90^\circ$).

Pour $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$, $\sin \theta = 0$ et $A = 0$, l'équation (3.24) s'écrit :

$$P_C^{(mB)} = -\frac{imB^2\Omega}{4\pi c_0 r} e^{imB\frac{\Omega}{c_0}r} \sum_{s=1}^{s=n_r} \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} e^{i[(mB-k)(\pm\Phi-\frac{\pi}{2}-\phi_s)-k\phi_{ref}]} e^{-imB\frac{\Omega}{c_0}x_s} \times \left[\frac{mB-k}{mB\frac{\Omega}{c_0}r_s} F_{\phi,s}^{(k)} J_{mB-k}(0) + F_{x,s}^{(k)} J_{mB-k}(0) \right] \quad (3.29)$$

Où la fonction de Bessel est :

$$J_n(x) = \left(\frac{x}{2}\right)^n \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{2^{2p} p! (n+p)!} x^{2p} \quad (3.30)$$

La seule valeur de n qui n'annule pas l'équation (3.30) pour $x = 0$ est $n = 0$ i.e. $mB = k$. L'équation (3.29) se réduit alors à :

$$P_C^{(mB)} = -\frac{imB^2\Omega}{4\pi c_0 r} e^{imB\frac{\Omega}{c_0}r} e^{-imB\phi_{ref}} \sum_{s=1}^{s=n_r} e^{-imB\frac{\Omega}{c_0}x_s} \times F_{x,s}^{(mB)} \quad (3.31)$$

L'équation (3.31) montre que pour une position d'écoute sur l'axe de rotation, l'interférence des dipôles ne dépend pas de l'empilement tangentiel ni de l'envergure de la pale mais uniquement des positions axiales relatives des éléments-sources i.e. de la compacité axiale. Quand la pale est acoustiquement compacte dans la direction axiale, tous les éléments-sources sont en phase, et $e^{-imB\frac{\Omega}{c_0}x_s}$ devient constante. La sommation $\sum_{s=1}^{s=n_r}$ se transforme alors en une intégrale de la force axiale sur la surface de la pale et aucune discrétisation axiale n'est nécessaire.

De la même manière, pour $\theta = 90^\circ$ ($\cos \theta = 0$, $\sin \theta = 1$) l'équation (3.24) s'écrit :

$$P_C^{(mB)} = -\frac{imB^2\Omega}{4\pi c_0 r} e^{imB\frac{\Omega}{c_0}r} \sum_{s=1}^{s=n_r} \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} e^{i[(mB-k)(\pm\Phi-\frac{\pi}{2}-\phi_s)-k\phi_{ref}]} \times \left[iF_{r,s}^{(k)} J'_{mB-k}(A) + \frac{mB-k}{mB\frac{\Omega}{c_0}r_s} F_{\phi,s}^{(k)} J_{mB-k}(A) \right] \quad (3.32)$$

Les positions axiales des éléments-sources ont disparu et l'interférence dépend uniquement de leurs positions radiales et tangentielles. Dans le cas où un des critères de compacité radiale ou tangentielle n'est pas vérifié, il est nécessaire de discrétiser la pale dans la direction qui est non-compacte.

3.2.2 Source dipolaire fixe : bruit du stator

La démarche à suivre pour le calcul du rayonnement acoustique d'un stator en champ lointain ressemble à celle utilisée pour le rotor, car le bruit du stator est aussi de nature dipolaire [126, 26, 78]. Puisque dans ce cas les sources acoustiques sont fixes dans le repère absolu, on peut appliquer directement l'équation (3.10) pour $\phi_0 = \phi_s$:

$$P_C^{(n)}(x) = \frac{\Omega}{2\pi} \int_A \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} \left(f_i \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_i} \right)_{(r_s, \phi_0=\phi_s, x_s)} e^{in\Omega\tau} d\tau dA \quad (3.33)$$

où (r_s, ϕ_s, x_s) sont les coordonnées du point source, $G^{(n)}$ est la fonction de Green harmonique définie dans (3.11) et f_i est la force par unité de surface exercée sur l'aube dans la direction i ($i = 1, 2, 3$).

3.2.2.1 Discrétisation de l'aube en éléments surfaciques

Comme dans le cas du rotor, l'aube d'un stator en sortie d'un logiciel de CFD est discrétisée en n_s éléments surfaciques dont les coordonnées s'écrivent (r_s, ϕ_s, x_s) . L'intégrale surfacique $\int_A dA$ de l'équation (3.33) se transforme en sommation selon :

$$P_C^{(n)}(x) = \frac{\Omega}{2\pi} \sum_{s=1}^{s=n_s} \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} \left(F_{i,s} \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_i} \right)_{(r_s, \phi_s, x_s)} e^{in\Omega\tau} d\tau \quad (3.34)$$

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

où $F_{i,s} = (f_i dA)_s$ est la force totale exercée sur l'élément de surface s dans la direction i . Dans le repère cylindrique montré dans la figure (3.4), $F_{i,s}$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} F_{1,s} &= F_{r,s} \\ F_{2,s} &= F_{\phi,s} \\ F_{3,s} &= F_{x,s} \end{aligned} \quad (3.35)$$

L'angle ϕ est considéré positif selon le sens défini par la règle de la main droite.

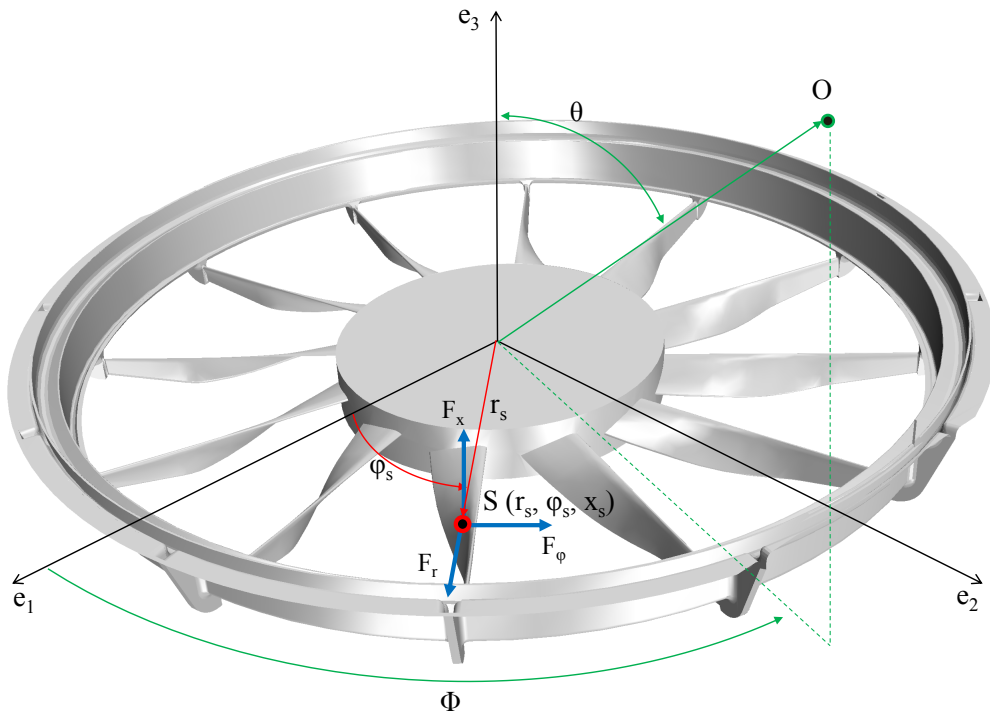


Figure 3.4: Les différents repères associés au stator. La coordonnée tangentielle est positive dans le sens déterminé par la règle de la main droite.

3.2.2.2 Rayonnement acoustique d'une aube en champ lointain

Dans l'équation (3.34) seules les forces F_i dépendent du temps retardé τ . On peut donc écrire :

$$P_C^{(n)}(x) = \sum_{s=1}^{s=n_s} \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} \left(F_i e^{in\Omega\tau} \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_i} \right)_{(r_s, \phi_s, x_s)} d\tau \quad (3.36)$$

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

Or, F_i s'écrit en série de Fourier selon :

$$F_i = \sum_{-\infty}^{+\infty} F_i^{(n)} e^{-in\Omega\tau} \quad (3.37)$$

et la transformée inverse est :

$$F_i^{(n)} = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\Omega}} F_i e^{in\Omega\tau} d\tau \quad (3.38)$$

Ainsi, d'après l'identité (3.38), l'équation (3.36) devient :

$$P_C^{(n)}(x) = \sum_{s=1}^{s=n_s} \left(F_i^{(n)} \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_i} \right)_{(r_s, \phi_s, x_s)} \quad (3.39)$$

Lorsque le stator est placé en aval d'un rotor homogène, il rayonne à la fréquence de passage des pales et ses harmoniques ($n = mB$). En remplaçant les dérivées de la fonction de Green par leurs valeurs à partir de (A.10) on obtient l'équation de rayonnement en champ lointain d'une aube fixe :

$$p_C^{(mB)} = \frac{-imB\Omega}{4\pi c_0 r} e^{imB\frac{\Omega}{c_0}r} \sum_{s=1}^{s=n_s} e^{-imB\frac{\Omega}{c_0}r_s \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_s)} e^{-imB\frac{\Omega}{c_0} \cos(\theta)x_s} \times \left[F_{r,s}^{(mB)} \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_s) + F_{\phi,s}^{(mB)} \sin(\theta) \sin(\Phi - \phi_s) + F_{x,s}^{(mB)} \cos(\theta) \right] \quad (3.40)$$

où B est le nombre des pales du rotor et Ω sa vitesse de rotation, (r, Φ, θ) sont les coordonnées de l'observateur et (r_s, ϕ_s, x_s) sont les coordonnées du point-source numéro s .

3.2.2.3 Fonction d'interférence du stator

L'équation développée jusqu'à présent prend en compte uniquement une aube décomposée en n_s éléments surfaciques. La contribution de toutes les aubes est rajoutée par superposition, en supposant que les forces qui leurs sont appliquées sont les mêmes.

Soit un stator composé de V aubes identiques. L'aube j émet la même pression acoustique que l'aube de référence avec un décalage du temps d'émission de $\frac{\alpha_j}{\Omega}$, où

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

α_j est le décalage angulaire entre l'aube j et l'aube de référence.

$$p_{c,j}(t) = p_{c,ref}\left(t + \frac{\alpha_j}{\Omega}\right) \Bigg]_{\phi_j=\phi_s+\alpha_j} \quad (3.41)$$

Dans le domaine fréquentiel, ceci se traduit par :

$$p_{c,j}^{(mB)} = p_{c,ref}^{(mB)} \Bigg]_{\phi_j=\phi_s+\alpha_j} \times e^{imB\alpha_j} \quad (3.42)$$

et la pression acoustique du stator devient :

$$P_C^{(mB)} = \sum_{j=1}^{j=V} p_{c,j}^{(mB)} \quad (3.43)$$

3.2.2.4 Rayonnement acoustique du stator en champ lointain

En appliquant les relations (3.42) et (3.43) à (3.40) et en remplaçant ϕ_s par $(\phi_s + \alpha_j)$ on obtient l'équation de rayonnement d'un stator en champ lointain :

$$p_C^{(mB)} = \frac{-imB\Omega}{4\pi c_0 r} e^{imB\frac{\Omega}{c_0}r} \sum_{j=1}^{j=V} \sum_{s=1}^{s=n_s} e^{imB(\alpha_j - \frac{\Omega}{c_0}r_s \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_s - \alpha_j))} e^{-imB\frac{\Omega}{c_0} \cos(\theta)x_s} \\ \times \left[F_{r,s}^{(mB)} \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_s - \alpha_j) + F_{\phi,s}^{(mB)} \sin(\theta) \sin(\Phi - \phi_s - \alpha_j) + F_{x,s}^{(mB)} \cos(\theta) \right] \quad (3.44)$$

où V est le nombre d'aubes, α_j est le décalage angulaire entre l'aube j et l'aube de référence ($\alpha_j = j \times \frac{2\pi}{V}$ pour un stator symétrique) et ϕ_s est la position tangentielle de l'élément surfacique s de l'aube de référence dans le repère absolu.

L'équation (3.44) exprime la pression acoustique dipolaire rayonnée par un stator comportant V aubes identiques et placé en aval d'un rotor symétrique comportant B pales. L'aube peut être discrétisée en n_s éléments surfaciques qui satisfont le critère de compacité acoustique énoncé dans la section 3.2.1.4. Leurs positions (r_s, ϕ_s, x_s) décrivent la géométrie exacte de l'aube et permettent de l'inclure dans le calcul de la propagation acoustique.

Puisque le rotor est symétrique, le bruit du stator est émis à la FPP et ses harmoniques. Il est proportionnel à la vitesse de rotation Ω ainsi qu'au nombre de pales B . Comme dans l'équation (3.24), les sources acoustiques sont les forces

exercées sur chaque élément de l'aube de référence. La contribution des $(V - 1)$ autres aubes est obtenue en supposant que les forces sont identiques et qu'elles sont déphasées de la position azimutale de chaque aube (α_j). Contrairement au cas du rotor, la sommation infinie sur k a disparu, et une harmonique de charge contribue à une harmonique de la FPP uniquement.

3.2.3 Amélioration apportée : prise en compte de la géométrie exacte de la pale dans la propagation acoustique

Les équations (3.24) et (3.44) développées dans le cadre du présent travail permettent d'inclure la géométrie réelle, tridimensionnelle de la pale dans la propagation acoustique afin d'améliorer la précision du calcul. Les interférences (destructives ou constructives) induites par tous les paramètres géométriques utilisés dans la conception des GMV sont ainsi prises en compte, car les sources sont placées sur la surface exacte de la pale. La position radiale r_s des éléments-sources modélise l'envergure, et les positions axiale et tangentielle (x_s, ϕ_s) modélisent les effets de la corde axiale et tangentielle, de l'épaisseur, du dévers ou de l'inclinaison des pales.

Khelladi [78, 79] et Caro [26] ont utilisé une solution fréquentielle de l'analogie de FWH pour calculer le bruit tonal d'un ventilateur centrifuge et d'un GMV respectivement. Dans leur démarche de calcul, ils obtiennent d'abord l'équation de rayonnement en champ lointain d'un dipôle compact. Ensuite, pour résoudre le problème de la compacité acoustique de la pale ou de l'aube, ils proposent de les décomposer en éléments compacts et d'effectuer une sommation en phase et en module de leurs contributions. Ces deux approches cependant, placent les sources acoustiques sur une surface qui diffère de la géométrie réelle de la pale. La position axiale des éléments-sources x_s ne figure dans aucune des deux équations de propagation, et l'approche de Khelladi néglige de plus la position tangentielle ϕ_s . Ainsi, quelle que soit la géométrie de la pale ou de l'aube, Khelladi modélise une répartition radiale des dipôles (cf. figure 3.5(b)) et Caro décrit décrit une distribution de dipôles correspondant à la projection de la pale réelle sur le plan de rotation (cf. figure 3.5(c)). Ces approches ne restituent pas l'impact de la modification de certains paramètres géométriques. Pour une même répartition de l'intensité des sources acoustiques par exemple, le résultat sera identique quelle que soit l'inclinaison axiale de la pale.

La présente approche constitue une amélioration dans le sens où toute modification des paramètres de conception est répercutée dans la propagation acoustique

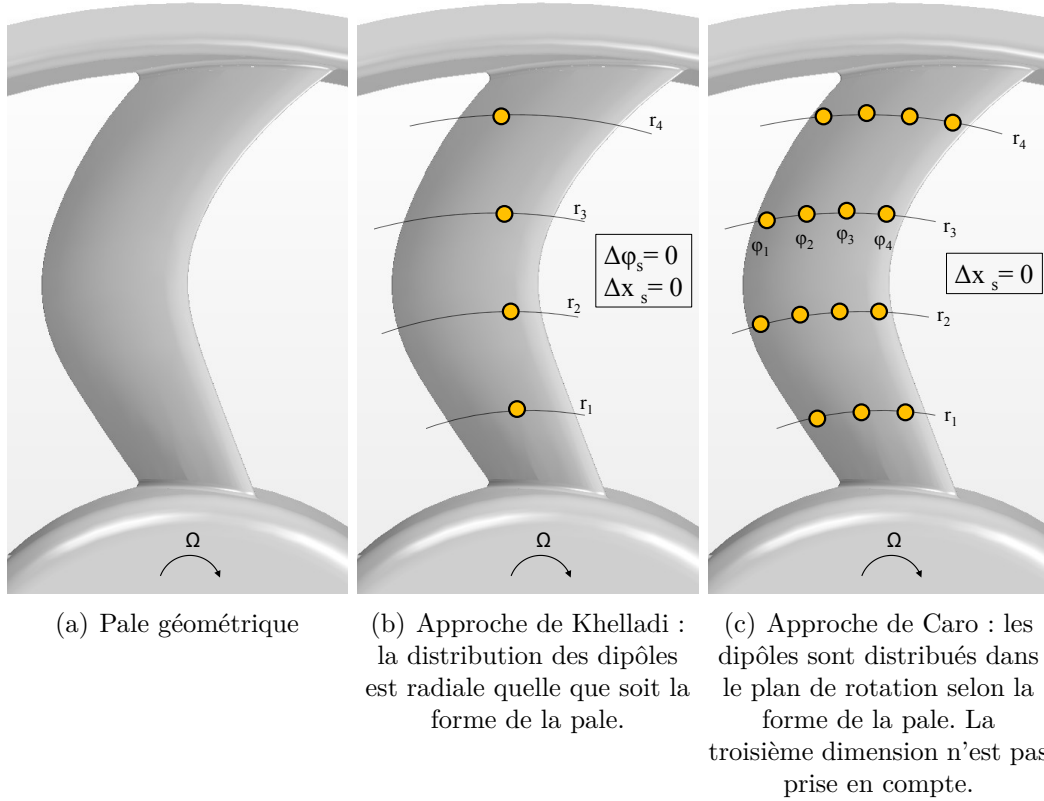


Figure 3.5: Les surfaces utilisées par Khelladi [78, 79] et Caro [26] pour le placement des sources acoustiques

par une modification de (r_s, ϕ_s, x_s) , comme cela sera présenté dans le chapitre 4.

3.3 Partie II : bruit du stator par une approche semi-analytique

La première partie du chapitre a montré que le calcul de la pression acoustique en champ libre par une approche hybride nécessite obligatoirement une caractérisation de la pression (ou force) fluctuante à la surface de la pale. Dans cette partie, on expose la théorie permettant de calculer analytiquement la charge instationnaire d'un profil d'aile fixe à partir d'une perturbation de l'écoulement incident. L'équation résultante sera étendue à une aube de stator complète et ensuite utilisée pour développer une approche semi-directe permettant le calcul du bruit tonal du stator à partir d'une caractérisation du sillage du rotor. La répartition de pression fluctuante

de l'aube est alors assimilée à des dipôles acoustiques, et la propagation en champ libre est calculée moyennant l'équation (3.44).

La variation de la portance d'un profil d'aile est généralement due à la variation de la vitesse de l'écoulement incident ou de l'angle d'incidence. Pour des profils subsoniques peu épais et faiblement cambrés, placés dans un écoulement à faible incidence, l'approximation de cette portance fluctuante par une théorie linéarisée est suffisante pour calculer le rayonnement acoustique [126]. Dans le cadre d'une telle théorie, les perturbations de l'écoulement sont supposées figées : ceci revient à dire que leur temps de disparition est faible par rapport au temps de convection suivant la corde du profil.

3.3.1 La théorie linéarisée de l'aérodynamique instationnaire

Soit un profil de corde $c = 2b$ sans épaisseur ni cambrure placé sans incidence dans un écoulement axial de vitesse moyenne U_0 . Il est alors être assimilé à une plaque plane comme le montre la figure 3.6. Une perturbation harmonique de la vitesse transversale de l'écoulement est introduite en amont du profil et est convectée sans distorsion. L'écoulement est supposé non-visqueux et le champ de vitesse dérive d'un potentiel.

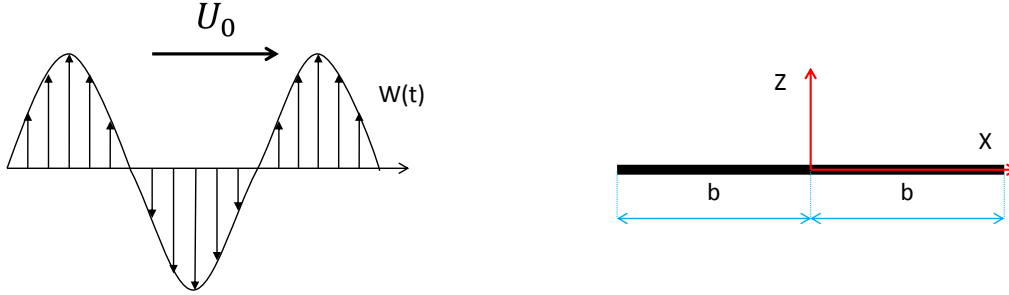


Figure 3.6: Représentation schématique du problème bidimensionnel de Sears

Pour un écoulement non-visqueux, les équations d'Euler s'écrivent comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) &= 0 \\ \frac{D\vec{V}}{Dt} &= -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} \end{aligned} \quad (3.45)$$

où $\vec{\nabla}$ est l'opérateur gradient et $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}$ est la dérivée particulaire. L'hy-

pothèse d'un écoulement potentiel permet d'écrire :

$$\vec{V} = \vec{\nabla}\phi \quad (3.46)$$

où ϕ est le potentiel de vitesse. Après l'adimensionnement de la coordonnée axiale par la demi-corde $\tilde{x} = x/b$, le vecteur vitesse s'écrit :

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} U_0 + u = \frac{1}{b} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{x}} \\ 0 \\ w = \frac{1}{b} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{z}} \end{pmatrix} \quad (3.47)$$

Lorsque la perturbation de vitesse axiale est faible devant la vitesse axiale moyenne ($u \ll U_0$) et en négligeant les termes d'ordre élevé, la dérivée particulaire s'écrit :

$$\frac{D}{Dt} \approx \frac{\partial}{\partial t} + \frac{U_0}{b} \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \quad (3.48)$$

Et l'équation de conservation de la masse devient :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (3.49)$$

En supposant une transformation isentropique ($\frac{\partial p}{\partial \rho} = c_0^2$), le terme $\frac{D\rho}{Dt}$ s'écrit :

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{U_0}{b} \frac{\partial \rho}{\partial \tilde{x}} = \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{U_0}{b} \frac{\partial p}{\partial \tilde{x}} \right) \quad (3.50)$$

Or la pression et le potentiel de vitesse sont reliés par l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$p = -\rho_0 \frac{D\phi}{Dt} \approx -\rho_0 \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{U_0}{b} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{x}} \right) \quad (3.51)$$

On peut alors écrire la dérivée particulaire de la densité en fonction du potentiel de vitesse selon :

$$\begin{aligned} \frac{D\rho}{Dt} &= \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{U_0}{b} \frac{\partial p}{\partial \tilde{x}} \right) = -\frac{\rho_0}{c_0^2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{U_0}{b} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{x}} \right) + \frac{U_0}{b} \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{U_0}{b} \frac{\partial \phi}{\partial \tilde{x}} \right) \right] \\ &= -\frac{\rho_0}{c_0^2} \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + 2 \frac{U_0}{b} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial \tilde{x}} + \left(\frac{U_0}{b} \right)^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{x}^2} \right] \end{aligned} \quad (3.52)$$

D'un autre côté, $\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$ s'écrit en fonction du potentiel de vitesse :

$$\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{\rho_0}{b^2} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \phi) = \frac{\rho_0}{b^2} \Delta \phi \quad (3.53)$$

Finalement, en remplaçant $\frac{D\rho}{Dt}$ et $\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{V}$ par leurs valeurs dans l'équation (3.49), on obtient l'équation instationnaire linéarisée pour le potentiel de vitesse $\phi(\tilde{x}, \tilde{z}, t)$ autour d'une plaque plane placée à $z = 0$:

$$\frac{\rho_0}{b^2} \Delta \phi - \frac{\rho_0}{c_0^2} \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} + 2 \frac{U_0}{b} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial \tilde{x}} + \left(\frac{U_0}{b} \right)^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tilde{x}^2} \right] = 0 \quad (3.54)$$

L'équation (3.54) doit satisfaire les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{aligned} \phi(\tilde{x}, 0, t) &= 0 & \text{pour } \tilde{x} \leq -1 \\ \phi_{,\tilde{z}}(\tilde{x}, 0, t) &= bw(\tilde{x})e^{i\omega t} & \text{pour } -1 \leq \tilde{x} \leq 1 \\ \frac{D\phi}{Dt} &= 0 & \text{pour } \tilde{x} \geq 1 \end{aligned} \quad (3.55)$$

où $\phi_{,\tilde{z}}$ est la dérivée partielle de ϕ par rapport à $\tilde{z}$. La détermination du potentiel de vitesse satisfaisant l'équation (3.54) permet d'obtenir la réponse aérodynamique d'un profil mince à partir d'informations sur la perturbation incidente.

3.3.2 La réponse d'un profil à une rafale bidimensionnelle

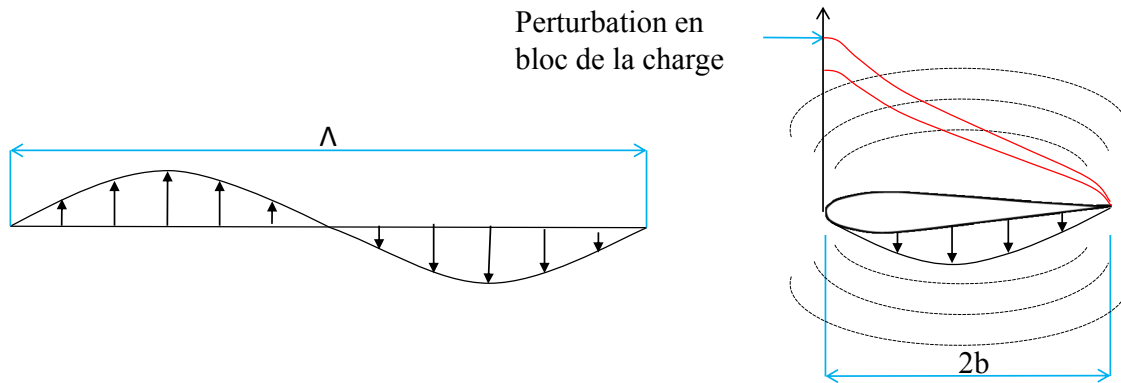
En négligeant la viscosité du fluide, le comportement aérodynamique instationnaire d'un profil non cambré soumis à une rafale sinusoïdale dépend de trois échelles de temps [54] :

1. La période caractéristique de la rafale incidente $T_i = \Lambda/U_0$ où Λ est la longueur d'onde aérodynamique caractéristique des structures turbulentes de l'écoulement amont et U_0 la vitesse axiale.
2. Le temps de passage de l'écoulement du bord d'attaque au bord de fuite du profil $T_p = 2b/U_0$ où b est la demi-corde.
3. Le temps de transfert de l'information aérodynamique d'une extrémité à l'autre du profil $T_t = 2b/c_0$.

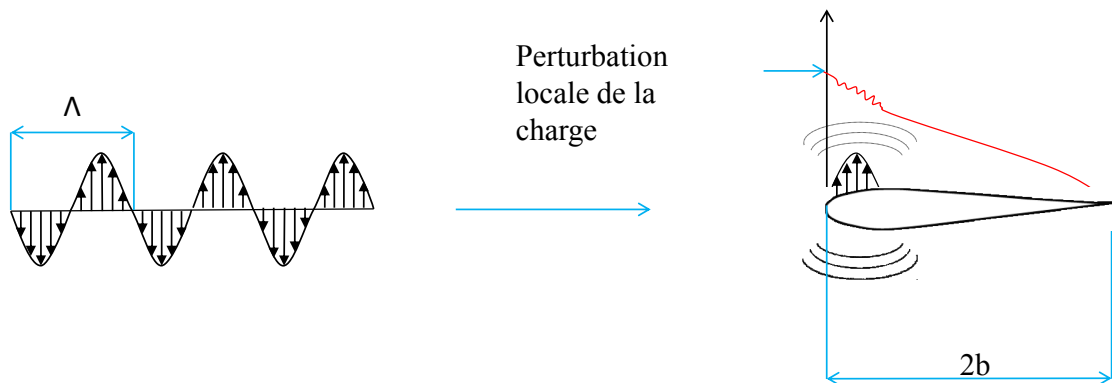
Quand la période caractéristique de la rafale incidente est supérieure au temps de convection le long du profil ($T_i \gg T_p$), c.à.d que la longueur d'onde aérodynamique

est supérieure à la corde ($\Lambda \gg 2b$), les variations d'incidences sont ressenties instantanément partout sur le profil, (cf. figure 3.7(a)). Les forces locales de portance sont alors en phase entre elles, et le profil réagit « en bloc » en basse fréquence. Dans ce cas, une formulation analytique incompressible suffit pour prédire la pression fluctuante à la surface du profil.

Dans le cas où T_i diminue suite à une diminution de la taille de la turbulence rencontrée ($\Lambda \ll 2b$), la perturbation de la charge est ressentie localement sur le profil, (cf. figure 3.7(b)). Les forces de portance ne sont plus nécessairement en phase, et le profil se comporte dans les hautes fréquences. Une description exacte de la pression fluctuante nécessite alors une modélisation compressible.



(a) Comportement aérodynamique en basses fréquences



(b) Comportement aérodynamique en hautes fréquences

Figure 3.7: Réponse aérodynamique d'un profil à une rafale incidente. Figure reproduite à partir des travaux de Schneider [133].

Sears [135], en se basant sur les travaux de Von Kármán et Sears [149] fut le premier en 1941 à proposer une solution aux équations de l'aérodynamique instationnaire linéarisée. Son modèle est incompressible et permet de calculer la distribution de pression fluctuante à la surface d'un profil sans épaisseur ni cambrure. Le modèle prend en compte la condition de Kutta-Joukowski et montre que pour une fluctuation faible de la vitesse axiale, la portance instationnaire est proportionnelle au produit de la vitesse moyenne et de la fluctuation de la vitesse transversale de l'écoulement incident. Cependant, de par sa nature incompressible, le modèle de Sears surestime la portance dans les hautes fréquences. Cette limitation a été mise en évidence par Paterson et Amiet en 1976 [119]. Adamczyk [9] proposa plus tard une modélisation compressible de la répartition de la pression fluctuante induite par une rafale oblique sur un profil d'envergure infinie et présentant une flèche. En utilisant la méthode de Schwarzschild, Amiet [14] obtint une formulation analytique compressible de la réponse d'une plaque plane sans épaisseur à une rafale incidente. Il dérivait ensuite l'expression du rayonnement acoustique de la plaque en champ libre en assimilant la charge fluctuante à des dipôles acoustiques. Goldstein et Atassi [65] ont ensuite effectué un développement au second ordre des équations de l'aérodynamique instationnaire afin de permettre la prise en compte des paramètres tels que l'angle d'incidence, l'épaisseur ou la cambrure du profil.

En aéroacoustique, la portance instationnaire d'un profil est assimilée à un dipôle acoustique. Lorsque la corde du profil est acoustiquement compacte, c.à.d. qu'elle est faible devant la longueur d'onde ($c \ll \lambda$), les variations de temps retardés entre deux points de la source sont négligeables et on peut assimiler le profil à un dipôle acoustique unique. Dans le cas contraire où la corde est du même ordre de grandeur ou supérieure à la longueur d'onde acoustique, l'hypothèse de compacité n'est plus valable puisqu'un déphasage se crée entre les points du profil. Une description exacte de la répartition de la pression fluctuante devient alors nécessaire pour le calcul du rayonnement acoustique.

Dans le présent travail, on cherche un modèle analytique simple qui permet de décrire la portance instationnaire d'un profil aérodynamique. Ensuite, en découpant une aube en plusieurs « bandes » selon l'envergure, le rayonnement acoustique du stator en champ libre peut être calculé par couplage de ce modèle avec l'analogie de FWH. Dans le cas où les bandes sont acoustiquement compactes, une formulation incompressible est suffisante. Sinon, il est nécessaire d'employer une formulation compressible. Pour un GMV, les émergences tonales les plus importantes sont gé-

néralement situées en dessous de 1000 Hz ($\lambda = 0,34m$). A cette fréquence, la corde d'un stator qui est typiquement de l'ordre de $0,05m$ peut être considérée compacte puisque ($c \approx 0,05m \ll \lambda = 0,34m$). Ainsi, les bandes peuvent être assimilées chacune à un dipôle acoustique unique avec une modélisation incompressible de la réponse aérodynamique du profil. Le modèle de Sears présenté ci-dessous est alors choisi pour la modélisation des sources du bruit tonal du stator.

Afin de calculer la réponse aérodynamique d'un profil à une rafale incidente, l'écoulement incident est d'abord analysé en termes de séries de Fourier. Le modèle de Sears permet alors d'écrire la répartition de la portance selon la corde par unité d'envergure :

$$F(\omega) = 2 \times \rho_0 \times U_0 \times V_n(\omega) \times S\left(\frac{\omega c}{2U_0}\right) \times \sqrt{\frac{1 - \tilde{x}}{1 + \tilde{x}}} \quad (3.56)$$

où S est la fonction de Sears définie par :

$$\begin{aligned} S(k^*) &= \frac{2}{\pi k^*} ([J_0(k^*) - Y_1(k^*)] - i[J_1(k^*) + Y_0(k^*)])^{-1} \\ &= \frac{2}{\pi k^* (H_0^2(k^*) - iH_1^2(k^*))} \end{aligned} \quad (3.57)$$

et $F(\omega)$ est le coefficient de Fourier de la portance instationnaire par unité d'envergure à la fréquence ω , U_0 est la vitesse axiale moyenne de l'écoulement, $V_n(\omega)$ est le coefficient de Fourier de la vitesse transversale instationnaire à la fréquence ω , $\tilde{x}$ est l'abscisse curviligne adimensionnée par la demi-corde, Y est la fonction de Bessel de deuxième espèce et H_ν est la fonction d'Hankel d'ordre ν . Le reste des symboles est défini dans la liste des symboles.

En intégrant l'équation (3.56) le long de la corde, la force totale appliquée au profil par unité d'envergure devient [19] :

$$F(\omega) = \pi \times \rho_0 \times c \times U_0 \times V_n(\omega) \times S\left(\frac{\omega c}{2U_0}\right) \quad (3.58)$$

L'équation (3.58) s'applique à une plaque plane isolée et au repos placée sans incidence dans un écoulement incompressible et isentropique. La force ainsi définie s'exerce sur le point situé au quart de corde de la plaque.

Afin que l'équation (3.58) puisse être appliquée à une aube de stator, il est nécessaire que les hypothèses formulées lors de sa dérivation soient vérifiées. D'un

point de vue géométrique, le profil du stator doit se rapprocher de celui d'une plaque plane (faible épaisseur, faible cambrure). L'angle d'incidence doit se rapprocher de zéro, et les fluctuations de la vitesse longitudinale doivent être négligeables devant la vitesse moyenne de l'écoulement (voir équation (3.47)).

3.3.3 Méthodologie de calcul du bruit du stator avec la théorie de Sears

La méthodologie de calcul du bruit du stator avec le modèle de Sears est la suivante :

1. Une simulation numérique du rotor seul est effectuée. Le maillage doit être suffisamment fin afin de ne pas diffuser le sillage derrière les pales.
2. L'envergure du stator est découpée en plusieurs bandes qui vérifient la condition de compacité acoustique.
3. La vitesse normale à la corde de chaque bande est ensuite extraite au point situé au quart de la corde du profil et décomposée en séries de Fourier.
4. L'équation (3.58) est utilisée pour calculer la portance instationnaire totale de la section de travail.
5. Les forces ainsi calculées sont injectées dans l'équation (3.44) afin de calculer le rayonnement acoustique du stator en champ libre.

Chapitre 4

Prédiction du bruit tonal : aspects applicatifs

Sommaire

4.1	Introduction	64
4.2	Partie I : étude expérimentale	64
4.2.1	Description du cas-test	64
4.2.2	Mesures expérimentales	65
4.3	Partie II : Prédiction du bruit tonal avec l’analogie de FWH	72
4.3.1	Étude aérodynamique : calcul numérique des sources	73
4.3.2	Etude aéroacoustique : propagation des sources	79
4.4	Partie III : prédiction et optimisation aéroacoustiques du stator avec le modèle de Sears	91
4.4.1	Prédiction du bruit du stator à partir de trois rayons	93
4.4.2	Prédiction du bruit du stator à partir d’un calcul 3D	108
4.4.3	Optimisation aéroacoustique du stator	112

4.1 Introduction

Les développements théoriques effectués dans le chapitre 3 ont permis la mise en place des équations de propagation du bruit tonal d'un GMV (partie I) ainsi que du calcul analytique des sources acoustiques d'un stator (partie II). Le présent chapitre est consacré à l'application de ces équations à un cas industriel dans le but de les valider et d'étudier leurs limitations. Il est organisé en trois parties.

La première partie concerne les mesures expérimentales. On y présente le cas-test, le banc d'essai, le protocole expérimental et les résultats aérauliques et aéroacoustiques.

La deuxième partie traite le calcul numérique des sources acoustiques d'un GMV et leur propagation avec l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings. On étudie dans cette partie l'influence de la surface sur laquelle on place les dipôles en comparant les équations (3.24) et (3.44) aux approches de Khelladi et Caro qui utilisent une approximation de la géométrie de la pale. La compacité de la pale est aussi étudiée à travers trois maillages acoustiques. Les résultats obtenus sont validés par comparaison avec les valeurs expérimentales.

La troisième partie est consacrée au calcul analytique des sources acoustiques du stator ainsi qu'à leur propagation. On procède d'abord à la présentation des simulation RANS et LES de l'écoulement autour de plusieurs sections du rotor dont on extrait les données d'entrée du modèle analytique. Une comparaison des valeurs moyennées de l'écoulement calculées en RANS et en LES est alors effectuée à plusieurs positions autour des sections simulées. Les résultats de la prédiction analytique sont aussi comparés à ceux de la prédiction numérique de la partie précédente. Finalement, la méthodologie développée est incluse dans une boucle d'optimisation afin de chercher la géométrie du stator qui minimiserait le rayonnement acoustique dans le plan horizontal. Cette dernière étape permettrait de mettre en place un outil de conception et d'optimisation du stator selon des critères aéroacoustiques.

4.2 Partie I : étude expérimentale

4.2.1 Description du cas-test

Le cas-test sélectionné pour cette étude est l'hélice H440EC52 montée sur un support statorique comme le montre la figure 4.1. Le rotor, de diamètre 440 mm, est composé

de 7 pales identiques et équidistantes. Il a été conçu dans le but de maximiser la surface d'échange du radiateur qu'il couvre. Le point de fonctionnement nominal est situé à $2500 \text{ m}^3/\text{h}$ pour une élévation de pression de 245 Pa et une vitesse de rotation nominale de 2400 trs/min. Le nombre de Mach en tête résultant est de 0,156. La forme des pales présente un dévers prononcé vers l'arrière en pied et un dévers vers l'avant en tête. Pour les GMV fabriqués en plastique, cette forme particulière de la pale aide à minimiser la déflexion dynamique du rotor en rotation.

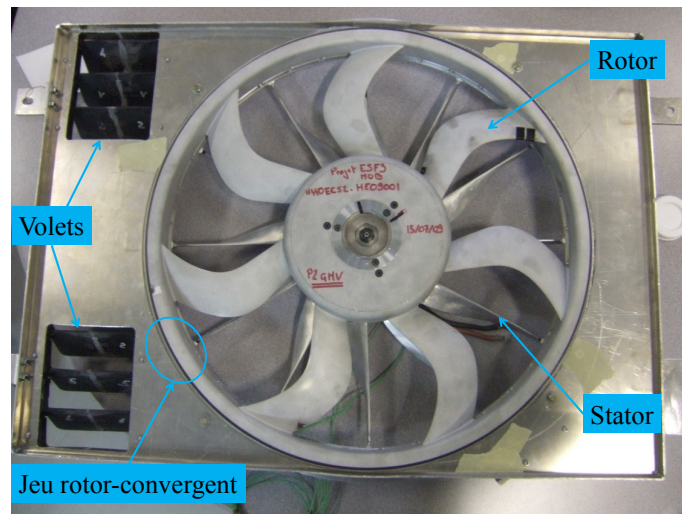


Figure 4.1: Le GMV H440EC52 utilisé comme cas-test pour la prédiction du bruit tonal

Le support statorique est composé de 12 aubes identiques et équidistantes ; il assure principalement la tenue mécanique. La forme des aubes suit les règles de conception d'une turbomachine jusqu'à mi-envergure, ensuite l'aube est droite pour favoriser les hauts débits. Le convergent a une forme rectangulaire et comporte plusieurs volets dynamiques. Dans les conditions de fonctionnement réelles en sous-capot, ces volets s'ouvrent à partir d'une certaine vitesse d'avancement du véhicule afin de favoriser davantage les hauts débits. Les caractéristiques géométriques et aérauliques de ce GMV sont résumées dans le Tableau 4.1.

4.2.2 Mesures expérimentales

Dans un module de refroidissement automobile, un ventilateur est soumis à des mécanismes de bruit qui dépendent de sa géométrie et de celle du convergent, des conditions de fonctionnement ainsi que de l'interaction avec les différents composants

Caractéristiques géométriques	
Nombre de pales	7
Nombre d'aubes	12
Rayon intérieur (mm)	85
Rayon extérieur (mm)	211
Distance BA rotor - BF stator en pied de pale (mm)	11
Jeu radial virole-convergent (mm)	2,5
Dimensions du convergent (mm)	450×600
Point de fonctionnement nominal	
Débit nominal (m ³ /h)	2500
Elévation de pression (Pa)	245
Vitesse de rotation (tours/min)	2400

Tableau 4.1: Caractéristiques géométriques et aérodynamiques de l'hélice H440EC52 et de son support statorique

du module. Les mesures effectuées à l'Université de Siegen (cf. section 2.4.1 du chapitre 2) et à l'Institut Royal de Technologie (cf. section 2.4.2 du chapitre 2) ont montré que l'échangeur thermique peut avoir un impact important sur le champ acoustique rayonné par le ventilateur. La turbulence générée à la sortie des ailettes de refroidissement favorise le bruit du bord d'attaque. L'échangeur constitue aussi un obstacle qui diffuse et atténue la propagation des ondes acoustiques générées au niveau du ventilateur.

La modélisation de la turbulence et de la distorsion créées par l'échangeur nécessite qu'il soit pris en compte dans la simulation numérique. Ceci augmenterait considérablement le coût de la simulation à cause de la taille des ailettes (de l'ordre du millimètre). D'un autre côté, la solution de l'analogie de FWH développée (équations (3.24) et (3.44)) est valable pour une propagation en champ libre : elle ne considère ni l'atténuation acoustique, ni la diffusion du champ acoustique à cause des obstacles. Il est donc impossible de modéliser l'échangeur correctement avec la méthodologie développée dans le chapitre 3. Ainsi, afin de permettre une comparaison rigoureuse entre le calcul et l'expérimental, on a choisi d'omettre l'échangeur thermique des essais.

L'objectif des mesures expérimentales est de valider la méthodologie développée au point de fonctionnement nominal du GMV. Or en absence de la perte de charge que crée le radiateur, le ventilateur fonctionne au point de transparence ($\Delta P=0$).

Il devient alors nécessaire d'imposer le point de fonctionnement souhaité en contrôlant le débit. Un banc d'essai a été construit spécifiquement à cette fin et pour permettre la mesure des performances aérauliques et aéroacoustiques du groupe moto-ventilateur. Il est décrit dans le paragraphe suivant.

4.2.2.1 Description du banc d'essai

Le banc d'essai a été conçu afin de répondre simultanément à deux objectifs. Il doit permettre la mesure de la courbe caractéristique du GMV ($\Delta P = f(Q_v)$) ainsi que la mesure du niveau et de la directivité du bruit rayonné à un débit donné. Pour cette raison, les essais sont effectués en chambre anéchoïque de dimensions $8 \text{ m} \times 6 \text{ m} \times 6 \text{ m}$ et dont la fréquence de coupure est de 50 Hz. Le GMV est monté à fleur d'un panneau réverbérant à 1,35 m du sol. L'acquisition acoustique est faite à l'aspiration par 10 microphones répartis sur une demi-sphère d'un rayon de 1 m centrée sur l'axe de rotation du ventilateur selon la norme ISO-3744 [6], (cf. figure 4.2(a)). Le tableau 4.2 fournit les positions des microphones dans un repère sphérique lié au rotor où Φ est la coordonnée azimutale mesurée à partir du plan horizontal.

	$R \text{ (m)}$	$\Phi \text{ (}^\circ\text{)}$	$\theta \text{ (}^\circ\text{)}$
Microphone 1	1	0,00	81,38
Microphone 2	1	120,17	81,43
Microphone 3	1	239,83	81,43
Microphone 4	1	300,30	63,23
Microphone 5	1	59,70	63,23
Microphone 6	1	180,00	63,18
Microphone 7	1	239,93	41,29
Microphone 8	1	0,00	41,35
Microphone 9	1	120,07	41,29
Microphone 10	1	0,00	0,00

Tableau 4.2: Positions des microphones dans un repère sphérique lié au ventilateur.

Le GMV souffle l'air à travers le panneau réverbérant dans un mini-banc aéraulique normalisé suivant la norme ISO-DP 5801 [7] et permettant de contrôler le débit (cf. figure 4.2(b)). Un joint en caoutchouc assure l'étanchéité entre le mini-banc et le panneau, (cf. figure 4.3). Un traitement acoustique est appliqué à l'intérieur du mini-banc pour le rendre semi-anéchoïque. Quatre trous dans chacune des faces du

mini-banc sont raccordés entre eux par des tuyaux et ensuite à un capteur afin de mesurer la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur du banc. Les dimensions du banc sont montrées dans la figure 4.3.

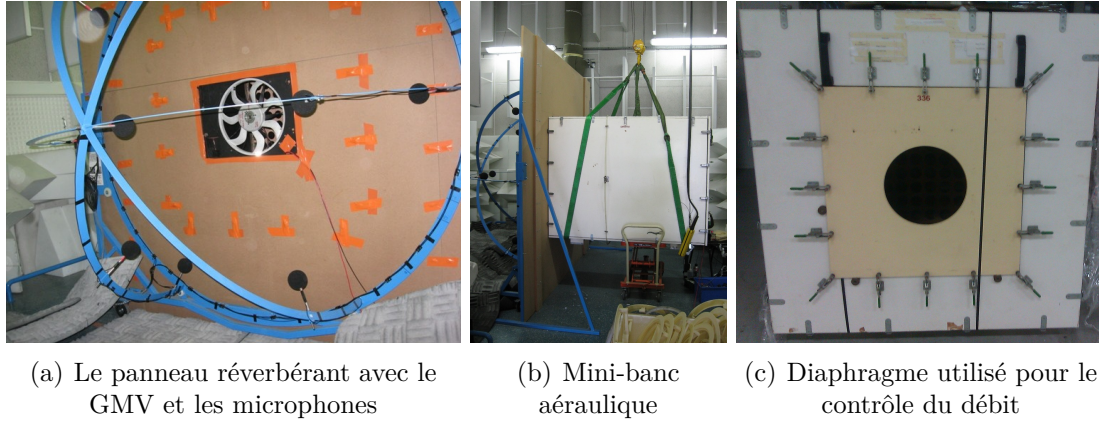


Figure 4.2: Banc d'essai aéraulique et aéroacoustique

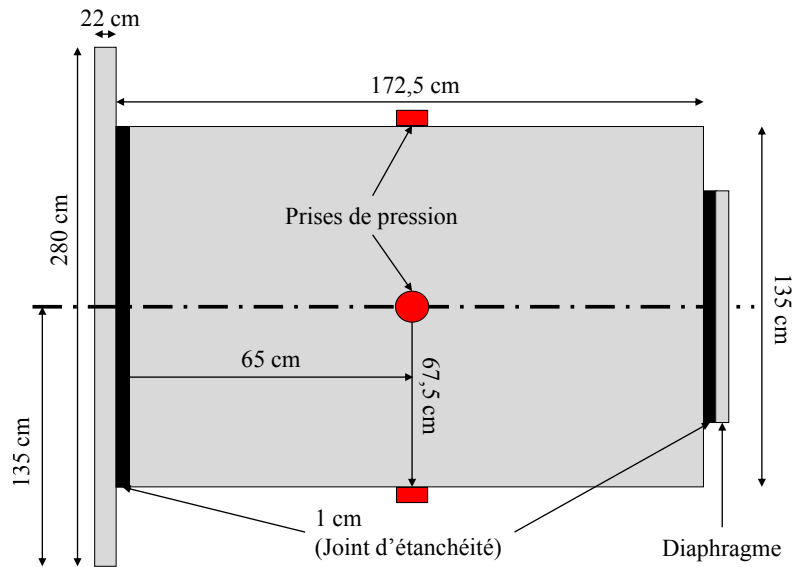


Figure 4.3: Représentation schématique du banc d'essai.

Des diaphragmes de différents diamètres permettent d'ajuster la perte de charge à travers le mini-banc, (cf. figure 4.2(c)). L'équilibre entre cette perte de charge et l'élévation de pression du GMV à un débit donné permet alors de fixer le point de

fonctionnement. Ainsi, pour un diaphragme de diamètre D et une différence de pression ΔP_m mesurée entre l'intérieur et l'extérieur du mini-banc, le débit traversant le GMV (m^3/h) est :

$$Q_v = 0,6 \times \frac{\pi}{4} \times \left(\frac{D}{1000}\right)^2 \times \left(\frac{2 \times \Delta P_m}{\rho}\right)^{0.5} \quad (4.1)$$

Les diamètres des diaphragmes disponibles sont fournis dans le tableau 4.3. Ils permettent pour l'application visée, de couvrir une plage de débits importante allant des bas vers les hauts débits.

	Diamètre (mm)		Diamètre (mm)
Diaphragme 1	18,00	Diaphragme 10	190,00
Diaphragme 2	43,00	Diaphragme 11	220,00
Diaphragme 3	61,00	Diaphragme 12	238,00
Diaphragme 4	77,00	Diaphragme 13	267,00
Diaphragme 5	96,00	Diaphragme 14	300,00
Diaphragme 6	121,00	Diaphragme 15	336,00
Diaphragme 7	135,00	Diaphragme 16	375,00
Diaphragme 8	151,00	Diaphragme 17	420,00
Diaphragme 9	169,00		

Tableau 4.3: Diamètres des diaphragmes permettant d'ajuster la perte de charge à travers le mini-banc

4.2.2.2 Procédure expérimentale

Les essais en chambre anéchoïque sont divisés en deux étapes. La première consiste à mesurer la courbe de pression du GMV en fonction du débit sans aucune acquisition acoustique. Cette étape permet d'identifier le diaphragme avec lequel on obtient le débit nominal. Ensuite, une acquisition acoustique est effectuée au point de fonctionnement nominal.

Les essais sont menés à vitesse de rotation constante (2400 trs/min) après une phase de chauffe du moteur électrique de 20 minutes environ. En commençant par le diaphragme de plus grand diamètre, la courbe de $\Delta P = f(Q_v)$ est discrétisée en 8 points. La plage de débit couverte s'étale de 700 m^3/h à 4018 m^3/h . La limite haute est imposée par le diamètre du plus grand diaphragme tandis que la limite

basse est choisie volontairement car l'incertitude de la mesure devient relativement importante.

L'acquisition acoustique est effectuée à la vitesse de rotation nominale sur une durée de 5,25 secondes. La fréquence d'acquisition est égale à 51,2 kHz et les niveaux de pression et de puissance acoustiques sont calculés pour une pression et une puissance de référence égales à 2×10^{-5} Pa et 10^{-12} W respectivement. Un fenêtrage du type *Hanning* est appliqué au signal temporel avant d'effectuer la transformée de Fourier et les spectres sont corrigées du bruit de fond.

4.2.2.3 Incertitudes de mesure

Le débit traversant le GMV est calculé par la corrélation (4.1) en fonction de l'élévation de pression mesurée. En conséquence, toute erreur de mesure de la ΔP est répercutée dans le calcul du débit. En appliquant le logarithme népérien à l'équation (4.1), on obtient :

$$\ln Q_v = \ln(0,6 \times \frac{\pi}{4}) + 2 \ln(\frac{D}{1000}) + 0,5 \ln(\frac{2 \times \Delta P_m}{\rho}) \quad (4.2)$$

Le diamètre du diaphragme est constant et on considère que la masse volumique de l'air est aussi constante. Ainsi, en dérivant la relation (4.2), on obtient :

$$\frac{dQ_v}{Q_v} = 0,5 \times \frac{d\Delta P_m}{\Delta P_m} \quad (4.3)$$

et l'erreur relative s'écrit :

$$Err(Q_v)(\%) = 0,5 \times Err(\Delta P_m)(\%) \quad (4.4)$$

L'équation (4.4) montre que l'erreur relative commise sur le calcul du débit vaut la moitié de l'erreur relative commise sur la mesure de la pression. Lors des essais, la valeur de pression affichée par le capteur oscille entre une valeur minimale P_{min} et une valeur maximale P_{max} . Ceci définit l'intervalle de confiance relatif à la pression et par conséquent, l'intervalle de confiance relatif au débit.

La différence de pression statique ΔP_m est mesurée avec un capteur de pression digital du type DMG 03 (0 - 500 Pa). Pour cette plage de pression, l'erreur relative maximale du capteur est égale à $\pm 1\%$ de 500 Pa [1]. Cette incertitude s'additionne aux bornes de l'intervalle de confiance en rajoutant 5 Pa à P_{max} et en retranchant 5

Pa à P_{min} . Les bornes inférieure et supérieure de l'intervalle de confiance relatif au débit sont alors recalculées en conséquence.

L'incertitude de la mesure acoustique dépend de plusieurs paramètres tels la précision de la chaîne d'acquisition, l'échantillonnage du signal temporel et l'incertitude sur le point de fonctionnement (variation du débit). L'erreur absolue de la chaîne d'acquisition est estimée à $\pm 1,10$ dB. L'influence de l'échantillonnage est déterminée de la façon suivante. L'acquisition acoustique est effectuée pendant 5,25 secondes par intervalles de 0,125 s. On mesure, pour chaque échantillon, la puissance acoustique des quatre premières harmoniques de la FPP et on calcule la moyenne et l'écart-type de la population. A partir de ces valeurs on définit l'intervalle de confiance à 95% en supposant une distribution normale (cf. tableau 4.4). L'incertitude due à la variation du débit est estimée à partir de la courbe du niveau de puissance acoustique en fonction du débit. Au point de fonctionnement nominal, la pente est égale à $1,818 \times 10^{-3}$ dB/(m³/h) et l'incertitude sur le débit vaut ± 55 m³/h. L'erreur qui en résulte est alors égale à $\pm 0,1$ dB. Les incertitudes définies ci-dessus s'additionnent pour définir un intervalle de confiance par harmonique (cf. tableau 4.4).

	H7 (dB)	H14 (dB)	H21 (dB)	H28 (dB)
Moyenne	72,05	79,95	63,49	56,92
Ecart-type	0,94	0,26	1,05	2,05
Intervalles de confiance				
Echantillonnage	$\pm 0,29$	$\pm 0,08$	$\pm 0,32$	$\pm 0,63$
Chaîne d'acquisition	$\pm 1,10$	$\pm 1,10$	$\pm 1,10$	$\pm 1,10$
Débit	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$
Total	$\pm 1,49$	$\pm 1,28$	$\pm 1,52$	$\pm 1,83$

Tableau 4.4: Moyenne, écart-type et intervalle de confiance pour la puissance acoustique des 4 premières harmoniques de la FPP

4.2.2.4 Résultats expérimentaux

La courbe caractéristique du GMV est présentée dans la figure 4.4 ainsi que les barres d'incertitude de la mesure du débit et de la pression telles qu'elles ont été définies dans la section 4.2.2.3. Le diaphragme de diamètre 267 mm produit le débit le plus proche du débit de fonctionnement (2498 m³/h) pour une élévation de pression de 251 Pa. Ainsi, il a été choisi pour l'essai acoustique.

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

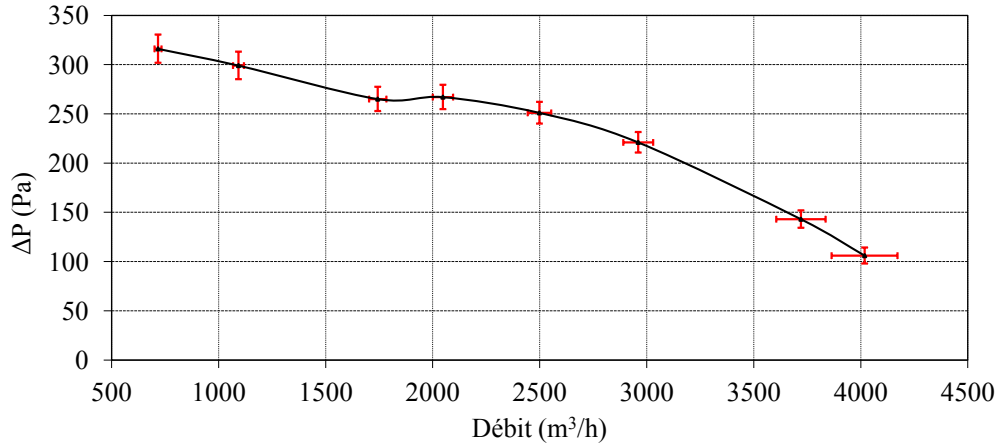


Figure 4.4: Courbe de $\Delta P = f(Q_v)$ de l'hélice H440EC52 montée dans son support. Les barres verticales correspondent à l'intervalle de confiance de la mesure de la ΔP et les barres horizontales correspondent à l'intervalle de confiance de la mesure du débit.

Le spectre de puissance acoustique du GMV H440EC52 est montré dans la figure 4.5. Le bruit tonal est localisé à la fréquence de passage des pales (280 Hz) et ses harmoniques (560 Hz, 840 Hz, etc.), et le bruit à large bande s'étale sur la plage fréquentielle étudiée. Deux « bosses » sont présentes en amont de la fréquence de passage de pale et sa première harmonique et sont centrées sur $0,8 \times \text{FPP}$ et $1,6 \times \text{FPP}$ respectivement. D'après l'étude menée dans la référence [115], ces bosses proviendraient de l'interaction entre la pale et les structures tourbillonnaires produites dans le jeu et enveloppant la virole tournante.

L'objectif des essais étant de mesurer le niveau et la directivité du bruit tonal, les valeurs des quatre premières émergences ont été relevées pour chaque microphone et reportées dans le tableau 4.5. Ces valeurs seront utilisées pour la comparaison de l'expérimental avec le calcul.

4.3 Partie II : Prédiction du bruit tonal avec l'analogie de FWH

La prédiction du bruit tonal d'un GMV par l'approche hybride adoptée dans ce travail se divise en deux étapes : le calcul numérique des sources acoustiques, et le calcul analytique de leur propagation en champ libre avec l'analogie de Ffowcs-

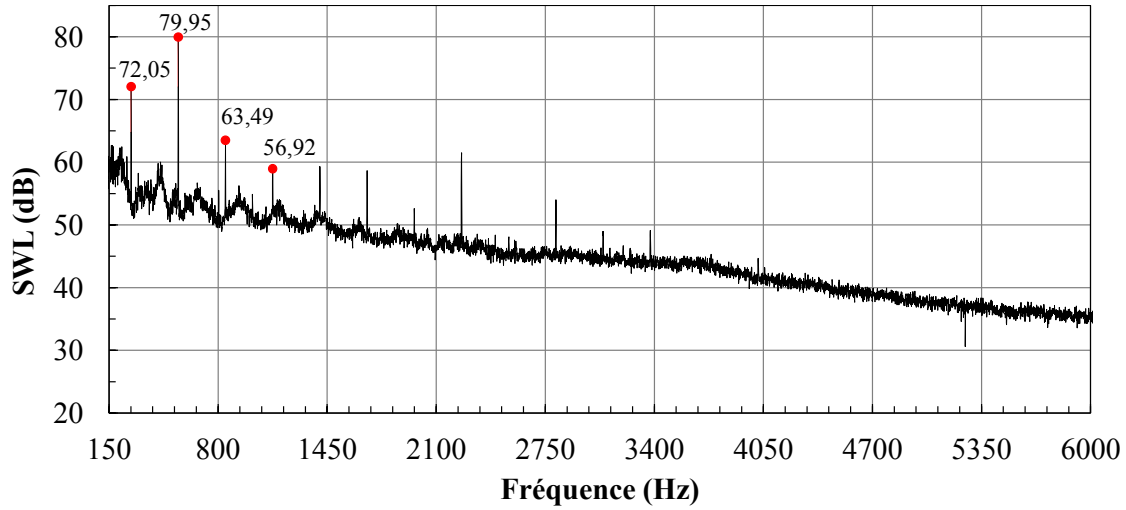


Figure 4.5: Spectre de puissance acoustique du GMV H440EC52. La fréquence de passage des pales est égale à 280 Hz.

Williams et Hawkings. La présente partie traite ces deux aspects afin de fournir une prédiction du bruit tonal du GMV H440EC52 et de la comparer aux mesures expérimentales décrites dans la section 4.2.2.

On présente dans la section 4.3.1 la simulation numérique du cas-test qui a servi à fournir les données d'entrée des équations de propagation (3.24) et (3.44), à savoir les forces instationnaires appliquées aux éléments surfaciques constituant les pales et les aubes.

Dans la section 4.3.2, on s'intéresse à la propagation des sources calculées dans la simulation. On étudie d'abord la sensibilité des équations (3.24) et (3.44) au maillage acoustique à travers trois discrétisations différentes. Ensuite, on évalue l'intérêt de considérer la géométrie exacte de la pale dans la propagation par rapport aux approches de Caro [26] et de Khelladi [78, 79]. Finalement, on compare les résultats du calcul aux valeurs expérimentales.

4.3.1 Étude aérodynamique : calcul numérique des sources

L'objectif de la simulation numérique est de calculer les sources acoustiques nécessaires aux équations de propagation développées dans le chapitre 3. Dans le présent cas, elle consiste à résoudre les équations de Naviers-Stokes 3D moyennées instationnaires avec le logiciel Star-CCM+ 6.02. Les différentes étapes de la mise en place de cette simulation sont décrites dans les paragraphes suivants.

	H7 (dB)	H14 (dB)	H21 (dB)	H28 (dB)
Microphone 1	70,90	78,70	53,50	52,50
Microphone 2	70,10	72,30	60,50	57,20
Microphone 3	66,50	72,90	57,40	50,70
Microphone 4	68,70	75,20	60,00	58,90
Microphone 5	64,50	73,10	45,90	52,20
Microphone 6	59,00	72,90	60,00	47,70
Microphone 7	67,70	73,20	56,60	59,70
Microphone 8	70,40	72,50	48,20	53,30
Microphone 9	66,80	71,40	48,50	59,40
Microphone 10	64,00	65,90	54,60	53,60

Tableau 4.5: Niveaux de pression acoustique des quatre premières harmoniques de la FPP du GMV H440EC52 mesurés par les dix microphones.

4.3.1.1 Domaine de calcul et conditions aux limites

Afin de permettre une comparaison rigoureuse avec les mesures, le domaine de calcul doit être représentatif des conditions expérimentales décrites dans la section 4.2.2. Bien que la modélisation numérique détaillée du banc d'essai et de la chambre anéchoïque soit possible, elle aboutira à des maillages de tailles conséquentes et des temps de calcul importants. Le choix a donc été fait de simplifier le domaine de calcul et de concentrer l'effort sur une modélisation précise du GMV.

La géométrie exacte du GMV (rotor, stator et convergent) est introduite sous forme numérisée sans aucune simplification. L'échangeur est omis pour les raisons citées dans la section 4.2.2 et pour être conforme aux mesures expérimentales. Le GMV est monté au centre du domaine de calcul sur un mur d'épaisseur égale à celle du convergent. Deux demi-sphères de rayon 1 m chacune sont rajoutées en amont et en aval pour simuler les domaines d'entrée et de sortie de l'écoulement en champ libre, (cf. figure 4.6). Le domaine comporte une partie fixe et une partie tournante séparées par une interface traversant le jeu entre le rotor et le convergent, et enveloppant toute la partie tournante [146]. L'interface est non-conforme et le calcul des flux de part et d'autre de l'interface nécessite une interpolation.

Le point de fonctionnement est assuré en imposant le débit nominal ($2500 \text{ m}^3/\text{h}$) à la surface de la demi-sphère d'entrée. Une condition de pression moyenne nulle est imposée à la surface de la demi-sphère du domaine de sortie. Cette condition de sortie autorise les gradients de pression sur la surface. Le reste des parois est considéré comme mur.

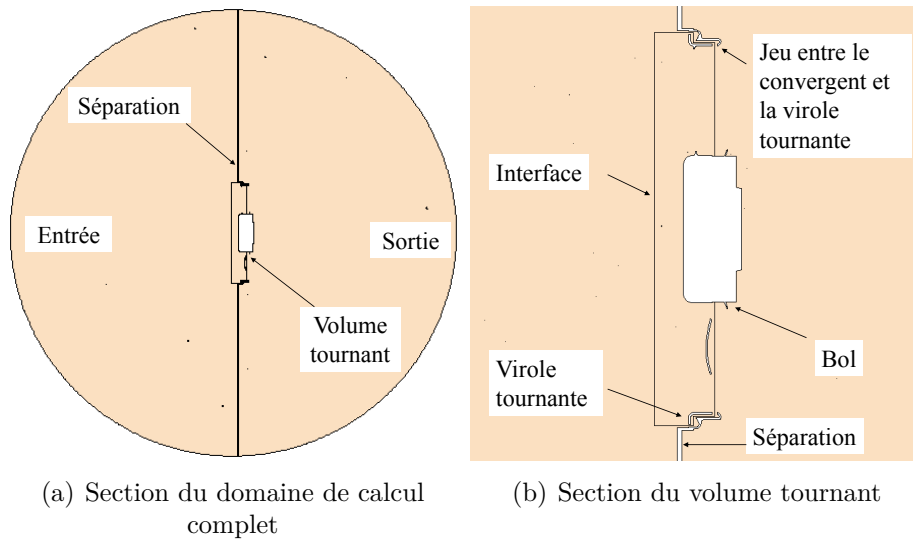


Figure 4.6: Section du domaine de calcul

4.3.1.2 Discrétisation spatiale et temporelle

Le domaine de calcul décrit dans la section 4.3.1.1 a été discrétisé avec deux maillages polyédriques (M_1 et M_2) relativement fins mais de densités différentes afin d'évaluer la sensibilité du résultat aérodynamique à la discrétisation spatiale. Le maillage est construit en imposant la taille des cellules aux parois puis en propageant ces valeurs dans le volume. La taille des cellules est réduite au niveau des bords d'attaque et bords de fuite du rotor et du stator et dans les zones de forte courbure, (cf. figure 4.7). Dans le domaine tournant, l'arête minimale des éléments surfaciques est identique pour les deux maillages et égale à 0,15 mm, tandis qu'à l'interface elle s'élève à 3 mm pour M_1 et 1,5 mm pour M_2 . Grâce à cette méthode de maillage, la résolution spatiale est élevée au voisinage des pales et des stators. Cependant, dans l'espace entre le rotor et le stator, une expansion de la taille des mailles est observée comme le montre la figure 4.8. Cette zone joue un rôle important dans le calcul des sources acoustiques. D'un côté, elle permet de calculer l'évolution du sillage du rotor qui construit la principale source du bruit de stator. D'un autre côté, elle permet de calculer l'effet potentiel remontant du stator vers le rotor.

Afin d'améliorer la précision du calcul au niveau de la couche limite, douze couches de prismes d'une épaisseur totale de 1,5 mm ont été rajoutées au niveau du bol, des pales et du stator. Dans le canal du jeu, la résolution de l'écoulement

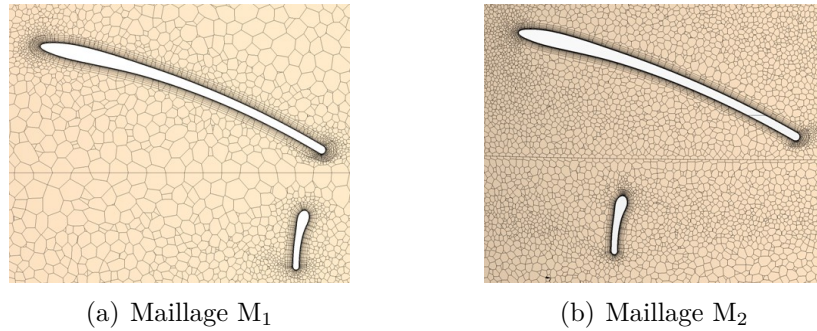


Figure 4.7: Comparaison de la densité des maillages M_1 et M_2 autour des pales

hors la couche limite nécessite au moins trois cellules polyédriques afin de capter le profil de vitesse. Vu que le jeu radial a une dimension de 2,5 mm, il a été divisé en deux couches de prismes aux parois d'épaisseur 0,5 mm chacune, séparées par trois cellules polyédriques de taille 0,5 mm.

La condition de pression nulle à la surface de sortie est incompatible avec la nature fluctuante du sillage du GMV. Dans le cas où les fluctuations atteignent la demi-sphère de sortie, elles peuvent être réfléchies et impacter l'équilibre radial et le fonctionnement du GMV. Pour cette raison, des mailles de taille égale à 46 mm sont employées à la sortie du domaine de calcul afin de créer une zone « éponge » qui dissipe les sillages.

Dans le cas des simulations instationnaires, une révolution du rotor est discrétisée en 256 et 512 déplacements de maillage pour M_1 et M_2 respectivement. Les pas de temps résultants sont $9,765 \times 10^{-5}$ s et $4,882 \times 10^{-5}$ s. Dans les deux cas, 15 sous-itérations sont rajoutées entre deux pas de temps consécutifs afin d'améliorer davantage la convergence.

Le tableau 4.6 résume les paramètres utilisés pour la définition des maillages M_1 et M_2 .

4.3.1.3 Modèle de turbulence et convergence

Le calcul est effectué avec le solveur *Star-CCM+ 6.02 Segregated solver* en appliquant le modèle de turbulence $k - \omega$ SST (*Shear Stress Transport*). Ce modèle a été choisi en raison de sa capacité à prévoir le déclenchement et l'amplitude du décollement de la couche limite surtout dans les conditions défavorables de gradient de pression [101, 102, 107]. Pour les GMV, le modèle $k-\omega$ SST est plus robuste et

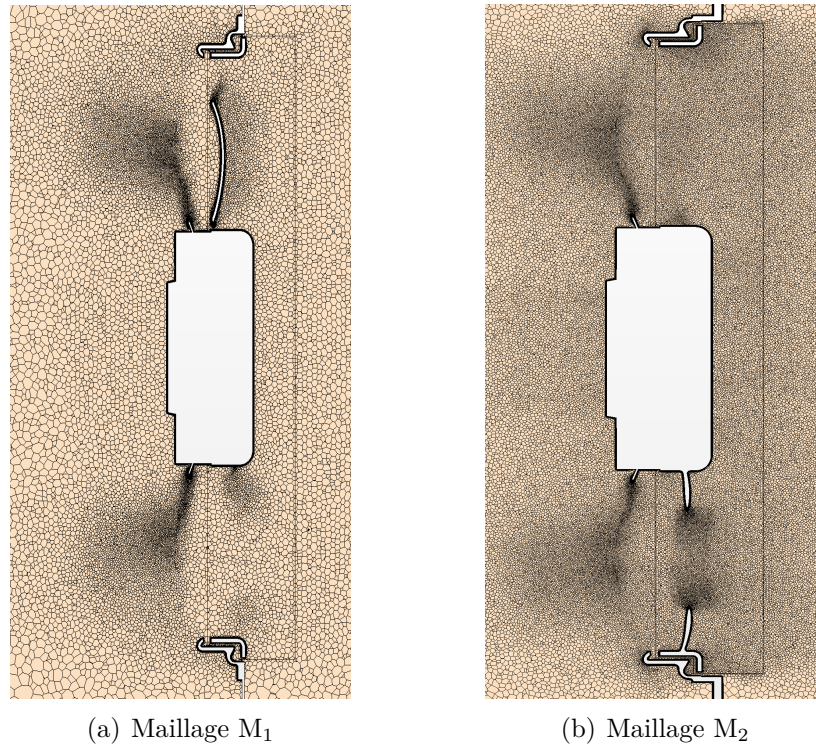


Figure 4.8: Comparaison de la densité des maillages M_1 et M_2 dans le domaine tournant

plus précis que les modèles à deux équations standards $k-\omega$ et $k-\epsilon$. L'écoulement est considéré incompressible et l'air a une masse volumique constante égale à $1,1739 \text{ kg/m}^3$.

La convergence du calcul est jugée suffisante lorsque les deux critères suivants sont satisfaits :

1. *Résidus de convergence faibles* : les résidus des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie sont stables et inférieurs à 10^{-4} .
2. *Stabilité des grandeurs moyennes* : notamment la pression moyenne à l'entrée et le couple résistant exercé sur le ventilateur. Pour que le calcul soit considéré convergé, il faut que ces grandeurs soient stables sur un grand nombre d'itérations et que leur fluctuations relatives soient plus faibles que 3% par rapport à la valeur moyenne observée.

	Maillage M ₁	Maillage M ₂
Nombre de cellules polyédriques	23 millions	46 millions
Nombre de couches de prismes	12	12
Épaisseur de la première couche de prismes (mm)	2×10^{-2}	2×10^{-2}
Taille minimale des cellules polyédriques dans le volume tournant (mm)	0,4	0,2
Taille maximale des cellules polyédriques dans le volume tournant (mm)	5	2
Nombre de déplacements de maillage par révolution	256	512
Pas de temps (s)	$9,765 \times 10^{-5}$	$4,8828 \times 10^{-5}$
Nombre de sous-itérations	15	15

Tableau 4.6: Paramètres des maillages M₁ et M₂.

4.3.1.4 Post-traitement

Chacun des maillages M₁ et M₂ a été utilisé pour effectuer une simulation du type RANS suivie d'une simulation URANS. En total, quatre simulations ont été lancées et leurs post-traitements ont été réalisés une fois que la convergence selon les critères de la section 4.3.1.3 a été atteinte. L'objectif de cette étape est de vérifier l'indépendance de la solution par rapport au maillage.

Les ΔP prédites par les calculs sont reportées dans le tableau 4.7. La simulation RANS fournit un meilleur résultat avec le maillage M₁ malgré qu'il soit moins fin que M₂. Avec les simulations URANS, la tendance s'inverse et M₂ fournit une ΔP située dans l'intervalle de confiance de la mesure expérimentale. L'amélioration des résultats en passant d'un RANS à un URANS peut être attribuée au caractère fortement instationnaire de l'interaction rotor-stator [73] qui nécessite un calcul instationnaire afin d'être évalué correctement. La différence de prédiction entre l'URANS de M₁ et celui de M₂ s'explique par la résolution spatiale insuffisante de M₁ dans l'espace inter-aube qui ne permet pas de capter l'intégrité des phénomènes d'interaction entre le rotor et le stator.

Vu la disparité des résultats obtenus, l'indépendance du maillage ne peut être considérée atteinte. Néanmoins, le maillage M₂ a été sélectionné pour le calcul des sources acoustiques car il fournit la meilleure comparaison de la ΔP avec l'expéri-

	Expérience	M ₁ - RANS	M ₂ - RANS	M ₁ - URANS	M ₂ - URANS
Débit m ³ /h	2498±55	2500	2500	2500	2500
ΔP (Pa)	250±11	213,5	179	229,00	245,1

Tableau 4.7: Prédiction de la ΔP de l'hélice H440EC52 et comparaison avec l'expérimental.

mental.

4.3.2 Etude aéroacoustique : propagation des sources

La simulation numérique effectuée dans la section 4.3.1 a permis l'enregistrement en fonction du temps des forces instationnaires exercées sur les éléments surfaciques constituant les pales et les aubes. La longueur du signal temporel enregistré est de 0,05 s, soit deux révolutions complètes du rotor. Afin de fournir les entrées aux équations (3.24) et (3.44), un fenêtrage du type *Hanning* est appliqué aux données temporelles avant le passage au domaine fréquentiel avec une transformée de Fourier.

Les équations de propagation du bruit tonal du rotor et du stator (3.24) et (3.44) sont écrites sous forme d'une sommation sur les contributions de n_r ou n_s dipôles, respectivement pour le rotor et pour le stator. En variant n_r ou n_s , on discrétise plus ou moins finement la pale d'un point de vue acoustique. L'influence d'une telle variation est étudiée dans la section 4.3.2.1.

Ces équations permettent aussi de tenir compte de la géométrie tridimensionnelle de la pale ou de l'aube dans le calcul de la propagation acoustique. L'effet de cette amélioration sur la précision de la prédiction tonale est évalué dans la section 4.3.2.2 par comparaison avec les approches de Caro [26] et de Khelladi [78, 79] qui considèrent des pales unidimensionnelles ou bidimensionnelles dans la propagation.

4.3.2.1 Sensibilité de la prédiction tonale au maillage acoustique - compacité

Les équations de propagation développées permettent de placer les sources acoustiques sur la surface exacte de la pale ou sur toute autre surface définie par l'utilisateur, à condition qu'elle soit décrite par (r_s, ϕ_s, x_s) . Le choix le plus simple et le plus précis serait d'utiliser un maillage acoustique identique à celui de la simulation numérique. Cependant, lorsqu'on cherche une prédiction du niveau de bruit à plu-

sieurs positions d'écoute, le temps de calcul avec cette solution devient important. Une réduction du maillage acoustique est alors nécessaire. Les critères de compacité du chapitre 3 permettent de déterminer la direction dans laquelle une telle simplification est possible sans commettre une erreur importante dans le calcul de la propagation. Pour le GMV H440EC52, ces critères sont présentés dans le tableau 4.8 pour les quatre premières harmoniques de la FPP.

		m=1	m=2	m=3	m=4
	Fréquence (Hz)	280	560	840	1120
	λ_s (m)	1,21	0,61	0,40	0,30
Rotor	Δr_s (m)		0,1265		
	$\Delta \phi_s$ (°)		32,12		
	Δx_s (m)		0,023		
	$\frac{\Delta r_s}{\lambda_s}$	10,42%	20,84%	31,25%	41,67%
	$\frac{c_0 \Delta \phi_s}{\Omega \lambda_s}$	62,46%	124,91%	187,37%	249,82%
	$\frac{\Delta x_s}{\lambda_s}$	1,89%	3,79%	5,68%	7,58%
	Δr_s (m)		0,1265		
	$\Delta \phi_s$ (°)		19,89		
Stator	Δx_s (m)		0,019		
	$\frac{\Delta r_s}{\lambda_s}$	10,42%	20,84%	31,25%	41,67%
	$\frac{c_0 \Delta \phi_s}{\Omega \lambda_s}$	38,68%	77,35%	116,03%	154,70%
	$\frac{\Delta x_s}{\lambda_s}$	1,57%	3,15%	4,72%	6,29%

Tableau 4.8: Critère de compacité du GMV H440EC52 pour les quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales

D'après les valeurs montrées dans le tableau 4.8, le rotor et le stator ne sont pas compacts dans le plan de rotation. Dans la direction axiale, ils peuvent être considérés compacts au moins jusqu'à la troisième harmonique de la FPP ($m=3$). Afin de valider cette hypothèse, on calcule le bruit avec trois discrétisations acoustiques différentes des pales et des aubes. Les discrétisations sont les suivantes :

1. *Discrétisation D_1* : les pales ou les aubes sont supposées acoustiquement compactes à toutes les fréquences. Elles sont ainsi remplacées par un dipôle unique (cf. figure 4.9(a)). Les forces axiale, radiale et tangentielle exercées sur les élé-

ments surfaciques de la pale sont alors intégrées et placées arbitrairement aux coordonnées du centre de gravité géométrique ($r_s=0,1519$ m, $\phi_s = 0$, $x_s = 0$).

2. *Discretisation D_2* : cette discrétisation représente un intermédiaire entre le maillage acoustique le plus fin, et la modélisation par un dipôle tournant. La pale est découpée en trois bandes égales dans le sens de l'envergure, et un dipôle est placé au centre de chaque bande (cf. figure 4.9(b)). Les forces sont alors intégrées par bande, et placées aux coordonnées du centre de gravité de chaque bande. Ce maillage est une approximation de la géométrie réelle d'une pale puisque l'écart tangentiel maximal calculé ($7,50^\circ$) entre les dipôles est plus faible que l'écart tangentiel maximal réel ($32,12^\circ$). Les coordonnées des dipôles sont présentées dans le tableau 4.9.
3. *Discretisation D_3* : les éléments du maillage surfacique utilisé dans la simulation numérique sont considérés des dipôles acoustiques. Par conséquent, une pale du rotor est discrétisée en 26726 éléments et une aube de stator est découpée en 21638 éléments issus du maillage CFD (cf. figure 4.9(c)). Cette discrétisation constitue une représentation exacte de la géométrie de la pale.

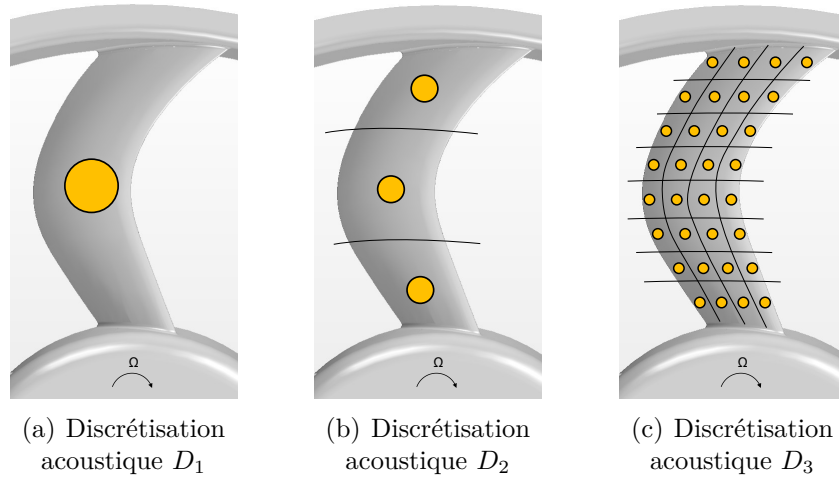


Figure 4.9: Représentation schématique des trois discrétisations acoustiques de la pale

Pour chacune des discrétisations mentionnées ci-haut, on calcule le bruit du rotor et le bruit du stator. Seules les sources localisées à la surface d'une pale ou d'une aube figurent dans la propagation. Le bol, la virole tournante ainsi que le convergent

	Rotor			Stator		
	Dipole 1	Dipole 2	Dipole 3	Dipole 1	Dipole 2	Dipole 3
Position radiale $r_s(\text{mm})$	105,30	148,30	190,70	104,70	150,37	193,19
Position tangentielle ϕ_s (°)	3,43	0,00	7,56	0,00	4,89	6,32
Position axiale $x_s(\text{mm})$	-0,42	-0,94	0,00	0,00	-3,82	-1,96

Tableau 4.9: Positions relatives des dipôles dans un repère cylindrique dans le cas de la discrétisation acoustique D_2

ne sont pas pris en compte. On considère que D_3 fournit la solution de référence et que deux discrétisations sont équivalentes si leurs résultats diffèrent de moins de 0,5 dB. Ce critère a été choisi car il correspond à la précision typique d'une mesure acoustique.

La figure 4.10 montre les diagrammes de directivité du bruit tonal rayonné par le rotor aux quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales. L'axe « $0^\circ - 180^\circ$ » correspond à l'axe de rotation du GMV et la directivité est calculée dans un plan horizontal pour une distance de 1 m. Le niveau de bruit est calculé pour les trois discrétisations D_1 , D_2 et D_3 par application de l'équation (3.24). La pression de référence est égale à 2×10^{-5} Pa.

Les trois premières harmoniques de la fréquence de passage des pales montrent un comportement dipolaire pour toutes les discrétisations tandis que la directivité de la quatrième harmonique présente quatre lobes. Le bruit est principalement rayonné en amont et en aval du GMV et d'une façon moindre latéralement.

Sur l'axe de rotation, les écarts de prédiction entre les trois discrétisations sont inférieurs à 0,25 dB quelque soit l'harmonique calculée. Les différences du temps d'émission dues aux positions axiales des éléments sources ont un impact négligeable sur l'interférence des dipôles et la pale est compacte dans la direction axiale et pour ces positions d'écoute. En revanche, dans le plan de rotation (axe « $90^\circ - 270^\circ$ »), les écarts entre les prédictions de D_1 et D_2 d'une part et celle de D_3 d'une autre part s'élèvent à 0,7 dB pour $m=1$ et à quelques décibels pour les autres harmoniques. Ceci traduit la non-compacité de la pale dans la direction tangentielle et l'importance du calcul correct de l'interférence des dipôles. Cette non-compacité impacte aussi la pré-

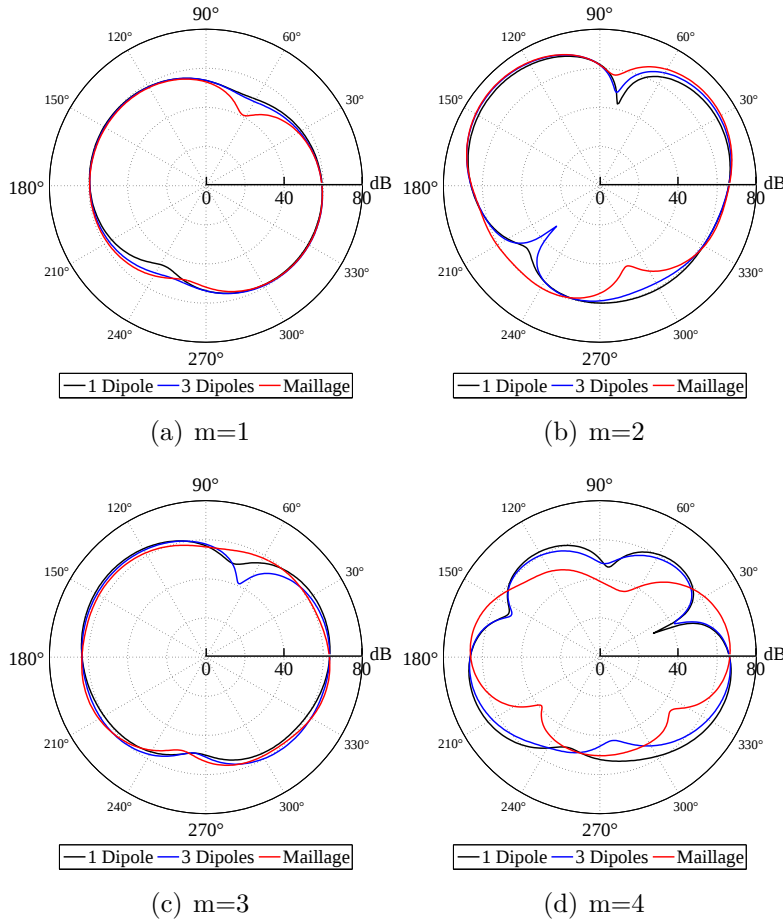


Figure 4.10: Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du rotor calculés avec les trois discrétisations acoustiques D_1 , D_2 et D_3 . La directivité est calculée dans un plan horizontal passant par l'axe de rotation pour une distance de 1 m. La pression de référence est égale à 2×10^{-5} Pa.

diction acoustique partout dans le plan horizontal sauf sur l'axe, et l'erreur commise peut atteindre plusieurs décibels. Dans les cas extrêmes comme pour $m=4$, les trois discrétisations fournissent des diagrammes de directivité complètement différents.

Le bruit tonal rayonné par le stator dans le plan horizontal aux quatre premières harmoniques de la FPP est montré dans la figure 4.11. Il est calculé en appliquant l'équation (3.44) aux trois discrétisations décrites ci-haut. Les diagrammes de directivité montrent un comportement dipolaire avec un rayonnement nul sur l'axe de rotation résultant du choix du nombre de pales et d'aubes (7 pale et 12 aubes). En effet, pour cette combinaison de pales et d'aubes, l'interférence des pressions

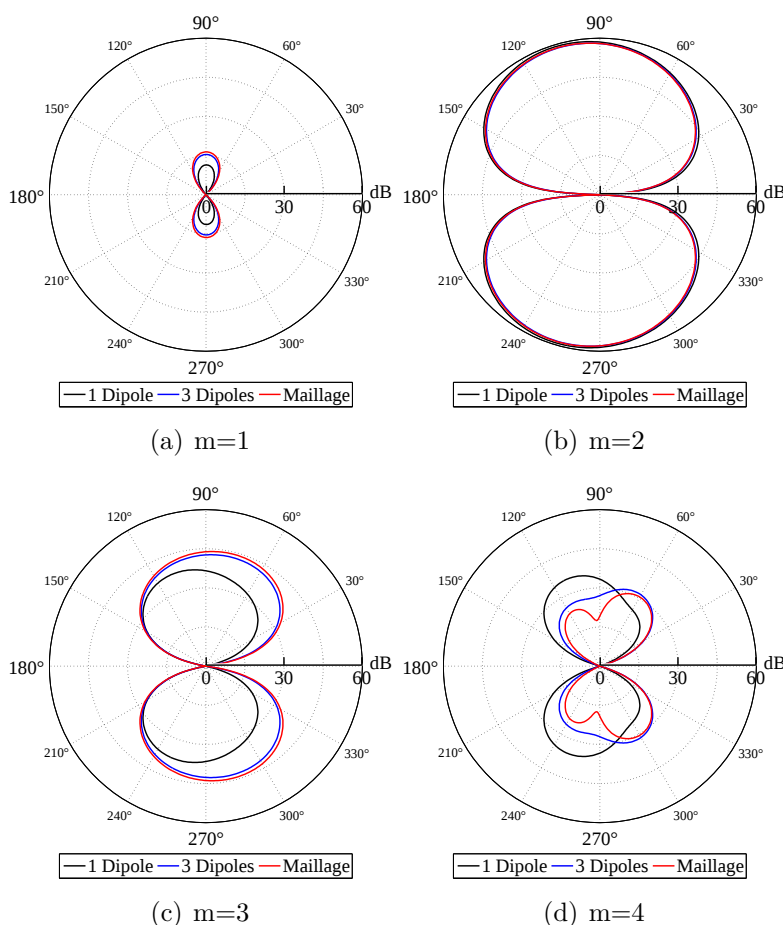


Figure 4.11: Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec les trois discrétisations acoustiques D_1 , D_2 et D_3 . La directivité est calculée dans un plan horizontal passant par l'axe de rotation pour une distance de 1 m. La pression de référence est égale à 2×10^{-5} Pa.

acoustiques rayonnées par les aubes sur l'axe de rotation est destructive. Le niveau acoustique de la première harmonique est inférieur à 15 dB et présente donc une contribution négligeable au bruit du GMV. A partir de la deuxième harmonique, les niveaux calculés sont comparables à ceux du rotor et présentent une décroissance avec l'augmentation de la fréquence. Les disparités observées entre les discrétisations sont plus faibles que dans le cas du rotor surtout entre D_2 et D_3 où les écarts sont 0,5 dB pour $m=2$ et 1,4 dB pour $m=3$. On en conclut que la discrétisation en trois dipôles suffit pour le calcul des deux premières harmoniques de la FPP. Pour $m=3$ et $m=4$, une discrétisation plus fine est nécessaire.

Cette étude a montré que les pales sont compactes axialement. Par rapport à la solution de référence qui consiste à utiliser le maillage CFD pour la propagation acoustique, une modélisation par un dipôle tournant permettrait de calculer le niveau de bruit rayonné sur l'axe de rotation avec un écart inférieur à 0,5 dB. Pour les autres positions d'écoute, cette simplification n'est pas valable car elle fournit des résultats qui s'écartent considérablement de la solution de référence. Le nombre de dipôles minimal qu'il faut utiliser pour obtenir une « précision numérique » inférieure à 0,5 dB reste à déterminer pour chaque cas par un processus d'itération. Pour le stator, une discrétisation de l'aube en trois dipôles permet d'obtenir une erreur inférieure à 0,5 dB pour les deux premières harmoniques. Il est alors possible de remplacer la discrétisation D_3 par D_2 pour le calcul de la puissance acoustique par exemple afin d'accélérer le calcul. Pour $m=3$ et $m=4$, même D_2 n'est plus applicable, et le nombre minimal de dipôles nécessaires est aussi à déterminer par itérations.

4.3.2.2 Effet du placement des sources acoustiques sur le rayonnement en champ lointain

Les équations utilisées par Khelladi [78, 79] et Caro [26] pour le calcul du bruit tonal placent les sources acoustiques sur un rayon ou sur la projection de la pale sur le plan de rotation respectivement. Elles peuvent être déduites des équations (3.24) et (3.44) en négligeant les positions tangentielles et axiales des éléments-sources ($\phi_s = x_s = 0$) pour l'approche de Khelladi et en négligeant uniquement la position axiale ($x_s = 0$) pour l'approche de Caro. Afin d'évaluer l'apport de la prise en compte de la troisième dimension dans la propagation, on compare les résultats des trois approches : en se basant sur la discrétisation D_3 , on calcule successivement le bruit du rotor et le bruit du stator. Puisque la méthode de Khelladi considère uniquement r_s dans la propagation ($x_s = \phi_s = 0$), elle sera appelée « approche 1D » (unidimensionnelle) et puisque la méthode de Caro néglige x_s , elle sera appelée « approche 2D » (bidimensionnelle). L'approche « 3D » correspond alors à l'utilisation des équations (3.24) et (3.44).

La figure 4.12 montre le bruit tonal du rotor rayonné dans le plan horizontal pour les quatre premières harmoniques de la FPP et calculé avec les trois approches décrites ci-haut. Pour les trois premières fréquences calculées, les approches 2D et 3D sont pratiquement confondues avec un écart maximal de 0,4 dB. Pour $m=4$, cet écart atteint 7,7 dB. Ceci démontre que les déphasages dus aux positions axiales des

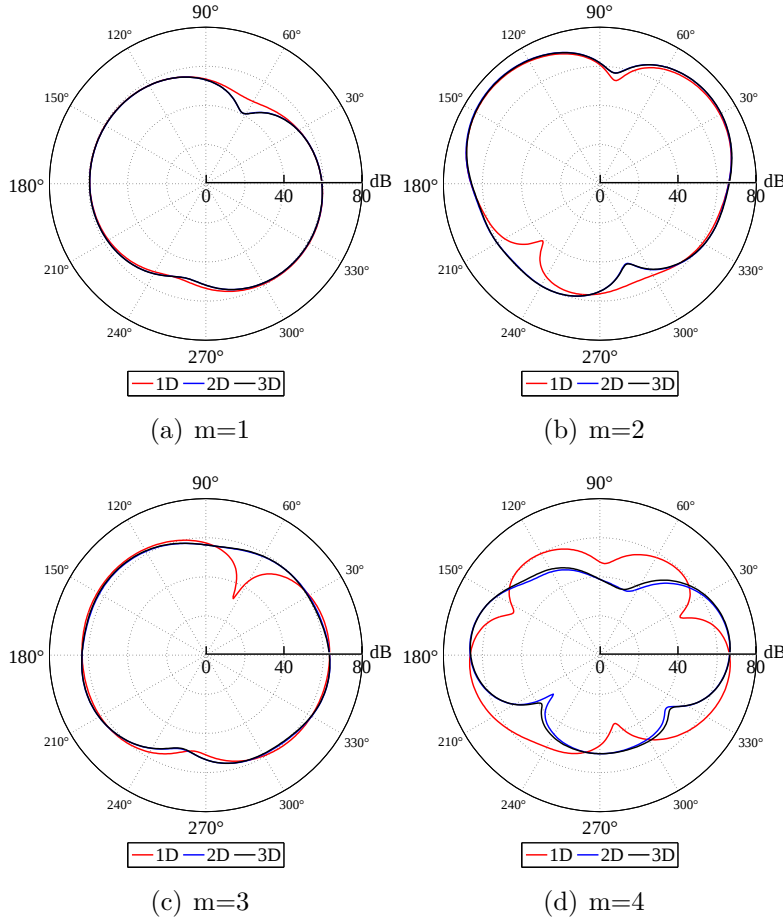


Figure 4.12: Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du rotor calculés avec les approches 1D, 2D et 3D. La directivité est calculée dans un plan horizontal passant par l'axe de rotation pour une distance de 1 m. La pression de référence est égale à 2×10^{-5} Pa.

éléments sources $e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} x_s}$ sont négligeables jusqu'à $m=3$ et confirme la compacité de la pale dans la direction axiale jusqu'à 840 Hz. La directivité prédite par l'approche 1D diffère de celle calculée avec les autres méthodes avec des disparités qui atteignent plusieurs décibels. Ces écarts proviennent de l'incapacité de l'approche 1D à calculer correctement l'interférence des dipôles qui est due aux déphasages induits par leurs positions radiales et tangentielles. En effet, le dévers du rotor H440EC52 a été conçu afin de minimiser la déformation dynamique de la pale, mais aussi afin de créer des interférences destructives permettant la réduction du bruit. L'approche 1D ne permettant pas la prise en compte de ce paramètre, aboutit à des résultats

erronés.

Le bruit tonal rayonné par le stator dans le plan horizontal est montré dans la figure 4.13. Les trois approches sont équivalentes pour les deux premières harmo-

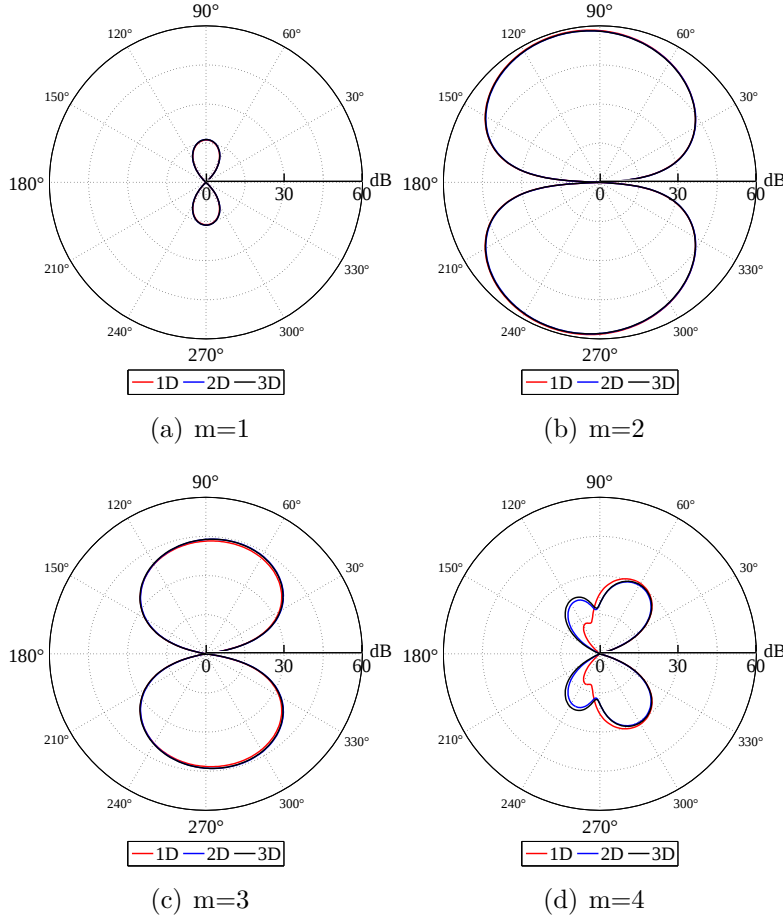


Figure 4.13: Comparaison des diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec les approches 1D, 2D et 3D. La directivité est calculée dans un plan horizontal passant par l'axe de rotation pour une distance de 1 m. La pression de référence est égale à 2×10^{-5} Pa.

niques, où les écarts sont inférieurs à 0,5 dB. Malgré que l'approche 1D néglige les positions axiales et tangentielles des éléments-sources, elle fournit des résultats corrects. Ceci rejoint l'étude précédente sur la compacité qui a montré que les aubes sont compactes pour les deux premières harmoniques, pourvu qu'elles soient discrétisées dans le sens de l'envergure. Pour $m \geq 3$, l'importance du calcul correct de l'interférence entre les dipôles est mise en évidence puisque les écarts entre les méthodes

sont supérieurs à 0,7 dB.

Cette étude a montré que les approches 1D, 2D et 3D sont équivalentes lorsque les pales ou les aubes sont compactes. Dans le cas contraire, malgré une discrétisation acoustique fine, il est nécessaire d'employer l'approche qui restitue correctement l'interférence des éléments-sources due à leurs positions relatives. Le placement des dipôles sur une surface différente de celle de la pale peut avoir un impact important sur la prédiction acoustique.

4.3.2.3 Bruit total et comparaison avec l'expérimental

Le bruit total du GMV est la sommation en phase et en module des pressions acoustiques émises par tous ses composants. Dans notre cas, ceci se réduit à la somme des contributions du rotor et du stator. D'après les études des sections 4.3.2.1 et 4.3.2.2, une prédiction tonale exacte dépend d'une discrétisation acoustique suffisamment fine ainsi que d'une approche qui permet de placer les sources sur une surface qui se rapproche de celle de la pale. Afin d'obtenir la meilleure précision possible pour la comparaison avec l'expérimental, on a choisi de calculer le bruit total en se basant sur les prédictions de l'approche « 3D » avec la discrétisation D_3 .

La figure 4.14 montre la directivité du bruit total du GMV H440EC52 calculée dans le plan horizontal pour les quatre premières harmoniques de la FPP. Les valeurs expérimentales présentées correspondent aux niveaux de pression acoustique mesurés par les microphones localisés à l'aspiration dans le même plan (microphones 1, 6 et 10). Les résultats montrent des diagrammes de directivité asymétriques avec une contribution non nulle sur l'axe de rotation. Puisque le rayonnement acoustique du stator à la première harmonique est quasi-nul (cf. figure 4.13), celle-ci est dominée par le bruit du rotor. Pour $m \geq 2$ on observe une contribution non négligeable du stator au bruit du GMV. Le bruit est principalement rayonné en amont et en aval du GMV et d'une façon moindre latéralement. Globalement, pour les microphones 1, 6 et 10, le calcul sous-estime le niveau de pression acoustique mesuré. Cette tendance est confirmée en comparant la prédiction à la mesure pour les dix microphones (cf. tableau 4.10). L'écart entre le calcul et l'expérimental est minimal sur l'axe de rotation et atteint plusieurs décibels pour certaines positions d'écoute. La puissance acoustique, montrée dans la figure 4.15 est aussi sous-estimée pour les deux premières harmoniques (-6 dB et -8 dB respectivement) et surestimée pour $m \geq 3$. Le calcul prédit la bonne tendance pour les deux premières harmoniques mais ne parvient pas

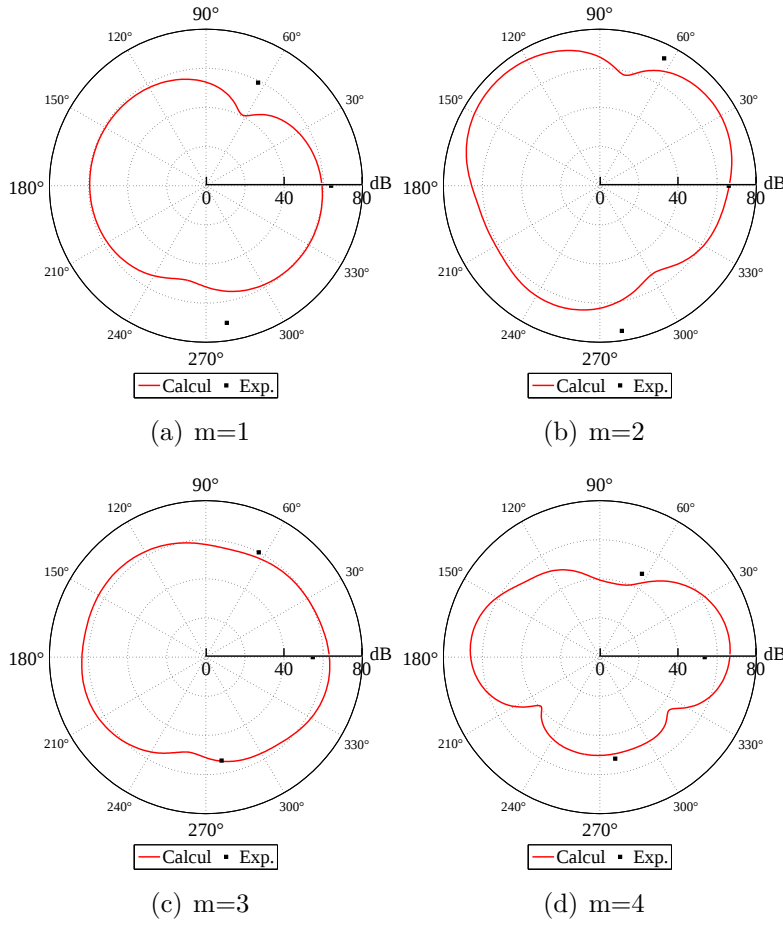


Figure 4.14: Comparaison de la directivité calculée du bruit tonal du GMV H440EC52 avec les mesures expérimentales. La directivité est calculée dans un plan horizontal passant par l'axe de rotation pour une distance de 1 m. La pression de référence est égale à 2×10^{-5} Pa.

à capturer la décroissance du spectre à partir de 840 Hz.

Globalement, la comparaison est encourageante même si les valeurs expérimentales ne sont pas prédites d'une façon exacte. D'un point de vue industriel, l'intérêt de la méthodologie mise en place réside dans la capacité à comparer les performances aéroacoustiques de différents GMV sans avoir recours systématiquement à la fabrication de prototypes et à l'évaluation expérimentale de leurs performances. Le processus de développement virtuel qui est déjà en utilisation pour les aspects aérodynamiques des GMV peut englober aussi les aspects aéroacoustiques afin de sélectionner la ou les meilleure(s) géométrie(s) qui répondrait(ent) au mieux aux

		m=1	m=2	m=3	m=4
Mic.1	Exp.	70,90	78,70	53,50	52,50
	Calcul	54,29	60,22	53,64	49,95
Mic.2	Exp.	70,10	72,30	60,50	57,20
	Calcul	53,06	55,63	53,85	48,31
Mic.3	Exp.	66,50	72,90	57,40	50,70
	Calcul	46,71	56,73	49,69	42,61
Mic.4	Exp.	68,70	75,20	60,00	58,90
	Calcul	57,05	63,66	57,06	57,69
Mic.5	Exp.	64,50	73,10	45,90	52,20
	Calcul	58,43	61,08	51,34	59,30
Mic.6	Exp.	59,00	72,90	60,00	47,70
	Calcul	40,69	65,85	57,32	41,92
Mic.7	Exp.	67,70	73,20	56,60	59,70
	Calcul	56,31	62,84	65,85	62,98
Mic.8	Exp.	70,40	72,50	48,20	53,30
	Calcul	60,30	58,03	59,75	45,78
Mic.9	Exp.	66,80	71,40	48,50	59,40
	Calcul	58,49	62,89	66,70	64,51
Mic.10	Exp.	64,00	65,90	54,60	53,60
	Calcul	59,29	66,11	63,13	66,40

Tableau 4.10: Bruit tonal calculé et mesuré par les dix microphones

critères fixés par les cahiers des charges des clients. Les prototypes et les mesures expérimentales interviendront en phase finale de développement afin de valider les choix de conception.

A terme, l'écart entre le calcul et l'expérimental sera amené à se réduire grâce aux améliorations qui seront apportées à la présente méthodologie. Pour l'instant, les contributions du bol, de la virole et du convergent au bruit tonal ont été supposées négligeables en comparaison avec les sources principales localisées à la surface d'une pale et d'une aube. Dans les futurs calculs, ces éléments doivent être pris en compte dans la propagation acoustique afin d'éliminer toute source d'incertitude concernant leurs contributions aux disparités observées.

La précision de la méthodologie dépend principalement de la précision de la caractérisation des sources acoustiques. Dans ce cadre là, la capacité d'un calcul URANS à capturer avec une précision suffisante des phénomènes aussi complexes que la recirculation dans le jeu ou l'interaction rotor-stator (impact des sillages du rotor sur les aubes, effet potentiel remontant du stator) peut être remise en question.

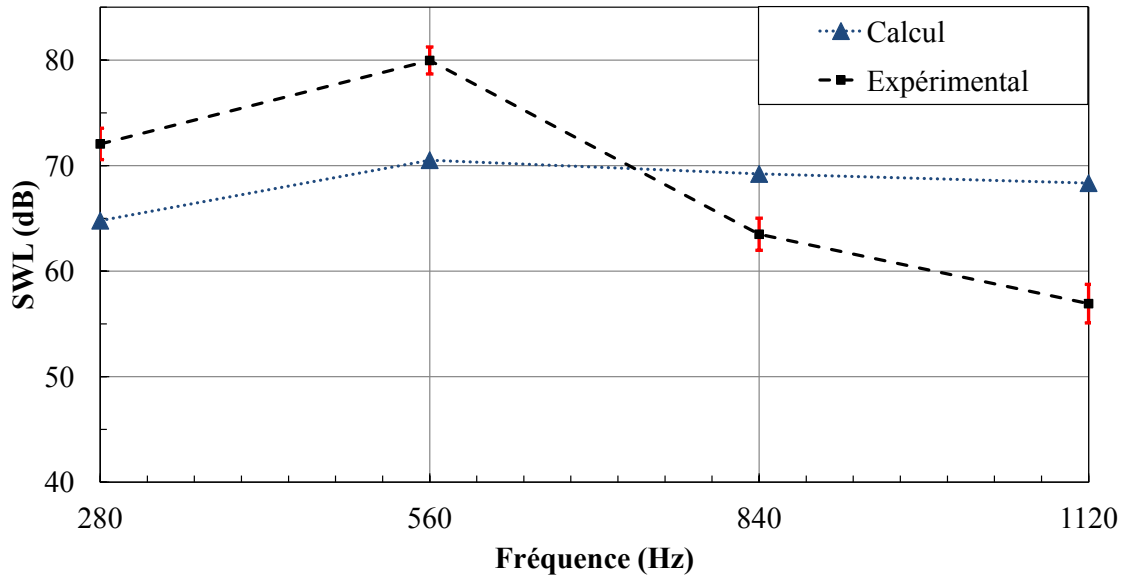


Figure 4.15: Puissance calculée et mesurée pour les quatre première harmoniques de la FPP. Les barres verticales correspondent à l'intervalle de confiance de la mesure de la puissance acoustique.

Cette dernière remarque est d'autant plus pertinente que le calcul des flux entre les domaines fixe et tournant nécessite une interpolation au niveau de l'interface généralisée. Ceci est une source potentielle d'erreur et peut éventuellement amortir l'interaction rotor-stator.

Dans le futur, des techniques de simulation plus avancées - mais aussi plus coûteuses - telles la SAS (*Scale-Adaptive Simulation*), la DES (*Detached-Eddy Simulation*) voire la LES (*Large-Eddy Simulation*) pourraient être utilisées afin d'améliorer la résolution de l'écoulement. Ce besoin se ressent d'autant plus pour les fréquences élevées ($m \geq 3$), car comme l'a souligné Hanson dans [70], « une petite erreur dans l'estimation de la charge d'une pale, peut produire une large erreur dans l'estimation du bruit, notamment pour les rotors à fort dévers conçus pour créer des interférences destructives qui réduisent le bruit ».

4.4 Partie III : prédiction et optimisation aéroacoustiques du stator avec le modèle de Sears

Le calcul de l'interaction rotor-stator par une simulation numérique nécessite une discrétisation suffisamment fine de l'espace situé entre ces deux éléments. Le maillage

doit être raffiné davantage afin de limiter la perte d'information liée au calcul des flux par interpolation à travers l'interface généralisée. A l'heure actuelle, une simulation instationnaire d'un GMV en vue d'un calcul acoustique, dure approximativement 3 semaines avec les moyens de calcul disponibles. On cherche alors une alternative plus rapide permettant d'obtenir une prédiction acoustique fiable.

Le modèle analytique de Sears décrit dans le chapitre 3, permet de calculer la portance instationnaire exercée sur une plaque plane à partir d'une caractérisation des rafales incidentes. Son application à une aube, assimilée à une série de plaques planes empilées verticalement, permet d'obtenir les entrées de l'équation (3.44) et de fournir ainsi une prédiction rapide du bruit tonal d'un stator. Cette théorie est valable à condition que le profil de l'aube ne s'écarte pas beaucoup d'une plaque plane (cambrure et épaisseur négligeables), et qu'elle soit découpée en éléments acoustiquement compacts. Au niveau de chaque élément, les fluctuations d'incidence et de vitesse que crée le sillage des pales en rotation, constituent les rafales incidentes du modèle de Sears. Celles-ci peuvent être obtenues en appliquant une transformée de Fourier au sillage du rotor calculé dans une simulation numérique (RANS, URANS, LES...). Les coefficients de Fourier de la portance instationnaire constituent alors les sources acoustiques et sont ensuite injectés dans l'équation (3.44) afin de calculer le rayonnement en champ libre et lointain.

Caro [26] a démontré sur un cas-test bidimensionnel (grille d'aubes), la dépendance des résultats du modèle de Sears du modèle de turbulence employé, notamment à cause d'une prédiction différente de la profondeur et de la largeur du sillage du rotor. Afin d'évaluer l'impact de la modélisation de la turbulence sur la prédiction acoustique, on procède de la manière décrite ci-après.

Dans une première étape, on effectue des simulations de l'écoulement autour de la pale à trois rayons différents avec des domaines de calcul extrudés. Les simulations sont du type RANS avec les modèles de turbulence $k-\epsilon$ et $k-\omega$ SST et du type LES avec le modèle de sous-maille WALE. L'utilisation de la LES permet de s'affranchir de la problématique du modèle de turbulence. Les résultats sont ensuite interpolés ou extrapolés afin de fournir les entrées au modèle de Sears à tous les rayons et l'analogie de FWH est employée pour le calcul de la propagation.

Dans une deuxième étape, en se basant sur les conclusions tirées de la comparaison entre RANS et LES, une simulation stationnaire du rotor complet est effectuée. De la même façon, le modèle de Sears est appliqué au sillage du rotor afin de fournir les sources acoustiques, propagées en champ libre par l'analogie de FWH.

Finalement, la méthodologie de prédiction du bruit du stator avec le modèle de Sears est incluse dans une boucle d'optimisation. L'objectif est de définir une géométrie d'aube permettant de minimiser le rayonnement acoustique dans le plan horizontal pour les quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales.

4.4.1 Prédiction du bruit du stator à partir de trois rayons

D'après l'équation (3.58), le modèle de Sears nécessite la définition de la vitesse normale à la corde de la plaque plane $V_n(\omega)$ ainsi que de la vitesse axiale moyenne U_0 afin de fournir la portance instationnaire. Dans le cas d'une aube de stator, ces grandeurs évoluent en fonction de la position radiale. En effet, elles dépendent de la répartition de la charge du rotor et des angles de calage du stator. Pour cette raison, une aube doit d'abord être découpée en plusieurs « plaques planes » empilées verticalement avec des angles de calage différents. Ensuite, on calcule la portance instationnaire de chaque tronçon avec le modèle de Sears et le rayonnement total en champ lointain par application de l'équation (3.44). Dans notre cas, on a choisi de décomposer une aube en 21 sections selon l'envergure. Ce nombre a été choisi car il correspond au nombre de sections standard utilisé au sein de Valeo pour décrire la géométrie d'une pale. U_0 et $V_n(\omega)$ doivent être définies alors à ces 21 rayons.

Cette approche repose sur l'hypothèse de « découplage » des sections : la portance d'une section de l'aube dépend uniquement de l'écoulement incident (sillage du rotor) et il n'existe aucune interaction entre les différentes positions de l'envergure. En d'autres termes, la présente approche néglige les effets tridimensionnels de l'écoulement et la charge de l'aube peut alors être reconstruite en calculant séparément la charge locale à chaque position de l'envergure. Ainsi, dans cette partie du travail, on calcule l'écoulement à trois rayons différents afin d'obtenir les entrées du modèle de Sears. On effectue ensuite une interpolation de ces données pour obtenir la vitesse normale et axiale de l'écoulement au niveau des 18 autres sections. Les rayons sélectionnés se situent à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale. Les simulations sont effectuées en RANS (k- ϵ et k- ω SST) ainsi qu'en LES et sont décrites dans les paragraphes suivants.

4.4.1.1 Calcul du champ aérodynamique autour des sections du rotor

Domaines de calcul et conditions aux limites

Les domaines de calcul sont construits en trois étapes avec une méthodologie identique pour les trois sections. La première étape consiste à intersecter la pale par un cylindre au rayon étudié et à tracer la développée du profil obtenu. Dans la deuxième étape, on rajoute les parois amont, aval et latérales du domaine. Les distances entre le bord d'attaque et l'entrée et le bord de fuite et la sortie sont égales à $2,5 \times C$ et $3,5 \times C$ respectivement (cf. figure 4.16). En aval du profil, les parois latérales sont parallèles à la corde afin d'éviter que le sillage ne les traverse. Finalement, chaque section est extrudée sur 5,6 mm : valeur qui correspond à 10% de la plus grande corde des trois profils.

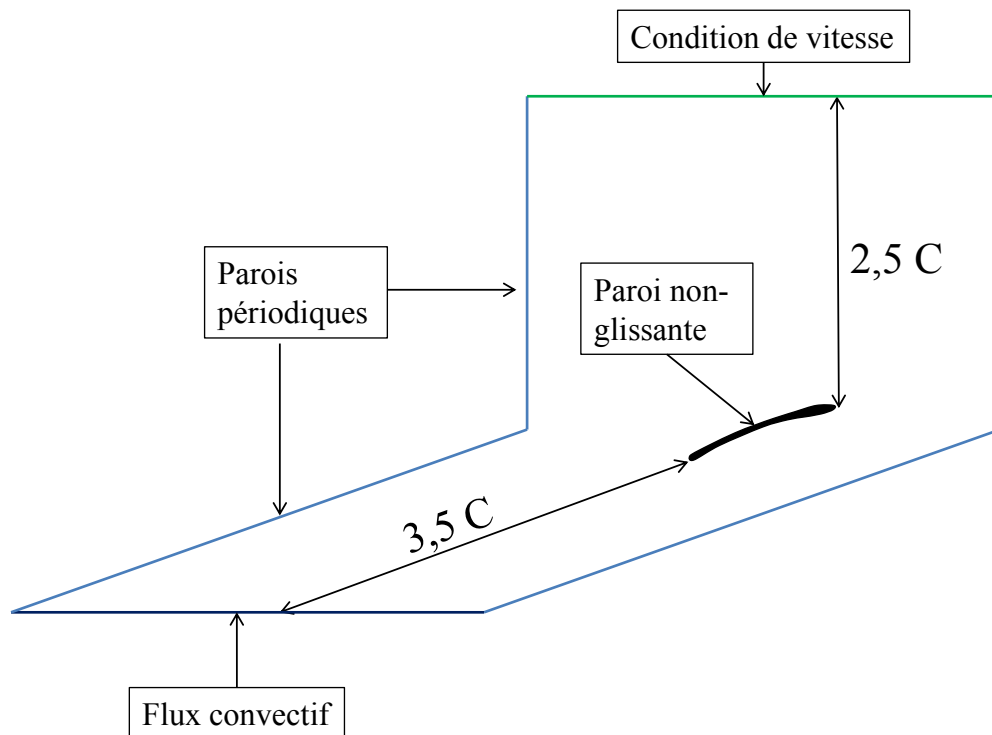


Figure 4.16: Représentation schématique du domaine de calcul autour des profils de la pale H440EC52. La largeur du domaine est égale à $R \times \pi/7$. L'épaisseur de l'extrusion est 5,6mm.

La vitesse à la paroi d'entrée est imposée à partir des résultats de la simulation URANS effectuée dans la section 4.3.1. Ses trois composantes sont calculées dans

un repère cylindrique relatif (lié aux pales) en effectuant une moyenne azimutale sur un disque d'épaisseur 4 mm autour de la section de travail (cf. tableau 4.11). La vitesse axiale élevée en tête et la vitesse radiale négative sont la conséquence de l'équilibre radial de la pale ainsi que du débit de recirculation dans le jeu entre la virole tournante et le convergent.

	Section 16,67%	Section 50%	Section 83,33%
Rayon (mm)	106,08	148,25	190,41
Largeur du domaine (mm)	47,61	66,53	85,45
Épaisseur de l'extrusion (mm)	5,60	5,60	5,60
Vitesse axiale (m/s)	4,52	4,82	8,32
Vitesse tangentielle (m/s)	26,62	37,26	47,60
Vitesse radiale (m/s)	1,18	0,12	-1,36

Tableau 4.11: Caractéristiques géométriques des domaines de calcul des sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale H440EC52. Les vitesses axiale et tangentielle représentent les conditions aux limites en entrée des domaines tandis que la composante radiale est négligée.

Une condition de périodicité est appliquée aux parois latérales et un gradient nul est imposé à la sortie. Le profil est considéré paroi non-glissante.

La théorie de Sears est « bidimensionnelle » et ne considère que les rafales perpendiculaires à la plaque. Pour cette raison, la composante radiale du sillage du rotor est négligée dans les trois simulations.

Maillage et solveur

Les domaines de calcul ont été maillés avec des tétraèdres dont le raffinement est identique partout, sauf au voisinage du profil où ils sont raffinés davantage. Plusieurs couches de prismes sont rajoutées au niveau du profil de façon à respecter le critère $y^+ < 1$ et une épaisseur totale supérieure à 1,5 mm. Pour les simulations du type LES avec un maillage tétraédrique, la résolution à la paroi doit en plus répondre à $x^+ \leq 20$ et $z^+ \leq 20$ [45]. Les tailles des mailles à la paroi ainsi que le nombre total des couches de prismes sont alors choisis en conséquence avec un coefficient de propagation de 1,1. Lors des simulations, des problèmes de divergence des calculs RANS ont été rencontrés avec ces maillages. Afin d'y remédier, les couches de prismes à la surface ont été déraffinées uniquement pour ces simulations [141]. Cependant,

la répartition volumique des tétraèdres est conservée et est identique à celles des maillages utilisés pour les LES (cf. tableau 4.12). Les valeurs présentées dans le

	Section 16,67%	Section 50%	Section 83,33%
Nombre d'éléments tétraédriques (million)	26,99	35,12	46,08
Taille caractéristique minimale (mm)	0,07	0,07	0,07
Taille caractéristique maximale (mm)	0,31	0,31	0,31
Nombre de prismes (million)	2,03	2,30	2,61
Nombre de couches de prismes	23	23	23
Taille de maille à la paroi (mm)	0,02	0,02	0,02
Coefficient de propagation	1,10	1,10	1,10
Epaisseur totale des couches de prismes (mm)	1,59	1,59	1,59

Tableau 4.12: Caractéristiques des maillages pour les simulations RANS des trois sections de la pale H440EC52

tableau 4.13 montrent que les critères de x^+ , y^+ et z^+ requis sont satisfaits en LES. Cependant, au voisinage du point d'arrêt et dans les zones de séparation, y^+ dépasse 1 ($y_{max}^+ = 4$, $x_{max}^+ \approx 50$) comme le montre la figure 4.17.

Les simulations RANS stationnaires sont effectuées avec les modèles de turbulence k- ϵ et k- ω SST. Le premier a été sélectionné car il constitue le modèle de turbulence le plus répandu historiquement, et le deuxième a été choisi car il est le plus recommandé pour les turbomachines.

Le modèle de sous-maille pour la LES est le WALE (*Wall-adapting Local eddy-viscosity*). Ceci est la conséquence de l'étude menée dans l'annexe C qui a montré que l'implémentation du modèle de Smagorinsky dans SC/Tetra est dissipative et retarde donc le déclenchement de la transition vers la turbulence. Le schéma numérique est implicite du deuxième ordre, et le pas de temps imposé correspond à un nombre de Courant maximal égal à 1, cf. tableau 4.13.

Comparaison des simulations RANS et LES

On compare dans ce paragraphe les résultats des différentes simulations RANS et LES. La comparaison est limitée aux grandeurs moyennées de l'écoulement car les simulations du type RANS ne donnent accès qu'aux valeurs moyennées temporelle-

	Section 16,67%	Section 50%	Section 83,33%
Nombre d'éléments tétraédriques (million)	26,99	35,10	46,060
Taille caractéristique minimale (mm)	0,07	0,07	0,07
Taille caractéristique maximale (mm)	0,31	0,31	0,31
Nombre de prismes (million)	2,65	3,68	4,20
Nombre de couches de prismes	30	37	37
Taille de maille à la paroi (mm)	0,01	0,005	0,005
Coefficient de propagation	1,10	1,10	1,10
Epaisseur totale des couches de prismes (mm)	1,64	1,65	1,65
x_{moyen}^+	4,23	5,51	7,17
y_{moyen}^+	0,70	0,46	0,59
z_{moyen}^+	4,23	5,51	7,17
Pas de temps moyen (s) ($CFL_{max} = 1$)	$8,92 \times 10^{-7}$	$7,14 \times 10^{-7}$	$6,14 \times 10^{-7}$

Tableau 4.13: Caractéristiques des maillages et paramétrages du solveur pour les simulations LES des sections de la pale H440EC52

ment. On présente ensuite le post-traitement des valeurs fluctuantes de l'écoulement obtenues à partir des simulations LES.

Les figures 4.18 et 4.19 montrent les coefficients de pression C_p et les coefficients de frottements C_f moyennés extraits à mi-envergure de chaque profil étudié. La coordonnée $x_c = x / \cos \alpha$ correspond à l'abscisse mesurée parallèlement à la corde à partir du bord d'attaque, où α est l'angle de calage. Dans le repère ainsi défini, le bord d'attaque se situe à $x_c/C = 0$ et le bord de fuite se situe à $x_c/C = 1$.

La distribution de pression sur l'intrados est prédite d'une façon identique en RANS ainsi qu'en LES pour les trois sections. Ceci est dû principalement à la couche limite laminaire présente sur ce côté des profils étudiés. Sur l'extrados, les prédictions sont équivalentes pour les sections du milieu et de la tête à partir de 20% de la corde (cf. figures 4.18(b) et 4.18(c)) tandis qu'on observe une disparité importante pour la section du pied (cf. figure 4.18(a)). A 16,67% de l'envergure, le profil est en sur-incidence car le débit est relativement faible et des décollements ont lieu au niveau de l'extrados. En conséquence, le profil de pression dépend de la capacité du modèle de turbulence à capter la position et l'intensité du décollement, d'où les différences

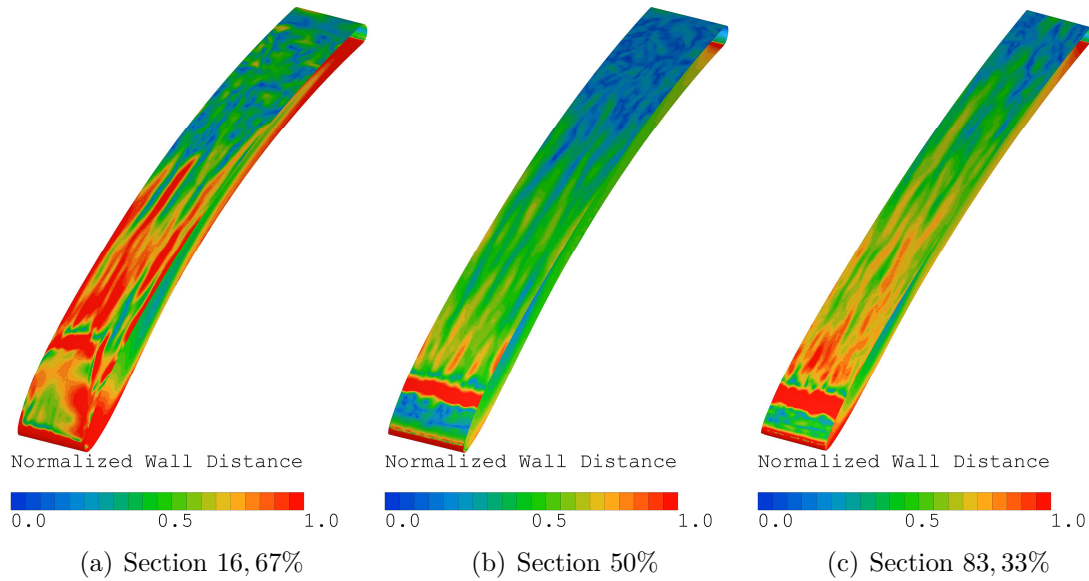


Figure 4.17: y^+ moyenné sur l'extrados des profils pour les trois sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure du stator. L'écoulement est calculé en LES avec le modèle de sous-maille WALE.

observées dans la figure 4.18(a). Pour les sections du milieu et de la tête, la couche limite est laminaire près du bord d'attaque et transitionne vers la turbulence en allant vers le bord de fuite. Cette transition a lieu en aval d'une bulle de recirculation laminaire qui, au point de rattachement, génère des tourbillons dans l'écoulement. La taille et la position de la recirculation sont mises en évidence par les valeurs négatives du coefficient de frottement (cf. figures 4.19) et sont prédites différemment en $k-\omega$ -SST ou en LES. Le modèle de turbulence $k-\epsilon$ ne détecte aucune recirculation et fournit dans les trois cas des coefficients de frottement positifs. En réalité, les modèles de turbulence utilisés supposent que l'écoulement est déjà turbulent et ne sont donc pas adaptés à capter le passage du régime laminaire au régime turbulent. Des meilleurs résultats peuvent être obtenus avec des modèles de turbulence qui prennent en compte explicitement ce phénomène de transition [151, 85]. Près du bord de fuite, la LES détecte un décollement pour les sections 16,67% et 50% marqué par des valeurs négatives du C_f . En RANS, le $k-\epsilon$ sous-estime ce décollement, voire ne le capte pas tandis que le $k-\omega$ -SST le surestime. A titre d'exemple, pour la section en pied, la LES prédit un décollement au bord de fuite à partir de 67% de la corde tandis que cette valeur est estimée à 85% en $k-\epsilon$ et à 53% en $k-\omega$ -SST.

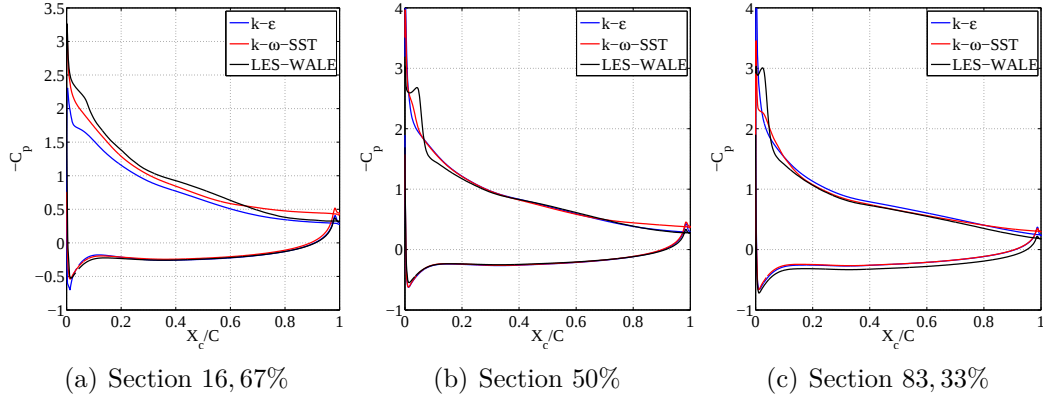


Figure 4.18: Coefficients de pression C_p des sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l’envergure de la pale

Les profils de la vitesse parallèle à la paroi ont été extraits le long d’une normale à la surface du profil au niveau de la couche limite de l’extrados aux positions suivantes (cf. figures 4.20 - 4.22) :

- Capteur #1 : $x_c/C = 3,51\%$.
- Capteur #2 : $x_c/C = 57,16\%$.
- Capteur #3 : $x_c/C = 95,94\%$.

Ces positions ont été sélectionnées identiquement sur les trois profils de façon à être localisées dans des zones d’intérêt (bulle de décollement au bord d’attaque, milieu du profil et séparation au bord de fuite). La coordonnée y_n/C est la distance à la surface du profil adimensionnée par la corde.

Pour les trois sections, on observe une décélération du fluide ainsi qu’un épaississement de la couche limite en allant du capteur #1 vers le capteur #3. Près du bord d’attaque (capteur #1), les profils de vitesse sont similaires en RANS ainsi qu’en LES et la recirculation détectée précédemment est répercutée par des valeurs négatives près de la paroi (cf. figures 4.20(a), 4.21(a) et 4.22(a)). Les simulations RANS sous-estiment la vitesse maximale de l’écoulement par rapport à la LES mais captent correctement la vitesse à l’extérieur de la couche limite. Au milieu de la corde (capteur #2), les prédictions sont semblables sauf pour le modèle k- ϵ en pied de pale. A cause des décollements dus à la forte incidence de ce profil, l’épaisseur de la couche limite en k- ϵ est considérablement plus importante qu’en k- ω -SST ou

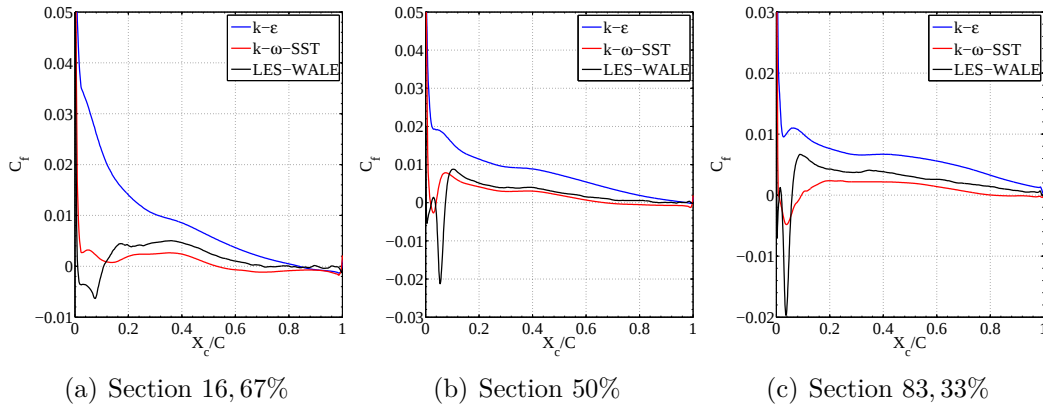


Figure 4.19: Coefficients de frottement moyennés C_f sur l'extrados des sections situées à 16,67%, 50% et 83,33% de l'envergure de la pale

en LES. En conséquence, l'épaisseur de la couche limite au niveau du bord de fuite (capteur #3) est parallèlement surestimée en $k-\epsilon$ pour la section 16,67%.

Les figures 4.23 et 4.24 montrent les vitesses parallèles et normales à la corde extraites dans le sillage des profils à la position $x_c/C=111,27\%$. On observe que le comportement des modèles de turbulence dans la couche limite près du bord de fuite est répercuté dans le sillage. En effet, le sillage est moins épais et l'amplitude du déficit de vitesse est plus importante en LES qu'en RANS. Ceci est une conséquence directe de la disparité au niveau du calcul de la couche limite à l'extrémité du profil. La position du déficit de vitesse maximal est aussi prédite différemment par les différentes simulations effectuées. Les écarts de prédiction les plus importants sont observés pour la section 16,67% où les décollements sur l'extrados rendent le résultat fortement dépendant du modèle de turbulence utilisé. Pour la section 83,33% qui ne présente pas de décollement au niveau du bord de fuite (voir le C_f en LES, figure 4.19(c)), la déviation du fluide, l'épaisseur ainsi que la profondeur du sillage sont sensiblement identiques en RANS et en LES.

En résumé, les valeurs moyennées de l'écoulement obtenues en RANS ainsi qu'en LES ont été comparées. Cette comparaison a montré que les modèles de turbulence $k-\epsilon$ et $k-\omega$ -SST se comportent différemment dans la zone de transition du régime laminaire à la turbulence ou dans les zones de décollement. Tandis que le premier ne capte pas la transition et sous-estime l'étendue du décollement, le deuxième capte une partie de la transition et surestime la taille du décollement. Globalement, le $k-\omega$ -SST présente un comportement plus proche de la LES que le $k-\epsilon$ classique.

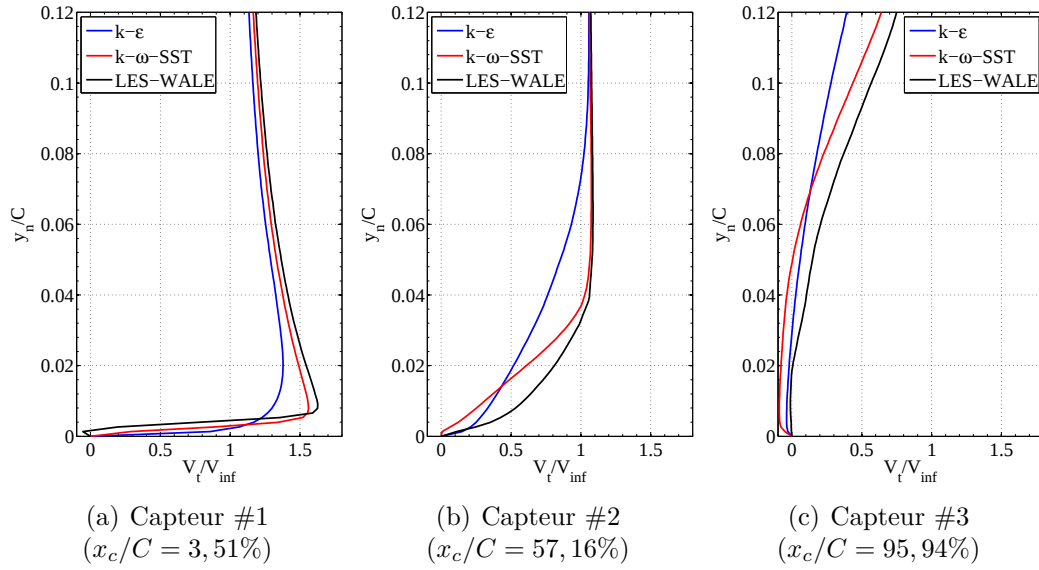


Figure 4.20: Profil de vitesse dans la couche limite de la section 16,67% adimensionné par la vitesse infinie amont. Valeurs extraites aux positions suivantes : Capteur #1 ($x_c/C = 3, 51\%$), Capteur #2 ($x_c/C = 57, 16\%$), Capteur #3 ($x_c/C = 95, 94\%$).

Post-traitement des valeurs fluctuantes

La Simulation des Grandes Échelles, de par sa nature instationnaire, permet d'accéder aux valeurs fluctuantes de l'écoulement. Dans cette partie, on étudie le spectre de pression pariétale à trois positions pour chaque section ainsi que le spectre de vitesse dans le sillage.

La figure 4.25 montre la densité spectrale de puissance de la pression pariétale à trois positions d'extraction correspondant à $x_c/C = 3, 51\%$, $x_c/C = 57, 16\%$ et $x_c/C = 95, 94\%$. Puisque les simulations ont été effectuées à CFL_{max} constant, le pas de temps est variable et l'échantillonnage du signal temporel est irrégulier. Ainsi, avant de calculer la densité spectrale de puissance, le signal a été ré-échantillonné avec le pas de temps le plus faible et une interpolation linéaire. Les fréquences d'échantillonnage résultantes sont $1,51 \times 10^6$ Hz pour la section du pied, $2,12 \times 10^6$ Hz pour la section du milieu et $2,38 \times 10^6$ Hz pour la section en tête. Un fenêtrage du type *Hanning* est d'abord appliqué au signal temporel avant de procéder au calcul de la densité spectrale de puissance avec la méthode de Welch[156] telle qu'elle est implémentée dans Matlab[©].

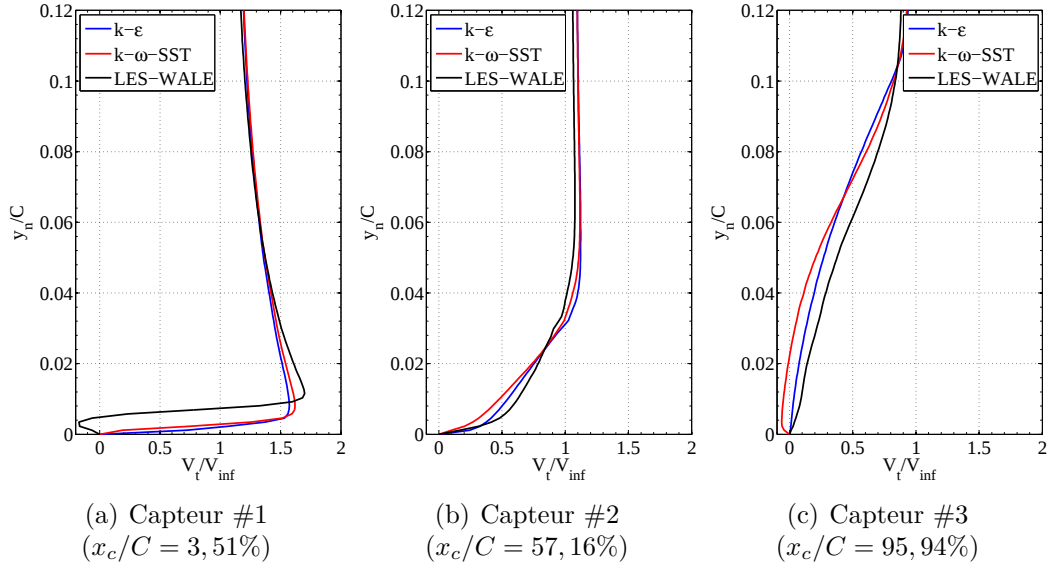


Figure 4.21: Profil de vitesse dans la couche limite de la section 50% adimensionné par la vitesse infinie amont. Valeurs extraites aux positions suivantes : Capteur #1 ($x_c/C = 3, 51\%$), Capteur #2 ($x_c/C = 57, 16\%$), Capteur #3 ($x_c/C = 95, 94\%$).

Les spectres de pression montrés dans la figure 4.25 sont caractéristiques d’une couche limite turbulente pour les trois sections. Au niveau du pied, les spectres au bord d’attaque, en milieu de corde et au bord de fuite sont quasiment identiques. En milieu et en tête de pale, le capteur #1 se situe dans la bulle de séparation. Ainsi, les niveaux de DSP sont élevés en conséquence des mouvements de la couche de cisaillement et de la transition vers la turbulence. La décroissance rapide des spectres du capteur #1 dans les hautes fréquences (à partir de 25 kHz) montre que les petites échelles de turbulence ne sont pas bien résolues dans la couche limite. Ce comportement a déjà été observé dans des simulations LES similaires telles celles décrites dans les références [153, 154].

La figure 4.26 montre la densité spectrale de puissance de la vitesse longitudinale dans le sillage des trois sections étudiées aux positions suivantes : point #1 ($x_c/C = 111, 27\%, y_c/C = -1, 72\%$) et point #2 ($x_c/C = 121, 22\%, y_c/C = -4, 53\%$). Les spectres sont obtenus après ré-échantillonnage du signal comme dans le cas de la pression et par application de la méthode de Welch. Tous les graphes présentent un comportement à large bande allant jusqu’à 10^5 Hz dans le cas étudié. Globalement, le contenu énergétique est le plus élevé près du bord de fuite (point #1) où les fluctuations de vitesse sont maximales. La décroissance des spectres au niveau de

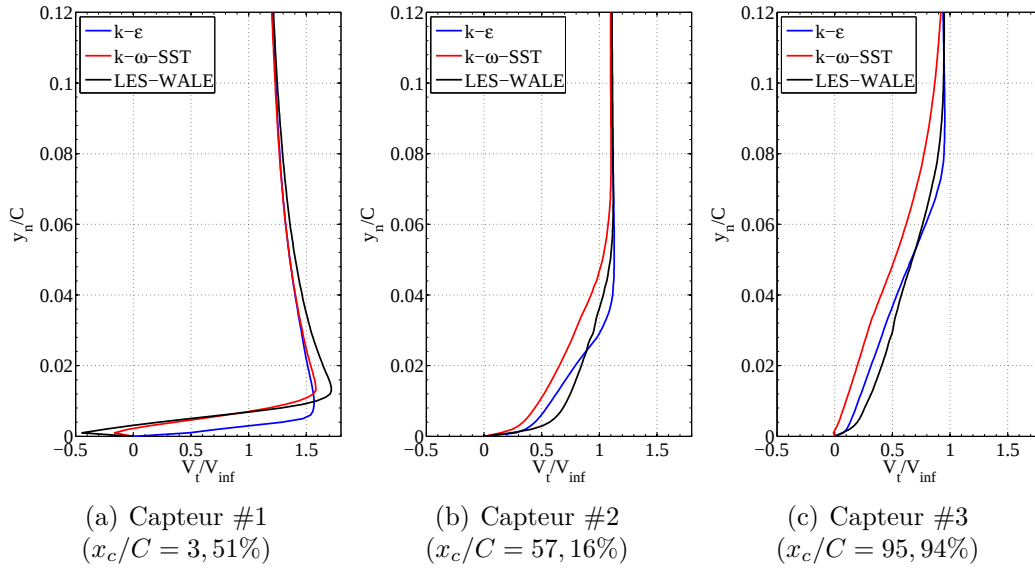


Figure 4.22: Profil de vitesse dans la couche limite de la section 83,33% adimensionné par la vitesse infinie amont. Valeurs extraites aux positions suivantes : Capteur #1 ($x_c/C = 3, 51\%$), Capteur #2 ($x_c/C = 57, 16\%$), Capteur #3 ($x_c/C = 95, 94\%$).

la section 16,67% est plus importante que dans les cas des autres sections qui présentent une pente faible jusqu'à 5000 Hz. La figure 4.26(c) montre une émergence à bande étroite à ≈ 4000 Hz. En utilisant l'épaisseur du bord de fuite et la vitesse infinie amont, le nombre de Strouhal correspondant est 0,2, indiquant ainsi la présence de lâchers tourbillonnaires de Von Karman (*Von Karman vortex shedding* en anglais) causées par la couche limite laminaire à l'intrados. Ce phénomène n'est pas observé en pied et en milieu de pale où il est soit masqué par les niveaux élevés du large bande soit inexistant. Il convient de noter que la résolution fréquentielle en basse fréquence ne permet pas nécessairement de capter le *Vortex Shedding* en pied et en milieu de pale dans le cas où il existerait.

4.4.1.2 Données d'entrée du modèle de Sears et prédiction du bruit du stator

Le calcul de la réponse aérodynamique d'un stator avec le modèle de Sears (cf. équation (3.58)) nécessite la définition sur toute l'envergure de la vitesse moyenne de l'écoulement U_0 ainsi que les coefficients de Fourier de la vitesse normale à la

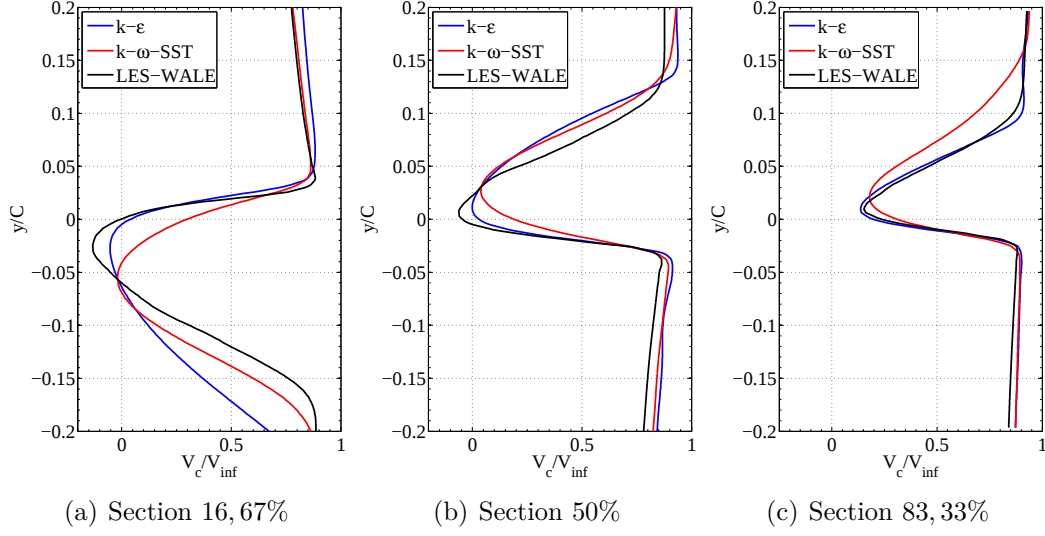


Figure 4.23: Vitesse parallèle à la corde dans le sillage des profils calculés. La position de mesure correspond à $x_c/C=111,27\%$.

corde $V_n(\omega)$. Dans le cadre de la présente étude, ces informations sont disponibles uniquement aux rayons simulés dans la partie 4.4.1.1, tandis qu'une aube est discrétisée en 21 sections. Afin d'obtenir les données aux 21 rayons, on procède à une interpolation/extrapolation des informations disponibles.

Les vitesses tangentielle et normale à l'aube (U_0 , V_n) dépendent à la fois des composantes de vitesse de l'écoulement à la position d'extraction des données et de l'orientation du stator. Ainsi, dans le repère défini dans la figure 4.27, elles s'écrivent :

$$\begin{aligned} U_0(t) &= \cos \alpha \times V_x + \sin \alpha \times V_y \\ V_n(t) &= -\sin \alpha \times V_x + \cos \alpha \times V_y \end{aligned} \quad (4.5)$$

où α est l'angle de calage du stator et (V_x, V_y) sont les composantes de vitesse selon x et y . Puisque la simulation a lieu dans le repère lié à la pale, la composante tangentielle de la vitesse due à la rotation $R \times \Omega$ doit être retranchée de V_y afin de décrire l'écoulement dans le repère du stator. En réalité, les grandeurs nécessaires au modèle de Sears sont une valeur moyenne de $U_0(t)$ et les coefficients de Fourier de $V_n(t)$. Ainsi, en moyennant $U_0(t)$ et en appliquant la transformée de Fourier à

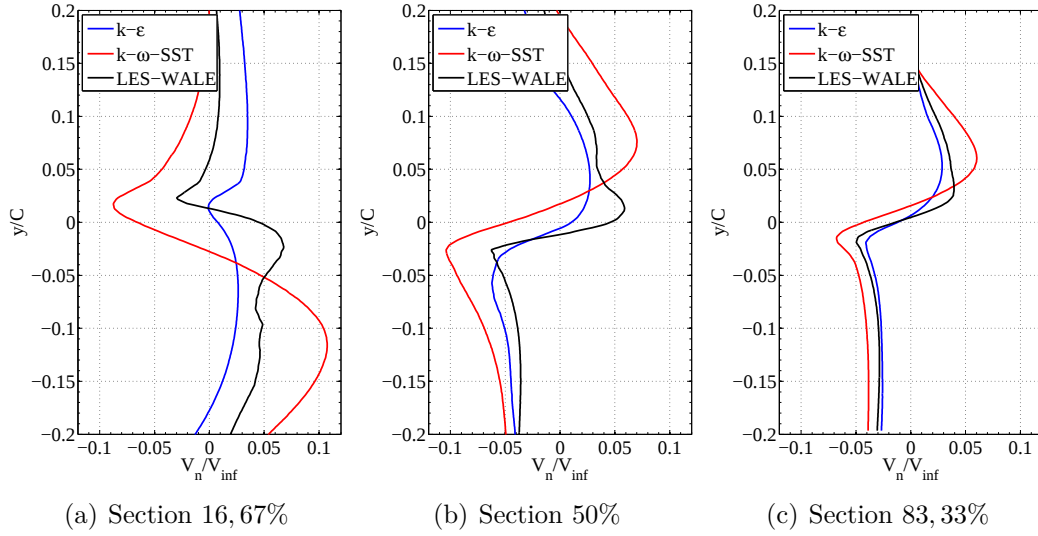


Figure 4.24: Vitesse normale à la corde dans le sillage des profils calculés. La position de mesure correspond à $x_c/C=111,27\%$.

$V_n(t)$, on obtient :

$$\begin{aligned}\bar{U}_0 &= \cos \alpha \times \bar{V}_x + \sin \alpha \times \bar{V}_y \\ \tilde{V}_n &= -\sin \alpha \times \tilde{V}_x + \cos \alpha \times \tilde{V}_y\end{aligned}\tag{4.6}$$

V_x et V_y doivent être évalués dans un plan passant par le quart de corde de chaque section. Pour un rayon donné, la position d'extraction mesurée à partir du bord de fuite du rotor s'écrit :

$$D_e = D_{rs} + 0,25 \times c \times \cos(\alpha)\tag{4.7}$$

où D_e est la distance entre le plan d'extraction des données et le bord de fuite du rotor, D_{rs} est la distance entre le bord de fuite du rotor et le bord d'attaque du stator et c est la corde du stator.

L'interpolation doit prendre en compte l'évolution de la vitesse dans le sillage en fonction du rayon mais aussi en fonction de la position d'extraction D_e . En conséquence, on procède à une interpolation en deux étapes. La première consiste à extraire V_x et V_y aux rayons simulés à trois distances en aval du bord de fuite du rotor (10 mm, 20 mm et 30 mm). On calcule ensuite les valeurs moyennes $\bar{V}_x$ et $\bar{V}_y$ et les coefficients de Fourier $\tilde{V}_x$ et $\tilde{V}_y$. Une première interpolation/extrapolation linéaire en fonction du rayon est effectuée afin de caractériser $(\bar{V}_x, \bar{V}_y, \tilde{V}_x, \tilde{V}_y)$ aux 21 sections

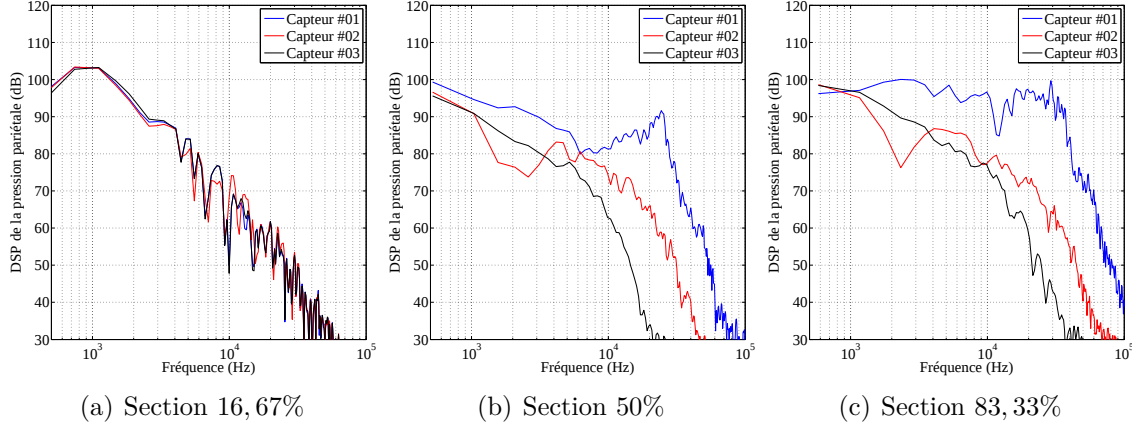


Figure 4.25: Densité spectrale de puissance de la pression pariétale des sections situées à 16, 67%, 50% et 83, 33% de l’envergure de la pale. Les positions d’extraction sont les suivantes : capteur #1 ($x_c/C = 3,51\%$), capteur #2 ($x_c/C = 57,16\%$), capteur #3 ($x_c/C = 95,94\%$).

représentant l’envergure ainsi qu’aux trois distances rotor-stator. La deuxième étape consiste à calculer D_e à chaque rayon, interpoler $(\bar{V}_x, \bar{V}_y, \tilde{V}_x, \tilde{V}_y)$ en fonction de la distance rotor-stator et ensuite calculer $\bar{U}_0$ et $\tilde{V}_n$. La portance instationnaire par bande est alors obtenue par application de l’équation (3.58).

Le calcul de la propagation acoustique avec l’analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings (cf. équation (3.44)) nécessite la caractérisation des forces radiale, tangentielle et axiale ($F_r(\omega)$, $F_\phi(\omega)$, $F_x(\omega)$). Celles-ci sont obtenues à partir de la portance instationnaire $F_n(\omega)$ moyennant les transformations suivantes (cf. figure 4.27) :

$$\begin{aligned} F_r(\omega) &= 0 \\ F_\phi(\omega) &= -F_n(\omega) \times \cos \alpha \\ F_x(\omega) &= -F_n(\omega) \times \sin \alpha \end{aligned} \quad (4.8)$$

La méthodologie décrite ci-dessus a été appliquée aux simulations RANS et LES de la partie 4.4.1.1 afin de prédire la directivité du bruit du stator. On compare alors les résultats des approches analytique et numérique pour le calcul des sources et on évalue l’impact de la modélisation RANS ou LES sur la prédiction analytique du bruit.

La figure 4.28 montre les diagrammes de directivité du bruit tonal rayonné par le stator aux quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales. La

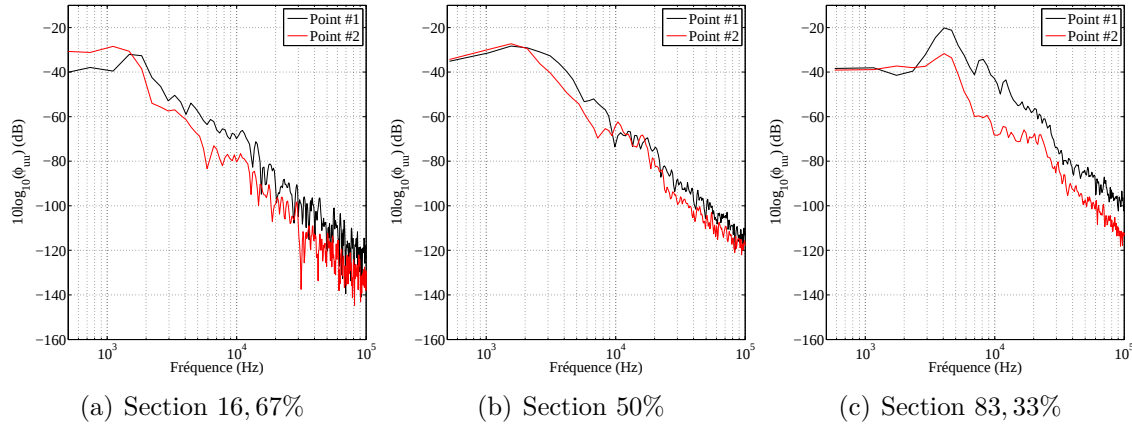


Figure 4.26: DSP de la vitesse longitudinale dans le sillage des sections situées à 16, 67%, 50% et 83, 33% de l'envergure de la pale. Les positions d'extraction sont les suivantes : point #1 ($x_c/C = 111, 27\%$, $y_c/C = -1, 72\%$), point #2 ($x_c/C = 121, 22\%$, $y_c/C = -4, 53\%$).

directivité est calculée dans le plan horizontal passant par l'axe de rotation à une distance égale à 1 m. Les diagrammes de directivité calculés avec l'approche numérique sont aussi présentés en pointillés comme valeur de référence pour la comparaison. L'approche analytique, en RANS ainsi qu'en LES, montre que le stator ne contribue pas au bruit du GMV pour la première harmonique de la FPP. Pour $m \geq 3$, le comportement est dipolaire avec un rayonnement maximal sur les côtés et nul sur l'axe de rotation. Les prédictions basées sur le $k-\omega$ -SST ou sur la LES sont relativement proches, voire identiques dans le cas de $m=2$. Les disparités observées n'excèdent pas 1,5 dB pour $m=3$ et 3,5 dB pour $m=4$. Le modèle $k-\epsilon$ cependant surestime les harmoniques paires et sous-estime la troisième. Ces différences peuvent provenir des prédictions différentes du sillage en RANS ou en LES qui elles mêmes dépendent du processus de développement de la couche limite sur les parois du profil.

La comparaison entre les approches analytique et numérique pour le calcul des sources est satisfaisante pour les trois premières harmoniques, notamment quand le $k-\omega$ -SST ou la LES sont employés. La forme ainsi que les valeurs des diagrammes de directivité sont correctement reproduits par l'approche analytique avec des écarts inférieurs à 6 dB. Pour la quatrième harmonique, l'approche analytique surestime considérablement le bruit rayonné. Ceci peut être relié à la théorie de Sears qui, négligeant les effets de non-compacité, surestime la portance fluctuante dans les hautes fréquences.

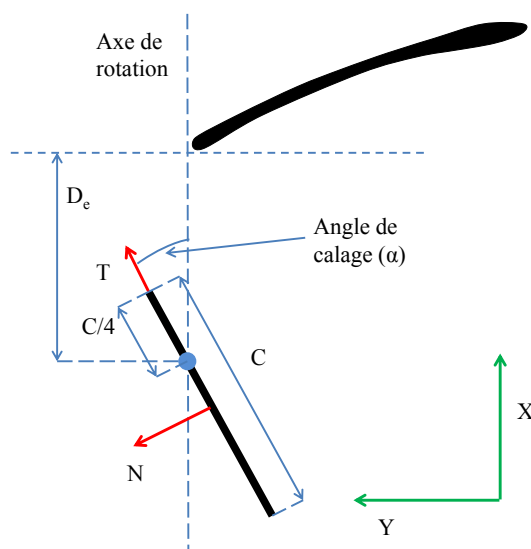


Figure 4.27: Représentation schématique de la position d'extraction des vitesses pour le modèle de Sears ainsi que des différentes conventions d'angles utilisées

4.4.2 Prédiction du bruit du stator à partir d'un calcul 3D

Dans la partie précédente, l'écoulement a été simulé autour de trois sections du rotor uniquement. Les données ont ensuite été interpolées ou extrapolées afin de fournir les entrées du modèle de Sears aux 21 sections. Bien que les résultats obtenus soient encourageants, cette technique peut dans des cas particuliers fournir des prédictions erronées. En effet, l'interpolation/extrapolation suppose que l'écoulement sur toute l'envergure suit la « tendance » définie par les trois sections calculées. Or, pour des hélices faiblement chargées par exemple, des décollements ont lieu en pied de pale et l'extrapolation n'est plus valable. Afin de remédier à ce problème, une simulation stationnaire du rotor complet a été effectuée. Elle est décrite dans les paragraphes suivants.

4.4.2.1 Simulation de l'écoulement autour du rotor

Domaine de calcul et conditions aux limites

Le domaine de calcul correspond à la numérisation du banc d'essai réel utilisé pour l'évaluation de la performance aérodynamique des hélices, voir la figure 4.29(b). Il comprend un domaine d'entrée, un volume tournant, et un domaine de sortie délimité par une demi-sphère de rayon égal à 5 m (cf. figure 4.29(a)). La vitesse de

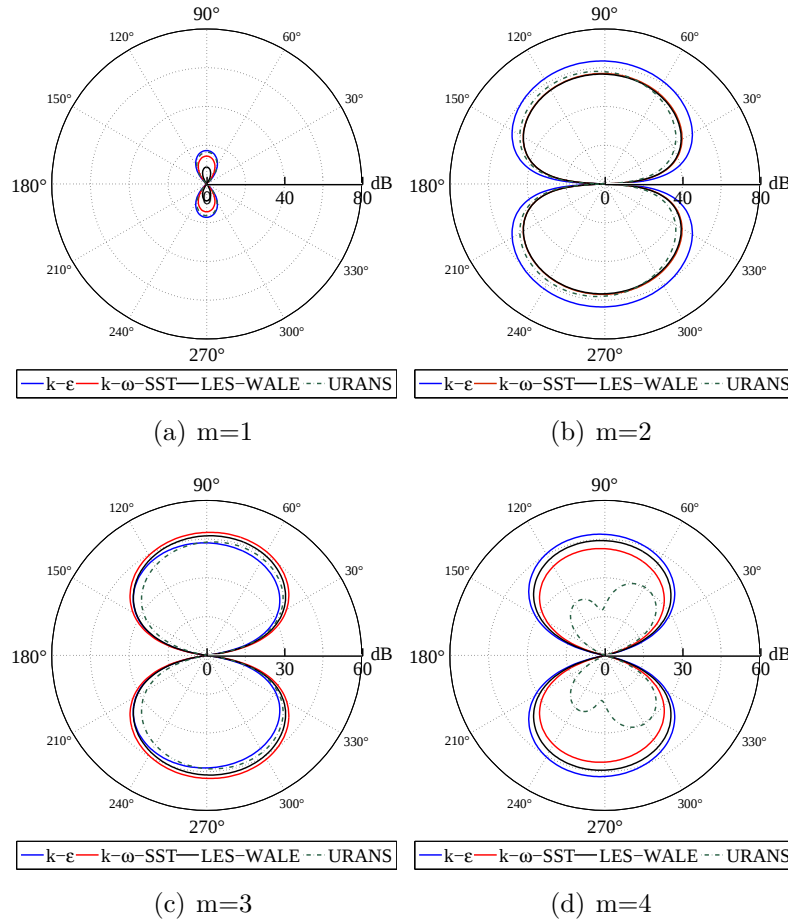


Figure 4.28: Diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec le modèle de Sears pour les quatre premières harmoniques de la FPP. Les courbes en pointillé représentent les diagrammes calculés avec l'approche numérique.

rotation dans le volume tournant est égale à 2400 trs/min et le débit de $2500 \text{ m}^3/\text{h}$ est imposé à l'entrée du volume amont. Une condition de pression moyenne nulle est imposée à la sortie. Néanmoins, cette condition autorise les gradients de pression à la surface ainsi que la recirculation. Le reste des surfaces sont considérées parois rigides visqueuses.

Maillage et modèle de turbulence

Une stratégie de maillage identique à celle utilisée dans les simulations précédentes a été adoptée. A savoir, les cellules sont raffinées dans le volume tournant au niveau des pales, dans le jeu et dans le sillage. Le volume est discrétisé en 50,4 millions de

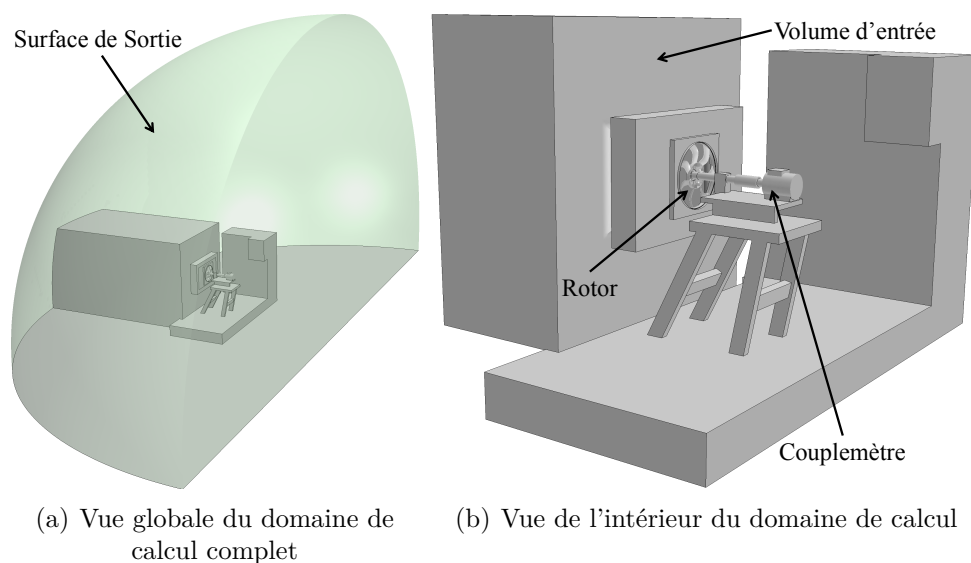


Figure 4.29: Domaine de calcul de la simulation RANS du rotor H440EC52

tétraèdres dont 41,9 millions dans le volume tournant. Sur toute la surface du rotor, 19 couches de prismes ont été rajoutées afin d'améliorer la résolution de la couche limite. La cellule à la paroi a une épaisseur de 10^{-5} m et le coefficient de propagation est égal à 1,1. L'épaisseur totale de la couche d'extrusion résultante est égale à 1,5 mm. Au niveau du sillage, la taille caractéristique des mailles est de 0,3 mm, comme dans le cas des profils extrudés.

La comparaison entre LES et RANS (cf. section 4.4.1.1) a montré des disparités plus ou moins importantes dans le calcul de l'écoulement près des parois et dans le sillage. Cependant, les prédictions tonales basées sur ces deux types de simulation fournissent des résultats relativement proches, notamment lorsque le modèle de turbulence $k-\omega$ -SST est utilisé. Pour cette raison, la présente simulation RANS est effectuée avec le logiciel SC/Tetra de Cradle en appliquant le modèle de turbulence $k-\omega$ -SST.

Scalaires post-traités

Dans le cas des profils extrudés, les deux composantes de la vitesse dans le sillage (V_x et V_y) ont été extraites des simulations numériques afin d'alimenter le modèle de Sears. Pour un rotor tridimensionnel, les données nécessaires au modèle de Sears deviennent les vitesses axiale et tangentielle calculées dans un repère cylindrique

lié aux pales (V_a , V_t), tandis que la vitesse radiale est négligée. Puisque le calcul prend en compte toute l'envergure de la pale, ces vitesses ont été extraites aux 21 rayons ainsi qu'aux trois distances définies précédemment (10 mm, 20 mm et 30 mm). L'interpolation dans le sens de l'envergure est alors évitée.

4.4.2.2 Prédiction du bruit du stator

La figure 4.30 montre les diagrammes de directivité du bruit tonal du stator dans le plan horizontal pour une distance de 1 m. Les courbes montrées représentent les

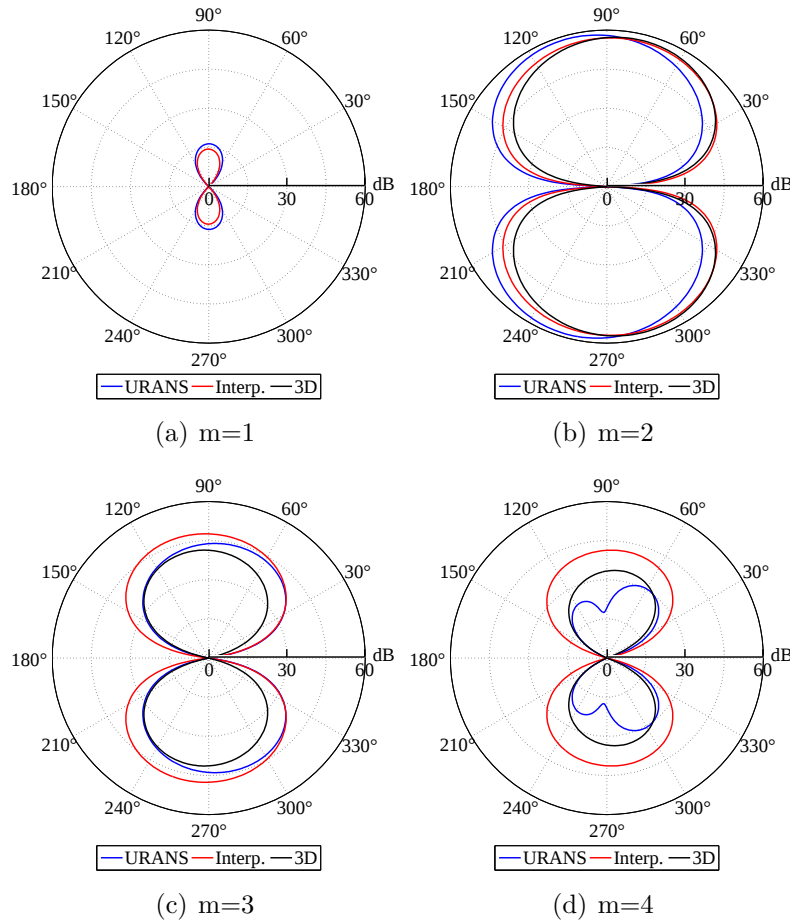


Figure 4.30: Diagrammes de directivité du bruit tonal du stator calculés avec le modèle de Sears basé sur une simulation 3D du rotor pour les quatre premières harmoniques de la FPP.

résultats obtenus avec le calcul numérique des sources (URANS), l'interpolation à

partir de trois rayons avec le k - ω -SST (Interp., cf. section 4.4.1.2) et la prédiction à partir d'un calcul stationnaire du rotor complet (3D).

A la fréquence de passage des pales, la contribution du stator au rayonnement acoustique est négligeable. Pour $m=2$ et $m=3$, les prédictions avec le modèle de Sears à partir des données interpolées ou « 3D » sont relativement proches et reproduisent la forme globale de la directivité du bruit. Pour $m=4$, l'interpolation à partir de trois rayons (Interp.) surestime largement le bruit du stator, tandis que l'utilisation des données du calcul stationnaire du rotor permet de revenir à des niveaux proches de ceux prédits en calculant numériquement les sources acoustiques (URANS).

4.4.3 Optimisation aéroacoustique du stator

Dans un contexte industriel, les concepteurs sont souvent amenés à répondre à des cahiers des charges multi-objectifs qui fixent, entre autres, les performances aérauliques et aéroacoustiques requises d'un GMV. Au sein de Valeo Systèmes Thermiques, les aspects aérauliques (ΔP , couple...) de la conception des GMV sont traités à l'aide des simulations numériques (RANS, URANS, DES) couplées avec des boucles d'optimisation et d'exploration de surfaces de réponse. Le travail présenté par la suite constitue une première étape vers la mise en place d'une boucle d'optimisation permettant de traiter les aspects aéroacoustiques d'un GMV. Dans le cadre de cette thèse, on s'est limité à la minimisation du bruit tonal, et plus particulièrement celui émis par le stator. A terme, l'optimisation devrait traiter à la fois les bruits tonal et large bande rayonnés par le rotor et le stator.

La recherche d'une géométrie d'aube optimale d'un point de vue acoustique peut nécessiter un nombre considérable de prédictions tonales avant d'atteindre une solution satisfaisante. L'utilisation d'une approche numérique pour la prédiction tonale n'est alors pas envisageable vu la complexité, le coût et le temps de calcul qu'elle engendrerait. On a donc choisi le modèle de Sears pour construire la boucle d'optimisation du stator. Ce choix est aussi motivé par la comparaison encourageante entre les approches analytique et numérique effectuée dans les sections 4.4.1.2 et 4.4.2.2.

L'optimisation du stator est réalisée pour un rotor donné. En d'autres termes, après avoir calculé l'écoulement en aval du rotor, la géométrie du stator, paramétrée, est modifiée successivement afin de minimiser le bruit tonal. Pour la mise en place de la boucle d'optimisation, les données extraites de la simulation stationnaire du rotor complet ont été utilisées.

4.4.3.1 Paramétrisation et mise en place de la boucle d'optimisation

Le modèle de Sears défini dans l'équation (3.58) permet d'identifier la corde du stator c , la vitesse axiale moyenne U_0 et la vitesse normale fluctuante $V_n(\omega)$ comme paramètres influençant le calcul des sources acoustiques. D'un point de vue géométrique, les grandeurs U_0 et $V_n(\omega)$ dépendent de la position d'extraction ainsi que du calage du stator à un rayon donné. Pour le rayonnement acoustique en champ libre, il est nécessaire de spécifier en plus l'empilement tangentiel de l'aube ϕ_s . En totalité, la prédiction acoustique avec le modèle de Sears dépend de quatre paramètres géométriques définis à chaque section : la corde, le calage, la distance rotor-stator et l'empilement tangentiel. Pour une aube discrétisée en 21 « plaques planes », ceci se traduit par 84 paramètres géométriques indépendants ou aussi 84 degrés de liberté (DDL). Toutefois, en pratique, la gestion de 84 paramètres dans une boucle d'optimisation est complexe. Il est donc nécessaire de réduire les DDL à un nombre raisonnable, et on procède de la manière décrite ci-après.

La solution adoptée consiste à définir quatre sections de contrôle, deux aux extrémités et deux à l'intérieur de l'envergure (33,33% et 66,66%), pour lesquelles les paramètres géométriques sont considérés indépendants. Entre deux sections consécutives, on impose une loi d'évolution linéaire des paramètres des sections qui ne sont pas pilotées. Cette approche permet alors de rendre 68 DDL dépendants des 16 autres, et de réduire ainsi le nombre des paramètres de l'optimisation à 16. Les plages de variation des différents paramètres géométriques sont recensées dans le tableau 4.14. Elles ont été choisies avec l'aide d'experts du GMV au sein de Valeo et sont représentatives des valeurs typiques utilisées en conception.

	Borne inférieure	Borne supérieure
Corde (mm)	10	30
Distance rotor-stator (mm)	10	30
Calage (°)	0	90
Empilement tangentiel (°)	-10	10

Tableau 4.14: Plage de variation des paramètres d'optimisation par section de stator.

4.4.3.2 Algorithme d'optimisation, objectifs et contraintes

Le modèle de Sears a été implémenté dans Matlab[®], piloté par le logiciel Isight, et la recherche d'optimum est conduite avec l'algorithme d'optimisation génétique multi-objectif NSGA-II (*Non-Dominated Sorting Genetic Algorithm-II*) [46]. Le nombre des solutions évaluées s'élève à 8000, soit 40 générations de populations composées de 200 individus chacune.

L'objectif de l'optimisation est de minimiser simultanément les émergences tonales aux quatre premières harmoniques de la fréquence de passage des pales. Pour chaque combinaison de paramètres proposée par l'algorithme d'optimisation, on extrait le maximum du diagramme de directivité du stator calculé dans le plan horizontal aux fréquences citées. Les quatre valeurs obtenues constituent alors les fonctions à minimiser. Cette méthodologie permet de réduire le rayonnement acoustique du stator en tenant compte de la directivité du bruit. Aucune contrainte n'est imposée dans l'optimisation à l'exception des plages de variation des paramètres. Ainsi, l'optimiseur est libre d'explorer l'espace à 16 dimensions que définissent les 16 paramètres géométriques utilisés.

4.4.3.3 Résultats

A l'issue de l'optimisation, les paramètres géométriques de la solution présentant les niveaux acoustiques les plus bas ont été injectés dans le logiciel de CAO CATIA afin de générer la géométrie tridimensionnelle, voir la figure 4.31(b). Le profil utilisé pour la construction géométrique est celui d'une plaque plane d'épaisseur 4 mm avec un bord d'attaque et un bord de fuite arrondis. La solution optimisée présente une évolution de calage différente de celle du stator de référence. Tandis que la géométrie d'origine a un calage fort en pied (mesuré à partir de l'axe de rotation) et se redresse en allant vers la tête, le calage de la version optimisée diminue du pied jusqu'au milieu de la pale pour augmenter de nouveau entre le milieu et la tête.

Les diagrammes de directivité des deux solutions sont comparés dans la figure 4.32 pour la deuxième, troisième et quatrième harmonique de la fréquence de passage des pale. La première harmonique n'est pas présentée car le calcul a montré que la contribution du stator au bruit tonal est négligeable pour $m=1$. La directivité est calculée dans le plan horizontal pour une distance de 1 m et l'axe « 0° - 180° » correspond à l'axe de rotation du GMV.

Globalement, la directivité du stator optimisé est semblable à celle du stator

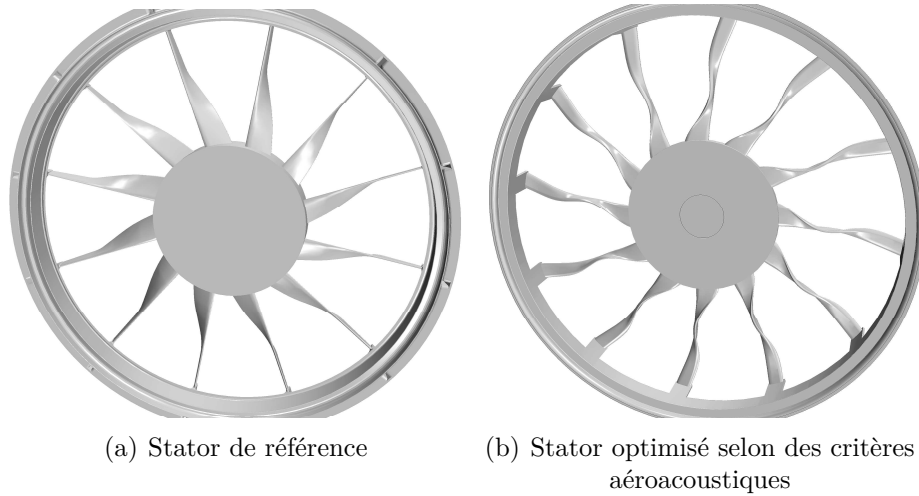


Figure 4.31: Comparaison du stator de référence et du stator optimisé selon des critères acoustiques pour le rotor H440EC52.

de référence, dans le sens où le bruit est émis latéralement et d'une façon moindre en amont ou en aval. Cependant, le niveau acoustique de la version optimisée est considérablement inférieur à celui de la version de référence à toutes les fréquences. En moyenne, l'amélioration constatée est de l'ordre de 17 dB pour $m=2$ et de 10 dB pour $m=3$ et de 8 dB pour $m=4$. Afin d'évaluer l'impact de cette réduction sur le bruit tonal du GMV, il est nécessaire d'additionner les contributions du rotor et des différents stators étudiés et de comparer leurs directivités. L'approche analytique développée dans le cadre de ce travail ne permet pas la prédiction du bruit du rotor. Ainsi, on a utilisé la pression acoustique du rotor calculée avec l'approche numérique afin de rendre cette comparaison possible (discretisation D_3 , approche 3D, voir les sections 4.3.2.1 et 4.3.2.2).

La figure 4.33 montre les diagrammes de directivité du GMV dans le plan horizontal, calculés pour la version de référence et la version optimisée du stator. Les niveaux acoustiques de la première harmonique sont identiques dans les deux cas car, comme il a été démontré antérieurement, la contribution du stator est négligeable à cette fréquence. Pour les harmoniques paires ($m=2$, $m=4$), l'optimisation parvient à réduire faiblement le bruit émis latéralement mais n'influence pas le rayonnement en amont et en aval du GMV. En réalité, la directivité du GMV résulte de la superposition des dipôles du rotor et du stator. Pour la configuration étudiée, le rayonnement acoustique axial est dominé par le rotor, tandis que le rayonnement latéral est do-

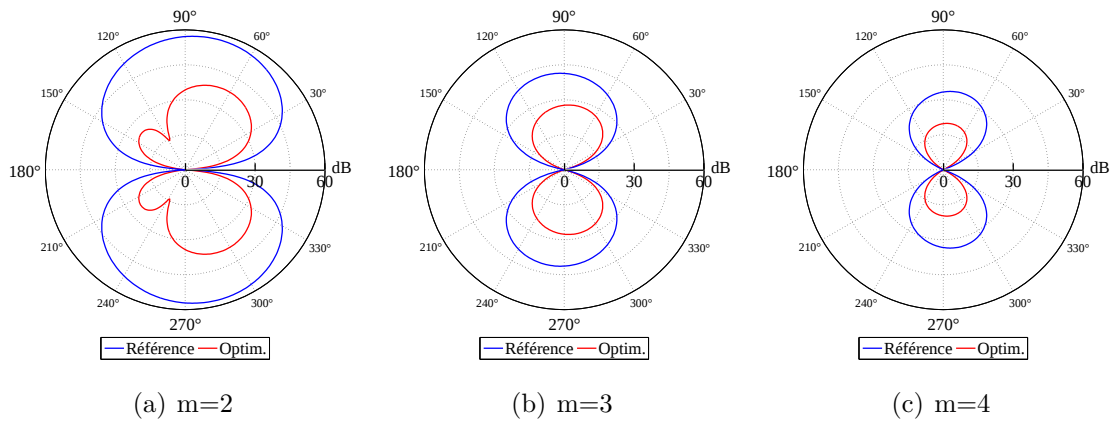


Figure 4.32: Comparaison des diagrammes de directivité du stator de référence et du stator optimisé dans le plan horizontal. La pression de référence est égale à 2×10^{-5} Pa.

miné par le stator. L’optimisation effectuée, ne prenant pas en compte le rotor, ne peut pas alors impacter d’une manière importante le bruit émis axialement.

Les valeurs présentées nécessitent une validation expérimentale, surtout que la théorie utilisée ne considère qu’une partie de l’interaction rotor-stator. En effet, le bruit tonal provenant de cette interaction est le résultat de l’impact des sillages du rotor sur le stator ainsi que de l’effet potentiel remontant du stator. En cherchant à minimiser le bruit dû au premier phénomène, on peut espérer réduire le bruit dû au deuxième aussi et atteindre des gains acoustiques plus importants.

D’un point de vue industriel, la méthodologie développée présente un intérêt fort. Souvent, les concepteurs des GMV sont confrontés à des cahiers des charges multi-objectifs, multi-physiques et relativement contraignants au niveau géométrique. Les développements décrits ci-dessus peuvent alors être utilisés pour concevoir, dans les limites fixées par le cahier des charges, un stator optimisé pour le bruit tonal sans passer par un processus itératif. Le gain est alors important au niveau économique puisque le nombre de prototypes fabriqués et le temps de développement sont réduits. Dans le présent travail, l’optimisation considère un stator symétrique constitué de 12 aubes dont elle modifie la géométrie. A terme, elle devrait permettre la paramétrisation du nombre d’aubes, de leurs positions azimutales (stator asymétrique) ainsi que de leur géométrie afin de donner plus de flexibilité aux concepteurs.

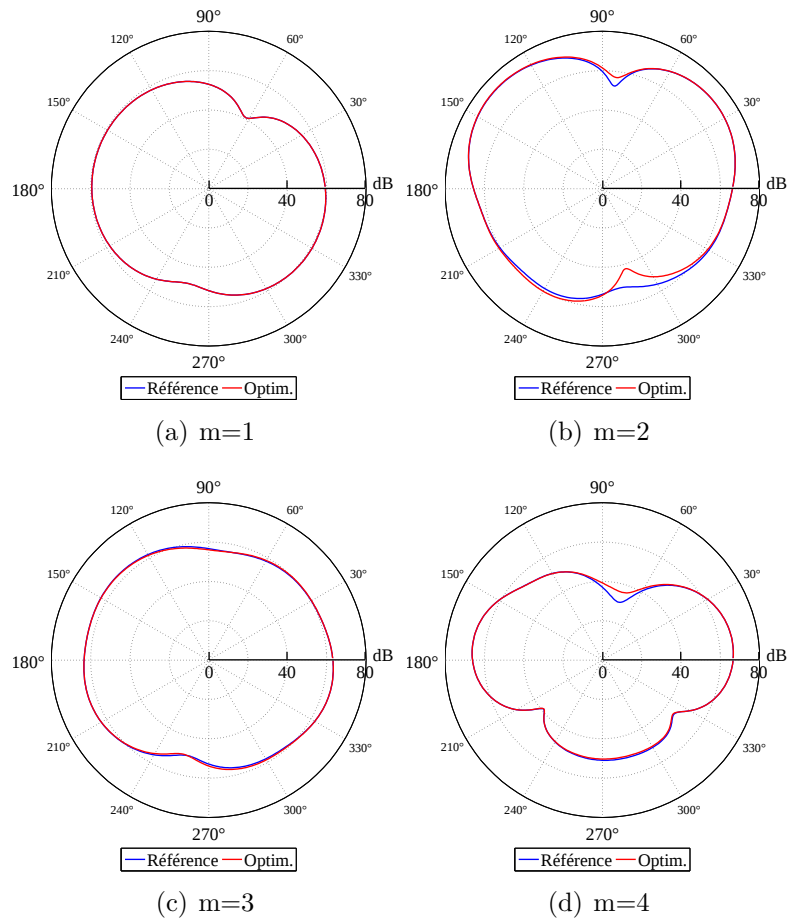


Figure 4.33: Diagrammes de directivité du bruit tonal des versions de référence et optimisée du GMV H440EC52 pour les quatres premières harmoniques de la fréquence de passage des pales.

Conclusions

Synthèse

Le travail proposé a pour objectif la prédiction du bruit tonal d'un groupe moto-ventilateur. L'approche adoptée est hybride et basée sur l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings pour le calcul de la propagation. Deux méthodes de caractérisation des sources acoustiques ont été investiguées : le calcul numérique des sources d'un GMV et le calcul analytique des source d'un stator. Les résultats des méthodologies ainsi mises en place ont été comparés avec des mesures expérimentales.

Une solution intégrale du terme dipolaire de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings a été développée dans le domaine fréquentiel pour un rotor et un stator rayonnant en champ libre et lointain. Elle est écrite sous forme discrétisée afin de traiter les données de sortie discrétisées d'un logiciel de CFD. Trois critères de compacité acoustique dans les trois directions de l'espace ont été énoncés. Ils permettent de définir le nombre de dipôles minimal à inclure dans la propagation afin d'obtenir une prédiction tonale indépendante de la discrétisation acoustique. La solution développée permet de considérer la géométrie exacte (tridimensionnelle) des pales et des aubes dans la propagation acoustique. L'équation du rotor est un cas particulier de la formulation d'Hanson et Parzych [70] pour le rayonnement dipolaire en champ lointain, tandis que l'équation du stator développée dans le cadre de ce travail est obtenue en utilisant le même raisonnement.

Les sources acoustiques d'un GMV, à savoir les forces instationnaires exercées sur une pale/aube, ont été extraites d'une simulation du type URANS. La simulation prend en compte la géométrie exacte du rotor, du stator et du convergent. Ensuite, trois discrétisations acoustiques ont été appliquées aux pales et aux aubes dans le but d'étudier la compacité acoustique. Cette étude a montré que lorsque l'étendue de la source dans la direction i est plus faible que $\approx 5\%$ de la longueur d'onde

acoustique considérée, la discrétisation dans la direction i a un impact inférieur à 0,5 dB sur la prédiction tonale. Ces valeurs sont propres au cas-test étudié, et sont à déterminer pour toute nouvelle géométrie. L'influence du placement des sources sur la surface réelle des pales/aubes a été étudiée en négligeant successivement les positions axiales et tangentielles des éléments-sources et en comparant les résultats obtenus. Dans la mesure où la pale est acoustiquement compacte dans la direction i , l'approximation par une pale radiale ou une pale sans encombrement axial a une influence inférieure à 0,5 dB sur la prédiction.

Les résultats du calcul ont été comparés à des mesures acoustiques effectuées en chambre anéchoïque. La puissance acoustique est prédite avec un écart variable selon l'harmonique (6 à 8 dB). Pour l'instant, la méthodologie développée peut être utilisée afin de comparer les performances aéroacoustiques de différentes géométries de GMV et non dans le but de fournir une prédiction de la valeur absolue. Puisque la précision de la prédiction dépend principalement de la précision de la CFD, la présente méthodologie sera amenée à évoluer avec l'amélioration des moyens et des méthodes de calcul.

Une approche analytique basée sur le modèle de Sears a été utilisée pour le calcul des sources acoustiques du stator avec des données d'entrée extraites de la CFD. Dans le cadre de cette approche, la sensibilité de la prédiction acoustique au type de la simulation employée a été évaluée. Ainsi, l'écoulement autour de trois sections du rotor étudié a été simulé en RANS ($k-\epsilon$ et $k-\omega$ -SST) et en LES. La comparaison des profils de pression et de vitesse moyennées autour des sections simulées ont montré que le comportement du modèle de turbulence $k-\omega$ -SST se rapproche de celui de la LES, notamment dans les zones de transition vers la turbulence et dans les zones de séparation. Cependant, le $k-\omega$ -SST tend à surestimer la taille des zones de séparation autour du profil. Le modèle $k-\epsilon$ ne détecte pas la transition de l'écoulement vers la turbulence et sous-estime les décollements au niveau du bord de fuite des profils simulés. Malgré les différences observées dans le calcul du champ aérodynamique, l'impact du modèle de turbulence sur le calcul du champ aéroacoustique est faible. En effet, les prédictions acoustiques sont relativement semblables, notamment quand le $k-\omega$ -SST ou la LES sont utilisés. En se basant sur les renseignements tirés de la comparaison entre RANS et LES, l'écoulement autour du rotor complet a été simulé en RANS afin de fournir les entrées du modèle de Sears. Globalement, l'approche analytique reproduit la même tendance, voire les mêmes valeurs que l'approche numérique pour les trois premières harmoniques de la fréquence de passage des

pales. La quatrième harmonique est considérablement surestimée à cause de la nature incompressible du modèle employé qui surestime la portance instationnaire dans les hautes fréquences.

La méthodologie basée sur le modèle de Sears a été implémentée dans une boucle d'optimisation dans le but de chercher, par modification de la géométrie d'une aube, un stator permettant de minimiser le rayonnement acoustique. L'optimisation utilise un algorithme génétique multi-objectif (NSGA-II) visant à réduire simultanément les émergences aux quatre premières fréquences de passage des pales. Les paramètres considérés sont la corde, le calage, l'empilement tangentiel et la distance rotor-stator. La géométrie résultante a permis une diminution importante du niveau sonore du stator. Toutefois, l'impact sur le bruit global du GMV est minime.

Perspectives

La prédiction du bruit tonal d'un GMV par une approche hybride basée sur le couplage des simulations numériques avec l'analogie de Ffowcs-Wiliams et Hawkings reste relativement coûteuse en temps de calcul (≈ 1 mois avec 72 processeurs). Des efforts sont à entreprendre à ce niveau afin de revenir à des temps de calcul plus acceptables (réduction du maillage, augmentation du pas de temps, évolution des logiciels et des moyens de calcul. . .).

La précision des prédictions obtenue aujourd'hui est suffisante pour permettre de développer un GMV. A fur et à mesure que le produit évoluera, cette précision devrait être améliorée car les gains potentiels en aéroacoustique seraient moins importants. Sur le long terme, ceci peut être accompli en utilisant la Simulation des Grandes Échelles rendue accessible par l'évolution des moyens de calcul. En attendant, les simulations du type SAS (*Scale Adaptive Simulation*) ou DES (*Detached Eddy Simulation*) qui constituent un intermédiaire entre l'URANS et la LES, peuvent être employées.

La prédiction du bruit du stator avec le modèle de Sears pourrait être intégrée régulièrement dans les processus de développement futurs des GMV. La boucle d'optimisation mise en place devrait être améliorée afin de considérer plus de paramètres, dont le nombre d'aubes et leur répartition azimutale. Pour faire face à des cahiers des charges de plus en plus multi-objectifs et multi-physiques, des outils de conception de GMV basés sur des boucles d'optimisation et comprenant à la fois les

réponses aérodynamiques (ΔP , couple) et les réponses aéroacoustiques (puissance acoustique, directivité. . .) pourront alors être développés.

La nuisance sonore d'un GMV est à moitié composée du bruit à large bande. Il est donc nécessaire de développer des méthodologies de prédiction et d'optimisation de ce type de bruit. Dans ce cadre là, les modèles analytiques du bruit à large bande tels le modèle d'Amiet pourront servir pour construire des boucles d'optimisation semblables à celle développée dans le présent travail.

Annexe A

La fonction de Green et ses dérivées

La fonction de Green généralisée $G(y, \tau|x, t)$ exprime la réponse au point d'écoute x à l'instant t à un signal émis au point d'émission y à l'instant τ [17]. Elle est la solution de l'équation d'onde non-homogène suivante pour tout instant et tout $x \in$ volume :

$$\frac{\partial^2 G}{\partial x_i^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} = \delta(x - y) \delta(t - \tau) \quad (\text{A.1})$$

La fonction de Green doit aussi vérifier les conditions de causalités suivantes (conditions initiales homogènes de Cauchy) :

$$\begin{aligned} G(y, \tau|x, t) &= 0 & \forall t < \tau \\ \frac{\partial G(y, \tau|x, t)}{\partial t} &= 0 & \forall t < \tau \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

ainsi que les conditions homogènes sur les frontières du domaine $G(y, \tau|x, t) = 0$ pour une position d'écoute à l'infini [78].

A.1 La fonction de Green en champ libre

La fonction de Green en champ libre s'écrit :

$$G = \frac{1}{4\pi R} \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c_0}\right) \quad (\text{A.3})$$

En appliquant la transformée de Fourier à l'équation (A.3), on obtient la fonction de Green harmonique :

$$G^{(n)} = \frac{e^{in\Omega \frac{R}{c_0}}}{4\pi R} \quad (\text{A.4})$$

Afin de pouvoir utiliser l'expression (A.4) pour le développement des équations de rayonnement en champ lointain, il est nécessaire d'écrire $R = |y - x|$ explicitement en fonction des coordonnées de la source et de l'observateur. Deux cas se présentent : le cas d'une source tournante, et celui d'une source fixe.

A.1.1 Cas d'une source tournante

Soit un point source tournant S défini par ses coordonnées cylindriques (r_0, ϕ_0, x_0) et un observateur O défini par ses coordonnées sphériques (r, Φ, θ) (cf. figure A.1). La coordonnée azimutale de l'observateur Φ est considéré positive suivant le sens déterminé par la règle de la main droite tandis que la position azimutale de la source est positive dans le sens de rotation. Selon cette convention, les coordonnées de l'observateur dans le repère cartésien (e_1, e_2, e_3) s'écrivent :

$$O = \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \Phi \\ r \sin \theta \sin \Phi \\ r \cos \theta \end{pmatrix}$$

Et les coordonnées de la source sont :

$$S = \begin{pmatrix} r_0 \cos(\pm\phi_0) \\ r_0 \sin(\pm\phi_0) \\ x_0 \end{pmatrix}$$

où les signe positifs et négatifs correspondent à une rotation positive ou négative respectivement. Ainsi, $R = \vec{SO}$ s'écrit :

$$\vec{SO} = \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \Phi - r_0 \cos(\pm\phi_0) \\ r \sin \theta \sin \Phi - r_0 \sin(\pm\phi_0) \\ r \cos \theta - x_0 \end{pmatrix}$$

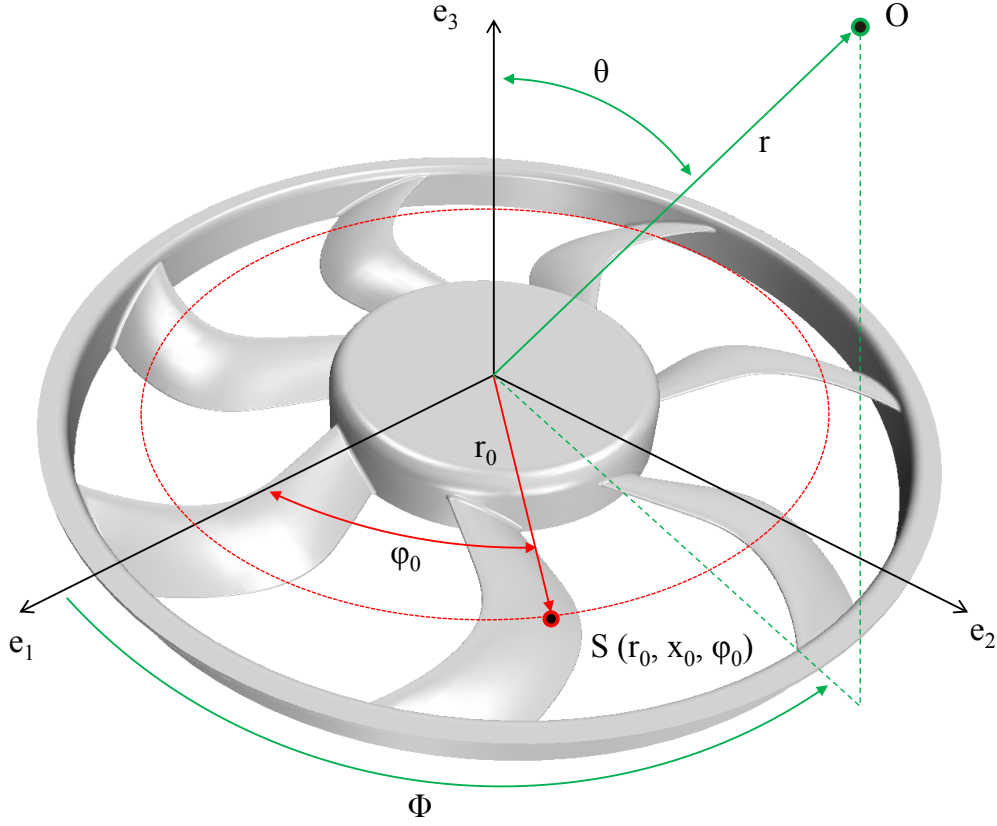


Figure A.1: Les différents repères associés au rotor pour le calcul de la fonction de Green en champ libre. La coordonnée azimutale de l'observateur Φ est positive dans le sens déterminé par la règle de la main droite. La position azimutale de la source est positive dans le sens de rotation.

Le module de R devient alors :

$$\begin{aligned} \|\vec{R}\| &= \sqrt{r_0^2 + r^2 + x_0^2 - 2r_0r \sin(\theta) \cos(\Phi \mp \phi_0) - 2r \cos(\theta) x_0} \\ &= \sqrt{r^2 \left(\frac{r_0^2}{r^2} + 1 + \frac{x_0^2}{r^2} - \frac{2r_0 \sin(\theta) \cos(\Phi \mp \phi_0)}{r} - \frac{2 \cos(\theta) x_0}{r} \right)} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

D'après Hanson et Parzych [70], on ne retient pour le dénominateur de la fonction de Green harmonique que les coordonnées de l'observateur. Pour le numérateur, on ne retient que les termes du premier ordre du rapport des coordonnées de la source sur les coordonnées de l'observateur. On obtient ainsi la fonction de Green harmonique en champ lointain :

$$G^{(n)} = \frac{1}{4\pi r} e^{in \frac{\Omega}{c_0} (r - \cos(\theta) x_0)} e^{-in \frac{\Omega}{c_0} r_0 \sin(\theta) \cos(\Phi \mp \phi_0)} \quad (\text{A.6})$$

A.1.2 Cas d'une source fixe

Soit un point source fixe S défini par ses coordonnées cylindriques (r_0, ϕ_0, x_0) et un observateur O défini par ses coordonnées sphériques (r, Φ, θ) (cf. figure A.2). La coordonnée azimutale de l'observateur Φ ainsi que la position tangentielle de la source sont considérées positives suivant le sens déterminé par la règle de la main droite.

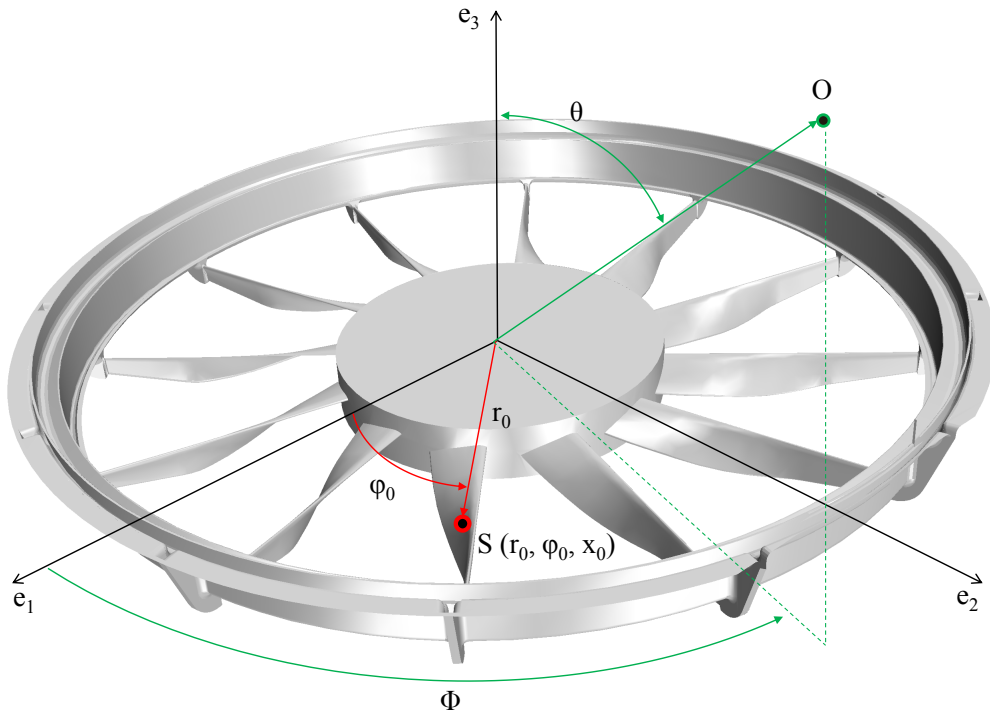


Figure A.2: Les différents repères associés au stator pour le calcul de la fonction de Green en champ libre. La coordonnée tangentielle est positive dans le sens déterminé par la règle de la main droite.

Selon cette convention, les coordonnées de l'observateur dans le repère cartésien (e_1, e_2, e_3) s'écrivent :

$$O = \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \Phi \\ r \sin \theta \sin \Phi \\ r \cos \theta \end{pmatrix}$$

Et les coordonnées de la source sont :

$$S = \begin{pmatrix} r_0 \cos(\phi_0) \\ r_0 \sin(\phi_0) \\ x_0 \end{pmatrix}$$

Ainsi, $R = \vec{SO}$ s'écrit :

$$\vec{SO} = \begin{pmatrix} r \sin \theta \cos \Phi - r_0 \cos(\phi_0) \\ r \sin \theta \sin \Phi - r_0 \sin(\phi_0) \\ r \cos \theta - x_0 \end{pmatrix}$$

Le module de R devient alors :

$$\begin{aligned} \|\vec{R}\| &= \sqrt{r_0^2 + r^2 + x_0^2 - 2r_0 r \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_0) - 2r \cos(\theta) x_0} \\ &= \sqrt{r^2 \left(\frac{r_0^2}{r^2} + 1 + \frac{x_0^2}{r^2} - \frac{2r_0 \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_0)}{r} - \frac{2 \cos(\theta) x_0}{r} \right)} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

En appliquant la même approximation utilisée pour passer de l'équation (A.5) à (A.7), on obtient la fonction de Green en champ lointain pour une source fixe :

$$G^{(n)} = \frac{1}{4\pi r} e^{in \frac{\Omega}{c_0} (r - \cos(\theta) x_0)} e^{-in \frac{\Omega}{c_0} r_0 \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_0)} \quad (\text{A.8})$$

A.2 Dérivées de la fonction de Green

A.2.1 Cas d'une source tournante

Dans le cas d'une source tournant, les dérivées de la fonction de Green par rapport aux coordonnées de la source (r_0, ϕ_0, x_0) sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_1} &= \frac{\partial G^{(n)}}{\partial r_0} = -in \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) \cos(\pm \Phi - \phi_0) G^{(n)} \\ \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_2} &= \frac{1}{r_0} \frac{\partial G^{(n)}}{\partial \phi_0} = -in \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) \sin(\pm \Phi - \phi_0) G^{(n)} \\ \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_3} &= \frac{\partial G^{(n)}}{\partial x_0} = -in \frac{\Omega}{c_0} \cos(\theta) G^{(n)} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

A.2.2 Cas d'une source fixe

Dans le cas d'une source fixe, on dérive l'équation (A.8) par rapport à (r_0, ϕ_0, x_0) .

On obtient :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_1} &= \frac{\partial G^{(n)}}{\partial r_0} = -in \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) \cos(\Phi - \phi_0) G^{(n)} \\
 \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_2} &= \frac{1}{r_0} \frac{\partial G^{(n)}}{\partial \phi_0} = -in \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) \sin(\Phi - \phi_0) G^{(n)} \\
 \frac{\partial G^{(n)}}{\partial y_3} &= \frac{\partial G^{(n)}}{\partial x_0} = -in \frac{\Omega}{c_0} \cos(\theta) G^{(n)}
 \end{aligned} \tag{A.10}$$

Annexe B

Calcul des intégrales azimutales I_r , I_ϕ et I_x

B.1 Formule de Jacobi-Anger

La résolution des intégrales I_r , I_ϕ et I_x développées dans la section 3.2.1.3 peut être effectuée moyennant la formule de Jacobi-Anger [8] :

$$e^{-iA \cos(\alpha)} = \sum_{q=-\infty}^{q=+\infty} (-i)^q J_q(A) e^{-iq\alpha} \quad (\text{B.1})$$

où J_q est la fonction de Bessel. L'intégrale I_x peut être résolue en utilisant (B.1) directement, tandis que I_r et I_ϕ nécessitent la dérivation de (B.1) par rapport à l'argument de la fonction de Bessel A et par rapport à α respectivement.

En dérivant la relation (B.1) par rapport à A , on obtient :

$$\cos(\alpha) e^{-iA \cos(\alpha)} = i \sum_{q=-\infty}^{q=+\infty} (-i)^q J'_q(A) e^{-iq\alpha} \quad (\text{B.2})$$

Et en dérivant la relation (B.1) par rapport à α , on obtient :

$$-\sin(\alpha) e^{-iA \cos(\alpha)} = \frac{1}{A} \sum_{q=-\infty}^{q=+\infty} q (-i)^q J_q(A) e^{-iq\alpha} \quad (\text{B.3})$$

B.2 Calcul de I_r

$$I_r = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\pm\Phi - \phi_0) e^{i(mB-k)\phi_0} e^{-imB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) r_s \cos(\pm\Phi - \phi_0)} d\phi_0 \quad (\text{B.4})$$

Soit $q = mB - k$, $\alpha = \phi_0 \mp \Phi$ et $A = mB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) r_s$. Avec ce changement de variables, I_r s'écrit :

$$I_r = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\alpha) e^{iq(\alpha \pm \Phi)} e^{-iA \cos(\alpha)} d\alpha \quad (\text{B.5})$$

En introduisant l'identité (B.2) dans (B.5), I_r devient :

$$I_r = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} i \sum_{q=-\infty}^{q=+\infty} (-i)^q J'_q(A) e^{-iq(\alpha)} e^{iq(\alpha \pm \Phi)} d\alpha \quad (\text{B.6})$$

Après intégration, on obtient :

$$I_r = i \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} e^{i(mB-k)(\pm\Phi - \pi/2)} J'_{mB-k}(A) \quad (\text{B.7})$$

B.3 Calcul de I_ϕ

En appliquant le même changement de variable opéré pour I_r à I_ϕ on obtient :

$$I_\phi = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin(\alpha) e^{iq(\alpha \pm \Phi)} e^{-iA \cos(\alpha)} d\alpha \quad (\text{B.8})$$

Ensuite, en introduisant l'identité (B.3) dans (B.8), I_ϕ devient :

$$I_\phi = \frac{1}{2\pi A} \int_0^{2\pi} \sum_{q=-\infty}^{q=+\infty} q (-i)^q J_q(A) e^{-iq(\alpha)} e^{iq(\alpha \pm \Phi)} d\alpha \quad (\text{B.9})$$

Après intégration, on obtient :

$$I_\phi = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} \frac{mB - k}{mB \frac{\Omega}{c_0} \sin(\theta) r_s} e^{i(mB-k)(\pm\Phi - \pi/2)} J_{mB-k}(A) \quad (\text{B.10})$$

B.4 Calcul de I_x

Avec le même changement de variable introduit ci-haut, I_x s'écrit :

$$I_x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{iq(\alpha \pm \Phi)} e^{-iA \cos(\alpha)} d\alpha \quad (\text{B.11})$$

En utilisant l'équation (B.1), I_x devient :

$$I_x = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sum_{q=-\infty}^{q=+\infty} (-i)^q J_q(A) e^{-iq(\alpha)} e^{iq(\alpha \pm \Phi)} d\alpha \quad (\text{B.12})$$

Après intégration, on obtient :

$$I_x = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} e^{i(mB-k)(\pm\Phi-\pi/2)} J_{mB-k}(A) \quad (\text{B.13})$$

Annexe C

Validation du code de calcul SC/Tetra : LES du profil CD extrudé

L'objectif de la présente partie est d'évaluer l'implémentation de la Simulation des Grandes Échelles dans le solveur du code SC/Tetra. Le profil CD extrudé est choisi pour cette évaluation notamment grâce à la large base de données numérique et expérimentale disponible dans la littérature et à laquelle on peut comparer nos résultats.

Dans la suite, on décrit d'abord l'historique du profil CD à la fois d'un point de vue expérimental et numérique. On procède ensuite à la présentation des résultats des différentes LES effectuées avec le code SC/Tetra ainsi que leur comparaison aux résultats expérimentaux.

C.1 Historique

Le profil CD étudié appartient à la famille des profils à diffusion contrôlée (*Controlled-Diffusion airfoil* en anglais) dont les lois de cambrure et d'épaisseur permettent de contrôler la décélération du fluide à partir du point de vitesse maximale jusqu'au bord de fuite [116, 76, 60], l'objectif étant de minimiser la séparation de la couche limite sur l'extrados. Ce type de profil permet de diminuer les pertes liées à la viscosité et de réduire le bruit de bord de fuite dont l'intensité est proportionnelle à l'épaisseur de la couche limite [130].

La première étude expérimentale et numérique du profil CD a été effectuée par Moreau *et al.* en 2001 [109], où le but était de reproduire par un calcul RANS le coefficient de pression moyenné C_p mesuré expérimentalement. La simulation et les mesures montraient des disparités importantes notamment à cause des différents contextes utilisés. En effet, dans la simulation, le profil est considéré isolé tandis que dans les essais, il est placé à la sortie d'un jet confiné entre deux plaques permettant le réglage de l'angle d'attaque. L'interaction du jet avec le profil modifiait alors sa distribution de portance [107] et son comportement se rapprochait de celui d'un profil dans une grille d'aube ; d'où les différences observées. En conséquence de ces observations, la géométrie du convergent a été incluse dans les simulations RANS ultérieures afin de capturer cet effet d'installation.

Roger et Moreau ont ensuite utilisé les spectres de pression pariétale près du bord de fuite afin de prédire le bruit rayonné en champ libre avec une extension du modèle d'Amiet [127, 128]. Les résultats qu'ils obtiennent étaient en très bon accord avec les mesures expérimentales de bruit pour les angles d'attaque de 8° et 15° . La configuration avec un angle d'attaque de 8° a été reprise par le *Turbulent Shear Flow Laboratory* (TSFL) de l'Université de Michigan et a été complétée par des mesures de fils chauds dans le sillage ainsi que dans la couche limite du profil pour un nombre de Reynolds basé sur la corde de $1,6 \times 10^5$ [111].

Finalement, Neal [116] a comparé les propriétés de l'écoulement autour du profil CD stationnaire avec celles de son analogue en rotation. Pour ce faire, il a développé et instrumenté l'hélice *Rotating CD Blade* (RCDB) conçue pour obtenir une corde, un Reynolds et un angle d'attaque à mi envergure identiques au cas stationnaire. Ses comparaisons ont montré que le sillage en rotation est plus large et plus profond que celui du profil stationnaire et que la force de Coriolis résultante de la rotation augmente le taux de turbulence radial.

La première LES du profil CD a été réalisée par Wang moyennant un maillage structuré de 5,1 millions d'éléments dans un domaine restreint autour du profil [155]. Afin d'éviter une LES de la soufflerie anéchoïque complète, les vitesses aux frontières du domaine restreint ont été extraites d'un RANS comprenant tous les détails du dispositif expérimental. Wang réussit à obtenir avec cette méthodologie un très bon accord avec les mesures en termes de pression et de vitesse moyennes et fluctuantes. Moreau a tenté de reproduire les mêmes résultats avec d'autres approches telles la DES ou la méthode Lattice Boltzmann [108]. Néanmoins à l'époque, aucune de ces méthodes n'a été capable de prédire correctement le spectre de pression pariétale au

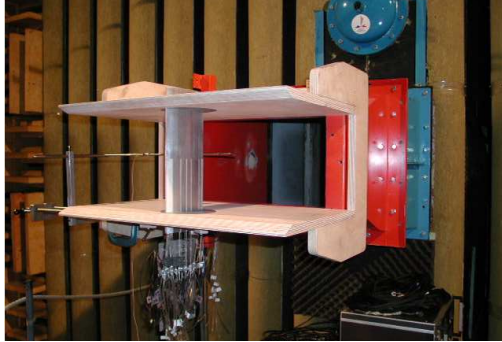
bord de fuite. D'autres DES et LES ont été effectuées par Moreau en 2005 avec le solveur Star-CD [110]. La LES a produit des résultats comparables à l'expérimental, mais le calcul s'est avéré sensible au raffinement et à la qualité du maillage. La DES en revanche, n'a pas réussi à capter la transition du régime laminaire à la turbulence près du bord d'attaque car le modèle de turbulence à deux équations qu'elle emploie dans cette région n'est pas adapté aux régimes transitoires. Addad a ensuite montré en 2008 qu'en améliorant la qualité et le raffinement du maillage avec le même solveur, les comparaisons avec l'expérimental en termes de topologie de l'écoulement et de spectre de pression pariétale peuvent être améliorées [10]. Il montra aussi l'indépendance des résultats de la LES du modèle de sous-maille utilisé (Smagorinski classique et WALE). Moreau a aussi comparé les résultats obtenus par des LES réalisées avec des maillages non-structurés et le solveur CDP aux résultats de Wang [112]. Son étude a montré que le maillage influe principalement sur les basses fréquences de la pression pariétale et que la vitesse dans le sillage est très sensible au déraffinement du maillage dans les directions parallèle et perpendiculaire à l'écoulement. Finalement, Christophe a étudié les effets du maillage, des conditions aux limites et du solveur [36, 35, 37, 38]. Il réussit à reproduire correctement la pression moyennée sur la pale mais ses simulations surestimaient le spectre de pression pariétale en basse fréquence.

C.2 Protocole expérimental

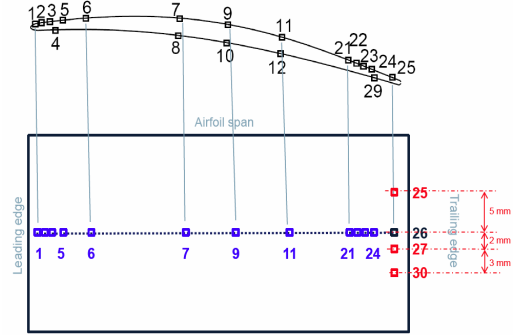
Les premières mesures de pression pariétale du profil CD ont eu lieu dans la petite soufflerie anéchoïque de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL). Après avoir mis en évidence l'influence du confinement du jet sur la distribution de portance du profil, toutes les acquisitions ultérieures ont été faites dans la grande soufflerie anéchoïque de l'ECL.

Le profil étudié a une corde de 0,134 m, une envergure de 0,3 m, une épaisseur relative de 4% et une cambrure de 12°. Il est monté entre deux plaques planes à la sortie d'un jet rectangulaire de dimensions 0,25×0,5 m² ($\approx 1,86C \times 3,73C$, cf. figure C.1(a)). La pression pariétale moyenne et fluctuante de 20Hz à 25 kHz est mesurée par 18 microphones du type *Electret microphone probes* (RMP) [120] distribués sur l'intrados et l'extrados du profil à mi-envergure (cf. figure C.1(b)). Trois microphones additionnels sont alignés près du bord de fuite dans le sens de l'envergure afin de calculer la cohérence transverse. Pour plus de détails sur la mesure de

la pression pariétale, le lecteur peut consulter [114].



(a) Photo du profil CD monté en sortie de la grande soufflerie anéchoïque de l'ECL.



(b) Représentation schématique du montage des microphones à la paroi du profil CD. Vue du côté de l'extrados.

Figure C.1: Montage et instrumentation du profil CD dans la soufflerie anéchoïque de l'Ecole Centrale de Lyon.

L'expérience a été reproduite à la soufflerie TSFL de l'Université de Michigan avec une section de sortie de $0,61 \text{ m}^2$. Les essais ont démarré par des mesures par fils chauds en amont du profil afin d'assurer des conditions amont identiques à celles de la soufflerie de l'ECL [116]. La vitesse de l'écoulement en champ libre U_∞ est 16 m/s ($Re_c = 1,6 \times 10^5$), et l'angle d'attaque géométrique est de 8° pour toutes les mesures. Les acquisitions par fils chauds ont été faites à plusieurs positions autour du profil, dont le sillage et la couche limite. Des sondes simples ou en X ont été utilisé pour ces acquisitions selon les renseignements fournis par les calculs RANS sur la nature bidimensionnelle ou tridimensionnelle de l'écoulement à une position donnée. Ces mesures sont détaillées dans les références [111, 116].

C.3 Validation du code SC/Tetra

La LES réalisée par Wang [155] prédit correctement la transition laminaire-turbulente près du bord d'attaque ainsi que les spectres de pression pariétale et la vitesse dans le sillage. Elle est alors adoptée comme simulation de référence pour la validation du code.

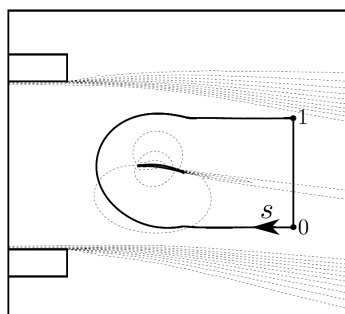
Dans une première étape, cette simulation est effectuée avec un maillage hexaédrique et des conditions aux limites identiques à ceux employés par Wang. Dans

une deuxième étape, le domaine de calcul est discrétisé en tétraèdres équivalents. Vu que le logiciel a été optimisé pour un maillage tétraédrique, cette démarche est nécessaire afin d'assurer que la solution est indépendante du type de maillage utilisé.

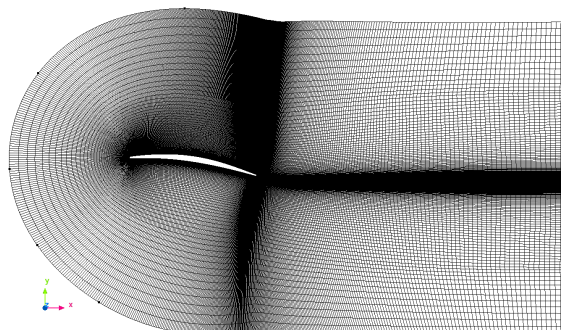
C.3.1 Méthodologie de simulation

C.3.1.1 Domaine de calcul et conditions aux limites

Comme l'a démontré Moreau dans [107], il est nécessaire d'inclure les plaques planes de la soufflerie dans la simulation afin de capter l'interaction du jet avec le profil et de se rapprocher des conditions expérimentales. Cependant, une LES de la soufflerie complète s'avère coûteuse voire impossible dans la limite des ressources informatiques disponibles. Afin de contourner le problème, Wang a procédé à la création d'un domaine restreint autour du profil dans lequel il a simulé l'écoulement en LES. Les conditions aux limites proviennent d'une simulation RANS de la soufflerie anéchoïque complète conduite avec le solveur CFX-TASCflow 2.10 en 2D (cf. figure C.2(a)).



(a) Domaine de calcul de la soufflerie anéchoïque complète



(b) Domaine de calcul restreint autour du profil pour la simulation LES

Figure C.2: Domaines de calcul pour la simulation RANS de la soufflerie anéchoïque et LES du profil CD. La figure C.2(a) est reproduite à partir de la référence [34].

Le domaine de la LES a une forme de « C » en entrée, et s'étale sur $4 \times C$ dans la direction de l'écoulement, $2,5 \times C$ dans la direction transverse et $0,1 \times C$ dans la direction de l'envergure (cf. figure C.2(b)). Le profil est considéré paroi non-glissante, les vitesses extraites du calcul RANS sont appliquées au « C » et une condition de

flux convectif est appliquée à la sortie du domaine. Une condition de périodicité est imposée dans le sens de l'envergure.

C.3.1.2 Discrétisations spatiales et temporelles

Le domaine de calcul décrit ci-dessus a été discrétisé en éléments hexaédriques ainsi qu'en éléments tétraédriques. Le maillage hexaédrique est structuré et contient 5,1 millions d'éléments ($960 \times 84 \times 64$) ; il est identique à celui utilisé par Wang. Le maillage tétraédrique appliqué est généré par le mailleur de SC/Tetra et est composé de 31,4 millions de tétraèdres et de $3,45 \times 10^5$ prismes. La taille de la première cellule à la paroi est identique pour les deux maillages.

Les LES réalisées résolvent les équations de Naviers-Stokes incompressibles filtrées spatialement et couplées avec le modèle de sous-maille WALE (*Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity*). L'équation utilisée pour la modélisation de la viscosité turbulente en sous-maille permet de reproduire le comportement asymptotique de la couche de cisaillement turbulente près des parois, et considère une viscosité turbulente nulle pour les couches de cisaillement laminaires [45]. Le schéma numérique est du second ordre en espace et en temps et le pas de temps utilisé est $\Delta t' = \frac{\Delta t U_0}{C} = 1 \times 10^{-4} \text{s}$.

C.3.2 Résultats et comparaison à l'expérimental

C.3.2.1 Pression pariétale

La figure C.3 montre le coefficient de pression moyenné ($-C_p$) mesuré par les RMP à mi-envergure et calculé avec les deux maillages testés. La coordonnée $x_c = x / \cos \alpha$ correspond à l'abscisse mesurée dans le sens de la corde à partir du bord de fuite, où $\alpha = 8^\circ$ est l'angle d'attaque géométrique. Dans le repère ainsi défini, le bord de fuite se situe à $x_c/C = 0$ et le bord d'attaque se situe à $x_c/C = -1$.

Les mesures expérimentales détectent la présence d'une bulle de décollement laminaire s'étalant sur $\approx 4\%C$ sur l'extrados au voisinage du bord d'attaque. Ce phénomène est capté par la LES, mais sa taille varie en fonction du maillage : $7\%C$ pour le maillage tétraédrique et $5,2\%C$ pour le maillage hexaédrique. En conséquence, la position du gradient de pression positif qui suit la bulle de décollement est décalée par rapport aux valeurs expérimentales. La pression sur l'extrados est surestimée avec les deux maillages entre $-0,6 \times C$ et $-0,3 \times C$ cependant, la disparité

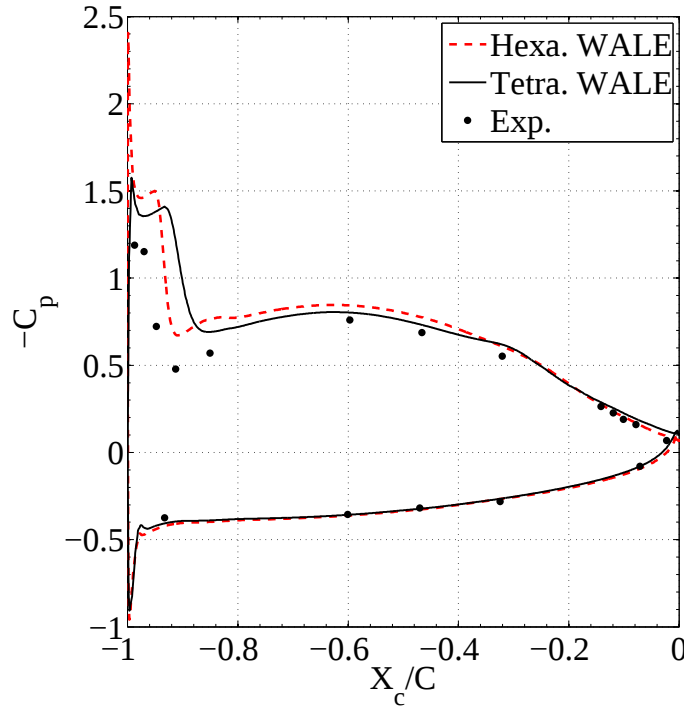


Figure C.3: Coefficient de pression moyenné $-C_p$ du profil CD

avec l'expérimental est moindre près du bord de fuite. La couche limite est laminaire sur l'intrados ; elle est ainsi bien prédite par les deux simulations à l'exception d'une légère différence près du bord d'attaque.

La taille de la bulle de décollement calculée se rapproche des valeurs qu'on trouve dans la littérature. En effet, la LES de référence réalisée par Wang avec un maillage hexaédrique identique estime la taille de la bulle à 3,7%C [155] tandis que Christophe [34] trouve 5,3%C. Ces disparités entre les prédictions permettent de conclure que le calcul du décollement au bord d'attaque ainsi que du gradient de pression positif dépend de l'implémentation du modèle de sous-maille dans le solveur, à condition que le maillage soit suffisamment fin et régulier près des parois [110]. La dégradation des résultats en passant d'un maillage hexaédrique à un maillage tétraédrique peut être attribuée à une résolution moins précise de l'écoulement à la paroi malgré une taille identique de la première cellule. Ainsi, afin d'obtenir la même précision en tétraèdres ainsi qu'en hexaèdres, il est nécessaire de raffiner davantage le maillage tétraédrique à la paroi.

C.3.2.2 Statistique de vitesse dans la couche limite du profil

La figure C.4 montre la vitesse axiale adimensionnée dans la couche limite du profil CD aux positions suivantes : $x_c/C = -0,60$ (RMP #7), $x_c/C = -0,32$ (RMP #11), $x_c/C = -0,14$ (RMP #21) et $x_c/C = -0,02$ (RMP #26). Y_n est la coordonnée selon la normale à la surface du profil.

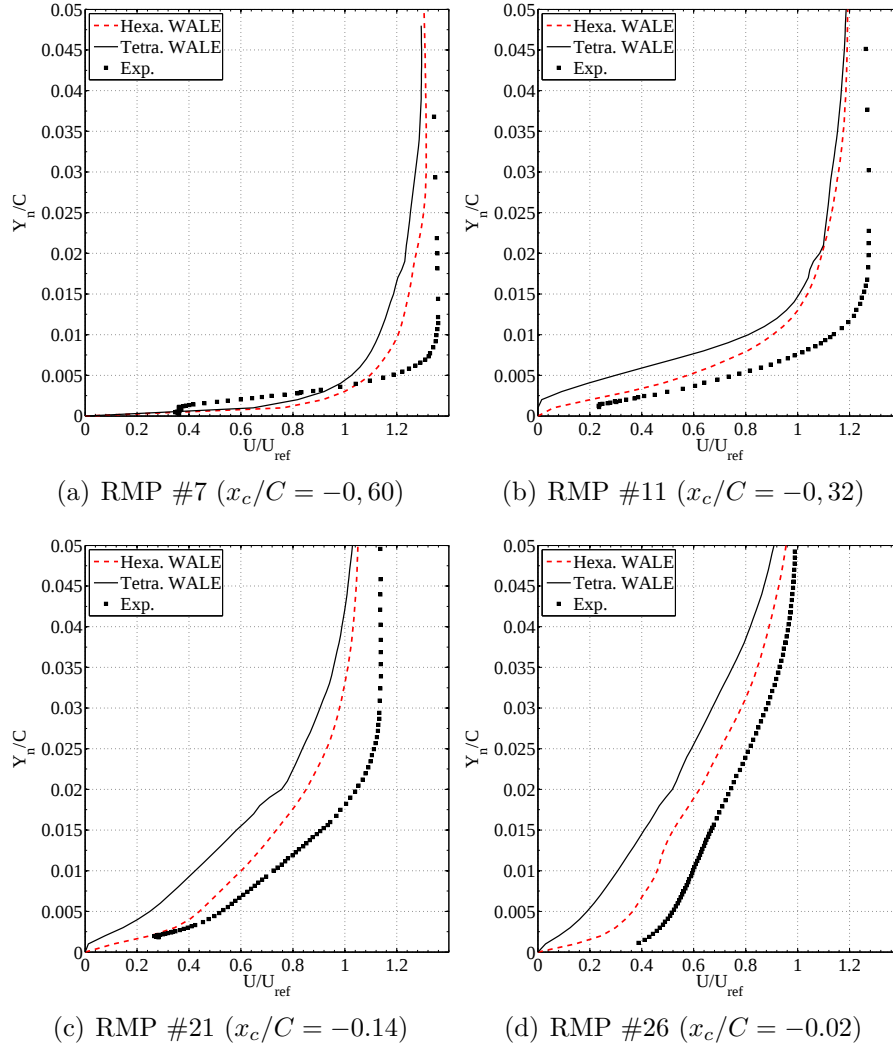


Figure C.4: Vitesse axiale dans la couche limite adimensionnée par la vitesse infinie amont. Valeurs extraites aux positions suivantes : RMP #7 ($x_c/C = -0,60$), RMP #11 ($x_c/C = -0,32$), RMP #21 ($x_c/C = -0,14$), RMP #26 ($x_c/C = -0,02$)

Les valeurs calculées sont comparées aux mesures effectuées au laboratoire *Turbulent Shear Flow Laboratory* de l'Université de Michigan. Les mesures expérimentales

montrent un épaississement de la couche limite ainsi qu'une décélération du fluide entre le RMP #7 et le RMP #26. En effet, l'épaisseur de la couche limite augmente de $\approx 0,01C$ au RMP #7 à $\approx 0,05C$ au RMP #26. Aussi, la vitesse du fluide à l'extérieur de la couche limite décroît de $1,36 \times U_{ref}$ à U_{ref} entre ces deux capteurs. Cette décélération est essentiellement due au gradient de pression défavorable entre $x_c/C = -0,60$ et $x_c/C = -0,02$ (cf. figure C.3).

Les calculs montrent la même tendance. Toutefois, ils surestiment systématiquement l'épaisseur de la couche limite et sous-estiment la vitesse du fluide U_∞ à l'extérieur de celle-ci. Le profil de vitesse à l'intérieur de la couche limite dépend du maillage utilisé. Ainsi on observe des disparités importantes notamment pour RMP #21 et RMP #26 où la couche limite est la plus épaisse. A l'extérieur de celle-ci, la vitesse est prédite d'une façon quasi-identique avec les deux maillages.

C.3.2.3 Statistiques de vitesse dans le sillage

Les figures C.5 et C.6 montrent les vitesses axiale et transversale moyennées (u et v) à quatre positions différentes dans le sillage du profil. Ces positions sont mesurées à partir du bord de fuite dans le repère défini dans la section C.3.2.1. Les vitesses sont adimensionnées par la vitesse infinie amont U_{ref} .

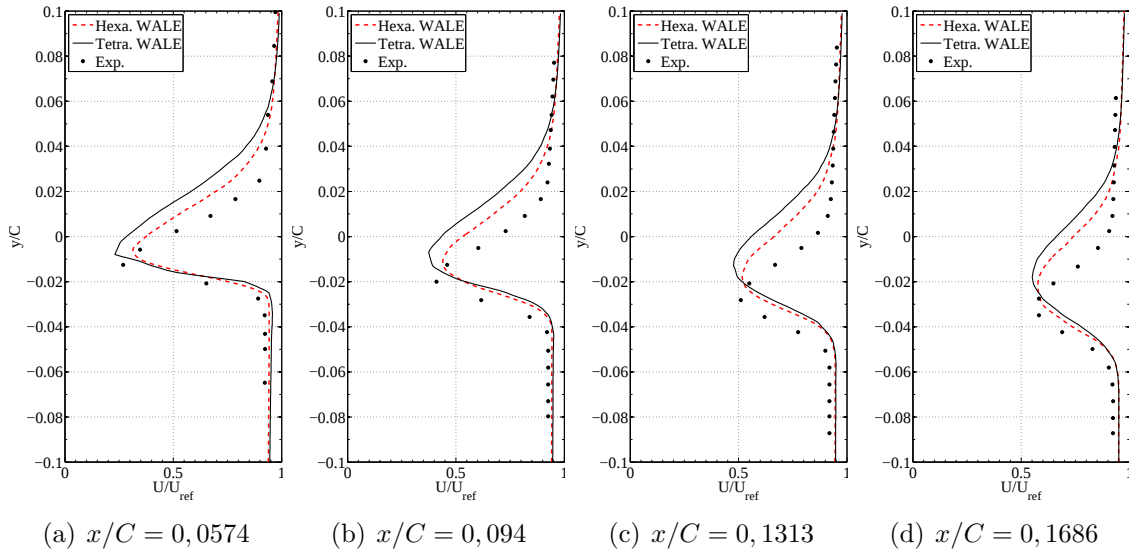


Figure C.5: Vitesse axiale dans le sillage adimensionnée par la vitesse infinie amont. Valeurs extraites aux positions suivantes : $x/C = 0,0574$, $x/C = 0,94$, $x/C = 0,1313$, $x/C = 0,1686$

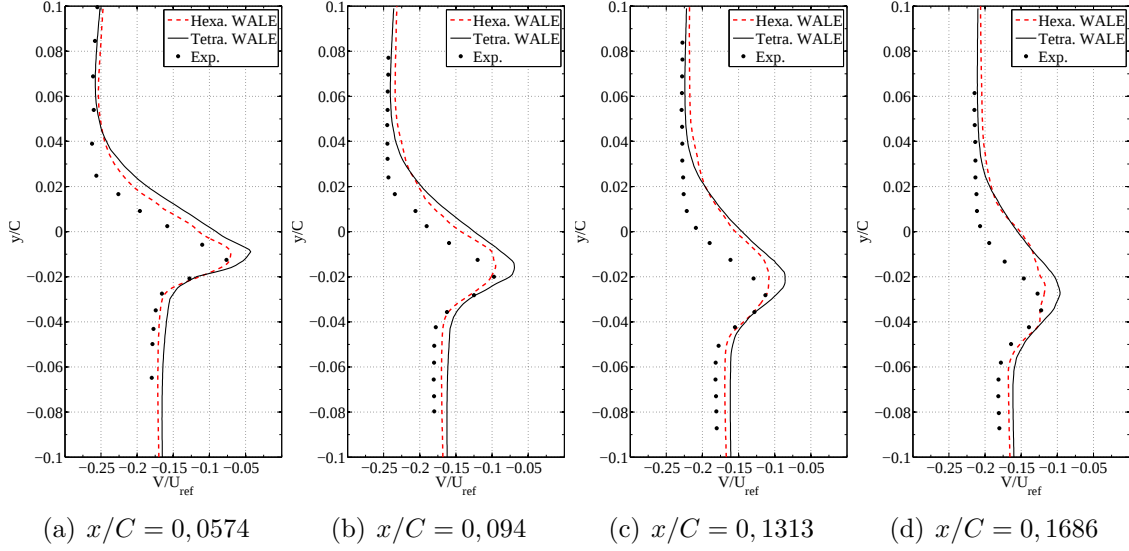


Figure C.6: Vitesse transversale dans le sillage adimensionnée par la vitesse infinie amont. Valeurs extraites aux positions suivantes : $x/C = 0,0574$, $x/C = 0,94$, $x/C = 0,1313$, $x/C = 0,1686$

Les mesures de la vitesse montrent que le sillage s'épaissit et s'aplatit en s'écartant du bord de fuite. Aussi, la position verticale du déficit de vitesse maximal se décale vers le bas, traduisant ainsi la déviation du fluide créée par le profil. Le calcul capte globalement cette tendance, néanmoins, on observe un décalage dans le positionnement du déficit de vitesse maximal. La vitesse axiale est sous-estimée dans la partie basse du sillage (intrados) et surestimée dans la partie haute (extrados). Le pic de déficit de vitesse se trouve alors décalé vers l'extrados. Le maillage hexaédrique tend à sous-estimer ce déficit tandis que le maillage tétraédrique le surestime. Ceci est dû à la meilleure résolution du maillage tétraédrique dans le sillage. En effet, la taille des tétraèdres est constante partout dans le volume tandis que celle des hexaèdres croît en s'écartant du bord de fuite du profil (cf. figure C.7), favorisant ainsi la dissipation du sillage.

Pour la vitesse transversale, un bon accord entre le calcul avec le maillage hexaédrique et l'expérimental est observé à la position $x/C = 0,0574$. Pour les autres plans d'extraction, les mêmes observations que dans le cas de la vitesse axiale s'appliquent.

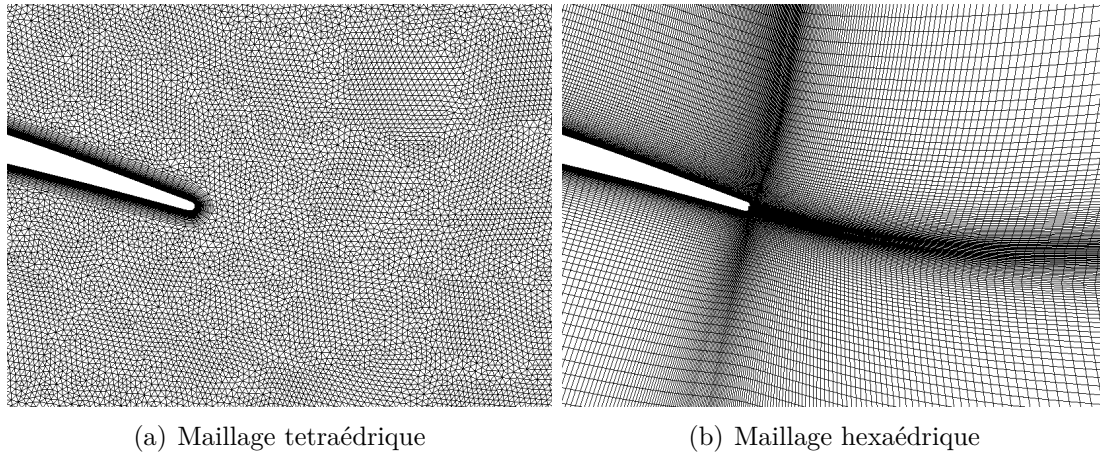


Figure C.7: Vue des maillages tétraédriques et hexaédriques près du bord de fuite du profil CD

C.3.3 Conclusions

Les comparaisons entre les Simulations des Grandes Echelles effectuées avec le code SC/Tetra et les mesures expérimentales sont considérées satisfaisantes. Une légère dégradation des résultats est observée en passant d'un maillage hexaédrique à un maillage tétraédrique. Ceci est dû à une résolution moins fine pour le maillage tétraédrique au niveau de la paroi. Afin de remédier à ce problème, il est nécessaire de raffiner davantage les tétraèdres près de la paroi.

Bibliographie

- [1] *Digital Pressure Gauge DMG 03 for low pressure, vacuum and differential pressure, ranges 0/2,5 mbar to 0/1000 mbar with internal pressure sensor.* Bahnhofstr. 33 D-72138 Kirchentellinsfurt, Deutschland.
- [2] *ECOQUEST : Efficient Cooling Systems for Quieter Surface Transport.* <http://www.uni-siegen.de/ecoquest/>.
- [3] *Le site internet de la Commission Européenne.* <http://www.ec.europa.eu>.
- [4] Richlinie VDI 3731 Blatt 2. Emissionskennwerte technischer Schallquellen ; Ventilatoren, Ausgabe : 1990.
- [5] ISO 15186-1 : 2000. Acoustics – Measurement of sound insulation in buildings and of building elements using sound intensity - Part I : Laboratory measurements, 2000.
- [6] ISO Standard 3744. Acoustics – Determination of sound power levels of noise sources using sound pressure – Engineering method for an essentially free field over a reflecting plane, 1994.
- [7] ISO Standard 5801. Industrial Fans – performance testing using standardized airways, 1997.
- [8] M. Abramowitz and I. Stegun. *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, graphs and mathematical tables.* Dover Pub. Inc., 1972.
- [9] J. Adamczyk. The passage of an infinite swept airfoil through an oblique gust. Contractor Report CR-2395, NASA, May 1974.
- [10] Y. Addad, R. Prosser, D. Laurence, S. Moreau, and F. Mendonca. On the use of embedded meshes in the LES of external flow. *Flow Turbulence Combust.*, 80 :392–403, 2008.

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

- [11] A. Agarwal, P. Morris, and R. Mani. Calculation of sound propagation in nonuniform flows : suppression of instability waves. *AIAA Journal*, 42(1) :80–88, 2004.
- [12] I. Ali, S. Becker, J. Utzmann, and C. D. Munz. Aeroacoustic study of a forward facing step using linearized Euler equations. *Physica D : Nonlinear Phenomena*, 237(14-17) :2184–2189, August 2008.
- [13] S. Allam, M. Abom, and L. Wester. Noise control for cooling fans on heavy vehicles. International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods, 2012.
- [14] R. K. Amiet. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *Journal of Sound and Vibration*, 41(4) :407–420, 1975.
- [15] R. K. Amiet. Noise due to a turbulent flow past a trailing edge. *Journal of Sound and Vibration*, 47(3) :387–393, 1976.
- [16] F. Bakir, T. Belamri, P. Baude, M. Henner, and S. Moreau. Unsteady rotor-stator predictions for automotive engine cooling fan systems. American Society for Mechanical Engineering, 1999. FEDSM99-6796.
- [17] G. Barton. *Elements of Green's functions and propagation*. Oxford University Press, New York, USA, 1989.
- [18] T. Belamri. *Analyse aube à aube de l'écoulement instationnaire multigrilles par la méthode des singularité - application aux turbomachines à fluide incompressible*. PhD thesis, ENSAM-CER-Paris, 1999.
- [19] W. Blake. *Mechanics of flow-induced sound and vibration : complex flow structure interaction*, volume 2. Academic Press Inc., 1986.
- [20] C. Bogey, C. Bailly, and D. Juvé. Computation of flow noise using source terms in linearized Euler's equations. *AIAA Journal*, 40(2) :235–243, 2002.
- [21] K. S. Brenter and F. Farassat. Analytical comparison of the acoustic analogy and Kirchhoff formulation for moving surfaces. *AIAA Journal*, 36(8) :1379–1386, 1998.

- [22] K. Brentner. *Prediction of helicopter rotor discrete frequency noise*. NASA TM 87721, 1986.
- [23] K. Brentner. Helicopter rotor noise prediction : Background, current status and future direction. Seminar presented at the University of Tennessee Space Institute, Decemeber 10 1997.
- [24] T. Brooks, S. Pope, and M. Marcolini. Airfoil self-noise and prediction. Nasa reference publication 1218, NASA, 1989.
- [25] T. F. Brooks and M. A. Marcolini. Airfoil tip vortex formation noise. *AIAA Journal*, 24(2) :246–252, February 1986.
- [26] S. Caro. *Contribution à la prévision du bruit d’origine aérodynamique d’un ventilateur de refroidissement*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [27] S. Caro, Y. Detandt, J. Manera, R. Toppinga, and F. Mendonça. Validation of a new hybrid CAA strategy and application to the noise generated by a flap in a simplified HVAC duct. 2009.
- [28] S. Caro and S. Moreau. Aeroacoustic modeling of low pressure axial fans. AIAA Paper 2000-2094, July 2000.
- [29] T. Carolus. Noise proves nothing - sources of fan noise and their prediction. International conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods, 2012.
- [30] T. Carolus and M. Schneider. Review of noise prediction methods for low axial flow fans. *Inter. Noise, IN2000/391*, 2000.
- [31] T. Carolus, M. Schneider, and H. Reese. Axial flow fan broad-band noise and prediction. *Journal of Sound and Vibration*, 300(50-70), 2007.
- [32] D. Casalino. An advanced time approach for acoustic analogy predictions. *Journal of Sound and Vibration*, 261 :583–612, 2003.
- [33] S. Chen and G. Doolen. Lattice-boltzmann method for fluid flows. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1998. 30 :329-64.
- [34] J. Christophe. *Application of Hybrid Methods to High Frequency Aeroacoustics*. PhD thesis, Université Libre de Bruxelles, 2011.

- [35] J. Christophe, J. Anthoine, and S. Moreau. Trailing edge noise of a controlled diffusion airfoil at moderate and high angle of attack. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2009. AIAA 2009-3196.
- [36] J. Christophe and S. Moreau. LES of the trailing edge flow and noise of a controlled-diffusion airfoil at high angle of attack. *Proceedings of the Summer Program 2008. Center for Turbulence Research, Stanford Univ./NASA Ames*, 2008.
- [37] J. Christophe, S. Moreau, and J. Anthoine. Trailing edge noise computation of a fan blade profile. 10^{ème} Congrès Français d’Acoustique, 2010.
- [38] J. Christophe, S. Moreau, C. W. Hammam, and J. A. S. Witteveen. Uncertainty quantification for the trailing-edge noise of a controlled diffusion airfoil. *Proceedings of the Summer Program 2010. Center for Turbulence Research, Stanford Univ./NASA Ames*, 2010.
- [39] T. Colonius. Modeling artificial boundary conditions for compressible flow. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 36 :315–345, 2004.
- [40] T. Colonius and S. K. Lele. Computational aeroacoustics : progress on nonlinear problems of sound generation. *Progress in Aerospace Sciences*, 40(6) :345–416, August 2004.
- [41] T. Colonius, S. K. Lele, and P. Moin. Sound generation in a mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 330 :375–409, 1997.
- [42] D. G. Crighton. Basic principles of aerodynamic noise generation. *Progress in Aerospace Sciences*, 16(1) :31–96, 1975.
- [43] SC. Crow. Aerodynamic sound emission as a singular perturbation problem. *Studies in Applied Mathematics*, 49 :355–368, 1970.
- [44] N. Curle. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society*, A 231 :505–514, 1955.
- [45] M. De Gennaro, A. Zanon, H. Kuehnelt, and P. Giannattasio. Zonal large eddy simulation for the numerical prediction of the acoustic performance of an axial fan. European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering, September 2012.

- [46] K. Deb, A. Pratap, S. Agarwal, and T. Meyarivan. A fast and elitist multiobjective genetic algorithm : NSGA-II. *IEEE Transactions on Evolutionary Computation*, 6(2) :182–197, 2002.
- [47] P. Di Francescantonio. A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation. *Journal of Sound and Vibration*, 202(4) :491–509, 1997.
- [48] B. Eck. *Ventilatoren : Entwurf und Betrieb der Radial-, Axial- und Quers tromventilatoren*. Springer, 1972.
- [49] ERRAC. Strategic rail research agenda 2020, European Rail Research Advisory Council, May 2007.
- [50] ERTRAC. Ertrac strategic research agenda 2010 : Towards a 50% more efficient road transport system by 2030. Executive summary, European Road Transport Research Advisory Council, October 2010.
- [51] R. Ewert, M. Meinke, and W. Schröder. Comparison of source term formulation for a hybrid CFD/CAA method. AIAA Paper 2001-2200, 2001.
- [52] R. Ewert, M. Meinke, and W. Schröder. Acoustic perturbation equations based on flow decomposition via source filtering. *Journal of Computational Physics*, 188(2) :365–398, 2003.
- [53] F. Farassat and M. K. Meyers. Extension of kirchhoff’s formula to radiation for moving surfaces. *Journal of Sound and Vibration*, 123(3) :451–461, 1988.
- [54] D. Fedala. *Modélisation du bruit à large bande rayonné par un profil isolé - application aux turbomachines*. PhD thesis, Ecole Nationale Supérieure d’Arts et Métiers, 2007.
- [55] J. E. Ffowcs-Williams and L. H. Hall. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 40(4) :657–670, 1970.
- [56] J.E. Ffowcs-Williams and D.L. Hawkings. Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 264(1151) :321–342, 1969.

- [57] J. B. Freund, S. K. Lele, and P. Moin. Direct numerical simulation of a Mach 1.92 turbulent jet and its sound field. *AIAA Journal*, 38(11) :2023–2031, 2000.
- [58] J. Gallman. *The validation and application of a rotor acoustic prediction computer program*. NASA TM 101794, 1990.
- [59] H. Gallus, H. Grollius, and J. Lambertz. The influence of blade number ratio and blade row spacing in axial flow compressor stator blade dynamic load and stage SPL. *Journal of Engineering for Power*, 1991.
- [60] T.F. Gelder, J.F. Schmidt, K.L. Suder, and M.D. Hathaway. Design and performance of controlled-diffusion stator compared with original double-circular-arc stator. Technical report, NASA, 1987.
- [61] A. George. Automobile aerodynamic noise. *SAE Technical paper 900315*, 1990.
- [62] A. R. Georges, F. E. Najjar, and Y. N. Kim. Noise due to tip vortex formation on lifting rotors. AIAA Paper 80-1010, 1980.
- [63] D. Givoli. Non-reflecting boundary conditions. *Journal of Computational Physics*, 94 :1–29, 1991.
- [64] S. A. L. Glegg, S. M. Baxter, and A. G. Glendinning. The prediction of broadband noise from wind turbines. *Journal of Sound and Vibration*, 118(2) :217–239, 1987.
- [65] M. E. Goldstein and H. Atassi. A complete second-order theory for the unsteady flow about an airfoil due to a periodic gust. *Journal of Fluid Mechanics*, 74(4) :741–765, 1976.
- [66] M.E. Goldstein. Unified approach to aerodynamic sound generation in the presence of solid boundaries. *Journal of the Acoustical Society of America*, 56(2) :497–509, August 1974.
- [67] M.E. Goldstein. *Aeroacoustics*. McGraw-Hill Company, 1976.
- [68] Y. P. Guo, K. J. Yamamoto, and R. W. Stoker. Experimental study of aircraft landing gear noise. *J. Aircraft*, 43(2) :306–317, 2006.
- [69] L. Gutin. On the sound field of a rotating propeller. Technical Memorandum 1195, National Advisory Committee for Aeronautics, 1948.

- [70] D. Hanson and D. Parzych. Theory for noise of propellers in angular inflow with parametric studies and experimental verification. Contractor report 4499, NASA, 1993.
- [71] M. Harper-Bourne. Fundamentals of jet noise. *Von Karman Institute Lecture Series*, 2006. In *Experimental Aeroacoustics*.
- [72] M. Henner, A. Levasseur, and S. Moreau. Detailed CFD modelling of engine cooling fan systems airflow. Society of automotive engineers, 2003. 03HX-32.
- [73] M. Henner, M. Stanciu, S. Moreau, S. Aubert, and P. Ferrand. Unsteady rotor-stator interactions in automotive engine cooling fan systems. pages 570–579. Proceeding of the ISUAAAT 2000 Conference. Edited by P. Ferrand and S. Aubert.
- [74] M. S. Howe. Trailing edge noise at low-Mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 225(2) :211–238, 1999.
- [75] J. B. Freund. Noise sources in a low-reynolds-number turbulent jet at Mach 0.9. *Journal of Fluid Mechanics*, 438 :277–305, 2001.
- [76] R. W. Johnson. *The handbook of fluid dynamics*. CRC Press, Boca Ration, FL (US), 1998.
- [77] S. Kenneth and F. Farassat. Modelling aerodynamically generated sound of helicopter rotors. *Progress in Aerospace Sciences*, 39 :83–120, 2003.
- [78] S. Khelladi. *Contribution à la modélisation aéroacoustique des ventilateurs centrifuges à grande vitesse*. PhD thesis, Arts et Métiers, 2005.
- [79] S. Khelladi, S. Kouidri, F. Bakir, and R. Rey. Predicting tonal noise from a high rotational speed centrifugal fan. *Journal of Sound and Vibration*, 313(1-2) :113–133, June 2008.
- [80] M.S. Kim, F. Pérot, and M. Meskine. Aerodynamics and acoustics predictions of the 2-blade NREL wind turbine using lattice-boltzmann method. 14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, 2012.

- [81] G. R. Kirchhoff. Zur theorie der lichtstrahlen. *Annalen der Physik und Chemie*, 18 :663–695, 1883.
- [82] J. C. Kok. Resolving the dependence on freestream values of the k - ω turbulence model. *AIAA Journal*, 38(7) :1292–1295, 2000.
- [83] S. Kouidri. *Etude théorique et expérimentale de l'influence des paramètres constructifs sur les caractéristiques aéroacoustiques des ventilateurs axiaux*. PhD thesis, ENSAM-CER-PARIS, 1993.
- [84] S. Kouidri, D. Fedala, T. Belamri, and R. Rey. Comparative study of the ae-roacoustic behaviour of two axial flow fans with different sweep angles. *ASME Fluid Engineering Summer Conference*, Paper No. FEDSM2005-77424, 2005.
- [85] R. Langtry and R. Menter. Correlation-based transition modeling for un-structured parallelized computational fluid dynamics codes. *AIAA Journal*, 47(12) :2894–2906, December 2009.
- [86] S. Lee, S. Heo, and C. Cheong. Prediction and reduction of internal blade-passing frequency noise of the centrifugal fan in a refrigerator. *International Journal of Refrigeration*, 33 :1129–1141, 2010.
- [87] S. Lee, H. Kim, and A. Runchal. Large-eddy simulation of unsteady flows in turbomachinery. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 218 :463–475, 2004.
- [88] S. K. Lele. Computational aeroacoustics : A review. AIAA paper 97-0018, 1997.
- [89] S. Léwy. *Acoustique Industrielle et Aéroacoustique*. HERMES Science Publication, 2001.
- [90] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically, i. general theory. *Proc. Royal Soc., London*, A211, 211 :564–587, 1952.
- [91] M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically, ii. turbulence as a source of sound. *Proc. Royal Soc., London*, A222, 1954.
- [92] D. P. Lockard. A comparison of Ffowcs Williams-Hawkings solvers for airframe noise applications. AIAA Paper 2002-2580, 2002.

- [93] E. Longatte. *Modélisation de la propagation et de la génération du bruit au sein des écoulements turbulents internes*. PhD thesis, Ecole Centrale de Paris, 1998.
- [94] C. Longet and F. Battistoni. Design of low noise fan. *Acoustique et Techniques*, 33, Bruit des ventilateurs - Fan noise, 2003.
- [95] A. S. Lyrintzis. Integral methods in computational aeroacoustics - from the (CFD) near-field to the (Acoustic) far-field. In *Proceedings of CEAS Workshop « From CFD to CAA »*, November 2002.
- [96] A. S. Lyrintzis and R. R. Mankbadi. On the prediction of the far-field jet noise using Kirchhoff's formulation. Research Report UMSI 94/241, University of Minnesota Supercomputer Institute, 1200 Washington Avenue Sout Minneapolis, Minnesota 55415, December 1994.
- [97] A. Maaloum, S. Kouidri, and R. Rey. Aeroacoustic performance evaluation of axial flow fans based on the unsteady pressure field on the blade surface. *Applied Acoustics*, 65 :367–384, 2004.
- [98] A. Mardsen, M. Wang, J. Jr Dennis, and P. Moin. Suppression of vortex-shedding noise via derivative-free shape optimization. *Physics of Fluids*, 16(10) :83–86, 2004.
- [99] Simon Marié. *Etude de la méthode Boltzmann sur réseau pour les simulations en aéroacoustique*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie, Février 2008.
- [100] P. Martinez-Lera. *Modeling of aerodynamic noise production and flow acoustic feedback for wall-bounded low-Mach-number flows*. PhD thesis, Katholieke Universiteit Leuven, 2010.
- [101] F. Menter. Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. *AIAA paper*, 93 - 2906, 1993.
- [102] F. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [103] W. Möhring. Modeling low Mach number noise. In *Proceedings of the Symposium on the Mechanics of Sound Generation in Flows*, pages 85–96. Berlin : Springer.

- [104] B. E. Mitchell, S. K. Lele, and P. Moin. Direct computation of the sound from a compressible co-rotating vortex pair. *Journal of Fluid Mechanics*, 285 :181–202, 1995.
- [105] S. Moreau. Rotor-stator interactions in engine cooling fan systems. Society of automotive engineers, 1999. 99HX-11.
- [106] S. Moreau, S. Aubert, and P. Ferrand. Detailed 2D unsteady rotor-stator interaction in automotive engine cooling fan systems. American Society for Mechanical Engineering, 2002. FEDSM02-31347.
- [107] S. Moreau, M. Henner, G. Iaccarino, M. Wang, and M. Roger. Analysis of flow conditions in free jet experiments for studying airfoil self-noise. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, 41(10) :1895–1905, October 2003.
- [108] S. Moreau, G. Iaccarino, S. Kang, Y. Khalighi, and M. Wang. Numerical simulation of a low speed fan blade. *Proceedings of the Summer Program 2004. Center for Turbulence Research, Stanford Univ./NASA Ames*, 2004.
- [109] S. Moreau, G. Iaccarino, M. Roger, and M. Wang. CFD analysis of flow in an open-jet aeroacoustic experiment. *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, 2001.
- [110] S. Moreau, F. Mendonca, O. Qazi, R. Prosser, and D. Laurence. Influence of turbulence modeling on airfoil unsteady simulations of broadband noise sources. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2005. AIAA 2005-2916.
- [111] S. Moreau, D. Neal, and J. Foss. Hot-wire measurements around a controlled-diffusion airfoil in an open-jet anechoic wind tunnel. *Journal of Fluids Engineering*, 128 :699–706, 2006.
- [112] S. Moreau, D. Neal, Y. Khalighi, M. Wang, and G. Iaccarino. Validation of unstructured-mesh LES of the trailing-edge flow and noise of a controlled diffusion airfoil. *Proceedings of the Summer Program 2006. Center for Turbulence Research, Stanford Univ./NASA Ames*, 2006.
- [113] S. Moreau and M. Roger. Competing broadband noise mechanisms in low speed axial fans. 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Meeting and Exhibit, 2004. AIAA 2004-3039.

- [114] S. Moreau and M. Roger. Effect of airfoil aerodynamic loading on trailing edge noise sources. *AIAA Journal*, 43(1) :41–52, 2005.
- [115] S. Moreau, M. Sanjosé, S. Magne, and M. Henner. Aeroacoustic predictions of a low-subsonic axial fan. 14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, 2012.
- [116] D. Neal. *The effects of rotation on the flow field over a controlled-diffusion airfoil*. PhD thesis, Michigan State University, 2010.
- [117] S. Noetling, T. Keating, P. Dethious, G.A Brés, T. Van de Ven, and R. Vieito. A hybrid Lattice Boltzmann/FW-H method to predict sources and propagation of landing gear noise. 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, June 2010.
- [118] A. A. Oberai and M. Wang. Computation of trailing-edge noise from an incompressible flow calculation. *Proceedings of the 2000 Summer Program. Center for Turbulence Research, Stanford University*, pages 343–352, November 2000.
- [119] R. Paterson and R. Amiet. Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence. Contractor Report CR-2733, NASA, September 1976.
- [120] S. Pérennès and M. Roger. Aerodynamic noise of a two-dimensionnal wing with high-lift devices. Fourth AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 1998. AIAA 98-2338.
- [121] F. Pérot, M.S Kim, S. Moreau, M. Henner, and D. Neal. Direct aeroacoustics prediction of a low speed axial fan. AIAA-2010-3887, 2010.
- [122] R. Powell, D. Hendriana, B. Gutzeit, K. Golsch, and G. Fadler. Direct aeroacoustic simulation of flow impingement noise in an exhaust opening. SAE 2011 - 01 - 1620, 2011.
- [123] C. Prax, F. Golanski, and L. Nadal. Control of the vorticity mode in the linearized Euler equations for hybrid aeroacoustic prediction. *Journal of Computational Physics*, 227 :6044–6057, 2008.
- [124] M. Åbom. Measurement of the scattering-matrix of acoustical two-ports. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 5(2) :89–104, 1991.

- [125] G. Reboul, C. Polacsek, S. Lewy, and S. Heib. Ducted fan broadband simulations using unsteady of averaged data. In *Proceedings of the Inter-noise 2008, 37th international congress and exposition on noise control engineering*, pages 2460–2475, 2008.
- [126] M. Roger. Aeroacoustics. *Von Karman Institute Lecture Series*, 2000.
- [127] M. Roger and S. Moreau. Trailing edge noise measurments and prediction for subsonic loaded fan blades. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2002. AIAA 2002-2640.
- [128] M. Roger and S. Moreau. Broadband self-noise from loaded fan blades. *AIAA Journal*, 42(3) :536–544, 2004.
- [129] C. W. Rowley, T. Colonius, and A. J. Basu. On self-sustained oscillations in two-dimensional compressible flow over rectangular cavities. *Journal of Fluid Mechanics*, 455 :315–346, 2002.
- [130] Y. Rozenberg. *Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calculs moyennés de mécanique des fluides*. PhD thesis, Ecole Centrale de Lyon, 2007.
- [131] M. Sanjosé, S. Moreau, and F. Pérot. Direct simulation of trailing-edge noise generated by a Controlled Diffusion airfoil using a Lattice-Boltzmann method. 7th TSFP Conference, July 2011.
- [132] M. Sanjosé, S. Moreau, and F. Pérot. Direct self-noise simulation of the installed CD airfoil. 17th AIAA/CEAS conference, June 2011.
- [133] M. Schneider. *Der Einfluss der Zuströmbedingung auf das breitbandige Geräusch eines Axialventilators*. PhD thesis, Universität Siegen, 2005.
- [134] C. Schram. A boundary element extension of curle’s analogy for non-compact geometries at low-Mach numbers. *Journal of Sound and Vibration*, 322 :264–281, 2009.
- [135] W. Sears. Some aspects of non-stationnary airfoil theory and its practical application. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 8(3) :104–108, 1941.

- [136] R.H Self. Jet noise prediction using the lighthill acoustic analogy. *Journal of Sound and Vibration*, 275 :757–768, 2004.
- [137] I. J. Sharland. Sources of noise in axial flow fans. *Journal of Sound and Vibration*, 1(3) :302–322, July 1964.
- [138] Haiqing Si, Tongguang Wang, and Du Chen. Grid-optimized upwind DRP finite difference scheme on curvilinear grids for computational aeroacoustics. *Aerospace Science and Technology*, 15(2) :90–102, March 2011.
- [139] B. A. Singer, K. S. Brentner, D. P. Lockard, and G. M. Lilley. Simulation of acoustic scattering from a trailing edge. *Journal of Sound and Vibration*, 230(3) :541–560, 2000.
- [140] B. A. Singer, D. P. Lockard, and K. S. Bretner. Computational aeroacoustic analysis of slat trailing-edge flow. *AIAA Journal*, 38(9) :1558–1564, September 2000.
- [141] Software Cradle Co., Ltd. *SC/Tetra Version 9 user’s guide : Solver Reference*.
- [142] P. Spiegel. Prediction and analysis of the noise emitted by a main rotor of a helicopter in case of BVI. *ONERA publication*, (1996-1), 1996.
- [143] R. Starzmann, Th. Carolus, K. Tease, and R. Arlitt. Aero-acoustic performance prediction of Wells turbines. 14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, 2012.
- [144] C. Tam. Computational aeroacoustics : issues and methods. *AIAA Journal*, 33 :1788–796, 1995.
- [145] C. Tam. Advances in numerical boundary conditions for computational aeroacoustics. AIAA Paper 97-1774, 1997.
- [146] E. Tannoury, S. Khelladi, B. Demory, M. Henner, and F. Bakir. Tonal noise prediction of an automotive engine cooling fan : comparison between analytical models and acoustic analogy results. *Journal of Mechanics Engineering and Automation*, 2 :455–463, 2012.
- [147] M. Terracol, E. Labourasse, E. Manoha, and P. Sagaut. Simulation of the 3D flow in a slat cove for noise prediction. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Meeting and Exhibit, 2003. AIAA 2003-3110.

- [148] P. G. Tucker. Computation of unsteady turbomachinery flows : part II - LES and hybrids. *Progress in Aerospace Sciences*, 47 :546–569, 2011.
- [149] T. Von Kármán and W. Sears. Airfoil theory for non-uniform motion. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 5(10) :379–390, 1938.
- [150] C. Wagner, T. Huttli, and P. Sagaut. *Large-Eddy simulation for acoustics*. Cambridge University Press, 2007.
- [151] K. Walters and D. Cokljat. A three-equation eddy-viscosity model for Reynolds-averaged Naviers-Stokes simulations of transitionnal flow. *Journal of Fluids Engineering*, 130(12) :1–14, December 2008.
- [152] M. Wang, S. Lele, and P. Moin. Computation of quadrupole noise using acoustic analogy. *AIAA Journal*, 34(11) :2247–2254, 1996.
- [153] M. Wang and P. Moin. Computation of trailing-edge flow and noise using Large-Eddy Simulation. *AIAA Journal*, 38 :2201–2209, 2000.
- [154] M. Wang and P. Moin. Dynamic wall modeling for large-eddy simulation of complex turbulent flows. *Physics of Fluids*, 14(7) :2043–2051, 2002.
- [155] M. Wang, S. Moreau, G. Iaccarino, and M. Roger. LES prediction of pressure fluctuations on a low speed airfoil. *Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research, Stanford Univ./NASA Ames*, 2004.
- [156] P. D. Welch. The use of fast Fourier transform for the estimation of power spectra : a method based on time averaging over short modified periodograms. *IEEE Trans. Audio Electroacoustics*, AU-15 :70–73, 1967.

Publications et brevets

Publications

Articles publiés dans des revues scientifiques

- E. Tannoury, S. Khelladi, B. Demory, M. Henner, F. Bakir. Influence of blade compactness and segmentation strategy on tonal noise prediction of an automotive engine cooling fan. *Applied Acoustics*, 74(5) : 782-787, 2013.
- E. Tannoury, S. Khelladi, B. Demory, M. Henner, F. Bakir. Tonal noise prediction of an automotive engine cooling fan : comparison between analytical models and acoustic analogy results. *Journal of Mechanics Engineering and Automation*, 2 : 455-463, 2012.

Communications

- E. Tannoury, B. Demory, M. Henner, P.A. Bonnet, P. Caule, Y. Creteur. A design of experiment for evaluating installation effects and the influence of blade loading on the acoustics of an automotive engine cooling fan. *International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods*, 18-20 April 2012, Senlis, France.
- E. Tannoury, B. Demory, M. Henner, S. Khelladi, F. Bakir. Blade segmentation strategy for tonal noise computation of low Mach axial fans. *14th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, February 27th - March 2nd 2012, Honolulu, HI, USA.
- E. Tannoury, S. Khelladi, B. Demory, M. Henner, F. Bakir. Tonal noise prediction of an automotive engine cooling fan : comparison between analytical mo-

*Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques :
couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies
acoustiques*

dels and acoustic analogy results. *9th European Turbomachinery Conference*, 21-25 March 2011, Istanbul, Turkey.

Brevets

- FR 2969229 (A1) : Hélice de ventilateur et module de refroidissement associé. B. Demory, M. Henner, E. Tannoury. Également publié en tant que : WO 2012084499 (A1).
- FR 2965314 (A1) : Hélice pour ventilateur dont la longueur de corde varie. B. Demory, M. Henner, E. Tannoury. Également publié en tant que : WO 2012041565 (A1).
- FR 2965315 (A1) : Hélice pour ventilateur dont l'angle de calage varie. B. Demory, M. Henner, E. Tannoury. Également publié en tant que : WO 2012041564 (A1).

Contribution à la prévision du bruit tonal des machines tournantes subsoniques : couplage des simulations numériques et des modèles analytiques avec les analogies acoustiques

RESUME : La conception des groupes moto-ventilateurs au sein de Valeo Systèmes Thermiques et la prédiction de leurs performances aérauliques reposent majoritairement sur les méthodes de développement virtuel, i.e. la conception assistée par ordinateur et la simulation numérique de la mécanique des fluides. Dans ce cadre, le présent travail propose une méthodologie de prédiction et de minimisation de la composante tonale du bruit d'un groupe moto-ventilateur. L'approche adoptée est hybride et dissocie la génération et la propagation du bruit. La propagation en champ libre est calculée avec une formulation intégrale de l'analogie de Ffowcs-Williams et Hawkings. Dans un premier temps, les termes-sources à la surface du rotor et du stator sont calculés par une simulation numérique instationnaire. La compacité de la pale ainsi que l'influence du maillage acoustique sur la prédiction sont ensuite investiguées. Finalement, les résultats sont comparés aux mesures expérimentales. Dans un deuxième temps, les sources acoustiques à la surface du stator sont calculées avec le modèle de Sears enrichi avec des données extraites d'une simulation stationnaire du rotor complet. Avant de procéder à la prédiction acoustique, l'influence du modèle de turbulence sur les résultats finaux est évaluée à travers une comparaison entre LES et RANS pour l'écoulement autour de profils extrudés. Enfin, la problématique de minimisation du bruit tonal est traitée en tant que problème d'optimisation où la géométrie d'une aube est paramétrée et où la recherche de l'optimum est conduite par un algorithme génétique. Cette optimisation a permis de concevoir un stator moins bruyant et adapté à l'écoulement en aval du rotor étudié.

Mots clés : turbomachine, écoulement subsonique, aéroacoustique, bruit tonal, simulation numérique, analogie acoustique, Interaction rotor-stator, modèle de Sears, optimisation, Simulation des Grandes Echelles.

Contribution to the prediction of tonal noise from subsonic turbomachinery: coupling numerical simulations and analytical models with acoustic analogies

ABSTRACT: The design of fan systems at Valeo Thermal Systems and the prediction of their aerodynamic performances rely mainly on virtual development methods, i.e. computer-aided-design and computational fluid dynamics. Within this context, this dissertation develops a methodology for predicting and minimizing the tonal noise of a fan system. The hybrid approach is used, thus separating noise generation and propagation. The free-field propagation is computed via an integral formulation of the Ffowcs-Williams and Hawkings analogy. In a first step, the source terms located at the surfaces of the rotor and the stator are extracted from an unsteady numerical simulation. The compactness of the blade and the influence of the acoustic mesh on the prediction are then investigated. Finally, the computational results are compared to the experimental ones. In a second step, the acoustic sources at the surface of the stator are computed with Sears' model. Its inputs are extracted from a steady simulation of the whole rotor. Before proceeding to the acoustic prediction, the influence of the turbulence model on the final results is assessed via a comparison between LES and RANS simulations of the flow around airfoils. Finally, minimizing tonal noise is formulated as an optimization problem. The shape of a stator-blade is parametrized and the optimization is conducted with a genetic algorithm. The resulting stator is less noisy and adapted to the flow downstream of the studied rotor.

Keywords : turbomachinery, subsonic flow, aeroacoustics, tonal noise, numerical simulation, acoustic analogy, rotor-stator interaction, Sears' model, optimization, Large Eddy Simulation.