

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie mécanique

ÉTUDE NUMÉRIQUE
D'IDENTIFICATION DES SOURCES
ACOUSTIQUES D'UNE PALE DE
VENTILATEUR

Thèse de doctorat
Spécialité : génie mécanique

Tenon Charly KONE

Jury : Anthony GÉRARD (Évaluateur)
Luc FRÉCHETTE (Rapporteur)
Jean Bernard PIAUD (Partenaire industriel)
Raymond PANNETON (directeur)
Yann MARCHESSE (co-directeur)

À la grande famille Tobingué, à ma mère,
mon épouse, mon défunt père Nanourou
KONE et tous ceux ou celles qui ont perdu la
vie pendant la crise postélectorale en Côte
d'Ivoire.

RÉSUMÉ

Dans les turbomachines, le bruit du volume tournant est considéré comme une source majeure d'inconfort. La connaissance et l'identification des sources de bruit du rotor sont primordiales pour la conception d'une machine silencieuse et énergétiquement plus efficace. Ce document examine la capacité à la fois de la décomposition orthogonale aux valeurs (POD) et la décomposition aux valeurs singulières (SVD) à identifier les zones sur la surface d'une source (pale de ventilateur) fixe ou en mouvement subsonique qui contribuent le plus à la puissance acoustique rayonnée. La méthode de calcul de la dynamique des fluides (CFD) du code source OpenFoam est utilisée comme une première étape pour évaluer le champ de pression à la surface de la pale en mouvement subsonique. Les fluctuations de ce champ de pression permettent d'estimer à la fois le bruit de charge et la puissance sonore qui est rayonnée par la pale basée sur l'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkins (FW&H). Dans une deuxième étape, le bruit de charge estimé est également utilisé tant pour les approches POD et SVD. On remarque que la puissance sonore reconstruite par les deux dernières approches en se fondant uniquement sur les modes acoustiques les plus importants est similaire à celle prédite par l'analogie de FW&H. De plus, les modes les plus rayonnants estimés par la méthode SVD sont projetés sur la surface de la pale, mettant ainsi en évidence leurs emplacements. Il est alors prévu que cette identification soit utilisée comme guide pour l'ingénieur dans la conception d'une roue moins bruyante.

Mots-clés : Simulation aux Grande Échelles, Optimisation, Aéroacoustique, Régime Subsonique, Analogie acoustique, Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres, Décomposition Singulière aux valeurs propres

REMERCIEMENTS

La réalisation de cette thèse n'aurait pas été possible sans le soutien technique ou moral d'un certain nombre de personnes. Il m'est difficile de les nommer tous, de peur d'en oublier. Je remercie tous ceux qui, à des degrés divers et parfois sans le savoir, ont permis la réalisation de ce projet.

Je tiens à remercier mes deux directeurs de recherche **Raymond PANNETON** et **Yann MARCHESSE** pour la qualité de leur encadrement, de leurs conseils, de leur bonne humeur quotidienne, de leur critiques constructives, et surtout de leur confiance qu'ils m'ont offerte. Vous être formidables. Je vous dis merci.

Cette thèse a été possible grâce à la collaboration d'une personne, devenu avec le temps mon frère et mon père au Canada. Il s'agit de **Jean Bernard PIAUD**, représentant le partenaire industriel. Je le remercie pour son implication, son soutien, sa motivation, ses conseils avisés, et les discussions qu'on a pu avoir. Il a su me motiver dans les moments difficiles.

Je remercie **Luc FRÉCHETTE** pour sa disponibilité à chaque fois qu'il était sollicité. Merci pour tes conseils et surtout d'avoir accepté de faire partie des membres de jury. Merci à **Anthony GÉRARD** d'avoir accepté d'être membre de Jury. Je tiens à remercier tous les membres de Jury pour le temps qu'ils ont pris afin d'évaluer mon travail

Je remercie tous les membres du Groupe d'Acoustique et de Vibration de l'Université de Sherbrooke (GAUS) et en particulier, ceux du groupe d'Éco-conception de Matériaux Acoustique (EMA). Plus particulièrement mes collègues et amis, Jean-Philippe REGNARD, Kévin VERDIÈRE, Patrick BOUCHÉ, Viet Dong VU et Hoang Tuan LUU. Je remercie également mon collègue de bureau James Christopher REDDICK et mon ami Djakaridja SANOGO.

Je remercie tous les membres du corps professoral et le personnel de l'université de Sherbrooke que j'ai côtoyés ou avec qui j'ai pu travailler.

Je remercie aussi tous les membre du corps professoral et le personnel de l'ECAM Lyon plus particulièrement les membres du pôle Énergétique à travers son responsable Vincent CAILLÉ qui ont bien voulu m'accepter et m'encadrer pendant mon séjour. Je leur dit merci pour leurs conseils et leur encadrement.

Je terminerai en remerciant la grande famille Tobingué avec une pensée particulière pour mon père, ma mère, mon épouse, mes frères et soeurs Doféré KONE, N'Gadio KONE, Tilonon KONE, Youcouroua KONE et mes amis de la Côte d'Ivoire.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Mise en contexte	1
1.2	Objectifs et originalités	5
1.2.1	Objectifs	5
1.2.2	Originalité	6
1.3	Structure du document	6
2	ÉTAT DE L'ART	9
2.1	Modélisation de l'écoulement interne	10
2.1.1	Méthode RANS	10
2.1.2	Simulation aux Grandes Échelles (SGE)	12
2.1.3	Logiciel de calcul des équations de Navier-Stokes	15
2.1.4	Conclusion	17
2.2	Modélisation aéroacoustique	17
2.2.1	Analogies aéroacoustiques	17
2.2.2	Méthodes hybrides ou découplées	19
2.3	Méthodes d'identifications des sources	21
2.3.1	Décomposition orthogonale aux valeurs propres	21
2.3.2	Décomposition singulière aux valeurs propres	23
2.4	Optimisation	23
2.4.1	Méthodes de réduction du bruit large bande	23
2.4.2	Dakota	25
2.5	Conclusion	27
3	MÉTHODE D'OPTIMISATION NUMÉRIQUE DÉVELOPPÉE	29
3.1	Méthode d'optimisation de substitution	29
3.1.1	Plans d'expériences	30
3.1.2	Méthodes polynomiales	31
3.1.3	Méthode de krigeage	32
3.1.4	Critères d'évaluations des modèles	34
3.2	Mise en place d'une méthodologie d'optimisation	35
3.2.1	Conception et discrétisation de la géométrie d'étude	36
3.2.2	Calcul RANS	38
3.2.3	Optimisation avec Dakota	39
3.3	Optimisation de la performance de ventilateur centrifuge	43
3.3.1	Choix du type de la machine	44
3.3.2	Relations paramétriques	44
3.3.3	Définition du problème d'optimisation	46
3.3.4	Analyse et interprétation des résultats	46
3.3.5	Solution du problème d'optimisation	55

3.4	Conclusion	57
4	MODÉLISATION DE L'ÉCOULEMENT INTERNE	59
4.1	Géométrie d'étude	60
4.2	Discrétisation spatiale	64
4.2.1	Volume tournant	64
4.2.2	Volumes fixes	66
4.3	Types géométriques des faces limites d'OpenFoam	67
4.4	Conditions aux limites et initiales	69
4.5	Paramètres numériques	70
4.5.1	Méthodes linéaires	71
4.5.2	Schémas numériques	71
4.5.3	Paramètres de contrôle du calcul	72
4.5.4	Parallélisme	72
4.6	Propriétés du fluide	72
4.7	Résultats CFD	73
4.7.1	Coefficient de pression et la charge	73
4.7.2	Analyse de l'écoulement	76
4.8	Conclusion	82
5	IMPLÉMENTATION DE L'ANALOGIE DE FW&H	83
5.1	Approche directe : Analogie de FW&H	83
5.1.1	Interpolation de Lagrange	85
5.1.2	Calcul de la dérivée	86
5.1.3	Application du calcul de la dérivée	87
5.2	Application aux dipôles tournants	88
5.2.1	Description	89
5.2.2	Résultats	91
5.3	Application à la théorie d'Isom	91
5.3.1	Géométrie et discrétisation	92
5.3.2	Validation numérique	92
5.4	Conclusion	94
6	APPROCHES DÉVELOPPÉES : Écoulement de canal en interaction avec une pale	95
6.1	Avant propos	95
6.2	Abstract	96
6.3	Introduction	97
6.4	Theory	99
6.4.1	Estimation of the acoustic field (<i>FW&H</i> analogy)	99
6.4.2	Proper Orthogonal Decomposition approach	100
6.4.3	Singular Value Decomposition (SVD) approach	103
6.5	Application	104
6.5.1	POD analysis and interpretation	107
6.5.2	SVD analysis and interpretation	115

6.6	Conclusion	118
7	APPROCHES NUMÉRIQUES D'IDENTIFICATION DES ZONES ACOUSTIQUES D'UNE SOURCE EN MOUVEMENT SUBSONIQUE : Pale de ventilateur centrifuge	119
7.1	Avant propos	119
7.2	Abstract	121
7.3	Introduction	121
7.4	Theory	122
7.4.1	Geometry of the problem	122
7.4.2	Estimation of the acoustic field (FW&H analogy)	123
7.4.3	Proper Orthogonal Decomposition	124
7.4.4	Singular Value Decomposition (SVD)	127
7.5	Application	128
7.5.1	Geometry, spatial discretization and boundary conditions	128
7.5.2	Governing equations and time discretization	129
7.5.3	POD analysis and interpretation	130
7.5.4	SVD analysis and interpretation	131
7.5.5	Conclusion	133
8	RAYONNEMENT ACOUSTIQUE D'UNE PALE DE VENTILATEURS CENTRIFUGES	135
8.1	Approche FW&H	135
8.2	Approche POD	138
8.2.1	Analyse et interprétation des modes acoustiques	138
8.2.2	Analyse et interprétation de la cartographie des modes acoustiques	145
8.3	Approche SVD	148
8.3.1	Analyse et interprétation des modes acoustiques	148
8.3.2	Analyse et interprétation de la cartographie des modes acoustiques	150
8.4	Conclusion	152
9	CONCLUSION ET PERSPECTIVES	153
9.1	Synthèse des travaux	153
9.2	Contribution scientifique	156
9.3	Perspectives	157
A	Structure générale d'OpenFoam	159
B	Coordonnées cartésiennes des récepteurs sur la sphère de rayon $R = 6$ m selon la norme ISO 3745 standard [85]	161
	LISTE DES RÉFÉRENCES	163

LISTE DES FIGURES

1.1	Ventilateur centrifuge	2
1.2	Mécanisme de génération du bruit large bande : bruit turbulent du bord d'attaque [130]	4
1.3	Mécanisme de génération du bruit large bande : décollements locaux [19]	4
1.4	Mécanisme de génération du bruit large bande : couche limite turbulente et sillage [19]	4
2.1	Résumé des principales approches	10
2.2	Bord de fuite en S et paramètres d'étude [77]	24
2.3	Pale en matériaux poreux (Fiedmetal) d'une roue axiale [24]	25
2.4	Prototype de la roue faite d'un matériau poreux [107]	26
3.1	Diagramme de la méthode d'optimisation mise en place	35
3.2	Paramètres primaires pour le design d'une roue avec le script Python	38
3.3	Géométrie d'étude	38
3.4	Isocontour de la fonction de Branin-Hoo par l'approche analytique, quadratique et de Krigeage	43
3.5	Illustration de géométries d'optimisation des points du plan d'expérience exp_0 : (a) point 0, (b) point 1 et (c) point 2	48
3.6	Illustration de discrétisations spatiales des points du plan d'expérience exp_0 : (a) point 0, (b) point 1 et (c) point 2	48
3.7	Contour de la vitesse absolue dans le plan $y = 0.008$ m au point 2 du plan d'expérience exp_0	49
3.8	Vecteurs de la vitesse relative coloré en pression dans le plan $y = 0.008$ m au point 2 du plan d'expérience exp_0	49
3.9	Modes propres de la matrice quadratique de chaque plan	51
3.10	Axe principal (sans dimension) de la matrice quadratique de chaque plan	52
3.11	Second axe principal (sans dimension) de la matrice quadratique de chaque plan	52
3.12	Coefficients de la partie polynomiale des méthodes de RSM et de krigeage	53
3.13	Paramètre de corrélation $\vec{\theta}$ en m^{-2} de chaque plan	54
4.1	Géométrie initiale	60
4.2	Géométrie du volume d'entrée	60
4.3	Géométrie du volume de sortie	61
4.4	Géométrie du volume tournant	62
4.5	Géométrie d'étude : Volume périodique	63
4.6	Maillage du volume tournant	65
4.7	Maillages des volumes fixes	66
4.8	Ligne d'extraction de la pression et coefficients de pression	74
4.9	Pression totale délivrée par le ventilateur centrifuge	75
4.10	Contour de y^+ sur la pale	77

4.11	Contour de vitesse absolue dans les plans d'équations $y = 0.008$ m et $y = 0.015$ m	78
4.12	Contour de vitesse relative dans les plans d'équations $y = 0.008$ m et $y = 0.015$ m	79
4.13	Contour de pression sur la pale centrale	80
4.14	Contour des fluctuations de pression sur la pale centrale	80
4.15	Iso-contour du critère $Q = (\frac{\pi\Omega}{60})^2$ à 2.25 tours	82
5.1	Comparaison de la dérivée analytique ds , dérivée de la transformée de Fourier InvFTD ds et la dérivée de Lagrange $Lag ds$	88
5.2	Configuration des géométries de calcul du bruit des charges rayonnés par un ou plusieurs disques en rotation autour de l'axe \vec{z}	90
5.3	Bruit de charge numérique et analytique rayonné par un ou plusieurs disques en champ lointain	91
5.4	Géométrie d'étude : (a) Pales d'hélicoptère de profil NACA0010 ; (b) Discretisation spatiale d'une pale	92
5.5	Comparaison du bruit de charge (p_L) et du bruit d'épaisseur (p_T) de pale d'hélicoptère (NACA0010) à Mach 0.2, 0.4, 0.6 et 0.8 pour une distribution uniforme de charge	93
6.1	Geometry and boundary conditions	104
6.2	Geometry spatial discretization : (a) Input volume, (b) Blade volume and (c) Output volume	105
6.3	Isocontour Q-criterion from $0 s^{-1}$ to $1000 s^{-1}$	106
6.4	Reveivers positions	107
6.5	POD percentage accumulated acoustic energy (eigenvalues, Eq. 6.11) of the first q modes divided by the total energy of all modes for receivers $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$ and $\varphi = 91^\circ$	108
6.6	Comparison between total loading noise ($q = m$) and loading noise reconstruction using the first 10 eigenvalues at receivers : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 28^\circ$, (c) $\varphi = 56^\circ$ and (d) $\varphi = 91^\circ$	109
6.7	Directivity estimation in dB between mean quadratic sound pressure ($q = m$) and mean quadratic sound pressure using the first 10 eigenvalues at receivers of the Fig. 6.4b	110
6.8	Mean quadratic sound pressure (product of eigenvalues and sum of the components of the eigenvector, Eq. 6.13) for each of the 15 first modes of receivers $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$ and $\varphi = 91^\circ$	111
6.9	Mapping POD eigenvectors $\Phi_k(\vec{y})$ on the overpressure side of the blade according to the provisions the values of Table 6.1 : line 1, receiver $\varphi = 0^\circ$; line 2, receiver $\varphi = 28^\circ$; line 3 receiver $\varphi = 56^\circ$; line 4 receiver $\varphi = 91^\circ$ and columns rank from most to least important modes from left to right.	112
6.10	Mapping POD eigenvectors $\Phi_k(\vec{y})$ on the under-pressure side of the blade according to the provisions the values of Table 6.1 : line 1, receiver $\varphi = 0^\circ$; line 2, receiver $\varphi = 28^\circ$; line 3 receiver $\varphi = 56^\circ$; line 4 receiver $\varphi = 91^\circ$ and columns rank from most to least important modes from left to right.	113

6.11	SVD percentage accumulated acoustic energy of the first q modes E_{Acq} divided by the total energy of all modes	116
6.12	SVD acoustic power radiated by each mode	116
6.13	Mapping SVD eigenvectors on the overpressure and under-pressure side of the blade : line 1, overpressure side ; line 2, under-pressure side and columns rank from most to least important modes.	117
7.1	Geometry of the centrifugal fan problem under consideration. The \vec{y} -axis is the the axis of rotation. (a) Full geometry. (b) Rotor (c) 1/11th periodic geometry and boundary condition	129
7.2	Position of the receivers in the plane passing through the origin and normal to the rotor axis \vec{y} with $\omega = 2\pi\Omega/60$ as per ISO 3745 standard [85]	131
7.3	Load noise pressure with all POD modes (Eq. 7.9) and with the 10 first dominant modes (Eq. 7.12) at receivers (a) : 0, (b) : 9, (c) : 14 and (d) : 16	132
7.4	Radiated sound power of each SVD mode (Eq. 7.17) for the different mesh cases (0, 1 and 2)	132
7.5	Mapping of the most radiating SVD eigenvector for each side of the blade : (a) under pressure side, eigenvector 1 for cases 0 and 1, and eigenvector 2 for case 2; (b) overpressure side, eigenvector 0 for the three cases.	133
8.1	Pression acoustique d'une pale de ventilateur centrifuge aux récepteurs : (a) 0, (b) 9, (c) 14 et (d) 16	137
8.2	Spectre de bruit rayonné par une pale du ventilateur centrifuge	138
8.3	Accumulation de l'énergie acoustique par les $q - 1$ premiers modes de la POD du Cas 0 aux récepteurs 0, 9, 14 et 16	140
8.4	Accumulation de l'énergie acoustique par les $q - 1$ premiers modes de la POD du Cas 1 aux récepteurs 0, 9, 14 et 16	140
8.5	Évolution temporelle de la pression acoustique à l'aide de m ou 10 modes : Cas 0; récepteurs : (a) 0, (b) 9, (c) 14 et (d) 16	141
8.6	Évolution temporelle de la pression acoustique à l'aide de m ou 10 modes : Cas 1; récepteurs : (a) 0, (b) 9, (c) 14 et (d) 16	141
8.7	Pression quadratique moyenne acoustique de chaque mode de la POD aux récepteurs 0, 9, 14 et 16 : Cas 0	144
8.8	Pression quadratique moyenne acoustique de chaque mode de la POD aux récepteurs 0, 9, 14 et 16 : Cas 1	144
8.9	Cartographie des vecteurs propres de la POD sur l'extrados de la pale selon les dispositions des modes du Tableau 8.6 : ligne 1, récepteur 0; ligne 2, récepteur 9; ligne 3 récepteur 14; ligne 4 récepteur 16 et les colonnes, du plus important au moins important mode.	146
8.10	Cartographie des vecteurs propres de la POD sur l'intrados de la pale selon les dispositions des modes du Tableau 8.6 : ligne 1, récepteur 0; ligne 2, récepteur 9; ligne 3 récepteur 14; ligne 4 récepteur 16 et les colonnes, du plus important au moins important mode.	147
8.11	Puissance acoustique de chaque mode de la SVD	149

8.12	Cartographie des vecteurs propres à droite $V_k(\vec{y})$ sur l'extrados de la pale, selon les dispositions des modes dans le Tableau 8.9 : colonne 1, Cas 0 ; colonne 2, Cas 1 et colonne 3 Cas 2	151
8.13	Cartographie des vecteurs propres à droite $V_k(\vec{y})$ sur l'intrados de la pale selon les dispositions des modes dans le Tableau 8.9 : colonne 1, Cas 0 ; colonne 2, Cas 1 et colonne 3 Cas 2	151
9.1	Géométrie du volume tournant modifié	157

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Solveur d'OpenFoam pour les écoulements incompressibles	16
2.2	Analogies acoustiques	19
3.1	Types de squelette et de fonction d'épaisseur disponible dans le code python de Salomé	37
3.2	Paramètres principaux du design de la roue	37
3.3	Exemple de script d'optimisation avec Dakota	41
3.4	Le rmesq et le coefficient de détermination des méthodes RSM et de krigeage pour les expériences lhs à 30 et 60 échantillons	43
3.5	Espace d'étude	46
3.6	Échantillonnage	47
3.7	Valeurs des points 0, 1 et 2 du plan d'expérience exp_0	47
3.8	Nombre de cellules N_1 et N_2 des maillages et performance aérodynamique aux points 0, 1 et 2 du plan d'expérience exp_0	50
3.9	Coefficients et indices des coefficients de la base polynomiale paramétrique des méthodes	53
3.10	Le rmesq et le R^2 des méthodes RSM et de krigeage pour les expériences lhs à 30 et 60 échantillons	55
3.11	Solution du problème avec le modèle de surface RSM	56
3.12	Solution du problème avec le modèle de krigeage	56
3.13	L'erreur relative en % entre les modèles RSM et de krigeage pour chaque plan d'expériences	56
4.1	Dénomination des faces limites de la géométrie d'étude	62
4.2	Paramètres de la géométrie d'étude	63
4.3	Choix d'algorithmes et d'hypothèse pour la discrétisation du volume tournant	65
4.4	Choix des algorithmes et hypothèses pour la discrétisation des volumes fixes	66
4.5	Définition des couples périodiques dans OpenFoam <i>extend</i>	68
4.6	Définition des couples d'interfaces dans OpenFoam <i>extend</i>	68
4.7	Conditions aux limites et initiales de la vitesse U et la pression p	69
4.8	Conditions aux limites et initiales de l'énergie cinétique turbulente k et de la viscosité turbulente de Smagorinsky nuSgs	70
4.9	Paramètres de discrétisation du volume d'étude	73
6.1	Classification of modes according to their contribution to the calculation of the mean square acoustic pressure	110
6.2	Results of the sound power reconstructed with POD and relative error	111
6.3	Results of the sound power reconstructed with SVD and relative error	115
7.1	Discretization parameters of each mesh of the blade and the rest of the rotor	129
8.1	Paramètres de calcul acoustique	136

8.2	Erreurs relatives en % entre la pression acoustique de référence et celle reconstruite à partir des 10 premiers des Cas 0 et 1 aux récepteurs : 0, 9, 14 et 16	142
8.3	Maximums des pressions acoustiques en Pascal des Cas 0 et Cas 1 calculés aux récepteurs : 0, 9, 14 et 16	142
8.4	Modes de la POD au récepteur 0 et somme des composantes du vecteur propre associé : Cas 0 et Cas 1	142
8.5	Classification des modes de la POD en fonction de leur contribution dans le calcul de la pression acoustique quadratique moyenne : Cas 0	143
8.6	Classification des modes de la POD en fonction de leur contribution dans le calcul de la pression acoustique quadratique moyenne : Cas 1	143
8.7	Puissance acoustique de référence et calculée avec les 10 premiers modes de la POD pour les Cas 0 et 1	145
8.8	Classement des modes de la SVD selon leurs importances pour chaque maillage	149
8.9	Puissance acoustique calculée avec les 2 premiers modes de la SVD pour les Cas 0, Cas 1 et Cas 2	150

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
$(\bar{\bullet})$	Grandeurs physiques filtrées par le filtre de Reynolds ou filtre sous-maille
$(\dot{\bullet})$	Dérivée temporelle des grandeurs physiques
$\ (\bullet)\ $	Norme des grandeurs physiques
\mathbf{B}	Matrice de diffusion
b_1	Hauteur de la roue à l'entrée
b_2	Hauteur de la roue à la sortie
c	Vitesse du son dans le milieu
C_k	Constante de l'énergie cinétique turbulente
C_ϵ	Constante de dissipation
C_s	Constante de Smagorinsky
D_0	Diamètre de la section d'entrée de la roue
D_{ext}	Diamètre extérieur de la roue
D_{int}	Diamètre intérieur de la roue
$E_{Acq} = \sum_{k=0}^{q-1} \lambda_k / \sum_{k=0}^{m-1} \lambda_k$	Accumulation d'énergie acoustique des q premiers modes de la POD
f_{ech}	Fréquence d'échantillonnage des données nécessaires aux calculs acoustiques
G_Δ	Filtre sous-maille de largeur Δ
k	Énergie cinétique turbulente
$\ell_i = -pn_i$	Composante des forces aérodynamique surfacique s'appliquant sur le fluide
$\ell_r = \ell_i \hat{r}_i$	
L	Longueur de la corde de la pale
m	Nombre de sources élémentaires ou Nombre de cellules de la source
M	Nombre de Mach de la surface source
$M_r = M_i \hat{r}_i$	Projection du nombre de Mach dans la direction source-récepteur
$\dot{M}_i = \frac{1}{c} \frac{\partial v}{\partial \tau}$	
$\dot{M}_r = \dot{M}_i \hat{r}_i$	
\vec{n}	Vecteur normal extérieur à la source
n_i	i ième composante du vecteur normale \vec{n}
N	Nombre d'échantillons
N_{pales}	Nombre de pales
N_{obs}	Nombre de receveurs ou observateurs

Symbole	Définition
p	Pression pariétale de la source
$p_L(\vec{x}, t)$	Pression acoustique du bruit des charges au récepteur \vec{x} à l'instant t
$p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t)$	Pression acoustique émise par la source \vec{y}_i au récepteur \vec{x} à l'instant t
\mathcal{P}	Puissance acoustique de la pale
$\vec{r} = \vec{y} - \vec{x}$	Vecteur entre la position de la source \vec{y} et du récepteur \vec{x}
$r = \ \vec{y} - \vec{x}\ $	Distance entre la source et le récepteur
$\vec{\hat{r}} = \frac{\vec{r}}{r}$	Vecteur unitaire entre la position de la source \vec{y} et du récepteur \vec{x}
\hat{r}_i	i ième composante du vecteur unitaire $\vec{\hat{r}}$
R_{ij}	Tenseur de Reynolds
$S_{i\ell}$	Tenseur des taux de déformation
t	Variable temporelle
T_{ij}	tenseur de Lighthill
u_i	i ième composante de la vitesse
\mathbf{U}	Matrice des vecteurs propres à gauche de la SVD
v_i	i ième composante de la vitesse de la source
v_n	Vitesse normale de la source
\mathbf{V}	Matrice des vecteurs propres à droite de la SVD
\mathbf{V}_k	Vecteur propre à droite lié à la valeur singulière σ_k
\mathbf{W}_ℓ	Matrice de corrélation acoustique associée au récepteur \vec{x}_ℓ
\mathbf{W}_{obs}	Matrice rectangulaire de corrélation acoustique de tous les récepteurs
\vec{x}	Vecteur de position du récepteur ou de l'observateur
\vec{x}_ℓ	Vecteur de position du récepteur ℓ
\vec{y}_i	Vecteur de position de la i ième source
y^+	Variable pariétale adimensionnelle normale à la source
β	Vecteur des coefficients du polynôme d'optimisation
$\hat{\beta}$	Approximation du vecteur β
Δ	Largeur du filtre sous-maille
Δt_{CFD}	pas de temps CFD
Δt_e	pas de temps avancé pour le calcul acoustique
Δx	Taille maximale des cellules de maillage de la source dans la direction de l'écoulement
Δz	Taille maximale des cellules de maillage de la source dans la direction normale à l'écoulement et dans le plan de la source
η	Performance aérodynamique du ventilateur
$\lambda_{\ell k}$	k ième valeur propre ou mode de la POD associée au récepteur \vec{x}_ℓ
$\vec{\Phi}_{\ell k}$	Vecteur propre de la POD associée à la valeur propre $\lambda_{\ell k}$
σ_k	k ième valeur singulière ou mode de la SVD
λ	Matrice diagonale des valeurs propres de la POD
σ	Matrice diagonale des valeurs singulières de la SVD
Ω	Vitesse de rotation
ρ	Densité du fluide
ν_t	Viscosité turbulente

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
BiCGStab	Bi-Conjugate Gradient method Stable
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrich's-Lewy
DIC	Diagonal Incomplete Cholesky
DILU	Diagonal Incomplete LU
DOE	Design Of Experiments
EDF	Électricité De France
FW&H	Ffowcs Williams and Hawkings
LES	Large Eddy Simulation
LHS	Latin Hypercube Sampling
GEOM	Geometry module of Salome
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
PCG	Preconditioned Conjugate Gradient
POD	Proper Orthogonal Decomposition
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation
RSM	polynomial Reponse Surface Model
RMSEP	Root Mean Squared Error of Prediction
SBO	Surrogate Base Optimisation
SGE	Simulation aux Grandes Échelles
SMESH	Mesh module of Salome
SVD	Singular Value Decomposition
UdS	Université de Sherbrooke
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation
VC	Volume de Contrôle

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

L'aéroacoustique est une section de l'acoustique qui étudie le bruit généré par un écoulement en interaction ou non avec un obstacle solide (aube, pales de rotor d'hélicoptère, roue de compresseur ou de turbine ou de ventilateur, cavité ...). Cette discipline est à la frontière entre la mécanique des fluides et l'acoustique. Elle est née en 1952 lorsque le physicien Michael James Lighthill [101] élaborait la première théorie associée au bruit du jet des engins aéronautiques. Les progrès scientifiques réalisés ces dernières décennies dans les domaines numériques et expérimentaux permettent à l'aéroacoustique de s'étendre à tous les domaines de transport terrestre (les voitures, les habitacles de train ...) et de ventilation-climatisation. De plus, un nombre croissant de consommateurs deviennent de plus en plus exigeants sur le bruit des ventilateurs qu'ils considèrent comme une source majeure d'inconfort. Dans une seule habitation, le bruit de ventilation peut provenir de plusieurs systèmes :

- les systèmes d'extraction d'air des salles d'eau ;
- les systèmes de chauffage tels que les climatisations réversibles ;
- les échangeurs d'air qui renouvellent la qualité de l'air ;
- les hottes de cuisine qui évacuent les particules huileuses et les odeurs issues de la cuisson.

Certains n'hésitent pas à arrêter leurs systèmes de ventilation, quitte à dégrader de manière notable la qualité de l'air à l'intérieur de leur résidence. Les codes du bâtiment en Amérique du Nord réagissent à cet état de fait, en exigeant des unités de ventilation de plus en plus silencieuses. Un programme indépendant de certification du bruit de système de ventilation résidentiel est actuellement en place (www.hvi.org). Les produits doivent donc se conformer à cette demande des consommateurs qui exigent des produits de plus en plus silencieux et énergétiquement plus efficaces. De ce fait, leur niveau acoustique devient un critère de qualité et de sélection dans l'industrie. Dans la plupart des systèmes de ventilation mentionnés ci-dessus, les ventilateurs centrifuges sont utilisés pour des raisons

de débit, de pertes de charge et d'encombrement. Le bruit généré dans ces ventilateurs est principalement un bruit aérodynamique résultant de l'interaction entre l'air et les parties fixes d'une part (entrée, sortie et volute) et tournantes d'autre part (roue à aubes) du ventilateur (Figure 1.1) [68]. Deux types de bruit aérodynamique sont en général rayonnés :

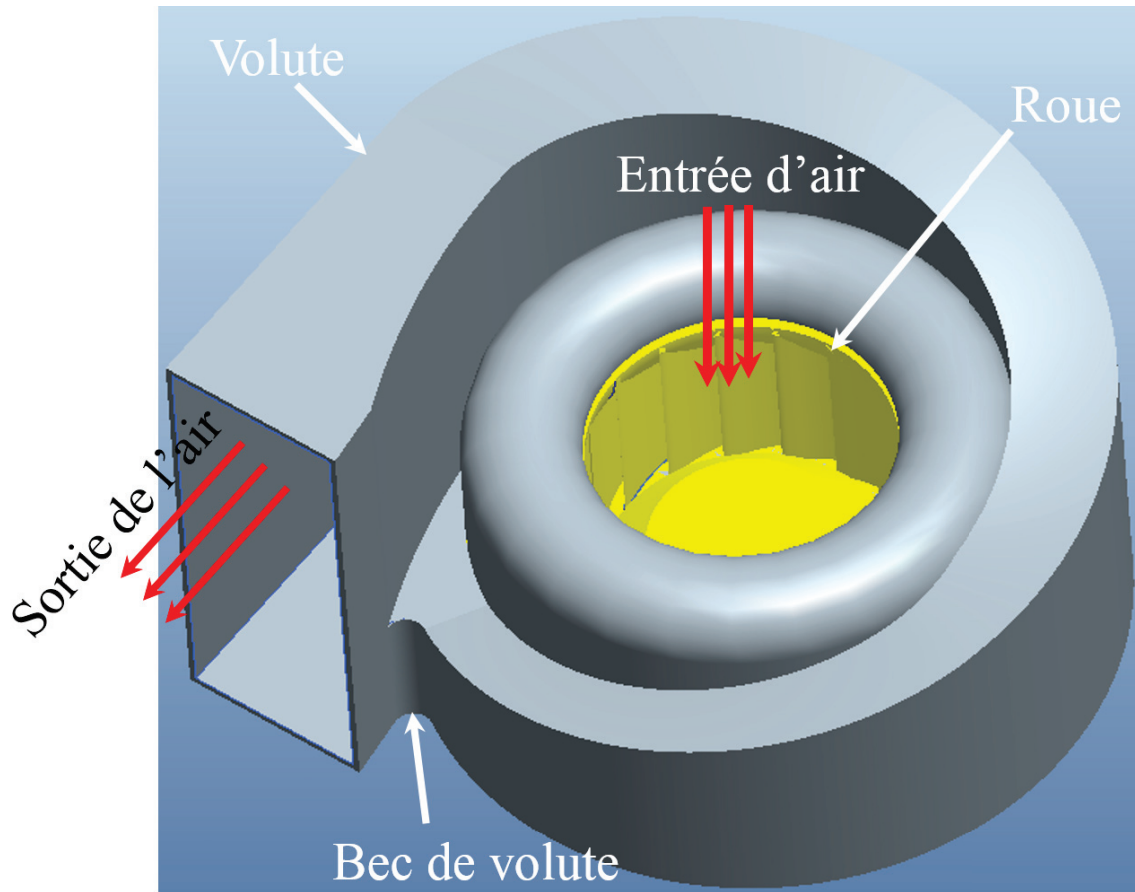


Figure 1.1 Ventilateur centrifuge

le bruit tonal (bruit de raie) et le bruit large bande. Le bruit large bande (le bruit avec un spectre large bande) provient :

- des turbulences de l'écoulement de l'air. Ce bruit est généré par l'ingestion d'une turbulence atmosphérique impactant les aubes du rotor. La variation soudaine du champ turbulent due à la présence des aubes est à l'origine du bruit (Figure 1.2). Ainsi, des fluctuations de portance sur les aubes sont induites. Cette source rayonne comme une distribution de dipôles repartis sur la surface des aubes. On parle souvent de bruit de bord d'attaque, les fluctuations de charge au niveau du bord d'attaque étant dominantes (d'autant plus que la fréquence augmente) [130];

- des décollements locaux où la couche limite se décolle puis se recolle du fait du gradient de pression longitudinal. Ils apparaissent lorsque l'angle d'incidence est trop élevé ou lorsque la pale est trop cambrée [19] (Figure 1.3) ;
- des fluctuations de pression aérodynamique sur le profil. En effet, les fluctuations de vitesse turbulente dans la couche limite sur le profil engendrent des fluctuations de pression pariétale sur l'extrados et l'intrados de la pale. Ces fluctuations de pression sont convectées par l'écoulement jusqu'au bord de fuite du profil, créant un bruit large bande (bruit du bord de fuite), selon un mécanisme de conversion d'énergie des tourbillons en énergie acoustique [19].

Dans certains cas, un bruit tonal s'ajoute au bruit large bande. L'origine de ce bruit dépend du type de ventilateur. Par exemple, dans le cas du ventilateur centrifuge, ce bruit est dû à l'interaction du sillage des aubes avec le bec de volute. De là est généré un bruit tonal composé d'une fondamentale et de ses harmoniques dont la position sur le spectre dépend de la vitesse de rotation et du nombre d'aubes de la roue [68].

La réduction du bruit de ventilation peut se faire soit à la source (conception optimale du ventilateur), soit sur le chemin de propagation du bruit. Le travail proposé dans cette thèse est la suite de l'étude de la maîtrise [95] et ne concerne que la réduction à la source. La réduction du bruit tonal à la source peut se faire par une conception appropriée du bec de volute par rapport à la roue [21] ou un écoulement dissymétrique dans la roue (par un balourd hydraulique). Dans le cas des ventilateurs centrifuges, le bruit tonal est déjà minimisé et le bruit large bande domine. Ce dernier est plus difficile à réduire. Dans un ventilateur centrifuge à réaction, il est minimal au point de fonctionnement, tandis qu'il augmente avec le débit dans les ventilateurs à action. Il peut être réduit par une conception appropriée du profil de la pale. Cependant, aucune solution générale n'existe et une conception sur mesure est nécessaire pour chaque configuration de système de ventilation. Pour ce faire, les ingénieurs utilisent au cas par cas des approches expérimentales ou numériques [21, 68]. Ainsi, ce doctorat vise à comprendre le bruit rayonné en fonction de la morphologie de l'écoulement et des interactions complexes entre les différentes pièces d'un ventilateur centrifuge. Des méthodes d'analyse pour optimiser ces pièces en vue de créer des écoulements moins bruyants seront développées.

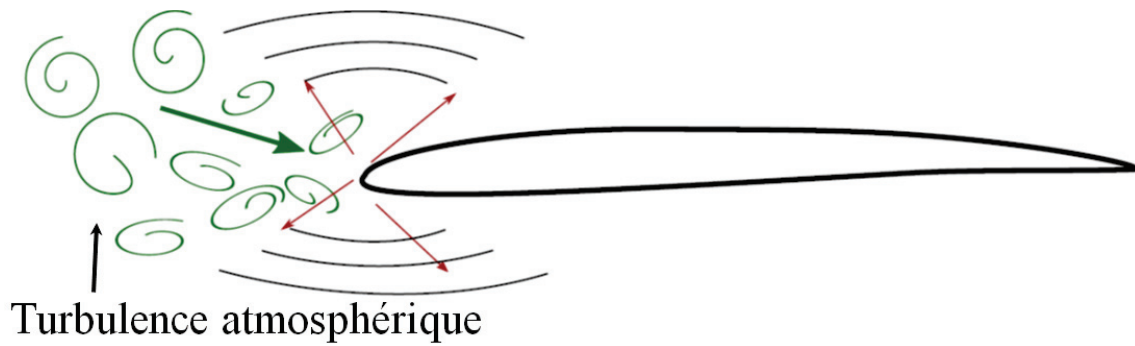


Figure 1.2 Mécanisme de génération du bruit large bande : bruit turbulent du bord d'attaque [130]



Figure 1.3 Mécanisme de génération du bruit large bande : décollements locaux [19]

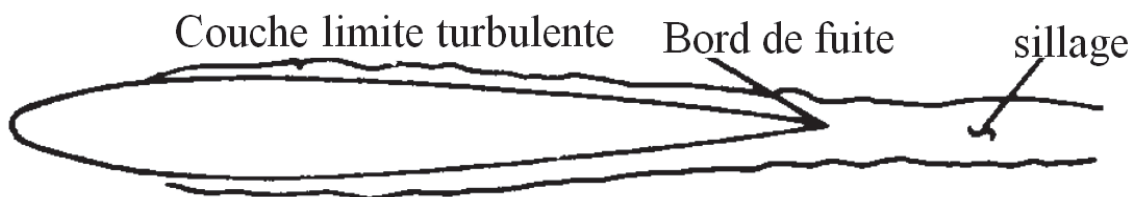


Figure 1.4 Mécanisme de génération du bruit large bande : couche limite turbulente et sillage [19]

1.2 Objectifs et originalités

1.2.1 Objectifs

L'objectif général du projet consiste à concevoir une roue la moins bruyante possible pour un ventilateur centrifuge. Pour atteindre cet objectif général, trois objectifs spécifiques seront abordés :

1. Optimiser la géométrie

- Mise en place d'une plate-forme de logiciels libres (Dakota, Salomé et OpenFoam) pour l'optimisation de la performance aérodynamique. Cette optimisation est nécessaire pour éviter tout décrochement des pales au point d'opération. En effet, l'une des sources de bruit large bande est liée à la mauvaise qualité de l'écoulement ;
- Meilleure compréhension du bruit aérodynamique produit par une pale en interaction avec un écoulement turbulent ;
- Application numérique de l'outil d'optimisation : Cas de l'optimisation de la performance de ventilateurs centrifuges.

2. Concevoir un outil de simulation numérique aéroacoustique et de diagnostic de la roue

- Modélisation de l'écoulement par la Simulation numérique aux Grandes Échelles (SGE)/*Large Eddy Simulation* (LES) en anglais ;
- Modélisation numérique aéroacoustique par le biais de l'analogie Ffowcs Williams and Hawkings (FW&H) [57].

3. Identifier les zones contribuant le plus au rayonnement du bruit

- Développement de l'approche par la décomposition orthogonale aux valeurs propres, en anglais *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) pour identifier les parties de l'aube contribuant le plus au rayonnement du bruit ;
- Développement de l'approche par la décomposition aux valeurs singulières ;
- Mise en évidence des paramètres les plus influents sur les propriétés acoustiques de ces systèmes.

1.2.2 Originalité

L'originalité du projet se décompose en quatre points :

- Un modèle hybride numérique (écoulement) - analytique (acoustique) permettant de déterminer les modes de pression dominant le bruit large bande d'une aube de ventilateur centrifuge ;
- Outil de calcul, de conception et d'optimisation transférable au partenaire industriel utilisant les logiciels libres OpenFOAM, Salomé et Dakota ;
- Méthodes d'identification numérique des zones les plus bruyantes d'une surface solide en interaction avec un écoulement turbulent.

1.3 Structure du document

Cette thèse est composée à la fois, de 2 articles soumis et de chapitres classiques. Ce premier chapitre a permis de mettre en contexte le sujet de cette thèse et d'en dégager les objectifs à atteindre. De plus, il a permis d'identifier les originalités.

Le chapitre 2 fait dans un premier temps la synthèse de l'état des connaissances sur la modélisation des écoulements internes dans les machines tournantes. Dans cette partie il est question de faire une récapitulation de approches CFD utilisée dans cadre des turbomachines et de présenter le logiciel libre OpenFoam. Ensuite, ce chapitre fait une revue bibliographique de la modélisation aéroacoustique. Il s'agit de faire un bilan des analogies aéroacoustiques ainsi que des méthodes hybrides (méthodes découplées) disponibles dans la littérature. Puis, ce chapitre réalise un bilan des méthodes d'optimisation de bruit large bande basées sur les approches POD et SVD. Enfin, il fait une revue bibliographie des méthodes de réduction du bruit large bande ainsi que la présentation du logiciel d'optimisation Dakota.

Le chapitre 3 présente la méthode d'optimisation basée sur les logiciels libres OpenFoam, Salomé et Dakota. L'approche utilisée est la combinaison de plusieurs scripts. L'un pour la conception de la géométrie et la discrétisation spatiale nécessaire à la modélisation de l'écoulement. Ce script, écrit en Python, est exécutable sous Salomé. Le deuxième concerne la définition de toutes les conditions aux limites, l'initialisation du calcul CFD et le traitement de la fonction objective du problème d'optimisation. Cette partie concerne le logiciel OpenFoam. La dernière partie est la description de l'outil Dakota. La méthodologie de

la construction des méthodes de substitutions polynomiale et de Krigeage est présentée et validée sur la fonction analytique conventionnelle de Branin. Enfin une application de cette technologie développée, réalisée sur une roue de ventilateur centrifuge est présentée. Cette roue optimisée sera utilisée pour la modélisation instationnaire de l'écoulement au travers le chapitre 4 et pour l'application des technologies acoustiques développées dans ce projet au travers les chapitres 7 et 8.

Le chapitre 4 présente la modélisation d'écoulement interne de ventilateurs. La roue du ventilateur utilisée est celle optimisée dans le chapitre 3. La méthode de la simulation aux grandes échelles avec le modèle sous-maille à une équation d'énergie cinétique turbulente est utilisée. La méthodologie d'utilisation d'OpenFoam (logiciel du calcul CFD) est également présentée. Plusieurs discrétisations spatiales sont étudiées. Les résultats numériques de grandeur globale telle que la charge manométrique fournie par la roue, et de grandeur locale telle que la pression pariétale de la pale sont analysés et comparés. La modélisation d'écoulement interne du ventilateur permet d'obtenir les fluctuations de pression sur la surface de la source nécessaire à la modélisation aéroacoustique du ventilateur.

Le chapitre 5 décrit la mise en place de l'implémentation de l'analogie acoustique de FW&H pour la modélisation aéroacoustique des machines tournantes. Les méthodes de calcul des termes de la dérivée et d'interpolation sont expliquées. Par la suite, cet outil est validé analytiquement sur des cas de configurations simples utilisés généralement pour la validation de nouveaux codes aéroacoustiques. On a par exemple l'application du code acoustique pour la prédiction du bruit généré par des dipôles tournants dont la solution analytique est donnée par Lowson [104] puis par Rienstra [133]. Puis son application à la théorie d'Isom [86] portant sur le rotor conventionnel d'hélicoptère décrite par Farassat [48, 54].

Le chapitre 6 est l'un des articles soumis de cette thèse. Il a été soumis dans le *Journal of Sound and Vibration* le 14 mars 2016. Il porte sur le développement numérique des approches d'identification des zones d'une source qui sont les plus bruyantes. Il permet de mettre en évidence les approches de la POD et de la SVD développées à cet effet. L'application de ces approches sur le bruit de l'interaction de l'écoulement avec une pale fixe placée dans un canal est présentée dans ce chapitre.

Le chapitre 7 est le second article soumis de cette thèse. Il a été soumis dans le livre des journaux de *Springer International Publishing AG* le 30 octobre 2016. Il porte sur

l'extension des techniques de la POD et de la SVD développées dans le chapitre précédent aux cas d'une source en mouvement subsonique. Le cas d'application est la roue du ventilateur optimisée dans le chapitre 3. Les fluctuations de pression nécessaires pour la modélisation du terme source de l'analogie acoustique de FW&H sont issues du calcul CFD réalisé au chapitre 4.

Le chapitre 8 est un développement détaillé de l'analyse aéroacoustique du chapitre 7. Il porte sur l'application des approches de la POD et de la SVD sur un ventilateur centrifuge. Il fait une analyse et une interprétation des modes principaux et des cartographies des directions privilégiées liées à ces modes. Ce chapitre permet de comprendre aussi le comportement aéroacoustique de la surface de la source afin d'en déduire les zones de celles-ci qui participent le plus aux rayonnements aéroacoustiques du bruit large bande du ventilateur centrifuge.

Le chapitre 9 est la conclusion et ouvre vers les perspectives.

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART

La complexité du sujet et les connaissances multiples nécessaires dans des domaines très divers (les turbomachines, les modèles de turbulence, les méthodes numériques appliquées aux CFD, les équations intégrales, la théorie des distributions, l'acoustique et l'aéroacoustique...) sont obligatoirement intimidantes, voire écrasantes au départ. L'état de l'art ne peut pas être exhaustif vu la production actuelle dans le domaine. Il est donc difficile de faire un bilan exhaustif de toutes les approches possibles pour le traitement de ce problème. Les approches mises en oeuvre peuvent être résumées par le tableau de la Figure 2.1. Celui-ci permettra de mettre en évidence les principales idées utiles au problème.

Deux grandes approches de simulation existent en aéroacoustique. La première consiste à réaliser un calcul direct ou DNS (Direct Numerical Simulation en anglais) et à obtenir lors d'un même calcul les champs aérodynamiques et acoustiques. Elle est la plus fiable, mais très coûteuse en terme de temps de calcul et de mise en oeuvre. Les applications industrielles qui nous préoccupent ici ne sont donc pas envisageables avec la DNS. La deuxième approche, l'approche découplée ou méthode hybride consiste à réaliser un calcul aérodynamique à l'aide d'un code CFD (RANS, URANS, LES) et, à partir de ces résultats, utiliser une analogie acoustique ou une méthode analytique pour modéliser le bruit. Dans ce chapitre, il est question d'aborder les notions et l'état des connaissances nécessaires à la compréhension du projet de doctorat. En premier lieu, nous parlerons de la modélisation de l'écoulement interne (aérodynamique). En second lieu, on abordera l'état de l'art de la modélisation aéroacoustique. Dans cette section il s'agira de mettre en évidence les analogies acoustiques utilisées pour la prédiction du bruit et les méthodes hybrides (couplées). Puis, les méthodes d'identification de source acoustique seront abordées par la suite et on parlera des analogies acoustiques disponibles dans la littérature. Ensuite on évoquera des méthodes de réduction du bruit large bande déjà disponibles dans la littérature. On terminera ce chapitre par les méthodes d'optimisation.

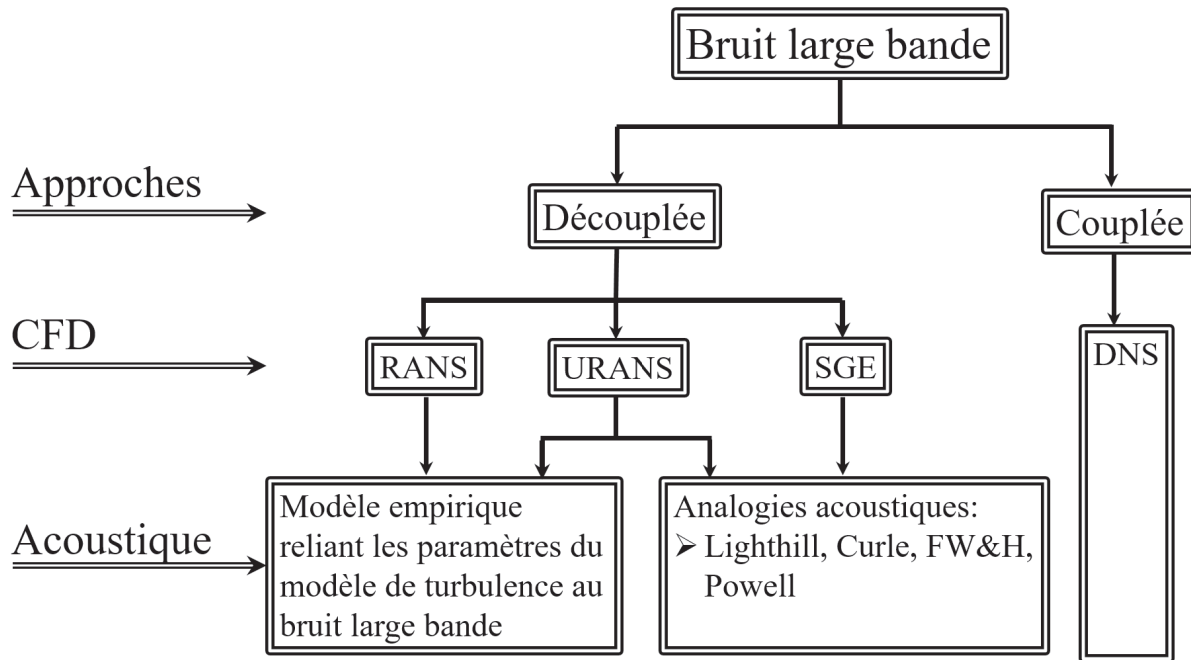


Figure 2.1 Résumé des principales approches

2.1 Modélisation de l'écoulement interne

De nos jours, avec le développement des super calculateurs, plusieurs méthodes de modélisations d'écoulement ont vu le jour. Dans cette section, nous nous limiterons à décrire celles qui seront utilisées pour la réalisation de ce projet ainsi que le logiciel de calcul.

2.1.1 Méthode RANS

La méthode RANS (Reynolds Averaged Naviers-Stokes) est la plus économe en ressources et est très utilisée pour les applications industrielles. Elle repose sur une décomposition de Reynolds des grandeurs instantanées d'écoulements (exemple : le champ de vitesse et de pression) en une partie fluctuante et en partie moyennée sur l'ensemble des réalisations possibles de cette grandeur fluide (moyenne d'ensemble). Les équations de Naviers-Stokes moyennées sont alors résolues. Les informations relatives aux structures turbulentes instantanées sont perdues. La moyenne d'ensemble dite de Reynolds d'une variable ψ est définie sur un ensemble de N réalisations indépendantes d'un même phénomène $\psi^n(\vec{x}, t)$ de cette variable à chaque point \vec{x} et à chaque instant t par :

$$\bar{\psi}(\vec{x}, t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \psi^n(\vec{x}, t) \right) \quad (2.1)$$

Dans les turbomachines subsoniques comme les ventilateurs, l'écoulement est suffisamment unique pour considérer le processus comme ergodique. Ainsi, les grandeurs statistiques sont indépendantes du temps et la moyenne d'ensemble (équation 2.1) est équivalente à la moyenne temporelle (équation 2.3). Une grandeur $\psi(\vec{x}, t)$ ayant à la fois des évolutions lentes et des fluctuations rapides pourra dès lors être décomposée en une partie moyennée $\bar{\psi}(\vec{x})$ et une autre partie fluctuante $\psi'(\vec{x}, t)$ autour de cette moyenne. En prenant un intervalle de temps T suffisamment long, on peut écrire :

$$\psi(\vec{x}, t) = \bar{\psi}(\vec{x}) + \psi'(\vec{x}, t) \quad (2.2)$$

$$\bar{\psi}(\vec{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \psi(\vec{x}, t) dt \quad (2.3)$$

L'application de cette moyenne aux équations de Naviers-Stokes d'un écoulement incompressible donne les équations RANS (équations 2.4 et 2.5) dans lesquelles apparaissent les termes inconnus du tenseur de Reynolds $R_{i\ell} = -\overline{\rho u'_i u'_\ell}$.

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_\ell \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_\ell} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_\ell} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_\ell} + R_{i\ell} \right) \quad (2.5)$$

Ce tenseur de Reynolds traduit l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen et est modélisé à partir des modèles de turbulence. Les plus répandus sont les modèles à viscosité turbulente (modèle du premier ordre), basés sur l'hypothèse de Boussinesq [15]. Par analogie avec les lois de comportement des fluides newtoniens, reliant le tenseur des contraintes visqueuses au champ de vitesse, Boussinesq [15] a proposé de relier linéairement le tenseur de Reynolds au champ moyen de vitesse en introduisant une grandeur non physique μ_t , appelée la viscosité turbulente définie par l'équation 2.6.

$$R_{i\ell} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_\ell} + \frac{\partial \bar{u}_\ell}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{i\ell} \quad (2.6)$$

avec k l'énergie cinétique turbulente.

Ainsi, la modélisation du tenseur de Reynolds revient à déterminer la quantité μ_t . Plusieurs modèles ont vu le jour pour l'évaluer, mais les plus fréquents en milieu industriel sont les modèles à deux équations de transport. On peut citer par exemple, les modèles $k-\epsilon$ [91, 97], $k-\omega$ standard [159] et $k-\omega$ SST [112, 113].

Il est bien évident que la qualité des résultats de simulation d'écoulement turbulent est liée au choix du modèle utilisé. Ce choix est généralement subordonné au type d'information

que l'on veut obtenir à partir de la simulation. Du point de vue industriel en turbomachine, le modèle $k-\omega$ *SST* permet d'obtenir les résultats satisfaisants de l'efficacité ou d'autres grandeurs aérodynamiques des turbomachines. En effet, le modèle $k-\omega$ *SST* comporte les avantages du modèle $k-\omega$ standard [159] en proche paroi et du $k-\epsilon$ [91, 97] loin des corps rigides. Il comporte également un terme supplémentaire de diffusion dans l'équation de transport de la dissipation de telle sorte que la prédiction dans les zones transitoires (à la fois proche et loin des parois) soit bonne. Ainsi, ce modèle sera utilisé dans cette thèse pour la mise en place de l'outil d'optimisation aérodynamique développé. Il est défini par une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente $k = \frac{1}{2}R_{kk}$ (équation 2.7) et une autre équation de transport de la vorticité ω (équation 2.8) pour la dissipation, d'après Menter [112, 113] :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = P_k - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \sigma_k \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \left[(\nu + \sigma_\omega \nu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_\ell} \frac{\partial \omega}{\partial x_\ell} \quad (2.8)$$

$$\text{avec } \nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, S F_2)}, \quad P_k = \min(G, 10 \beta^* k \omega),$$

$$G = 2 \nu_t \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} S_{ij}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad S^2 = |S_{ij}^2|,$$

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left(\min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega_2} k}{C D_{k\omega} y^2} \right), 10 \right) \right\}^4 \right\},$$

$$F_2 = \tanh \left[\left[\min \left(\max \left(\frac{2 \sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), 100 \right) \right]^2 \right],$$

$$C D_{k\omega} = 2 \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad \Phi = \Phi_1 F_1 + \Phi_2 (1 - F_1),$$

$$\alpha_1 = \frac{5}{9}, \quad \alpha_2 = 0.44, \quad \beta_1 = \frac{3}{40}, \quad \beta_2 = 0.0828,$$

$$\sigma_{k_1} = 0.85, \quad \sigma_{k_2} = 1, \quad \sigma_{\omega_1} = 0.5, \quad \sigma_{\omega_2} = 0.856, \quad \beta^* = \frac{9}{100} \text{ et } \Phi = \{\alpha, \beta, \sigma\}$$

Cependant, la modélisation RANS donne uniquement accès aux grandeurs moyennées, son utilisation ne permet donc pas d'obtenir les informations instantanées nécessaires à la modélisation du bruit large bande. L'utilisation de méthodes de modélisation d'écoulement interne plus sophistiquées comme la Simulation aux Grandes   chelles (SGE) semble adéquate pour la modélisation aéroacoustique.

2.1.2 Simulation aux Grandes   chelles (SGE)

Le principe de la simulation aux grandes échelles (SGE) ou *Large Eddy Simulation* (LES) en anglais est de calculer par résolution numérique directe, les structures turbulentes de grandes tailles et de modéliser celles de petites tailles. La séparation des structures se fait généralement en utilisant un filtre passe-bas de fréquence de coupure basée sur la taille de maille. Il est clair que pour un maillage très fin, la plage de résolution des échelles turbulentes est plus grande. On a donc accès à un nombre important de grandeurs fluctuantes.

Ceci permet une bonne description du bruit large bande. Cependant, l'utilisation de la SGE a des contraintes telles que :

1. Un maillage de qualité respectant certains critères comme ceux de Sagaut *et al.* [139, 157]. Cela nécessite une bonne connaissance des phénomènes physiques (sources de bruit).
2. Des ressources informatiques importantes. En effet, le raffinement du maillage engendre une augmentation du nombre de cellules et donc un temps de calcul plus long.

Notion de filtre

Contrairement à l'approche RANS qui utilise un filtrage temporel, la SGE est basée sur un filtrage spatial passe-bas en espace G_Δ de largeur Δ . Tout comme le modèle RANS, on décompose chaque grandeur physique de l'écoulement ψ , en une partie filtrée ($\bar{\psi}$) dite résolue définie par l'équation 2.9 et une partie résiduelle appelée la partie sous-maille ψ' , telle que $\psi' = \psi - \bar{\psi}$. La décomposition est réalisée à l'aide du produit de convolution du filtre G_Δ avec la grandeur physique. Pour le champ de vitesse u_i la valeur moyenne s'écrit

$$\bar{u}_i(\vec{x}, t) = u_i * G_\Delta = \int_{R^3} u_i(\vec{x}', t) G_\Delta(\vec{x} - \vec{x}') d\vec{x}' \quad (2.9)$$

La largeur du filtre Δ , appelée taille caractéristique du filtre, est calculée localement en fonction de la taille des mailles. Elle définit le nombre d'onde $k_c = 2\pi/\Delta$ qui sépare les grosses structures résolues des petites structures non résolues. Selon, Germano *et al.* [61] elle est définie par l'équation 2.10.

$$\Delta = (\Delta_x \Delta_y \Delta_z)^{1/3} \quad (2.10)$$

où Δ_x , Δ_y et Δ_z représentent la discrétisation spatiale locale dans les trois directions de l'espace. Un maillage très fin permet de garantir une grande plage de résolution. De ce fait, plus le maillage est fin, plus la plage de résolution d'échelle turbulente est importante. La quantité à modéliser devient alors moindre.

Le filtre ne doit pas être choisi de façon arbitraire, il doit respecter les propriétés de normalisation, de linéarité et de commutation avec la dérivation [134, 139].

L'application du filtre spatial aux équations de Navier-Stokes conduit à des équations similaires aux équations RANS (équations 2.4 et 2.5) avec le tenseur de Reynolds dit tenseur sous-maille. Comme pour le cas de l'approche RANS, on utilise l'hypothèse de Boussinesq (équation 2.6) pour modéliser le tenseur sous-maille. Il existe de nombreux modèles sous-

maille pour évaluer la viscosité turbulente ν_t . Nous allons énumérer quelques un de ces modèles dans la suite.

Modèle de Smagorinsky

Le modèle de Smagorinsky proposé par Smagorinsky [147], est historiquement le premier modèle sous-maille et le plus utilisé. Toutes les petites structures sont supposées isotropes. Le modèle définit la viscosité turbulente ν_t de sous-maille de la façon suivante :

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \|\bar{S}\| \quad (2.11)$$

avec $\|\bar{S}\| = \sqrt{2\bar{S}_{il}\bar{S}_{il}}$ la norme du tenseur des taux de déformation $\bar{S}_{il} = \frac{1}{2}(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_l} + \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_i})$ de l'écoulement filtré et $C_s = 0.1$ à 0.18 la constante de Smagorinsky. Certains auteurs [9, 89, 127, 138] s'accordent à dire que ce modèle induit généralement trop de diffusion à la paroi et la valeur de la constante n'est pas définie de manière universelle. Une amélioration de ce modèle passe par l'évaluation dynamique de la viscosité turbulente ν_t .

Modèles dynamiques

Introduit par Germano et *al.* [61] en 1991 et améliorés par Lilly [103] en 1992, les modèles dynamiques consistent à filtrer successivement les équations de Navier-Stokes avec deux filtres différents. Pour plus de détail, le lecteur pourra se référer aux articles de Lilly [103] et de Sagaut [138]. Ces modèles possèdent un comportement théoriquement correct à la paroi. Ils permettent à la viscosité turbulente de prendre des valeurs négatives. Ce qui permet de modéliser le retour des petites structures vers les grosses structures (*backscatter*). Par contre, il a été mise en évidence son instabilité [142] et est beaucoup gourmand en temps de calcul. Ce qui les rend plus difficiles à mettre en pratique dans un milieu industriel.

Modèles à une équation

Les modèles à une équation se présentent comme un compromis entre le modèle standard de Smagorinsky et les modèles dynamiques. Le plus utilisé de ces modèles est basé sur l'équation transport de l'énergie cinétique turbulente $k = \frac{1}{2}R_{kk}$ [45, 88] et est défini par l'équation 2.12.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(k\bar{u}_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\nu + \nu_t) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + 2\nu_t \|\bar{S}\| - C_\epsilon \frac{k^{3/2}}{\Delta} \quad (2.12)$$

avec $\nu_t = (C_s \Delta)^2 ||\bar{S}||$ et C_ϵ la constante de dissipation.

Ce modèle offre un avantage par rapport aux modèles à zéro équation (Smagorinsky). Il fournit en effet une échelle indépendante de la viscosité turbulente avec une petite augmentation du coût de calcul [134]. Ceci entraîne une précision accrue dans l'évaluation de la viscosité turbulente, surtout pour les géométries complexes. De plus, les modèles sous-maille à une équation de l'énergie cinétique turbulente évitent d'utiliser une hypothèse d'équilibre locale entre la production et la dissipation de la turbulence sous-maille, comme c'est le cas du modèle de Smagorinsky [147]. Fureby et *al.* [59] ont montré que les modèles sous-maille à une équation donnaient de meilleurs résultats pour des géométries dont le maillage n'est pas fin. Un autre argument en faveur des modèles sous-maille à une équation est que l'énergie cinétique turbulente k entre entièrement dans la définition du tenseur sous-maille, puisqu'il est proportionnel à la trace de ce tenseur.

Il existe de nombreux modèles sous-maille à une équation de transport définie par exemple par Schumann [144], Sagaut [138], Yoshisawa et Horiuti [161], Riber [132], ou encore Pope [127]. Ceux-ci diffèrent uniquement par les valeurs de leurs deux constantes respectives C_s et C_ϵ . Le lecteur pourra se référer notamment à da Silva et Pereira [34] qui listent 13 valeurs différentes de la seule constante C_s . Pour nos besoins, le modèle à une équation de l'énergie cinétique turbulente k est utilisée avec les valeurs des constantes $C_s = 0.094$ et $C_\epsilon = 1.048$ définies par défaut dans OpenFoam.

Par ailleurs, d'autres approches de modélisation d'écoulement existent dans la littérature. On peut citer, l'approche de Lattice Boltzmann [73]. Ces dernières années, de nombreux études ont montré son potentiel [69, 163]. Cette approche n'est pas retenue pour cette étude et est envisagée dans la seconde phase de ce projet.

2.1.3 Logiciel de calcul des équations de Navier-Stokes

OpenFoam (*Open Field Operation and Manipulation*) est un logiciel libre, dit *open source*, multiplateforme et multiphysique spécialement destiné à la dynamique de fluides numérique (CFD) et développé par OpenFoam fondation [122]. Il est initialement conçu à Imperial College dans les années 1980 par Henry Weller. OpenFoam est codé en C++ en langage orienté objet et principalement dédié à la résolution des équations aux dérivées partielles par la méthode des volumes finis. La validation du code a été réalisée par plusieurs travaux de thèse dans différents domaines de la mécanique des fluides numériques tels que les méthodes numériques [87, 92], les écoulements disphasiques [18, 80, 136] ou encore la simulation d'écoulements turbulents [42, 45, 108]. Ses principaux avantages sont

qu'il est gratuit, performant, parallélisable et personnalisable. Cet outil puissant offre à l'utilisateur la grande liberté de consulter le code, d'accéder à tous les scripts du code, de comprendre le fonctionnement du code, et de créer ses propres modèles de solveurs qui correspondent le mieux au cas étudié. L'une des particularités est qu'il permet de lancer des calculs sur un grand nombre de coeurs sans surcoût. Une multitude de solveurs relatifs à différents domaines d'application (les écoulements incompressibles et compressibles, les milieux multiphasés, les écoulements réactifs ...) existent dans ce logiciel. Nous listons ceux qui sont les plus utilisés dans les écoulements incompressibles dans le Tableau 2.1. En fonction du type de calcul, nous nous référons à ce tableau pour le choix des solveurs.

Tableau 2.1 Solveur d'OpenFoam pour les écoulements incompressibles

Nom de l'application (solveur)	Types des problèmes traiter
potentialFoam	Écoulement potentiel. Généralement utilisé pour initialiser un calcul
icoFoam	Écoulement incompressible, laminaire, stationnaire.
icoDyMFoam	Écoulement incompressible, laminaire, instationnaire. Permet le mouvement du maillage
pisoFoam	Écoulement incompressible en régime transitoire
SimpleFoam	Écoulement stationnaire turbulent
MRFSimpleFoam	Écoulement stationnaire turbulent. Utilisé pour les problèmes de turbomachines de type stator-rotor
SRFSimpleFoam	Écoulement stationnaire turbulent. Utilisé pour les problèmes turbomachines avec un seul volume tournant (rotor)
pimpleFoam	Écoulement stationnaire turbulent
pimpleDyMFoam	Écoulement instationnaire turbulent. Permet le mouvement du maillage, comme dans les problèmes de turbomachines

Comme tout code de calcul numérique, OpenFoam a ses limites. La principale faiblesse de ce code est qu'il ne possède pas d'interface graphique, ce qui demande de l'expérience pour se familiariser avec l'environnement qui lui est propre. Un autre défaut est qu'il fonctionne uniquement sous Linux même si des efforts sont faits ces derniers temps pour son utilisation sous Windows. Ces limites ne sont pas un handicap pour la réalisation de notre projet. Les fonctionnalités d'OpenFoam sont régies par structure générale illustrée dans l'annexe A. Une description plus détaillée de ces fonctionnalités est donnée au chapitre 8 de ce document.

2.1.4 Conclusion

La revue bibliographique de cette section montre que l'approche de la SGE à une équation d'énergie cinétique turbulente est la mieux adaptée pour la modélisation de l'écoulement. Cette approche permet de calculer toutes les structures de taille supérieure à $\lambda/20$ (avec λ la longueur d'onde) et de modéliser l'effet des petites structures de taille inférieure à $\lambda/20$. Dans ce projet on s'intéresse à la plage fréquentielle de 50 Hz à 10 kHz. Ainsi, on a $\lambda = 0.34$ m pour une fréquence de coupure $f_c = 10$ kHz. La taille maximale de structure que l'on peut calculer est de 0.0015 m. Par conséquent, l'utilisation d'un maillage de taille maximale de cellule inférieure à 0.0015 m est indispensable pour le bruit rayonné de cette plage de fréquence [25].

Le logiciel libre OpenFoam avec le solveur *pimpleDyMFoam* est retenu pour la modélisation de l'écoulement instationnaire.

2.2 Modélisation aéroacoustique

Plusieurs formulations existent dans la littérature visant à calculer le bruit large bande dans les machines tournantes. La plupart de celles-ci sont basées sur le traitement du bruit de profil, principale source de bruit large bande des ventilateurs centrifuges. Ces formulations modélisent, dans un premier temps, les fluctuations de pression surfacique (pariétale) de la source, soit par la méthode CFD ou une approche empirique. Puis les relient à la notion de dipôle acoustique par le biais d'une analogie pour déterminer le rayonnement sonore à un récepteur (observateur). Dans cette section, il sera question d'abord d'élaborer l'état des connaissances des différentes analogies acoustiques et ensuite de faire le point sur les approches couplées déjà utilisées dans la littérature.

2.2.1 Analogies aéroacoustiques

Lighthill en 1952 [101, 102] élabore pour la première fois une théorie aéroacoustique permettant de relier les fluctuations de pressions acoustiques rayonnées aux fluctuations de vitesses aérodynamiques instantanées. Il obtient sa formulation en combinant la dérivée temporelle de l'équation de continuité et la divergence de l'équation de la quantité de mouvement. Cela conduit à l'équation d'onde des fluctuations de pressions acoustiques fonction des propriétés de l'écoulement turbulent regroupées dans le tenseur de Lighthill (T_{ij}) qui a un comportement quadripolaire. Ce travail donne naissance aux analogies aéroacoustiques. Très vite les analogies aéroacoustiques ont connu un essor particulier depuis les années 1970 grâce au développement des ressources informatiques. Cette approche re-

pose en première approximation sur l'absence des obstacles. Curle [30] étend cette analogie de Lighthill en incluant les surfaces solides comme étant des distributions surfaciques de charges. Cela se traduit par l'ajout du terme dipolaire à l'analogie de Lighthill. À faible nombre de Mach, l'influence des obstacles est plus importante que celle de l'écoulement (terme quadripolaire). Enfin, en 1969, la formulation de Ffowcs Williams et Hawkings [57] (FW&H) complète l'analogie de Curle en prenant en compte les surfaces en mouvement. De ce fait, elle est la plus générale et la plus utilisée pour le rayonnement sonore d'une source tournante (comme une pale). Cette approche fait apparaître trois termes sources qui sont respectivement le terme quadripolaire dû à la turbulence (représenté par le tenseur de Lighthill), le terme dipolaire qui tient compte des effets aérodynamiques (interaction de l'écoulement avec des obstacles) et enfin, le terme monopolaire (ou bruit d'épaisseur). Des études ont pu montrer la dominance du terme dipolaire par rapport aux deux autres en régime subsonique dans le cas des ventilateurs [7, 158]. Farassat [47, 49, 52, 93] reformule cette analogie en exprimant la pression acoustique en champ libre mais aussi en champ lointain (longueur d'onde très inférieure à la distance séparant l'observateur de la source) sous la forme monopolaire. Toutes les dérivées partielles spatiales sont alors transformées en dérivée temporelle facilitant ainsi, l'implémentation numérique de l'analogie de FW&H. Il l'utilise pour la prédiction du bruit rayonné par les hélices d'un hélicoptère.

Une autre méthode, explorée dans la dernière décennie, est fondée sur la méthode de Kirchhoff. Elle consiste à remplacer les sources réelles par des sources virtuelles placées sur une surface englobant l'ensemble du volume où sont situées les sources réelles. Cette technique, publiée par Gustav Kirchhoff [94] en 1883 pour étudier la diffraction de la lumière, est exploitée depuis longtemps dans d'autres domaines de la physique (par exemple en électrostatique et en électromagnétisme). Son application à l'aéroacoustique a été proposée par Hawkings [72]. Son extension à des sources en mouvement (surfaces se déplaçant à une vitesse subsonique) a été possible en 1988 grâce à la formulation de Farassat [50, 51]. Ces analogies constituées d'équations différentielles, dont le premier membre est la partie propagation et le second la partie source, sont résumées dans le tableau 2.2. La partie source est l'accumulation des termes quadripolaire, dipolaire et monopolaire. Le chiffre 0 signifie l'absence de ce type de source dans l'analogie. En somme, chaque ligne du tableau équivaut à une équation de la forme : Propagation=Source (quadripolaire+dipolaire+monopolaire).

Tableau 2.2 Analogies acoustiques

	Propagation	Source		
		Quadripolaire	Dipolaire	Monopolaire
Lighthill	$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) p'$	$\frac{\partial^2 T_{i\ell}}{\partial x_i \partial x_\ell}$	0	0
Curle	$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) p'$	$\frac{\partial^2 T_{i\ell}}{\partial x_i \partial x_\ell}$	$-\frac{\partial(p' n_i)}{\partial x_i}$	0
FW&H	$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) p'$	$\frac{\partial^2 T_{i\ell}}{\partial x_i \partial x_\ell}$	$-\frac{\partial(p' n_i)}{\partial x_i}$	$\frac{\partial \rho^0 v_n}{\partial t}$
Kirchhoff	$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) p'$	$\frac{\partial^2 T_{i\ell}}{\partial x_i \partial x_\ell}$	$-\frac{\partial(p' n_i \delta(f))}{\partial x_i}$	$\frac{\partial(\rho^0 v_n \delta(f))}{\partial t}$

avec $T_{i\ell} = \rho u_i u_\ell + p \delta_{i\ell} + c_0^2 \rho' \delta_{i\ell}$ le Tenseur de Lighthill, n_i la normale extérieure à la source et f la fonction définissant la surface de la source.

D'autres analogies (Powell [128], Howe [82], Doak [39], ...) existent, mais ne font pas l'objet de cette étude.

Selon Guedel [68], le bruit quadripolaire provient des cisaillements dans l'écoulement turbulent. Ce terme ne devient important que si le nombre de Mach associé au bout des pales est supérieur à 0.8. Quant au bruit monopolaire, dû aux fluctuations de débit associées au volume de l'air déplacé par les pales en rotation du fait de leur épaisseur non nulle, est négligeable. Ce mécanisme devient important lorsque le nombre de Mach associé à la vitesse de rotation au bout de pale est supérieur à 0.5 [68]. Pour la plupart des ventilateurs utilisés par notre partenaire industriel, le nombre de Mach au bout de pale n'excède pas 0.3. Ainsi, seul le bruit dipolaire associé aux charges aérodynamiques subsiste sur les ventilateurs utilisés pour la ventilation résidentielle et commerciale.

Cette partie de l'état de l'art a permis de faire la synthèse des analogies acoustiques susceptibles d'être utilisées dans ce projet. Selon cette étude, en considérant que le bruit généré par la roue, l'analogie de FW&H avec les formulations de Farassat, est la mieux adaptée à notre situation du fait que la principale source de bruit (la pale) est en mouvement de rotation. Seul le bruit dû à l'interaction de l'écoulement avec la pale (bruit dipolaire) est retenu, les autres (termes monopolaires et quadripolaires) sont négligés.

2.2.2 Méthodes hybrides ou découplées

Ces méthodes consistent à découpler les calculs du champ aérodynamique de celui de l'acoustique. Elles se basent sur la modélisation du terme source par le biais de la CFD ou par une méthode empirique puis de les faire rayonner en utilisant une analogie acoustique (Tablea 2.2). On distingue deux catégories de méthode hybride :

- Les méthodes utilisant des calculs stationnaires (RANS) ou des méthodes empiriques à partir desquelles les grandeurs physiques sont estimées. En utilisant les propriétés d'une turbulence homogène, on construit les spectres d'énergie cinétique turbulente pour modéliser les termes sources. Sears [145] fut l'un des premiers à proposer une formulation analytique incompressible des fluctuations de pression surfacique du profil. Ce modèle est revu par Paterson et Amiet [124] pour prendre en compte les effets de compressibilité. Plusieurs auteurs ont travaillé à l'amélioration de ces modèles, entre autres Adamczyk [1] et Amiet [3]. Malgré les résultats satisfaisants de ces modèles, ils sont tous limités par l'hypothèse de profil mince et d'incidence faible pouvant être assimilée à une plaque plane. Ces méthodes ne paraissent donc pas adaptées à la complexité de la géométrie des rotors. D'autre part, l'accroissement de la puissance des calculateurs permet l'utilisation d'autres méthodes plus réalistes, mais plus consommatrices du temps de calcul.
- Les méthodes utilisant des calculs instationnaires (URANS, SGE, DES ...) donnant accès aux données aérodynamiques fluctuantes qui permettent la modélisation des termes sources des analogies acoustiques. Cho et Moon [26, 115] utilisent le modèle FW&H alimenté par les fluctuations de pression pariétale issues de la modélisation URANS du code commercial Fluent en 2-D, où les équations de Navier Stokes sont moyennées, pour montrer le mécanisme de génération du bruit des ventilateurs centrifuges. Ce travail a montré l'effet des pales dans la génération du bruit de raie. Cette étude est approfondie par Younsi [162] en 3-D. Il arrive à capter le pic de la fréquence de passage des pales d'un ventilateur centrifuge à cage d'écureuil, mais obtient des résultats moins convaincants pour le bruit large bande. Cette divergence des résultats avec ceux de l'expérience semble être due au choix du type de modélisation. En effet, dans la simulation URANS seules les grosses structures responsables du bruit tonal sont résolues. Par contre, elle ne permet pas d'avoir accès aux petites structures génératrices du bruit large bande.

Lewy [100, 131], à partir de la simulation des grandes échelles (SGE), utilise l'intégrale de Kirchhoff pour la modélisation du bruit large bande rayonné par un ventilateur axial en conduite. La pression acoustique dans la conduite est calculée par l'équation de FW&H, dans laquelle la fonction de Green en champ libre a été remplacée par la fonction de Green en conduite cylindrique à parois rigides. Les surfaces de propagation sont les sections d'entrée et de sortie du conduit. La fonction de Green permet la résolution intégrale de l'équation d'onde de l'analogie acoustique utilisée. Elle correspond au champ acoustique généré à la position \vec{x} d'un récepteur au temps t par une impulsion $\delta(\vec{x} - \vec{y})\delta(t - \tau)$ émis en \vec{y} au temps τ .

Parmi les publications de ces dernières années, on peut citer Esra Sorguren et *al.* [149, 150] qui calculent la source dipolaire de l'équation non homogène de FW&H avec les fluctuations de pressions issues de la simulation à grandes échelles. Le bruit large bande de deux ventilateurs centrifuges est étudié dans ces articles. Les résultats qui en découlent, confrontés avec ceux de l'expérience, donnent un aperçu de l'écoulement turbulent et du mécanisme de génération du bruit. Tout récemment, dans nos études antérieures [95] l'approche hybride de la SGE avec l'analogie de FW&H est utilisée pour la modélisation du bruit large bande de ventilateur centrifuge.

L'approche hybride est actuellement la méthode privilégiée pour le traitement des problèmes industriels complexes [45, 55, 162]. C'est la méthode la plus utilisée dans les principaux codes commerciaux disponibles. Cette étude nous a permis de dégager les grandes lignes de ce projet.

Selon l'état de connaissance de ces deux sections, la SGE avec le logiciel libre OpenFoam et l'analogie acoustique de FW&H paraissent être adaptées aux calculs à mener dans le cadre de ce projet doctoral.

2.3 Méthodes d'identifications des sources

Dans cette partie il est question de faire l'état de connaissance des méthodes d'identification des sources acoustiques. Plusieurs méthodes existent, mais on se limitera à celles qui sont utilisées dans ce projet. C'est à dire la décomposition orthogonale aux valeurs propres connue sous son vocable anglais *Proper Orthogonal Decomposition* (POD) et la décomposition aux valeurs singulière soit *Singular Value Decomposition* (SVD) en anglais.

2.3.1 Décomposition orthogonale aux valeurs propres

La POD est une méthode d'analyse de données, particulièrement efficace pour l'étude des systèmes physiques complexes [14]. Elle permet d'approximer un système de dimension élevée par un autre de dimension nettement plus faible. Essentiellement, cette méthode est une procédure linéaire, qui consiste à déterminer une base de modes propres orthogonaux représentatifs des réalisations les plus probables. Ces modes propres sont obtenus par résolution d'une équation intégrale de Fredholm dont le noyau est construit à partir d'un ensemble de données provenant selon le cas de simulations numériques ou d'expériences [10, 11, 14].

Historiquement, la POD a été introduite en mécanique des fluides par Lumley en 1967

[106] afin de localiser les structures cohérentes d'un écoulement turbulent. La POD est une approche qui ne considère que les termes les plus énergétiques (modes dominants). Elle conduit à un filtrage efficace des fluctuations aléatoires. Ce type d'approche est illustré dans le cas d'écoulements turbulents expérimentaux de jet dans la couche de mélange par Faghani en 1996 [46]. Dans certains cas, la POD est un outil de traitement des données issues d'images et de la mécanique des fluides [20, 28]. Son utilisation en acoustique débute en 1974 par Arndt et George [5] pour expliciter le bruit rayonné en fonction de différents modes du champ de vitesse en utilisant l'analogie de Lighthill. L'autocorrélation de pression qui en découle est basée sur le tenseur de Lighthill (Tableau 2.2). Arndt *et al.* identifient en 1997 [6] les structures à grandes échelles dans le jet turbulent par une analyse du signal de pression en champ proche. En 1998, Seiner [146] jette les premières bases d'un contrôle actif de bruit de jet grâce au système dynamique. En lieu et place du tenseur de Lighthill utilisé par Arndt [5], il préfère la double divergence du tenseur de Reynolds pour exprimer l'autocorrélation de pression acoustique. Puis en 2001, Christophe Picard [126] l'utilise pour identifier les sources acoustiques dans les jets par analyse de la fluctuation de pression en champ proche. Malgré ces avancées notables en aéroacoustique, la POD est restée seulement dans l'étude du bruit de jet. C'est seulement en 1993 qu'elle fut introduite par Bienkiewicz *et al.* [10, 11] pour prendre en compte le bruit généré par l'interaction d'une surface solide avec l'écoulement. Plus récemment, en 2001 Glegg et Davenport [62] l'utilisent pour décrire les problèmes acoustiques liés à l'interaction de l'écoulement turbulent avec les parois solides. Ils appliquent la POD sur les fluctuations de pression de l'analogie d'Amiet sur un profil. Toutes ces études ont pu montrer la capacité de la POD à reconstruire le champ de pression ou le champ de vitesse avec seulement 2 à 30 % des modes. Malgré les avancées de la POD enregistrées ces dernières décennies en aéroacoustique, la plupart de ces articles traitent plutôt du bruit de jet et ceux qui parlent du bruit d'impact utilisent les données expérimentales ou des méthodes empiriques. Avec l'avancée des supercalculateurs, on peut se permettre d'utiliser le numérique pour le calcul de l'autocorrélation de la pression acoustique. C'est dans cette optique que nos récents travaux [95] ont porté sur la localisation de la zone de l'aube qui participe le plus au rayonnement acoustique. Ces travaux ont permis de définir pour l'élaboration d'un outil de diagnostic du problème de la génération du bruit large bande de la pale d'un ventilateur centrifuge. Cette partie de notre travail se situe dans la continuité de ces travaux. De plus il ressort que l'approche par la POD est liée à la position des observateurs ou points d'écoute. Ainsi, dans ce projet une autre approche basée sur la SVD est développée pour prendre en compte toutes les directivités de la source.

2.3.2 Décomposition singulière aux valeurs propres

Comme la POD, la SVD est une méthode d'analyse de données. Elle permet une factorisation des matrices rectangulaires réelles ou complexes. Ses applications s'étendent du traitement du signal aux statistiques, en passant par la météorologie. En ce qui concerne l'acoustique, la SVD est généralement utilisée pour la recherche d'opérateur de propagation. Borgiotti [13] a montré de manière plus générale qu'à une fréquence donnée l'opérateur de rayonnement entre la vitesse normale d'une surface de corps vibrant et le champ lointain peut être déterminé par l'utilisation de la SVD. Dans la même idée que Borgiotti, Phottiadis [125] a également souligné l'importance de la SVD dans la détermination de l'opérateur de propagation de la fonction de Green. Cette matrice est définie par la propagation entre un ensemble de points d'une surface solide et un ensemble de points de l'espace de propagation. D'autres travaux ont été réalisés dans ce sens, on peut citer les travaux de Currey et Cunefare [31], de Elliott et Johnson [43] puis de Nelson et Kahana [118]. La SVD est aussi utilisée dans la résolution des problèmes inverses en acoustique [66, 67, 119, 120] et même à l'UdS [60, 71].

2.4 Optimisation

Les méthodes d'identification des sources décrites dans la section 2.3 servent à caractériser les paramètres où les zones de la pale influence la génération du bruit large bande. Optimiser la forme de ces zones ou la valeur de ces paramètres afin de réduire le bruit n'est pas chose facile. Ainsi, l'un des objectifs de cette étude est de développer un outil numérique d'optimisation basée sur le couplage de logiciels libres tels que Salomé pour le design et maillage, OpenFoam pour la CFD et Dakota pour l'optimisation. Dans cette section nous allons faire l'historique des méthodes de réduction du bruit et du logiciel d'optimisation Dokota.

2.4.1 Méthodes de réduction du bruit large bande

Plusieurs méthodes d'optimisation existent, mais peu d'entre elles concernent la réduction du bruit des ventilateurs centrifuges. À l'exception des solutions classiques de réduction du bruit des ventilateurs qui sont dans la mesure du possible déjà appliquées aux ventilateurs existants (ex. : adaptation du point de fonctionnement du ventilateur à réaction, optimisation de la forme de la volute, torsion des aubes, augmentation de la distance volute-roue, optimisation du bec de volute), [44, 68, 117, 154] peu d'études récentes proposent des solutions concrètes de réduction du bruit en amont s'appliquant aux ventilateurs centri-

fuges. Néanmoins, on peut citer le travail d'Anderl [4] sur l'aérodynamisme de l'écoulement dans le ventilateur centrifuge du système de refroidissement d'un moteur électrique avec le logiciel COMSOL. Son étude est purement numérique et s'appuie sur un modèle périodique ($1/13^{\text{ième}}$) du système. Il étudie la morphologie de l'écoulement afin d'identifier une méthode de réduction des fluctuations de pression. Sans faire le calcul acoustique, il suppose une réduction effective du bruit en réduisant les turbulences par une modification appropriée de la géométrie de la roue et de la volute. Heo et al. [77] ont travaillé sur la forme du bord de fuite des aubes. Ils étudient la forme en S du bord de fuite combinée avec une inclinaison de l'aube (Figure 2.2). Cette méthode permet une diminution notable du bruit tonal (entre 2 et 7 dB) avec une baisse d'environ 1.5 dB du bruit large bande. Malgré les avancées de la réduction du bruit large bande, la méthode numérique URANS utilisée reste un handicap pour sa prédiction. D'autres méthodes de réduction du bruit utilisant les matériaux poreux ont également été testées. En 1968, Lawson [105] introduit

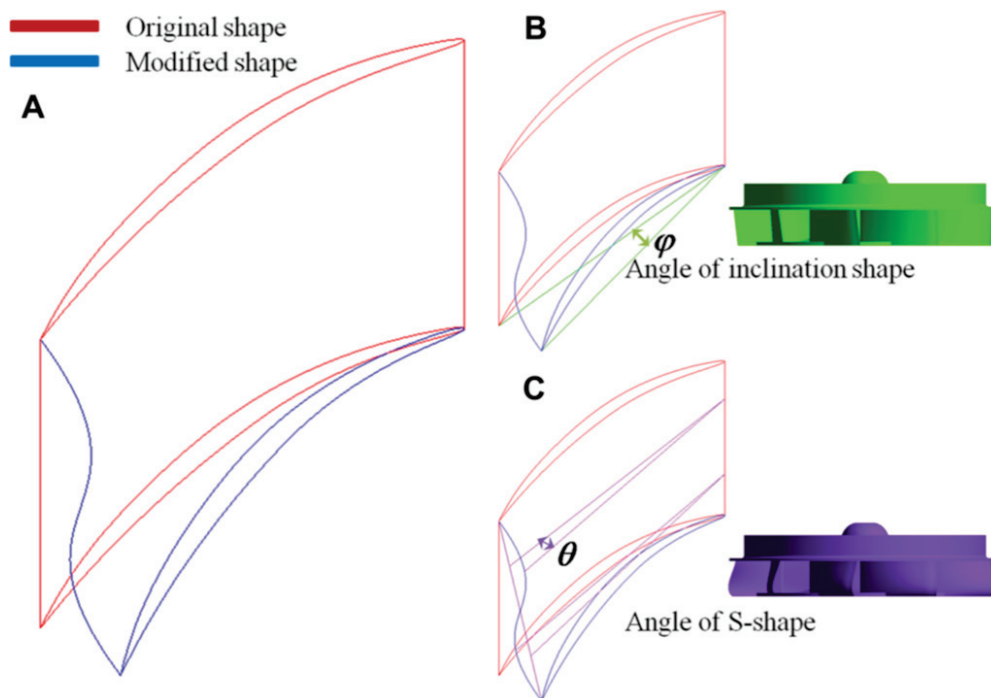


Figure 2.2 Bord de fuite en S et paramètres d'étude [77]

les matériaux poreux parmi les méthodes de réduction du bruit large bande. En effet, les matériaux poreux absorbent l'énergie acoustique grâce à leurs actions visqueuses sur le champ de vitesse acoustique (exemple de matériaux poreux proposés : la fibre de verre). De plus, dans le champ proche (voisinage d'un dipôle) la pression acoustique varie avec l'inverse du carré de la vitesse et l'inverse du cube de la distance source-récepteur. Ainsi, les champs de vitesses augmentent rapidement dans le champ proche de telle sorte que

le matériau poreux y est beaucoup plus efficace. Cette idée a été évaluée expérimentalement en 1972 par Robert Chanaud [24] sur un ventilateur axial. Il utilise des pales faites uniquement de matériaux poreux composés de Fietmetal (Figure 2.3) et obtient des résultats encourageants. Cependant, son coût et la complexité de sa mise en oeuvre restent élevés surtout dans les ventilateurs centrifuges. Plus récemment en 2013 MacDonald et

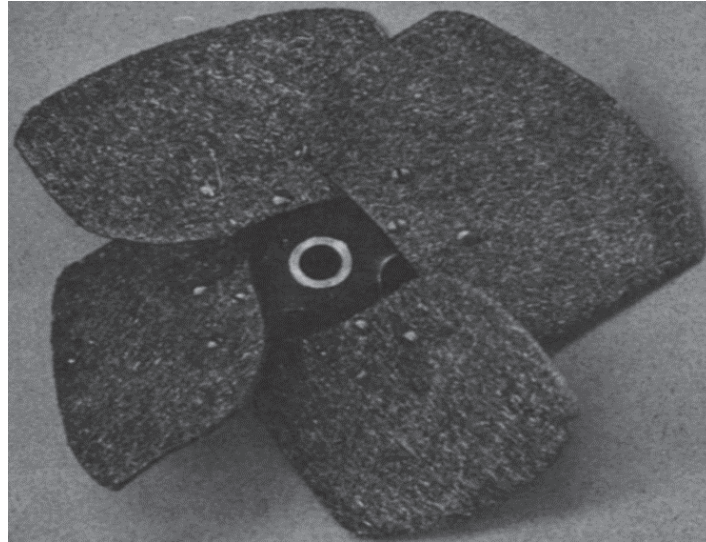


Figure 2.3 Pale en matériaux poreux (Fiedmetal) d'une roue axiale [24]

Heymann [107] remplacent la roue d'un ventilateur centrifuge par un bloc de milieu poreux en continu sans pale (Figure 2.4). Ils obtiennent un écoulement similaire à celui d'une soufflerie. Toutefois, en l'absence des pales, la roue poreuse ne génère aucun bruit tonal et réduit considérablement le bruit large bande. Cependant, la performance aérodynamique de ce système reste à vérifier.

2.4.2 Dakota

Le logiciel Dakota (*Design Analysis Kit for Optimization and Terascale Applications*) [35] est un ensemble de bibliothèques d'optimisation libres développé par le laboratoire national SANDIA. Cette bibliothèque open source permet d'analyser les sensibilités des paramètres (plan d'expérience), de faire des échantillonnages et de réaliser des études d'optimisation. Il contient plusieurs méthodes d'optimisation telles que les algorithmes génétiques, les méthodes du gradient ou sans gradient. Ces approches d'optimisation peuvent être utilisées seules ou dans une stratégie d'optimisation avancée telles que les modèles de substituts (*surrogate base models*) utilisant des surfaces de réponse polynomiales, réseau de neurones, Krigeage ou moindres carrés. Par le passé Dakota a été utilisé pour des problématiques d'optimisation aérodynamique. On peut citer les travaux de Mouton [116] portant sur l'op-

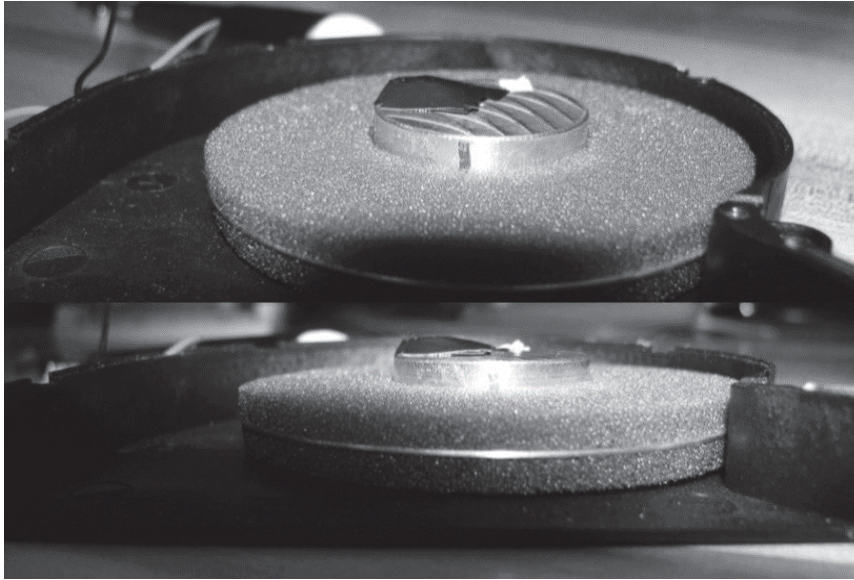


Figure 2.4 Prototype de la roue faite d'un matériau poreux [107]

timisation d'un pylône de suspension du moteur d'un gros avion de transport transsonique. Il utilise pour cela la base de surrogate de la librairie de Dakota. En turbomachine on peut citer les travaux de Samad [141] pour l'optimisation de la performance aérodynamique. Il utilise un calcul RANS pour construire ces fonctions objectives et le modèle de substitut de surrogate pour l'optimisation. Tout récemment, Henneton [76] fait un couplage entre la bibliothèque d'OpenFoam et Dakota. Il arrive à optimiser la finesse aérodynamique d'un profil NACA 4. Pour ce qui concerne notre projet en s'appuyant sur le couplage réaliste par Henneton [76], nous allons créer un couplage entre Salome, OpenFoam, Dakota en vue d'optimiser d'abord la performance aérodynamique d'un ventilateur centrifuge de Venmar Inc.

En résumé, il ressort qu'il n'existe pas de méthode standard pour la réduction du bruit dans les ventilateurs. Pour répondre à cette insuffisance, l'un des objectifs de cette thèse est de développer un outil numérique d'optimisation aéroacoustique. Cette méthode d'optimisation est basée sur les résultats des approches de la POD et de la SVD développées dans cette étude. Ces approches permettront d'identifier les paramètres sensibles à la génération du bruit large bande. Pour l'optimisation de la performance aérodynamique nous utiliserons l'approche RANS plus simple et traditionnellement utilisée pour la conception de ventilateur.

2.5 Conclusion

Pour conclure ce chapitre, l'approche hybride pour la modélisation aéroacoustique est retenue. Cette approche utilise d'une part, la méthode de la SGE pour la modélisation de l'écoulement interne du ventilateur. Le logiciel libre OpenFoam est utilisé pour tous les calculs CFD de cette thèse. Cette modélisation a pour objectif de simuler les fluctuations de pressions pariétales de la pale. Puis d'autre part, d'utiliser ces fluctuations comme données d'entrée de l'analogie de FW&H pour la modélisation aéroacoustique. Seul le terme dipolaire de cette analogie est retenu. Les autres termes quadripolaire et monopolaire seront négligés. L'utilisation de la fonction de Green en champs libres sera également utilisée pour la résolution intégrale de l'analogie de FW&H.

Afin d'identifier les paramètres sensibles à la génération du bruit large bande, deux approches seront développées la POD et la SVD. Ces approches seront basées sur la matrice de corrélation issue de l'analogie de FW&H pour un récepteur ou un réseau de récepteur distribué sur une surface englobant la source.

Enfin, seule la méthodologie de l'optimisation de la performance aérodynamique est présentée dans ces travaux. L'approche stationnaire RANS sera utilisée pour la modélisation de l'écoulement et le logiciel libre Dakota pour la construction de la surface de réponse ainsi que la recherche du point optimum de la performance aérodynamique de la roue.

Le chapitre suivant est consacré à l'optimisation aérodynamique de la roue.

CHAPITRE 3

MÉTHODE D'OPTIMISATION NUMÉRIQUE DÉVELOPPÉE

Dans ce chapitre, l'objectif est de proposer une méthode numérique d'optimisation de la performance aérodynamique d'une roue de ventilateurs centrifuges. Les outils utilisés sont des logiciels libres de la conception et de la discrétisation (Salomé), de calcul CFD par l'approche RANS avec OpenFoam extend 3.2 et d'optimisation (Dakota). L'approche est basée sur une combinaison de scripts de ces logiciels. Dans un premier temps, nous allons décrire la méthode d'optimisation dans la base de substitution disponible dans DAKOTA. Ensuite, nous allons expliciter les démarches à suivre pour la conception, la discrétisation spatiale, le calcul CFD et la description des scripts de DAKOTA. Enfin, la technologie est appliquée sur une roue de ventilateur centrifuge.

3.1 Méthode d'optimisation de substitution

La méthode d'optimisation dans la base de substitution (appelée aussi métamodèle ou modèles réduits ou encore surface de réponse) connue sous son vocable anglais *surrogate base optimisation (SBO)* est une approximation d'une fonction dont l'évaluation est coûteuse [8]. La réalisation d'un modèle de substitution se fait à partir de quelques échantillons de la fonction initiale sans aucune connaissance a priori sur sa physique, ses propriétés mathématiques ou ses particularités. Elle est un ensemble de techniques statistiques et mathématiques utilisées pour le développement, l'amélioration et la conception de nouveaux produits ou de produits existants. Elle a pour but d'explorer les relations entre des variables dépendantes ou indépendantes impliquées dans la conception du produit et aussi de permettre de prédire la réponse sans devoir nécessairement réaliser des expériences ou des simulations [8]. Autrement dit, dans l'étude d'un phénomène comportant une ou plusieurs variables d'entrées ou de paramètres d'étude x_1, x_2, \dots, x_p et une variable de sortie y appelée réponse, la modélisation de substitution a pour but d'expliquer, par une relation mathématique, la valeur y en fonction des variables d'entrées.

$$y = f(\vec{x}) \tag{3.1}$$

avec $\vec{x} = (x_1, \dots, x_p)$ et p le nombre de paramètres d'entrées ou facteurs.

Plusieurs méthodes de substitution existent dans la littérature. Par exemple, on peut citer les méthodes polynomiales et les méthodes de Krigeage. La construction d'un modèle de la SBO le plus précis possible avec un minimum d'échantillons nécessite une bonne planification de celles-ci. La technique utilisée à cet effet est le plan d'expériences appelé en anglais *design of experiments* (DOE). Ainsi, dans cette section nous allons d'abord décrire la technique de planification expérimentale (plans d'expériences) utilisée pour ce projet, puis donner une description des modèles polynomial et de Krigeage de la SBO.

3.1.1 Plans d'expériences

Dans un problème d'optimisation de performance aéroacoustique et/ou aérodynamique, plusieurs configurations doivent être testées et comparées. Un essai ou une simulation coûte cher en termes de temps de calcul. Pour cela, il est indispensable de suivre des règles mathématiques et d'adopter une démarche rigoureuse dans la réalisation des essais [16]. La méthode des plans d'expérience repose sur des bases statistiques et permet d'extraire un maximum d'information avec un minimum de résultats de simulation ou d'expérience [64, 65]. La méthode choisie doit minimiser le nombre d'essais sans toutefois perdre la qualité de l'information recherchée. Ainsi, le choix du nombre et de l'emplacement des points de l'espace expérimental est le problème fondamental des plans d'expériences. De plus, si le domaine d'étude admet des contraintes, il faut construire des plans sur mesure en recherchant la position des points expérimentaux qui conduisent à de bonnes qualités statistiques et à une bonne modélisation de la réponse. Plusieurs modèles de plans d'expériences existent. On peut par exemple citer, les plans factoriels orthogonaux, les plans composites centrés, les plans de Box-Behnken, et les plans hypercubes latins (lhs) [111, 152]. Dans cette étude nous utiliserons des plans lhs.

La méthode d'échantillon hypercube latin a été introduite pour évaluer numériquement les intégrales multiples [111, 152]. Elle permet d'assurer la non-redondance de l'information au travers d'une bonne répartition des projections sur les axes factoriels ou paramétriques. En pratique, les hypercubes latins sont très utilisés en planification d'expériences numériques notamment pour leur simplicité d'usage et de construction [58, 111].

En pratique, chaque axe ou dimension de paramètres est adimensionnée pour varier entre 0 et 1. On discrétise par la suite chaque axe en p éléments. On obtient une grille de discrétisation de p^n cellules pour n paramètres d'étude. Ensuite, on choisit p cellules parmi les p^n de telle sorte qu'il n'y est pas de superposition de cellules par les projections unidimensionnelles des p cellules sur les axes. Enfin, on place de façon aléatoire les points de

mesure dans chacune des p cellules choisies au préalable. On construit ainsi un hypercube latin de p échantillons.

3.1.2 Méthodes polynomiales

Les modèles à base d'approximation polynomiale sont les modèles les plus simples. Ils sont généralement associés au terme de surface de réponse connu sous son vocable anglais *polynomial Response Surface Model* (RSM). La technique du RSM a vu le jour au cours des années 50 par les chimistes Box et Wilson [17]. L'idée principale de leur méthode est l'utilisation des techniques de régression sur des données expérimentales. Box et Wilson suggèrent d'utiliser un polynôme du second degré, mais concèdent que ce modèle n'est qu'une approximation. Toutefois, ce dernier a l'avantage d'être facile à estimer et à appliquer, même lorsque l'information disponible sur les processus en cours est minimale. Dans cette approche, le polynôme \hat{y} d'approximation des résultats expérimentaux ou numériques peut être du premier ordre on parle de modèle de régression linéaire, du second ordre ou du troisième ordre dit modèle de régression cubique. Dans cette étude, le modèle quadratique (modèle du second ordre) est utilisé. Ce modèle polynomial du deuxième ordre est donné par l'équation 3.2

$$y = \hat{y} + \epsilon = \beta_0 + \sum_{i=1}^p \beta_i x_i + \sum_{i=1}^p \sum_{j \geq i}^p \beta_{ij} x_i x_j + \epsilon \quad (3.2)$$

avec ϵ le terme d'erreur, β_0 est l'effet moyen général (la constante du polynôme), β_{ij} avec $i \neq j$ caractérise l'interaction entre les facteurs x_i et x_j et β_{ii} les coefficients liés à l'effet quadratique du facteur x_i (avec $i = 1, \dots, k$). En considérant la base polynomiale $(1, x_1, \dots, x_k, x_1 x_2, \dots, x_i x_j, \dots, x_i^2)$ (avec $i \neq j$ et $i, j = 1, \dots, p$), on définit le vecteur coefficient $\boldsymbol{\beta} = [\beta_0, \beta_1, \dots, \beta_p, \beta_{12}, \dots, \beta_{ij}, \dots, \beta_{ii}]^T$ (avec $i \neq j$ et $i, j = 1, \dots, p$). La connaissance de ce vecteur de coefficients permet de définir la fonction polynomiale de la surface de réponse. La méthode utilisée à cet effet, est celle des moindres carrés. On cherche une approximation $\hat{\boldsymbol{\beta}}$ du vecteur coefficient $\boldsymbol{\beta}$ qui minimise la somme des carrés des erreurs en chaque point de mesure ou de simulation. Autrement dit on cherche à minimiser la fonction g définie par l'équation 3.3

$$g(\boldsymbol{\beta}) = \sum_{\ell=1}^n \left[\left(\beta_0 + \sum_{i=1}^p \beta_i x_{\ell i} + \sum_{i=1}^p \sum_{j \geq i}^p \beta_{ij} x_{\ell i} x_{\ell j} - y_{\ell} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

avec $\ell = 1, \dots, n$ le numéro de la simulation ou de l'expérience, n le nombre total de simulations, $x_{\ell i}$ la valeur de la variable ou du paramètre x_i à l'expérience numéro ℓ et y_ℓ le résultat de l'expérience ℓ . L'équation 3.3 sous forme matricielle est donnée par l'équation 3.4

$$g(\boldsymbol{\beta}) = \sum_{\ell=1}^n [y_\ell - (\mathbf{A}\boldsymbol{\beta})_\ell]^2 = \|\mathbf{y} - \mathbf{A}\boldsymbol{\beta}\|^2 \quad (3.4)$$

avec \mathbf{A} la matrice des paramètres d'études ou facteurs dans la base polynomiale.

$$\mathbf{A}(n \times m) = \begin{pmatrix} 1 & x_{11} & \cdots & x_{1p} & x_{11}x_{12} & \cdots & x_{1p-1}x_{1p} & x_{11}^2 & \cdots & x_{1p}^2 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & x_{n1} & \cdots & x_{np} & x_{n1}x_{n2} & \cdots & x_{np-1}x_{np} & x_{n1}^2 & \cdots & x_{np}^2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

avec $m = (k+1)(k+2)/2$

La solution $\hat{\boldsymbol{\beta}}$ qui minimise $g(\boldsymbol{\beta})$ est donnée par l'équation 3.6 [35, 109].

$$\hat{\boldsymbol{\beta}} = [\mathbf{A}^T \mathbf{A}]^{-1} \mathbf{A} \mathbf{y} \quad (3.6)$$

avec $\mathbf{y} = [y_1, y_2, \dots, y_p]^T$ le vecteur colonne contenant les réponses exactes issues de la simulation de tous les points de calcul et \mathbf{A}^T la transposée de la matrice \mathbf{A} . La solution $\hat{\boldsymbol{\beta}}$ appelée estimateur au sens des moindres carrés de $\boldsymbol{\beta}$. Il reflète l'importance ou non du paramètre associé et de son interaction avec les autres paramètres.

3.1.3 Méthode de krigeage

La méthode de krigeage a été initialement conçue pour des expériences informatiques caractérisées par des erreurs déterministes. C'est un moyen de prédiction de la réponse des paramètres inconnus en se basant sur la réponse des paramètres connus. Autrement dit c'est une méthode d'interpolation pour prédire les réponses de nouveau paramètre. Le krigeage est un modèle global qui interpole tous les points de conceptions en tenant compte de l'écart entre les points connus et le point à prédire. Cet écart se caractérise par une matrice de corrélation. Cette technique a été initialement développée en géostatistique par l'ingénieur des mines Daniel G. Krige [96] pour estimer les gisements miniers dans le massif de Witwatersrand en Afrique du Sud. Il a développé une série de méthodes statistiques empiriques afin de déterminer la distribution spatiale de minerais à partir d'un ensemble de forages pour produire des cartes de dépôts souterrains basées sur un large ensemble de sites irrégulièrement espacés [96]. Son travail a par la suite été approfondi et formalisé

mathématiquement par Matheron [110] à l'école des Mines de Paris. À la fin des années 80, Sacks *et al.* [137] utilisent cette méthode pour l'approximation de fonctions issues de problèmes physiques. Depuis l'utilisation de ce modèle s'est fortement développée et de nombreuses variantes ont été proposées par Currin *et al.* [32].

La méthode de krigeage est une combinaison d'un modèle de régression $f(x)^T\beta$ et d'une fonction aléatoire $\mathbf{Z}(\vec{x})$ de moyenne nulle et de variance σ^2 . Ainsi le modèle de krigeage est sous la forme de l'équation 3.7.

$$\hat{y} = \mathbf{f}(\vec{x})^T \boldsymbol{\beta} + \mathbf{Z}(\vec{x}) \quad (3.7)$$

avec $\mathbf{f}(\vec{x}) = [f_1(\vec{x}), \dots, f_n(\vec{x})]^T$ la matrice des facteurs ou paramètres \vec{x} de la base polynomiale liée à la fonction de régression [35, 109]. La partie aléatoire est définie par la connaissance de sa covariance entre deux points de calcul. Cette covariance entre les points arbitraires \vec{x} et \vec{x}' de l'espace expérimental est donnée par l'équation 3.8.

$$\text{cov}(\mathbf{Z}(\vec{x}), \mathbf{Z}(\vec{x}')) = \sigma^2 r(\vec{x}, \vec{x}') \quad (3.8)$$

avec r la fonction de corrélation. Plusieurs fonctions de corrélation existent. On peut citer la fonction de corrélation de Cauchy, de Marter et gaussienne [35, 137]. C'est cette dernière qui est implantée dans Dakota et est utilisée dans cette étude. La fonction de corrélation Gaussienne [137] entre deux points \vec{x} et \vec{x}' de l'espace expérimental, est donnée par l'équation 3.9.

$$r(\vec{x}, \vec{x}') = \exp\left(-\sum_{\ell}^m \left(\theta_{\ell} (x_{\ell} - x'_{\ell})^2\right)\right) \quad (3.9)$$

avec θ_{ℓ} le paramètre de corrélation. La valeur de ce paramètre est estimée par maximum de vraisemblance [137]. En considérant l'ensemble des points de mesure \vec{x}_i ou de calcul de l'espace expérimental, on définit la matrice de corrélation \mathbf{R} par l'équation 3.10.

$$R_{ij} = r(\vec{x}_i, \vec{x}_j) \quad (3.10)$$

Typiquement, l'approximation de la fonction de surface par le modèle de krigeage passant par l'ensemble des points de calcul est donnée par l'expression de l'équation 3.11 [36, 90, 151].

$$\hat{y} = \mathbf{f}(\vec{x})^T \hat{\boldsymbol{\beta}} + \mathbf{r}(\vec{x})^T \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{y} - \mathbf{f}(\vec{x})\hat{\boldsymbol{\beta}}) \quad (3.11)$$

avec $r(\vec{x})$ le vecteur de corrélation entre le nouveau point \vec{x} et les points de mesure de l'espace expérimentale. Le vecteur coefficient qui minimise l'erreur du modèle de krigeage aux sens des moindres carrés est donné par l'expression de l'équation 3.12 [35, 109]

$$\hat{\beta} = (\mathbf{f}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{f})^{-1} (\mathbf{f}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{y}) \quad (3.12)$$

3.1.4 Critères d'évaluations des modèles

Plusieurs critères d'évaluations de la qualité et de la performance des modèles existent dans Dakota. On se limitera à deux d'entre eux : la racine carrée de la moyenne quadratique de l'erreur de prédiction connue sous appellation anglaise *root mean square error prediction* (rmsep) et le coefficient de détermination (R^2).

Racine carrée de la moyenne quadratique de l'erreur de prédiction

le rmsep (Racine carrée de la moyenne quadratique de l'erreur de prédiction) calcule la racine carrée de la moyenne des erreurs de prédiction au carré pour des données prédites sur un plan d'expérience servant d'échantillon test (ici les plans lhs). Le rmsep nous servira ainsi à valider ou non la qualité du modèle. Le rmsep est donné par l'équation 3.13 [35].

$$rmsep = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - \hat{y}_i)^2} \quad (3.13)$$

avec N le nombre de points de mesure ou de calcul, y_i le résultat expérimental ou numérique de la $i^{\text{ième}}$ mesure et \hat{y}_i le résultat du modèle de la $i^{\text{ième}}$ mesure.

Coefficient de détermination

Le coefficient de détermination R^2 mesure la proportion de la variance totale du modèle qui peut être prise en compte par les paramètres d'étude. Ce coefficient varie entre 0 et 1. Lorsqu'il est proche de 0 cela, signifie que le pouvoir de prédiction du modèle est faible. Par contre lorsqu'il est proche de 1 son pouvoir de prédiction est fort. Le coefficient de prédiction des modèles de krigeage est toujours égal à 1 puisqu'ils correspondent à des interpolations [35]. Le coefficient de détermination est défini par l'équation 3.14 [35].

$$R^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2}{\sum_{i=1}^N (\hat{y}_i - \bar{y})^2} \quad (3.14)$$

avec \bar{y} la moyenne des mesures

3.2 Mise en place d'une méthodologie d'optimisation

La démarche est basée sur l'utilisation de plusieurs logiciels libres permettant :

1. la conception et la discrétisation spatiale de la géométrie d'étude avec le logiciel *Open source* Salomé 7.1[140] ;
2. la modélisation de l'écoulement interne par la méthode stationnaire RANS avec le logiciel *Open source* OpenFoam extend 3.2 [122] ;
3. la construction d'une surface de réponse par la méthode SBO décrite dans la section précédente et la recherche de l'optimum de cette surface de réponse avec le logiciel *Open source* Dakota[35] .

Cette chaine de méthode s'effectue selon le diagramme de la Figure 3.1. Dans la suite, nous allons d'abord décrire la méthode de conception et de discrétisation de la géométrie. Puis, par la suite modéliser l'écoulement interne dans cette géométrie.

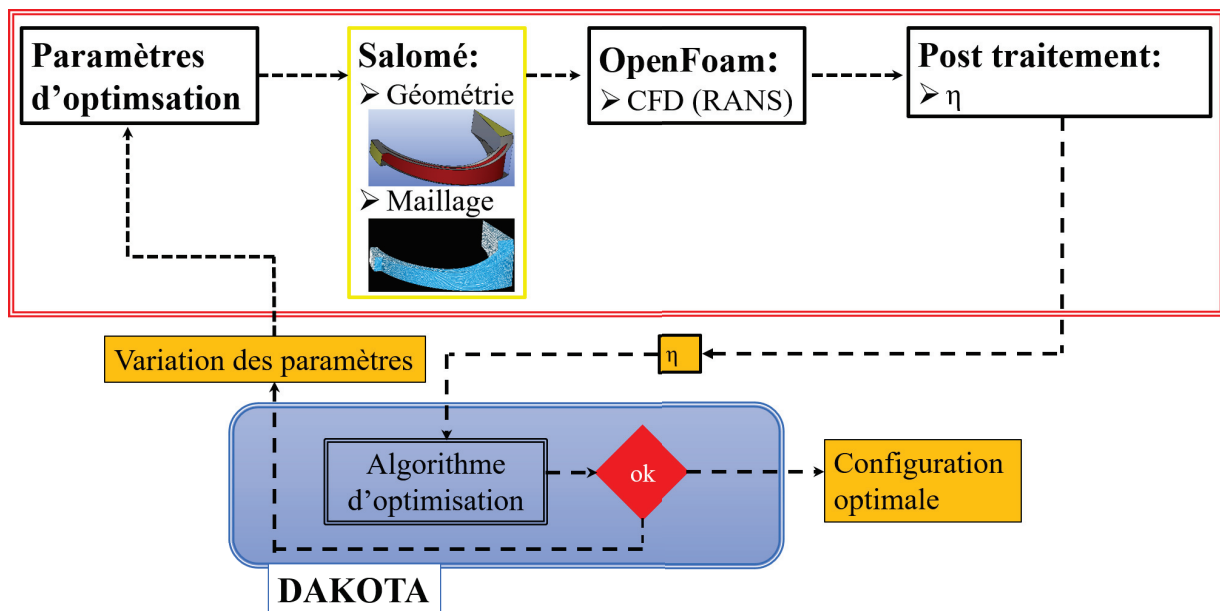


Figure 3.1 Diagramme de la méthode d'optimisation mise en place

3.2.1 Conception et discrétisation de la géométrie d’étude

Cette sous-section est la première étape d’un cas de calcul de la méthode mise en place pour l’optimisation d’une roue de ventilateur centrifuge. Les objectifs ici sont de créer et de discrétiser la géométrie d’étude. Puis à partir des paramètres d’optimisation fournis et les données du cahier des charges, de calculer la vitesse de rotation en accord avec le diagramme de Cordier. Ceux-ci permettent de maintenir le fonctionnement de toutes les roues conçues au même point d’opération. Ainsi, les résultats de cette étape sont : un fichier contenant la vitesse de rotation et un répertoire (*polyMesh*) contenant le maillage lisible par OpenFoam.

Le logiciel Open source de CAO Salomé 7.1 [140] développé par EDF et CEA est utilisé à cet effet. Par ses modules GEOM et SMESH, il permet la création et la discrétisation spatiale de géométries complexes. De plus, il a la capacité d’exécuter un script python ou un script de commandes shell. Ainsi, un code python est développé pour la conception, la discrétisation spatiale et l’exportation du maillage en fichier lisible par OpenFoam.

La géométrie est une roue de ventilateur centrifuge. Les principales données d’entrée (*input*) sont uniquement celles issues du cahier des charges. C’est-à-dire le débit, la charge manométrique (pression totale générée par la roue) et la nature du fluide (sa masse volumique). D’autres données sont également nécessaires, ce sont les données secondaires. Celles-ci caractérisent la nature de la pale (le squelette et la fonction d’épaisseur de la pale), le nombre de pales et tous les autres paramètres en dehors de ceux utilisés pour l’optimisation. Plusieurs types de squelettes de la pale sont disponibles, par exemple les squelettes logarithmiques caractérisés par une courbe de la forme $r = r_1 e^{b\theta^2 + a\theta}$ (avec b et a sont des constantes à déterminer). On peut aussi choisir des pales à décélération constante. L’utilisateur a aussi accès aux fonctions d’épaisseurs constantes, NACA 4, NACA 5, NACA 4 modifiée et NACA 5 modifiée. Le choix de la nature de la pale se fait à travers deux identifiants l’un pour le squelette et l’autre pour la fonction d’épaisseur. Chaque squelette et chaque fonction d’épaisseurs disponible est identifié par un nombre entier appelé identifiant de la pale (Tableau 3.1). Tout au long de ce projet, le couple d’identifiant 0 et 5 est choisi.

Les paramètres d’études, appelés facteurs, sont fournis par le logiciel Dakota et sont aussi des données d’entrée pour le code. Ceux-ci sont actualisés à chaque cycle de calcul par Dakota et engendre la création d’une nouvelle géométrie. L’une des particularités de ce code est d’identifier et de nommer automatiquement les faces limites de la géométrie d’étude. Par exemple, le code peut identifier l’entrée et la sortie du fluide, la pale, les autres faces solides et les faces périodiques si la géométrie d’étude est périodique comme c’est notre cas. De plus, la sortie de la roue est très proche du bord de fuite de la pale

Tableau 3.1 Types de squelette et de fonction d'épaisseur disponible dans le code python de Salomé

	Caractéristiques de la pale	
	Identifiant	Désignation
Squelettes	0	logarithmique
	1	Décélération constante
Épaisseurs	2	NACA 4
	3	NACA 4 modifiée
	4	NACA 5
	5	NACA 5 modifiée

et reste constante pour toutes les roues utilisées dans ce chapitre. Ainsi les effets de la condition aux limites à la sortie de la roue sont supposées négligeables quelle que soit la roue ce qui est contradiction avec les approches de la CFD utilisée de manière générale. En effet, notre étude est basée sur une analyse relative des paramètres qui maximisent la performance aérodynamique de la roue. De manière générale, il est nécessaire d'éloigner la sortie de la géométrie au bord de fuite de la pale afin d'éviter ou de minimiser l'influence de celle-ci sur l'écoulement de la roue.

La géométrie est par la suite discrétisée puis exportée dans un fichier lisible par Open-Foam. Les tailles maximum et minimum de chaque maille sont fournies comme une donnée d'entrée au système.

Illustration : On désire obtenir une roue fonctionnant avec de l'air considéré incompressible de masse volumique $\rho = 1.191 \text{ kg/m}^3$ à débit $Q = 110 \text{ cfm}$ et de perte de charge $\Delta p = 345 \text{ Pa}$. On considère une pale de squelette logarithmique, de fonction d'épaisseur NACA 5 modifiée dont l'épaisseur maximale $e = 1.7 \text{ mm}$, située à 1.5 mm du bord d'attaque de la pale. On fixe le nombre de pales à $N_{pales} = 23$. Pour cet exemple, on choisit les principales données ou paramètres d'optimisation, les diamètres d'entrées $D_0 = 2r_0$ et $D_1 = 2r_1$, le diamètre de sortie de la roue $D_2 = 2r_2$, les hauteurs du bord d'attaque b_1 , de sortie b_2 de la pale et la hauteur d'entrée de la roue b_0 . Ces paramètres sont illustrés sur la Figure 3.2 et les valeurs sont regroupées dans le Tableau 3.2.

Tableau 3.2 Paramètres principaux du design de la roue

Paramètres	b_0	b_1	b_2	r_0	r_1	r_2
Valeur en m	0.04	0.035	0.0117	0.053	0.051	0.07

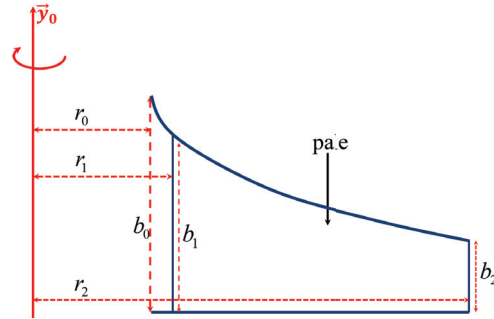
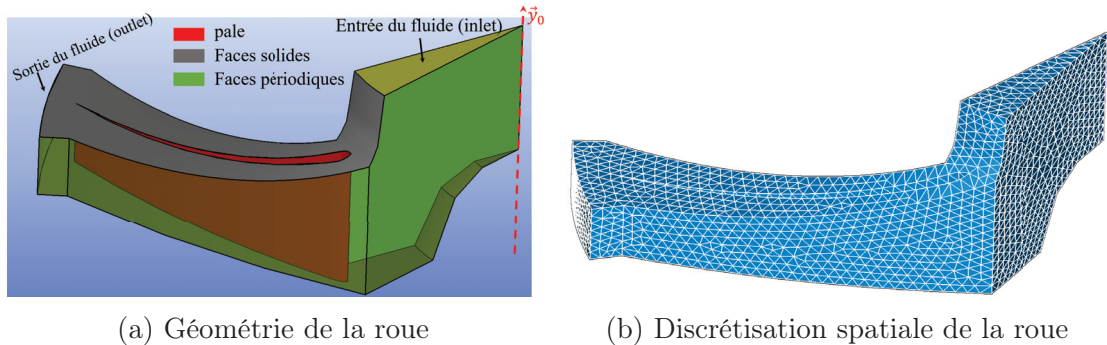


Figure 3.2 Paramètres primaires pour le design d'une roue avec le script Python

On obtient avec le script développé et les données ci-dessus, la géométrie de la roue correspondant au point de fonctionnement du cahier des charges (Figure 3.3a). En plus avec une taille de maille maximale de 0.0008 m, la discrétisation spatiale de la géométrie est obtenue (Figure 3.3b).



(a) Géométrie de la roue

(b) Discrétisation spatiale de la roue

Figure 3.3 Géométrie d'étude

3.2.2 Calcul RANS

La deuxième étape est la modélisation de l'écoulement interne. Le modèle utilisé est le modèle stationnaire RANS (sous-section 2.1.1) utilisant un seul volume en mouvement (la roue dans notre cas) disponible dans le logiciel libre OpenFoam. Le solveur simpleSRF-Foam d'OpenFoam est adapté à ce genre de simulation. L'objectif de cette étape est de fournir à Dakota la fonction objective du problème d'optimisation.

Le répertoire *polyMesh* généré par Salomé est copié dans le répertoire *constant* d'OpenFoam. Puis on déclare les conditions aux limites et initiales nécessaires à la réalisation du calcul CFD. Puisque chaque nouvelle géométrie engendre une nouvelle vitesse de rotation pour maintenir la roue au même point d'opération, il est nécessaire d'actualiser les fichiers *constant/SRFProprietes* et *system/control*. Des lignes de commandes Shell sont utilisées pour ces changements.

Conditions aux limites

La nature des faces limites n'est pas définie dans Salomé, ainsi l'entrée (inlet) et la sortie (outlet) de la roue sont de type *patch*. La pale et les faces solides sont des *wall*. Enfin, les faces périodiques sont couplées et sont de type *periodic*. Une condition de débit est imposée à l'entrée de la roue (inlet) et pression nulle à la sortie (outlet). Sur toutes les surfaces solides telles que la pale et les autres faces ce sont des conditions d'adhérences. De plus, des fonctions de lois de parois sont utilisées pour l'énergie cinétique k , la viscosité turbulente ν_t et la dissipation ω sur toutes les surfaces solides. Pour prendre en compte de manière automatique ces conditions aux limites et initiales pour chaque nouvelle géométrie d'étude, un script python est développé à cet effet, inspirée du script d'Hydro-Québec inclus dans les versions turbomachines d'OpenFoam.

Modèle de turbulence et schémas numériques

Le modèle de turbulence k - ω SST est utilisé pour la modélisation de la turbulence. Quant aux schémas numériques, on a choisi le schéma du premier ordre *Gauss upwind* pour les termes de divergence et le schéma du second ordre *Gauss linear* pour les termes de gradient. Les équations linéaires sont résolues par la méthode itérative du gradient bi-conjugué stable (*BiCGStab*) pour le champ de vitesse, l'énergie cinétique k et le taux de dissipation ω . La méthode itérative du gradient conjugué avec préconditionnement (*DIC*), est utilisée pour résoudre les équations linéaires du champ de pression.

3.2.3 Optimisation avec Dakota

Cette dernière étape du cycle est la partie optimisation et se décompose en plusieurs étapes :

1. Fournir de nouvelles variables d'optimisation à Salomé pour la conception d'une nouvelle configuration. Les variables de calcul sont les coordonnées des points issus de la planification expérimentale (section 3.1.1) de l'espace d'optimisation. La méthode utilisée est le plan hypercube latin.
2. Récupérer la ou les fonctions objectives fournies par OpenFoam de chaque configuration géométrique issue de la planification de l'étape 1.

3. Construire la surface de réponse avec l'ensemble des points de calcul ou l'ensemble des configurations géométriques. Les méthodes utilisées sont celles de substitution décrite dans la section 3.1.
4. La dernière étape consiste à chercher l'optimum de la surface de réponse construite à l'étape précédente.

Ces étapes sont exécutées par Dakota par le biais d'un script qu'il faut adapter selon le problème d'optimisation.

Description des scripts de Dakota

Les scripts d'optimisation de Dakota sont constitués de plusieurs blocs, identifiés par un nom réservé au début de chaque bloc. Dans cette partie nous allons décrire quelques-uns de ces blocs. Les codes de Dakota commencent souvent par la déclaration d'un environnement d'étude caractérisé par le mot clé *environment*. Dans cet espace on précise la nature du fichier de sortie, généralement les valeurs des paramètres d'études et le résultat de la fonction objective associée (*tabular_graphics_data*). La sortie peut être aussi sous la forme de graphique. On le spécifie par le mot clé *graphics*. Ce bloc est facultatif. Ensuite, on a un ou plusieurs blocs pour décrire les méthodes et les modèles utilisés. Ces blocs sont obligatoires et s'identifient par la présence des noms réservés *method* et *model*. Dans ces blocs on spécifie par exemple la méthode d'optimisation (par exemple : *conmming*, *soga*, *moga* et *surrogate global*), le modèle de substitution (par exemple : *quadratic*, *cubic*, *kriging surfpack* et *gaussian_process surfpack*) et la planification de l'expérience (*lhs*). Quant au domaine de définition des paramètres d'étude le nom *variables* est réservé à cet effet. Les liaisons et la synchronisation entre tous les logiciels utilisés (Dakota, Salomé et OpenFoam) se font dans le bloc de code *interface*. Enfin, dans *réponses* on a le nombre de fonctions objectives et la spécification des extremums (minimum ou maximum ou les deux). Tous ces blocs de codes sont identifiés par des pointeurs permettant de les lier entre eux. Le Tableau 3.3 donne un exemple d'un code Dakota. Dans la première colonne, on a les blocs de codes et dans la deuxième colonne la description du bloc.

Application à la fonction de Branin

L'objectif de cette sous section est de valider analytiquement les méthodes polynomiale (RSM) et de krigeage.

On désire tester la capacité d'approximation de la surface de réponse par les méthodes polynomiale quadratique et de krigeage puis de chercher l'optimum global. La fonction

Tableau 3.3 Exemple de script d'optimisation avec Dakota

<i>environment</i> <i>tabular_data</i> <i>tabular_data_file</i> = 'output.dat' <i>method_pointer</i> = 'sbo'	facultatif génération de fichier tabulaire fichier sortie pointeur de la méthode d'optimisation
<i>method</i> <i>id_method</i> = 'sbo' <i>model_pointer</i> = 'sbo_model' <i>soga</i> ...	Méthode d'optimisation identifiant de la méthode d'optimisation pointeur du modèle de substitution choix du modèle
<i>model</i> <i>id_model</i> = 'sbo_model' <i>surrogate_global</i> <i>dace_method_pointer</i> = 'DACE' <i>kriging surfpack</i> ...	Choix du modèle de substitution type du modèle global ou locale pointeur du bloc de planification modèle de substitution
<i>method</i> <i>id_method</i> = 'DACE' <i>model_pointer</i> = 'TRUTH' <i>sampling samples</i> = 30 <i>seed</i> = 10310 <i>sample_type</i> lhs	Méthode de planification des expériences identifiant de la planification pointeur du bloc de la méthode nombre d'expérience type du plan
<i>model</i> <i>id_model</i> = 'TRUTH' single <i>variables_pointer</i> = 'V1' <i>interface_pointer</i> = 'I1' <i>responses_pointer</i> = 'R1'	 pointeur du bloc des variables pointeur du bloc l'interface pointeur de la fonction de réponse
<i>variables</i> <i>id_variables</i> = 'V1' ...	paramètres d'optimisation et espace d'étude identifiant des variables
<i>interface</i> <i>id_interface</i> = 'I1' fork ...	Bloc des interfaces (liaisons des plates formes) identifiant des interfaces type de lien
<i>responses</i> <i>id_responses</i> = 'R1' <i>objective_functions</i> = 1 <i>no_gradients no_hessians</i> <i>sense</i> 'max' or 'min'	Bloc des réponses identifiant des réponses nombre de fonctions objective Recherche du minimum ou du maximum

analytique de Branin-Hoo constitue un cas test intéressant dans la mesure où elle possède trois minimums globaux $(-3.14, 12.27)$, $(3.14, 2.27)$ et $(9.42, 2.47)$ auxquels la fonction prend la même valeur approximative de 0.4. Le problème d'optimisation à résoudre est défini par l'expression 3.15 [90, 143].

$$\min_{(x_1, x_2)} \begin{cases} f(x_1, x_2) = \left(x_2 - \frac{5.1}{4\pi^2}x_1^2 + \frac{5}{\pi}x_1 - 6\right)^2 + \left(1 - \frac{1}{8\pi}\right) \cos x_1 + 10 \\ -5 \leq x_1 \leq 10 \text{ et } 0 \leq x_2 \leq 15 \end{cases} \quad (3.15)$$

Considérons des plans d'expériences d'hypercube latin de N échantillons. La Figure 3.4 représente les contours de surface de la fonction analytique et des surfaces de réponse par la méthode RMS puis de krigeage pour $N = 30$ échantillons (première ligne de Figures) et pour $N = 120$ échantillons (dernière ligne de Figures). Les points de chaque plan d'expérience de type lhs sont marqués sur la figure 3.4. On en déduit que le modèle de krigeage (équation 3.7) décrit bien le comportement de la fonction objective avec les mêmes isocontours que ceux de la fonction analytique. Ceux-ci restent vrais lorsqu'on fait raffinement d'échantillon de type lhs (Figure 3.4 : dernière ligne de Figures). Par contre, le modèle RSM (équation 3.2) ne donne pas une bonne approximation de la surface de la fonction objective quel que soit l'échantillonnage de type lhs utilisé. Ce qui peut être dû à l'erreur du modèle. La modélisation de l'erreur par la méthode de krigeage permet d'améliorer ce modèle. En effet, la partie quadratique (fonction de tendance) du modèle de krigeage (équation 3.7) est identique au modèle RSM (équation 3.2). La seule différence entre les deux approches est la modélisation de l'erreur. Il est clair que la méthode de krigeage donne de meilleurs résultats avec peu d'échantillons lhs. De plus, les moyennes quadratiques des erreurs (équation 3.13) sont presque nulles pour le modèle de krigeage et très importantes pour le modèle RSM (Tableau 3.4) quelle que soit l'expérience. Ce qui confirme l'efficacité du modèle de krigeage. Cette analyse se confirme en considérant les coefficients de détermination R (Tableau 3.4). Le modèle de krigeage a un pouvoir de prédiction très forte et vaut 1. Par contre le pouvoir de prédiction du modèle RSM est moins important et est de l'ordre de 0.5.

La recherche des minimums sur la surface de réponse de krigeage avec un algorithme de gradient en plusieurs points initiaux donne des solutions très proches des solutions analytiques $(9.52, 2.04)$, $(3.14, 2.29)$ et $(-3.19, 12.45)$. En effet, les erreurs relatives en moyenne entre les solutions analytiques et la méthode de krigeage sont $\pm 0.25\%$ pour le paramètre x_1 et $\pm 0.67\%$ pour le paramètre x_2 . Par contre on obtient une seule solution $(9.95, 0)$ avec l'approche RSM minimisant la fonction de Branin. Les erreurs relatives sont

de 4.5% pour le paramètre x_1 et de 100% pour x_2 . Ces solutions sont illustrées sur la Figure 3.4. On déduit de cette étude que le modèle de krigeage arrive à reproduire avec fidélité les isocontours de la fonction de Branin. Ce qui démontre sa robustesse par rapport à la méthode RSM. Ainsi, le modèle de RSM n'est pas adapté au calcul de fonctions contenant plusieurs extremums. Cependant elle est la plus simple en pratique.

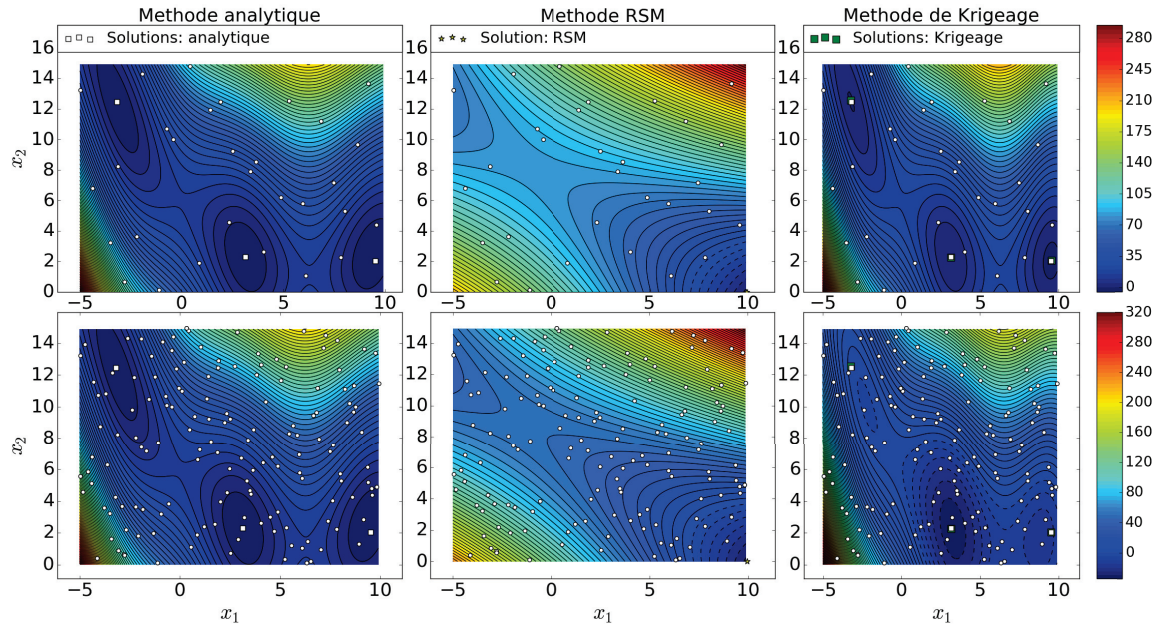


Figure 3.4 Isocontour de la fonction de Branin-Hoo par l'approche analytique, quadratique et de Krigeage

Tableau 3.4 Le rmesq et le coefficient de détermination des méthodes RSM et de krigeage pour les expériences lhs à 30 et 60 échantillons

N	RSM		krigeage	
	30	120	30	120
rmesq (équation 3.13)	36.820	54.66	0	0
R (équation 3.14)	0.47	0.50	1	1

3.3 Optimisation de la performance de ventilateur centrifuge

L'objet principal de cette section est l'application de la méthode mise en place pour la recherche de la performance aérodynamique de ventilateurs. Le nombre élevé de paramètres de conception d'une roue de ventilateur centrifuge et leur comportement aérodynamique

fait de l'optimisation de ces machines une tâche difficile [70]. Plusieurs études existent dans la littérature, et leurs résultats montrent l'influence de certains paramètres [68, 70, 162]. Par exemple, on identifie les diamètres extérieur D_{ext} et intérieur D_{int} de la roue, les hauteurs du bord d'attaque b_1 et de sortie b_2 de la pale, les angles d'attaque β_1 et de sortie β_2 du fluide dans la roue, la vitesse de rotation ω et le nombre de pales N_{pales} . Ces paramètres peuvent être évalués de manière préliminaire de différentes façons. On a par exemple la théorie d'Euler et la théorie des triangles de vitesse. À ces relations, il faut ajouter les diagrammes d'adimensionnement comme le diagramme de Cordier [99].

3.3.1 Choix du type de la machine

De manière générale, le choix du type de machine à concevoir et ses principales dimensions sont donnés par la définition du point d'opération. Ce point d'opération est constitué du débit du fluide Q , de la charge manométrique totale générée ΔP et de la vitesse de rotation. À partir du paramètre adimensionné de la vitesse de rotation, appelée vitesse spécifique N_s , on déduit, du diagramme de Cordier [99] *via* le coefficient sans dimension D_s appelé diamètre spécifique, le diamètre de la roue. Ces paramètres adimensionnels sont donnés dans la littérature par les équations 3.16 et 3.17 [99, 160].

$$N_s = \frac{\omega Q^{1/2}}{\left(\frac{\Delta P}{\rho}\right)^{3/4}} \quad (3.16)$$

$$D_s = \frac{D \left(\frac{\Delta P}{\rho}\right)^{3/4}}{Q^{1/2}} \quad (3.17)$$

3.3.2 Relations paramétriques

Dans le mouvement de rotation de la roue à la vitesse angulaire ω et en considérant la décomposition des vitesses, la vitesse relative \vec{w} est donnée par la relation vectorielle :

$$\vec{v} = \vec{u} + \vec{w} \quad (3.18)$$

avec \vec{v} la vitesse absolue et \vec{u} correspondant à la vitesse d'entraînement liée à la rotation du fluide.

À partir de la théorie des triangles de vitesses, et en supposant que l'épaisseur des pales

est négligeable, on déduit les relations suivantes :

à l'entrée de la roue

$$\vec{u}_1 = \begin{cases} 0 \\ u_1 = r_1\omega \end{cases} \quad (3.19)$$

$$\vec{v} = \begin{cases} v_{r_1} = \frac{Q}{2\pi r_1 b_1} \\ v_{t_1} = 0 \end{cases} \quad (3.20)$$

La direction du fluide à l'entrée de la roue est caractérisée par l'angle d'entrée β_1 donnée par l'équation 3.21

$$\tan\beta_1 = \frac{u_1}{v_{r_1}} = \frac{2\pi\omega r_1^2 b_1}{Q} \quad (3.21)$$

à la sortie de la roue

Les triangles des vitesses à la sortie ne peuvent être appliqués sous l'hypothèse simplificatrice qui suppose que le fluide sort de la roue suivant la direction imposée par la sortie de la pale. Cette hypothèse est appelée hypothèse d'Euler et n'est justifiée que dans le cas d'un nombre infini de pales. Dans ces conditions on a les relations des triangles de vitesse à sortie (équations 3.22 et 3.23) et la relation d'Euler (équation 3.24).

$$\vec{u}_2 = \begin{cases} 0 \\ u_2 = r_2\omega \end{cases} \quad (3.22)$$

$$\vec{v} = \begin{cases} v_{r_2} = \frac{Q}{2\pi r_2 b_2} \\ v_{t_2} = u_2 + v_{r_2} \tan\beta_2 \end{cases} \quad (3.23)$$

$$\Delta P = \rho u_2 v_2 = \rho u_2 \left(u_2 + \frac{Q}{2\pi r_2 b_2 \tan\beta_2} \right) \quad (3.24)$$

3.3.3 Définition du problème d'optimisation

On désire connaître l'influence de la taille de la roue caractérisée par ses diamètres intérieurs ($D_0 = 2r_0$ et $D_{int} = 2r_1$) et extérieurs ($D_{ext} = 2r_2$) puis les hauteurs à l'entrée de la roue b_0 , à l'entrée de la pale b_1 et à la sortie b_2 de la roue sur la performance aérodynamique. On définit alors six paramètres d'étude appelés facteurs ou variables paramétriques sous contraintes. Les différentes contraintes géométriques de la roue centrifuge sont $b_0 > b_1 > b_2$ et $r_2 > r_1 > r_0$. On définit alors les paramètres d'étude appelés facteurs ou variables paramétriques $\delta_0 = b_0/b_1 > 1$, $\delta_1 = r_1/r_0 > 1$, r_1 , r_2 , b_1 et b_2 . Tenant compte des relations précédentes, on fixe les autres paramètres (choix de la pale et cahier des charges) nécessaires à la conception de la roue. De plus, pour préserver le point d'opération de toutes les roues admissibles, le débit et la pression fournis par les roues simulées sont les mêmes pour chaque roue et sont fixés par le cahier des charge. Ainsi, la vitesse de rotation est ajustée dans le script Python de conception. Le problème d'optimisation à résoudre revient alors à maximiser la performance aérodynamique η sous contraintes. Le problème est alors défini par le système d'équations 3.25.

$$\text{maximiser}_{(\delta_0, \delta_1, r_1, r_2, b_1, b_2)} \begin{cases} \eta = \frac{Q\Delta P}{r_2\omega T_z} \\ \delta_0 > 1, \delta_1 > 1, r_2 > r_1 \text{ et } b_1 > b_2 \end{cases} \quad (3.25)$$

L'espace paramétrique est donné par les extremums que peut prendre chaque paramètre d'étude. Le Tableau 3.5 regroupe les valeurs des paramètres extrêmes définissant l'espace d'étude.

Tableau 3.5 Espace d'étude

	δ_0	δ_1	r_1 (mm)	r_2 (mm)	b_1 (mm)	b_2 (mm)
min	1.025	1.25	30.23	82.55	33.02	8.89
max	1.125	1.5	60.96	95.25	69.85	20.32

3.3.4 Analyse et interprétation des résultats

L'espace d'étude est initialement discretisé par la méthode d'échantillonnage basée sur les plans latins hypercubes. Puis, ils sont raffinés par doublement des points de mesures. Quatre plans (exp_0 , exp_1 , exp_2 et exp_3) sont ainsi réalisés. Pour chaque plan le nombre d'échantillons N se trouve dans le Tableau 3.6.

Les méthodes de surface de réponse par krigeage et polynomiale sont utilisées et analysées dans cette section. La partie polynomiale de la méthode de krigeage est identique à la

Tableau 3.6 Échantillonnage

	exp_0	exp_1	exp_2	exp_3
N	70	140	280	560

méthode polynomiale, quelle que soit l'expérience.

Géométries et discrétisations

Pour illustration considérons trois points d'optimisation (points 0, 1 et 2) du plan d'expérience exp_0 . Chaque point est réperé par ses composantes dans la base paramétrique d'optimisation $(\delta_0, \delta_1, r_1, r_2, b_1, b_2)$. Les composantes de ces points d'expérience sont regroupés dans le Tableau 3.7.

Tableau 3.7 Valeurs des points 0, 1 et 2 du plan d'expérience exp_0

Points	δ_0	δ_1	r_1 (mm)	r_2 (mm)	b_1 (mm)	b_2 (mm)
0	1.07	1.49	53.8	84.77	62.35	19.23
1	1.07	1.45	59.39	83.56	64.55	12.57
2	1.08	1.34	41.82	86.67	36.61	13.78

L'exécution du script Python développé (sous-section 3.2.1) permet de concevoir et de créer le maillage pour le calcul CFD afin de calculer numériquement la performance aérodynamique (fonction objective). La Figure 3.5 montre les géométries obtenues de chaque point. La forme des géométries varie d'un point à l'autre. Il en est ainsi pour tous les points du plan d'expérience exp_0 . Deux discrétisations spatiales par point sont utilisées. On a le maillage grossier dont la taille des cellules est inférieure à 2.8 mm et le maillage plus fin dont la taille des cellules est inférieure à 1 mm. Le nombre totale de cellules du maillage grossier est donné par N_1 et celui du maillage plus fin par N_2 . La Figure 3.6 donne une illustration du maillage grossier utilisé. La convergence est obtenue en moyenne après 15 min de calcul pour les maillages grossiers et 30 pour les maillages plus fins.

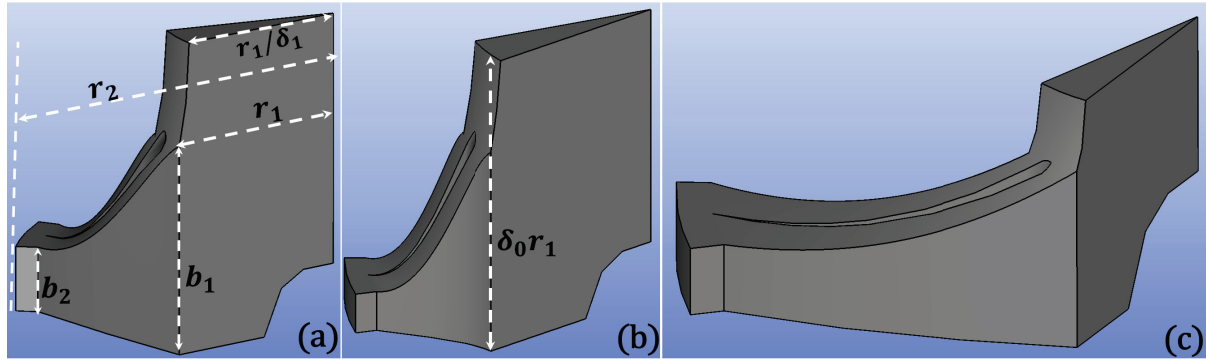


Figure 3.5 Illustration de géométries d'optimisation des points du plan d'expérience exp_0 : (a) point 0, (b) point 1 et (c) point 2

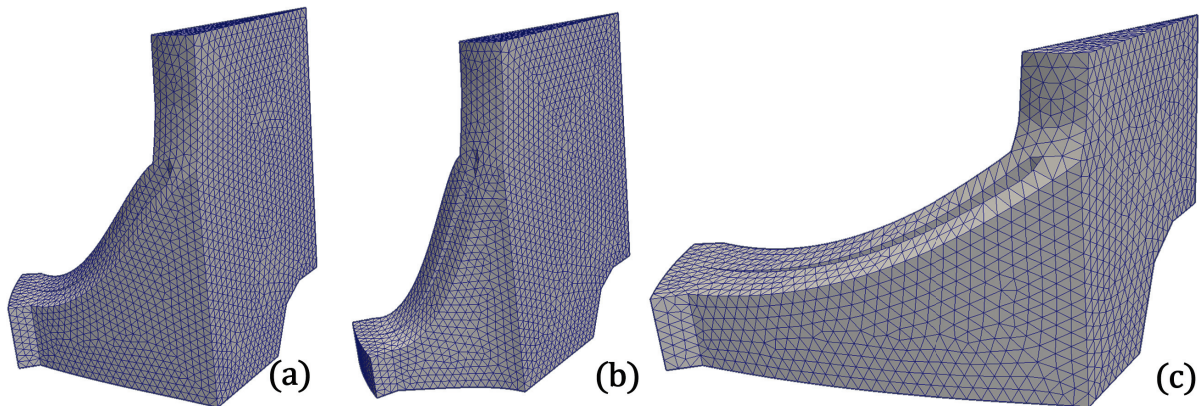


Figure 3.6 Illustration de discrétisations spatiales des points du plan d'expérience exp_0 : (a) point 0, (b) point 1 et (c) point 2

Analyse de l'écoulement et performance aérodynamique de la roue

Pour l'analyse de l'écoulement considérons, le point 2 du plan d'expérience exp_0 . Considérons le plan d'équation $y = 0.008$ m. Ce plan est perpendiculaire à l'axe de rotation de la roue et situé à mi-hauteur de la sortie de la roue. Les Figures 3.7 et 3.8 représentent le contour de la vitesse absolue et les vecteurs de la vitesse relative dans ce plan. Les vecteurs relatifs sont colorés par la pression. La Figure 3.7 montre une accélération du fluide de l'axe de rotation vers la sortie de la roue. L'amplitude maximale de la vitesse absolue est égale à 23.6 m/s et est situées dans la région du bord de fuite de la pale. Cette amplitude est proche de la vitesse d'entraînement de la roue pour une vitesse de rotation égale à 2787.48 rpm. Dans ce plan, on a pas de décollement tout au long du profil de la pale comme le montrent les vecteurs de la vitesse relative de la Figure 3.8.

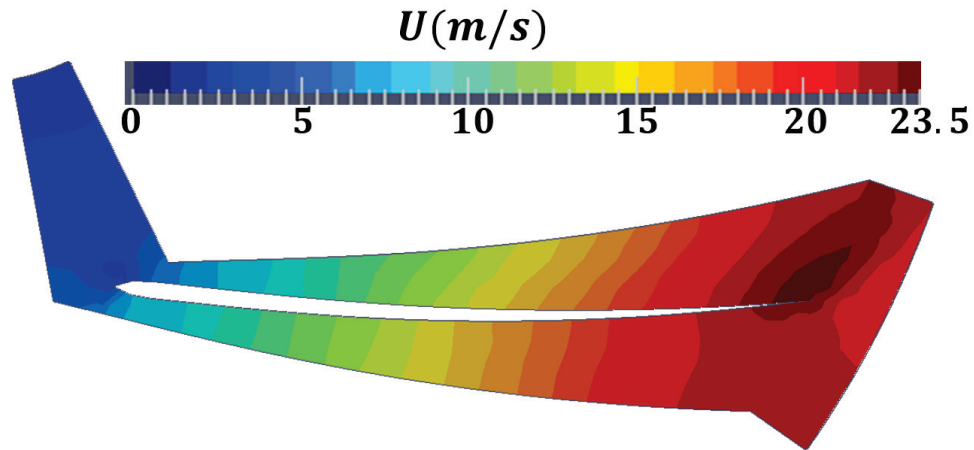


Figure 3.7 Contour de la vitesse absolue dans le plan $y = 0.008$ m au point 2 du plan d'expérience exp_0

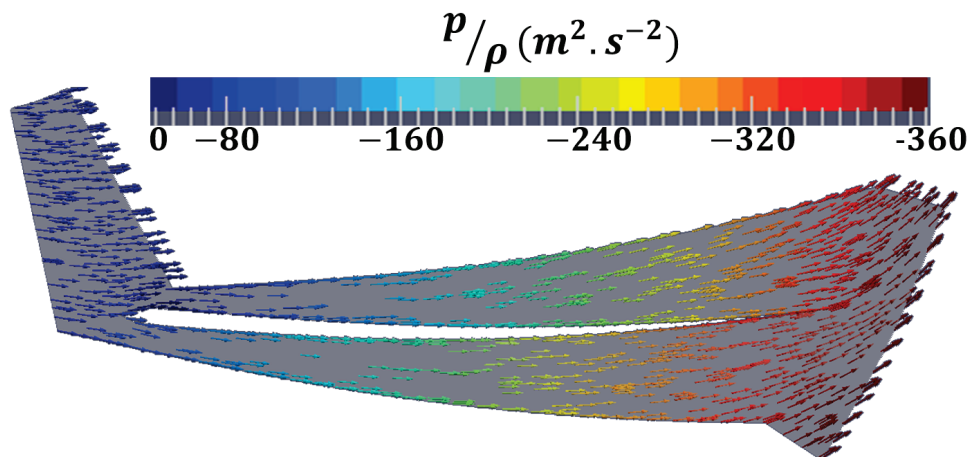


Figure 3.8 Vecteurs de la vitesse relative colorié en pression dans le plan $y = 0.008$ m au point 2 du plan d'expérience exp_0

Les performances aérodynamiques obtenues pour chaque cas de maillage et pour chaque points d'optimisation d'étude ont les ordre de grandeurs. Les erreurs relatives de la performance aérodynamique pour chaque point entre les deux maillages est faible. L'erreur maximale est obtenue au point 1 et est égale à 2.3%. La performance aérodynamique obtenue pour chaque points 0, 1 et 2 des maillages grossiers et plus fins sont regroupées dans le Tableau 3.8.

Tableau 3.8 Nombre de cellules N_1 et N_2 des maillages et performance aérodynamique aux points 0, 1 et 2 du plan d'expérience exp_0

Points	0	1	2
N_1	27808	27586	18115
η_1 (%)	90.97	84.36	95.24
N_2	148138	158763	126543
η_2 (%)	91.40	86.39	95.43
Erreur (%)	0.5	2.3	0.2

Analyse et interprétation par la méthode canonique

L'analyse canonique de chaque plan montre la présence d'un maximum. En effet, cette analyse consiste à décomposer la matrice quadratique Q_u (6×6) associée à la partie quadratique du polynôme de la réponse dans un repère principal orthogonal (la matrice est symétrique) [155]. Un signe positif des valeurs propres traduit la présence d'un minimum. Par contre, un signe négatif démontre la présence d'un maximum. On peut également avoir des valeurs propres négatives et positives. Cette dernière situation est un mélange des deux cas précédents.

Dans notre cas la matrice quadratique Q_u est donnée par l'équation 3.26.

$$Q_u = \begin{pmatrix} \beta_{11} & \frac{1}{2}\beta_{12} & \frac{1}{2}\beta_{13} & \frac{1}{2}\beta_{14} & \frac{1}{2}\beta_{15} & \frac{1}{2}\beta_{16} \\ \frac{1}{2}\beta_{12} & \beta_{22} & \frac{1}{2}\beta_{23} & \frac{1}{2}\beta_{24} & \frac{1}{2}\beta_{25} & \frac{1}{2}\beta_{26} \\ \frac{1}{2}\beta_{13} & \frac{1}{2}\beta_{23} & \beta_{33} & \frac{1}{2}\beta_{34} & \frac{1}{2}\beta_{35} & \frac{1}{2}\beta_{36} \\ \frac{1}{2}\beta_{14} & \frac{1}{2}\beta_{24} & \frac{1}{2}\beta_{34} & \beta_{44} & \frac{1}{2}\beta_{45} & \frac{1}{2}\beta_{46} \\ \frac{1}{2}\beta_{15} & \frac{1}{2}\beta_{25} & \frac{1}{2}\beta_{35} & \frac{1}{2}\beta_{45} & \beta_{55} & \frac{1}{2}\beta_{56} \\ \frac{1}{2}\beta_{16} & \frac{1}{2}\beta_{26} & \frac{1}{2}\beta_{36} & \frac{1}{2}\beta_{46} & \frac{1}{2}\beta_{56} & \beta_{66} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

La matrice Q_u est symétrique, il existe 6 vecteurs propres orthogonaux.

La Figure 3.9 présente les 6 modes propres obtenus par la décomposition de la matrice quadratique associée à la partie quadratique du polynôme de la réponse de chaque expérience. Ces modes sont numérotés de 1 à 6 par ordre d'importance et sont sur l'axe des abscisses (Figure 3.9). Quatre modes propres sont négatifs dans les plans 0 et 1 puis cinq modes pour le plan 3 et enfin tous les modes sont négatifs pour le plan 4 (Figure 3.9). Le raffinement de la discrétisation de l'espace expérimental permet d'avoir une précision sur le signe des modes. En plus, quel que soit le plan, les deux premiers modes dominants sont négatifs (Figure 3.9). On déduit alors que le problème d'optimisation a un maximum global. En plus, on a un accroissement de la réponse sur tous les axes liés aux modes propres négatifs.

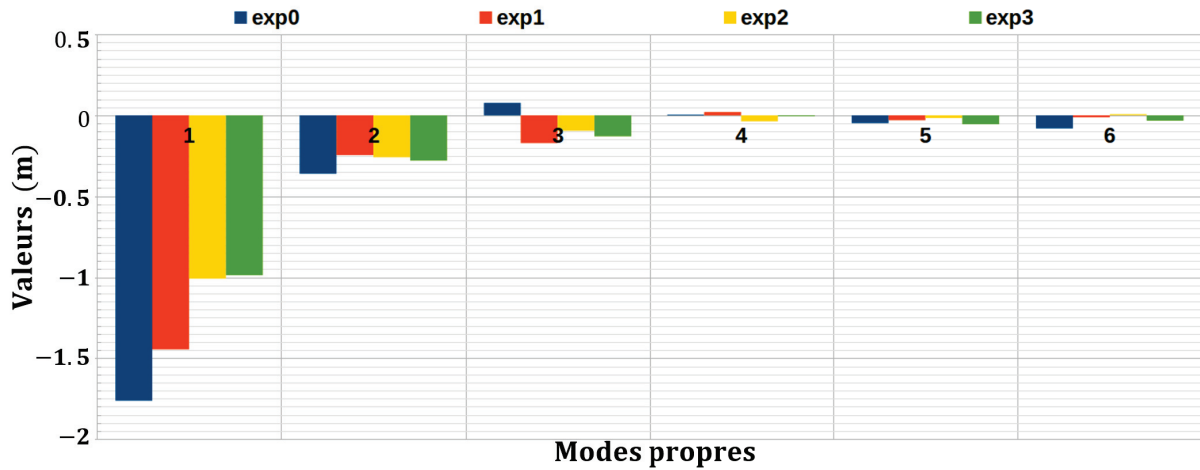


Figure 3.9 Modes propres de la matrice quadratique de chaque plan

À présent, considérons les axes liés aux deux premiers modes dominants (c-à-d., modes 1 et 2). Les Figures 3.10 et 3.11 représentent les valeurs des composantes du premier mode dominant (mode 1) et du second mode dominant (mode 2) respectivement. Seules les troisième et sixième composantes de l'axe lié au mode dominant sont importantes en valeur absolue (Figure 3.10), les autres étant négligeables. Par conséquent, le diamètre intérieur de la roue et la hauteur de la sortie de la roue ont plus d'influence sur la performance aérodynamique de la roue. Cette influence est encore plus marquée en agissant sur le diamètre intérieur de la roue. Ce qui se traduit par une valeur supérieure en valeur absolue de cette composante sur toutes les autres (Figure 3.10). Cette analyse reste vraie lorsqu'on considère le second axe lié à la deuxième valeur propre importante. Par contre, c'est la hauteur à la sortie de la roue qui est plus importante (Figure 3.11).

Le mode propre établit un lien entre toutes les variables lorsqu'on se déplace dans sa direction, une analyse des coefficients de la section quadratique des réponses est nécessaire.

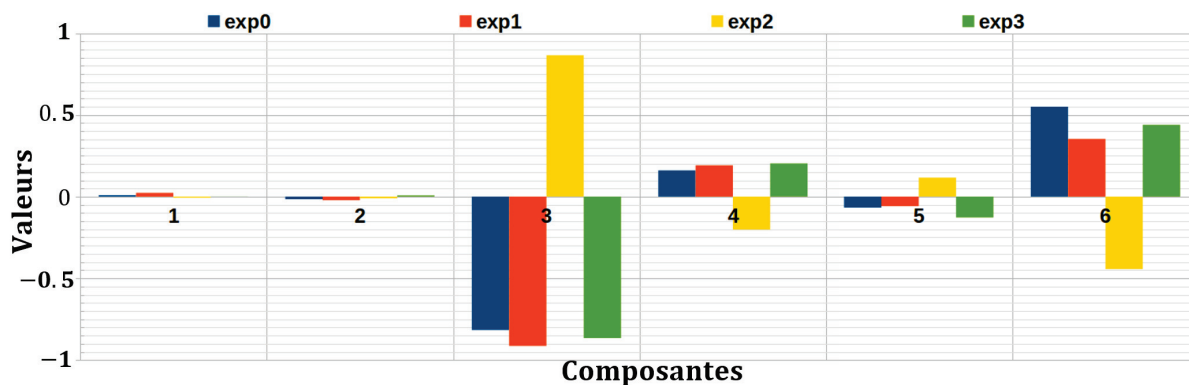


Figure 3.10 Axe principal (sans dimension) de la matrice quadratique de chaque plan

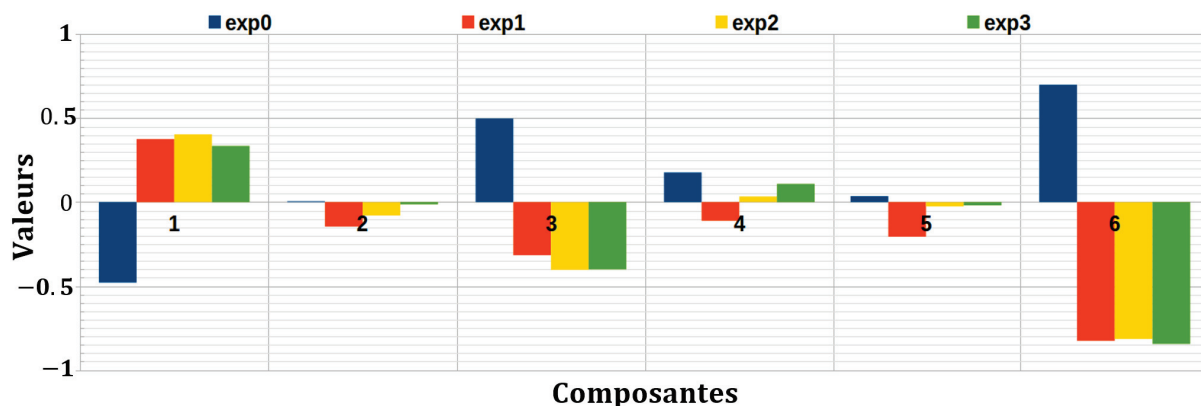


Figure 3.11 Second axe principal (sans dimension) de la matrice quadratique de chaque plan

Analyse et interprétation des coefficients des polynômes

L'histogramme de la Figure 3.12 présente les valeurs des coefficients de la section polynomiale de chaque expérience. Ces coefficients sont représentés par leurs indices respectifs dans la base polynomiale des paramètres d'études et sont regroupés dans le Tableau 3.9. Par exemple l'indice 16 correspond au coefficient β_{16} du monôme formé par le produit de δ_0 et b_2 ($\delta_0 b_2$) et l'indice 0 est la constante β_0 de la partie quadratique des modèles. Toutes les variables sont adimensionnées et varient entre -1 et 1 .

On observe sur la Figure 3.12 la même tendance des coefficients pour toutes les expériences. C'est à dire les mêmes ordres de grandeur des coefficients, quel que soit le plan. Pour tous les plans, le coefficient β_3 associé au diamètre intérieur de la roue $2r_1$ domine. Ce qui confirme le premier résultat de l'analyse canonique. De plus, le coefficient β_{11} lié à son terme quadratique r_1^2 est négatif ce qui indique que l'effet sur l'efficacité du rayon intérieur de la roue augmente jusqu'à un certain niveau puis diminue. La réponse admet

un maximum. La plus forte interaction est celle du diamètre intérieur $2r_1$ et de la hauteur de sortie de la roue b_2 caractérisée par le coefficient β_{16} .

Tableau 3.9 Coefficients et indices des coefficients de la base polynomiale paramétrique des méthodes

$cste$	δ_0	δ_1	r_1	r_2	b_1	b_2	δ_0^2	$\delta_0\delta_1$	δ_0r_1	δ_0r_2	δ_0b_1	δ_0b_2	δ_1^2
β_0	β_1	β_2	β_3	β_4	β_5	β_6	β_{11}	β_{12}	β_{13}	β_{14}	β_{15}	β_{16}	β_{22}
0	1	2	3	4	5	6	11	12	13	14	15	16	22
δ_1r_1	δ_1r_2	δ_1b_1	δ_1b_2	r_1^2	r_1r_2	r_1b_1	r_1b_2	r_2^2	r_2b_1	r_2b_2	b_1^2	b_1b_2	b_2^2
β_{23}	β_{24}	β_{25}	β_{26}	β_{33}	β_{34}	β_{35}	β_{36}	β_{44}	β_{45}	β_{46}	β_{55}	β_{56}	β_{66}
23	24	25	26	33	34	35	36	44	45	46	55	56	66

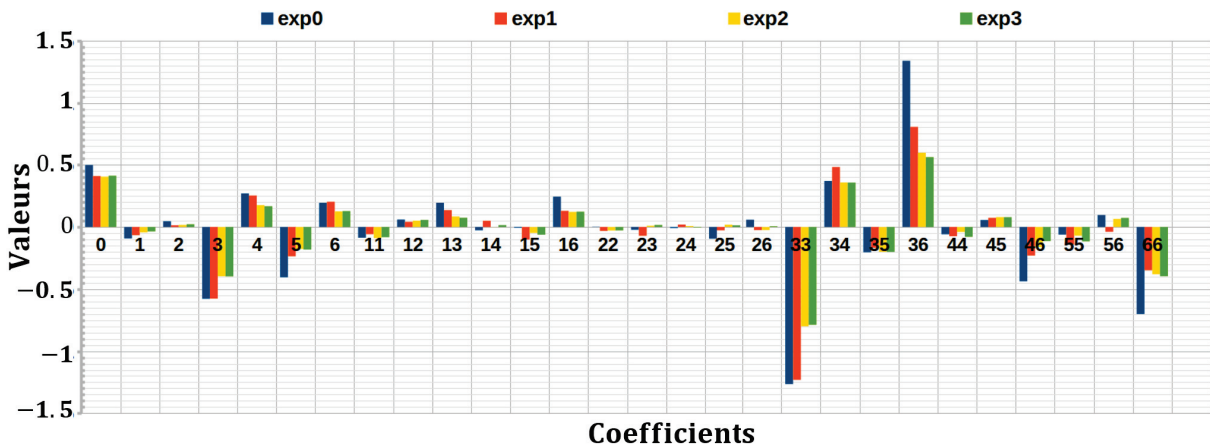


Figure 3.12 Coefficients de la partie polynomiale des méthodes de RSM et de krigeage

Analyse et interprétation du paramètre de corrélation $\vec{\theta}$ de la méthode de krigeage

Le paramètre de corrélation $\vec{\theta}$ est obtenu de manière numérique par le maximum de vraisemblance [35]. Ce paramètre est un vecteur dont les composantes θ_i sont dans la base des paramètres d'optimisation. Chaque composante traduit la régularité de la réponse du modèle tout au long des variations du paramètre considéré. Ainsi, une valeur trop importante impose un comportement plus lisse du modèle alors qu'une valeur plus faible traduit des variations importantes du modèle [2, 35]. La Figure 3.13 montre, les valeurs de chaque composante du paramètre de corrélation en fonction de l'expérience. Il ressort qu'un raffinement de l'espace paramétrique fait augmenter le paramètre de corrélation et donc la précision du modèle, rendant plus lisse la surface de réponse. En effet, selon la

théorie dans Dakota, ce paramètre est l'inverse du double de la longueur de corrélation [35] et est défini par l'équation 3.27.

$$\theta_i = \frac{1}{2\ell_i^2} \quad (3.27)$$

avec ℓ_i la longueur de corrélation. Son effet sur le modèle est identique à celui joué par l'écart type dans une distribution normale de points [35].

En considérant les plans 2 et 3 de la Figure 3.13, seuls les paramètres de corrélation θ_0 et θ_4 sont les moins importants. Ceci entraîne des variations plus importantes du modèle pour le rapport δ_0 et du diamètre extérieur de la roue $D_{ext} = 2r_2$. Par contre le modèle de krigeage a une meilleure prédiction pour les autres paramètres tels que le rapport $\delta_1 = r_1/r_0$, le diamètre intérieur $D_{int} = 2r_1$, les hauteurs b_1 et b_2 .

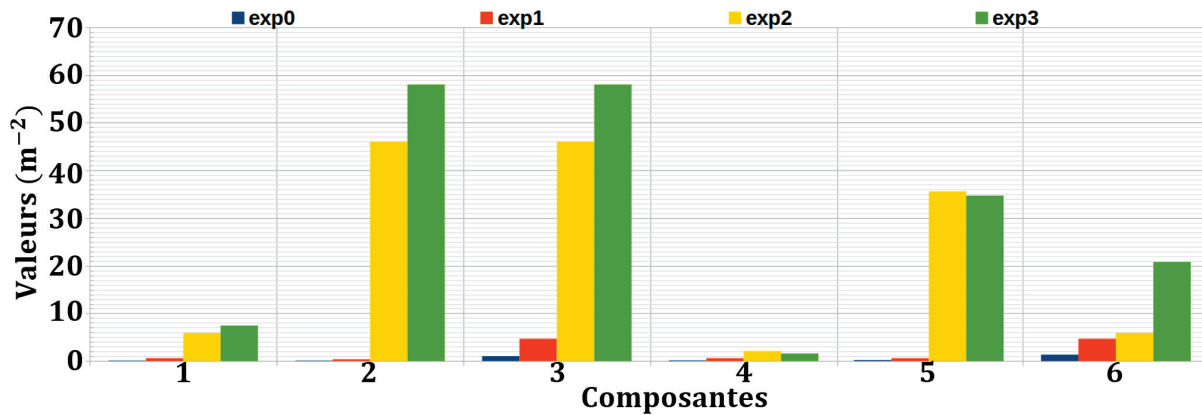


Figure 3.13 Paramètre de corrélation $\vec{\theta}$ en m^{-2} de chaque plan

Critères d'évaluations des modèles

La racine carrée de la moyenne de l'erreur quadratique (rmesq : équation 3.13) entre la performance de la surface de réponse par la méthode de krigeage et les résultats expérimentaux est presque nulle, quel que soit le plan d'expériences (Tableau 3.10). Ceci montre que la surface de réponse obtenue par cette méthode passe par les points de calcul. Par contre, en considérant le modèle RSM on remarque le rmseq est différent de 0, ce qui montre que l'interpolation ne passe pas nécessairement par tous les points de mesure. En plus cette valeur est plus importante pour le plan d'expérience *exp2* (Tableau 3.10). Ce plan ne donne donc pas une bonne approximation de la performance aérodynamique. Le modèle de krigeage étant une superposition du modèle RSM et d'un modèle pour l'erreur, la modélisation de l'erreur est alors une correction permettant au modèle de krigeage de

lisser la surface de réponse par rapport aux points de mesures. Par conséquent la correction apportée est plus importante pour le plan d'expériences *exp2* (Tableau 3.10).

Puisque le modèle de krigeage passe par tous les points de mesure, alors son coefficient de détermination (R : équation 3.14) vaut 1 pour tous les plans d'expériences (Tableau 3.10). Quant au modèle RSM, à l'exception du plan *exp2*, le coefficient de détermination est presque égal 1. Donc, le pouvoir de prédiction de ce modèle est très élevé pour les plans d'expériences *exp0*, *exp1* et *exp3*, confirmant la fiabilité du modèle RSM pour ces plans (Tableau 3.10). Quant à l'expérience *exp2*, le coefficient de détermination est plus faible, ce modèle est donc le moins fiable.

On déduit de cette étude que tous les modèles sont fiables à l'exception des modèles du plan *exp2*. Ainsi, nous n'allons retenir que les modèles des plans *exp0*, *exp1* et *exp3* pour la recherche des paramètres géométriques qui maximisent la performance aérodynamique.

Tableau 3.10 Le rmesq et le R^2 des méthodes RSM et de krigeage pour les expériences lhs à 30 et 60 échantillons

	RSM				Krigeage			
	<i>exp0</i>	<i>exp1</i>	<i>exp2</i>	<i>exp3</i>	<i>exp0</i>	<i>exp1</i>	<i>exp2</i>	<i>exp3</i>
rmesq (équation 3.13)	0.053	0.088	3.39	0.23	0	0	0	0
R^2 (équation 3.14)	0.99	0.986	0.63	0.958	1	1	1	1

3.3.5 Solution du problème d'optimisation

Dans cette sous-section, il est question de chercher sur les surfaces de réponses (RSM et krigeage) les valeurs des paramètres d'étude qui maximisent la performance aérodynamique de la roue centrifuge. Seuls les plans d'expériences *exp0*, *exp1* et *exp3* sont utilisées. Pour rappel, le plan d'expérience *exp2* a une fiabilité très faible par rapport aux autres selon l'étude du critère d'évaluation de l'analyse précédente. Le modèle d'optimisation du gradient implanté dans Dakota est utilisé pour trouver ces valeurs optimums sur les surfaces de réponses par la méthode RSM et par la méthode de krigeage. Les résultats obtenus pour chaque plan d'expériences sont regroupés dans les Tableaux 3.11 et 3.12 pour les modèles RSM et de krigeage respectivement. Afin, de comparer les valeurs trouvées pour un même plan d'expérience, on a calculé l'erreur relative entre les extremums de la surface de réponse RSM et ceux de la surface réponse de krigeage. Les erreurs relatives de chaque plan et de chaque paramètre sont regroupées dans le Tableau 3.13.

De manière générale les modèles RSM et de krigeage du plan d'expérience *exp3* donnent presque les mêmes valeurs, quel que soit le paramètre (Tableaux 3.11 et 3.12). Cela se

traduit par des valeurs faibles de l'erreur relative de chaque paramètre pour l'expérience *exp3* (Tableau 3.13). L'écart le plus élevé est observé sur la hauteur du bord d'attaque de la pale b_1 soit une erreur de 6.9%. Cependant selon les analyses précédentes ce paramètre n'est pas le plus influent sur la performance. Pour les plans d'expériences *exp0* et *exp1*, il est vrai qu'on observe, des erreurs relatives faibles pour certains paramètres (exemple δ_1 et r_2). On observe aussi des écarts très importants entre les résultats d'autres paramètres (r_1 et b_2). Par exemple, sur les plans d'expériences *exp0* et *exp1*, on note les plus fortes disparités des valeurs de la hauteur de sortie b_2 et du diamètre intérieur de la roue $D_{int} = 2r_1$ avec une erreur de l'ordre de 28% pour b_2 et de l'ordre 23% pour r_1 (Tableau 3.13). Dans nos analyses de coefficient, ces deux paramètres ont une influence majeure sur la performance aérodynamique. De ce fait, on ne gardera que les solutions du plan d'expériences *exp3* (Tableau 3.12).

Tableau 3.11 Solution du problème avec le modèle de surface RSM

	δ_0	δ_1	r_1 (po)	r_2 (mm)	b_1 (mm)	b_2 (mm)	η (%)
<i>exp0</i>	1.03	1.5	40.64	95.25	33.02	11.43	97.19
<i>exp1</i>	1.1	1.5	43.18	95.25	33.02	15.24	96.51
<i>exp3</i>	1.03	1.27	48.26	89.41	35.31	16.76	96.09

Tableau 3.12 Solution du problème avec le modèle de krigeage

	δ_0	δ_1	r_1 (mm)	r_2 (mm)	b_1 (mm)	b_2 (mm)	η (%)
<i>exp0</i>	1.025	1.5	33.02	95.25	33.02	8.89	97.59
<i>exp1</i>	1.025	1.5	36.63	95.25	34.93	11.84	95.85
<i>exp3</i>	1.027	1.25	48.26	88.9	33.02	16.51	95.84

Tableau 3.13 L'erreur relative en % entre les modèles RSM et de krigeage pour chaque plan d'expériences

(%)	δ_0	δ_1	r_1	r_2	b_1	b_2	η
<i>exp0</i>	0.5	0	23.4	0	0	28.6	0.4
<i>exp1</i>	7.3	0	17.9	0	5.455	28.8	0.7
<i>exp3</i>	0.3	1.6	0	0.57	6.9	1.5	0.3

Pour terminer, les réponses des modèles sont du même ordre, quelle que soit la surface de réponse utilisée (RSM ou krigeage) et pour chaque solution trouvée (Tableaux 3.11 et 3.12). En considérant, la solution du plan d'expérience *exp3* de la méthode de krigeage, le calcul numérique donne une performance de $\eta = 95.8$ % qui est très proche de la réponse

du modèle. De plus, les mêmes valeurs du rayon intérieur $r_1 = 48.26$ mm et de la hauteur de sortie $b_2 = 16.51$ mm sont en accord avec celles estimées par une étude antérieure d'optimisation réalisée par le partenaire industriel. Cette étude est réalisée sur un plan factoriel de niveaux 2. La solution des paramètres du rayon intérieur et de la hauteur de sortie qui maximise la performance aérodynamique sont respectivement $r_1 = 50.54$ mm et $b_2 = 17.78$ mm. Ces résultats ont été validés avec des mesures expérimentales du partenaire industriel. Les autres paramètres ont une faible influence sur la performance.

3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a mis en place une méthode numérique d'optimisation basée sur des logiciels libres capables d'estimer les valeurs de paramètres de conception qui maximisent la performance aérodynamique d'une roue de ventilateur centrifuge. Plusieurs scripts utilisables en milieu industriel ont été développés et utilisés. Il ressort de cette étude que seuls le diamètre intérieur de la roue et la hauteur de sortie de celle-ci ont une influence sur la performance aérodynamique de la roue centrifuge dans l'espace paramétrique utilisé. Ce qui permet de réduire les paramètres d'étude dans le cadre d'une optimisation aéroacoustique du ventilateur. De plus, on retrouve les mêmes valeurs de ces paramètres que ceux d'une étude réalisée par le partenaire industriel. Par conséquent, l'approche d'optimisation développée est fiable dans la recherche d'extremum avec plusieurs paramètres. Deux modèles de réponse de surface ont été étudiés. On retrouve des résultats similaires. Par contre la modélisation de l'erreur avec le modèle de krigeage permet d'augmenter la précision du modèle.

Dans la suite, nous allons étudier le comportement acoustique du bruit de l'interaction des pales de cette roue avec l'écoulement turbulent. Ainsi, tenant compte des analyses de ce chapitre les valeurs des paramètres géométriques seront $\delta_0 = 1.025$, $\delta_1 = 1.03$, $r_1 = 50.8$ mm, $r_2 = 86.36$ mm, $b_1 = 33.02$ mm et $b_2 = 17.27$ mm tout au long de cette étude sauf indication contraire de notre part.

CHAPITRE 4

MODÉLISATION DE L'ÉCOULEMENT INTERNE

Dans ce chapitre, il est question de la modélisation de l'écoulement interne de ventilateurs centrifuges. De plus, le bec de volute des ventilateurs centrifuges du partenaire industriel est suffisamment éloigné afin de négliger l'interaction de celui-ci avec les pales de la roue. De plus la volute est conçue de manière à minimiser, voire éliminer autant que possible, toute interaction entre la roue et la volute. Ceci permet de ne considérer que l'écoulement interne de la roue dans cette étude, vu aussi la lourdeur des calculs de SGE.

L'étude est basée sur la roue optimisée du chapitre 3. L'objectif est de calculer les fluctuations de pression pariétale nécessaire à la modélisation du bruit d'interaction d'écoulement turbulent avec les pale de la roue. La méthode est basée sur l'approche LES (section 2.1.2) avec le modèle à une équation de l'énergie cinétique turbulente [45, 88]. Les logiciels *Open sources* de Salomé 7.2 [140] et d'OpenFoam extend 3.2 [122] sont utilisés pour la conception de la géométrie et le calcul CFD respectivement.

Nous allons, dans un premier temps, détailler la méthodologie de la CFD avec OpenFoam. Cette partie est consacrée à la description de la géométrie d'étude, de la discrétisation spatiale, des conditions aux limites et initiales puis des paramètres numériques. Deuxièmement, nous allons analyser des résultats de grandeurs globales telles que la charge manométrique et de grandeur locale (exemple : Coefficient de pression) de la CFD. Enfin une analyse de la nature de l'écoulement est réalisée.

Dans tout ce chapitre, sauf indication contraire, on considère le repère absolu $(0 ; \vec{x}_0, \vec{y}_0, \vec{z}_0)$.

4.1 Géométrie d'étude

La géométrie initiale (Figure 4.1) est constituée de deux volumes fixes coaxiaux (en gris sur la Figure 4.1) que nous nommons le volume d'entrée et le volume de sortie puis d'un volume en mouvement de rotation appelé la roue (en rouge sur la Figure 4.1). L'écoulement secondaire caractérisé par les fuites entre la roue et le volume d'entrée n'est pas pris en compte dans cette étude.

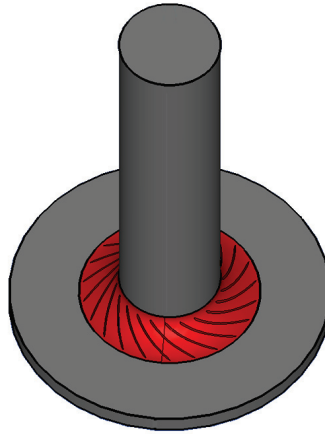


Figure 4.1 Géométrie initiale

- Le volume d'entrée (Figure 4.2) est un cylindre de diamètre D_0 et de longueur $5D_{int}$. Sa longueur est choisie de sorte que la turbulence soit pleinement développée. La section du volume dans le plan d'équation $y_0 = 5D_{int}$ est la face d'entrée appelée *inlet*. L'autre section dans le plan d'équation $y_0 = b_0$ est l'une des interfaces entre le volume d'entrée et la roue. Elle est appelée *interface_er*. La surface latérale est une surface solide dénommée *wall_e* (Figure 4.2).

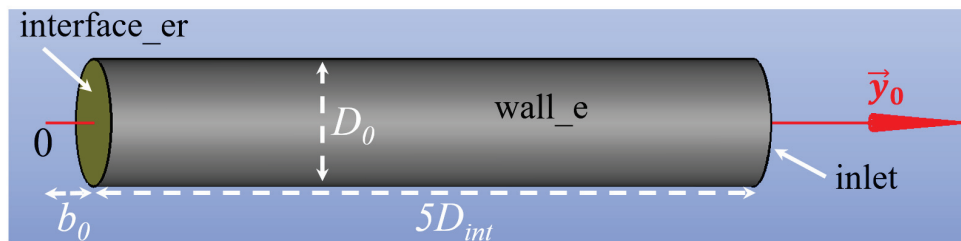


Figure 4.2 Géométrie du volume d'entrée

- Le volume de sortie (Figure 4.3) est le volume compris entre deux cylindres concentriques de même hauteur b_2 . Le cylindre inférieur a un rayon de $0.89D_{int}$ et le

Le cylindre extérieur a un rayon de $3.13D_{int}$. La surface latérale du cylindre intérieur est l'interface qui sépare ce volume de la roue. Elle est appelée `interface_sr`. La surface latérale du cylindre extérieur constitue la sortie du fluide et est appelée l'`outlet`. Les deux faces dans les plans d'équation $y_0 = 0$ et $y_0 = b_2$ forment la face `wall_s` (Figure 4.3).

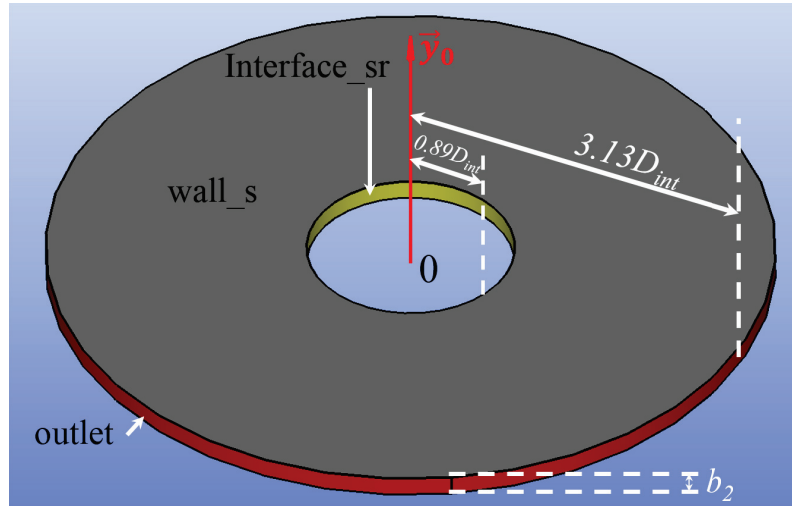


Figure 4.3 Géométrie du volume de sortie

- La roue est le volume compris entre les volumes d'entrée et de sortie (Figure 4.4). Elle est de révolution autour de l'axe de révolution des deux volumes entrée et sortie. Sa partie supérieure (épaule) est délimitée par une surface de révolution construite avec un lissage d'équation $Ae^{P(t)}$ passant par les points de coordonnées cartésiennes (r_0, b_0) , (r_1, b_1) et (r_2, b_2) avec $r_0 = \frac{1}{2}D_0$, $r_1 = \frac{1}{2}D_{int}$ le rayon intérieur de la roue et $r_2 = \frac{1}{2}D_{ext}$ son rayon extérieur (Figures 4.4a et 4.4b). b_0 est la hauteur de la roue à l'entrée et b_2 sa hauteur à la sortie. Sa partie inférieure dénommée fond, est limitée par le plan d'équation $y_0 = 0$ incluant la surface du moteur centrée dans l'axe de rotation \vec{y}_0 . Ce volume décrit est perforé par N_{pales} pales identiques espacées de manière constante autour de son axe de rotation. Le squelette de la pale est de la forme logarithmique et son épaisseur est un profil NACA5 modifié. Sa hauteur à l'entrée (bord d'attaque de la pale) est b_1 et à la sortie (bord de fuite de la pale) sa hauteur est b_2 . L est la longueur de la corde de la pale et e son épaisseur maximale. La face séparant la roue au volume d'entrée est une interface qui coïncide avec `interface_er`. Cette face est appelée `interface_re`. L'autre face séparant la roue du volume de sortie est l'`interface_rs` et elle coïncide avec l'`interface_sr` (Figure 4.4).

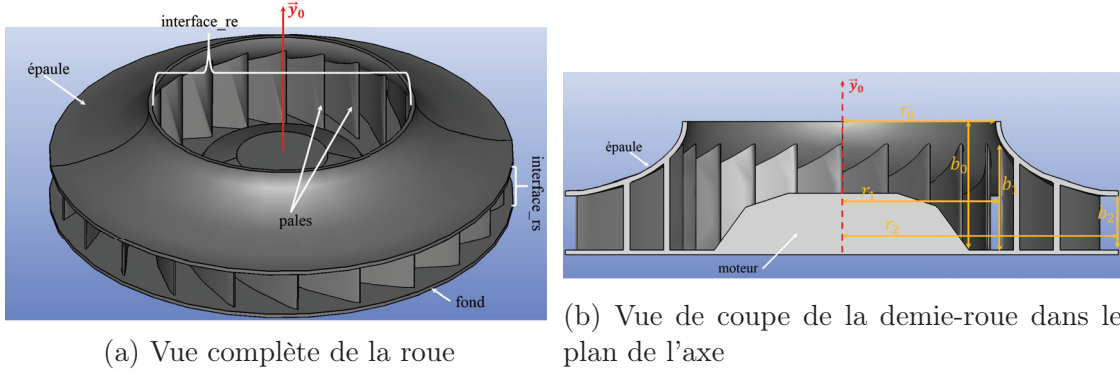


Figure 4.4 Géométrie du volume tournant

Ce volume admet une symétrie de révolution autour de son axe \vec{y}_0 . Ce qui permet de ne considérer que l'une ou plusieurs des $1/N_{pales}$ de cette géométrie. Pour ce qui est de cette étude, dans le but de bien modéliser toutes les interactions de l'écoulement avec la pale nous avons considéré deux passages de pale pour notre géométrie d'étude (Figure 4.5). Ce qui correspond à $2/N_{pales}$ de la géométrie initiale. Cette nouvelle géométrie d'étude est prise de telle sorte qu'elle contient une seule pale centrée dans le volume tournant et est limitée d'un côté par l'extrados d'une pale et l'intrados d'une autre pale. Ces deux faces extrados et intrados de la pale s'ajoutent à la surface supérieure de la roue (épaulement), à sa partie inférieure (fond) pour former la surface solide appelée `wall_r`. Les faces limites avec le reste du volume initial sont les faces périodiques. Ces faces sont deux à deux liées par une symétrie de rotation d'angle $\pm 4\pi/N_{pales}$. Ainsi, on définit les faces `periodic_e1` et `periodic_e2` pour le volume d'entrée, `periodic_s1` et `periodic_s2` pour le volume de sortie et enfin, les faces `periodic_r1` et `periodic_r2` pour la partie tournante la roue (Figure 4.5). En résumé, la dénomination des faces limites de chaque volume de cette nouvelle géométrie d'étude est regroupée dans le Tableau 4.1. Le Tableau 4.2 regroupe les valeurs des paramètres géométriques utilisées dans cette étude. L'écoulement du fluide se fait à l'intérieur de la géométrie d'étude.

Tableau 4.1 Dénomination des faces limites de la géométrie d'étude

Volumes	Denomination		
	entrée	roue	sortie
Faces limites	<i>inlet</i> , wall_e, interface_er, periodic_e1, periodic_e2	interface_re, wall_r, pale, interface_rs, periodic_r1, periodic_r2	<i>outlet</i> , wall_s, interface_sr, periodic_s1, periodic_s2

Tableau 4.2 Paramètres de la géométrie d'étude

Paramètres	Définition	Valeurs (mm)
b_0	Hauteur d'entrée de la roue	49.53
b_1	Hauteur d'entrée de la pale	33.02
b_2	Hauteur de sortie	17.27
D_0	Diamètre d'entrée de la roue	105
D_{int}	Diamètre intérieur	102
D_{ext}	Diamètre extérieur	172.72
e	Épaisseur maximale de la pale	1.7
L	Corde de la pale	56
N_{pales}	Nombre de pales	22

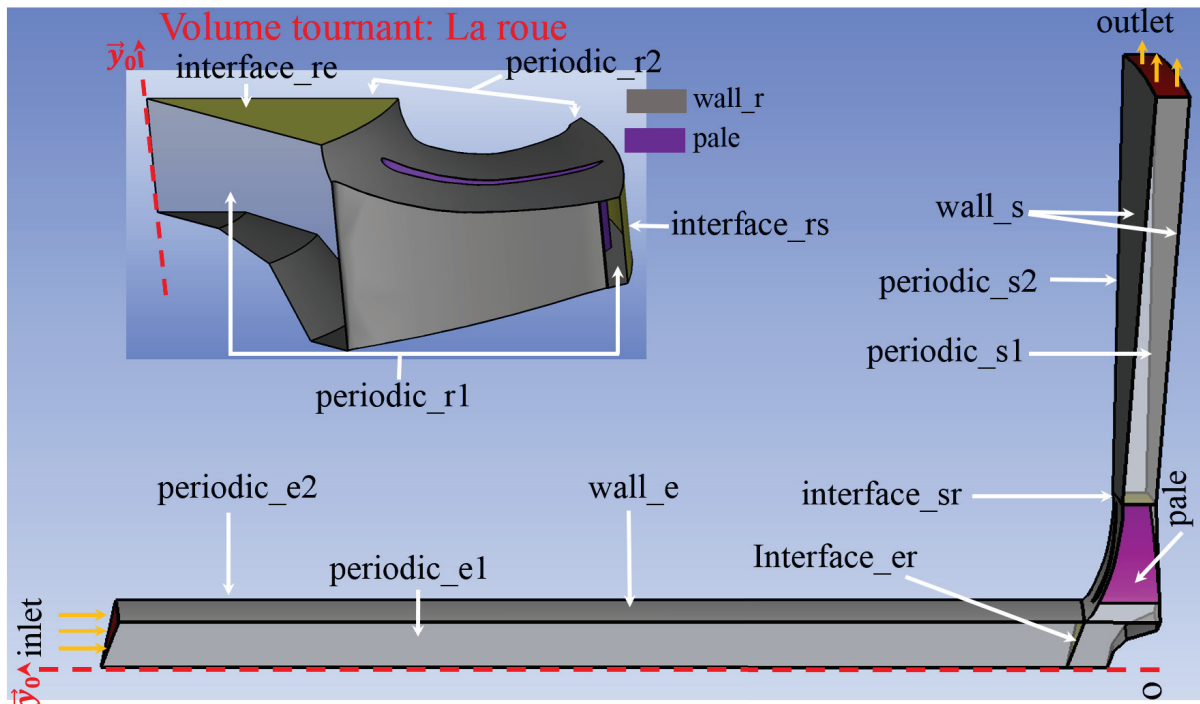


Figure 4.5 Géométrie d'étude : Volume périodique

4.2 Discrétisation spatiale

Le processus de discrétisation spatiale est de décomposer le domaine d'étude en un ensemble de volumes élémentaires, appelés volumes de contrôle (VC). La modélisation de l'écoulement du problème va consister à calculer l'intégrale des équations du problème (équations 2.4, 2.4 et 2.12) sur ces VC [81]. La discrétisation de la géométrie d'étude est réalisée par bloc avec le logiciel libre Salomé. Les maillages de chaque volume constituant le volume d'étude sont réalisées séparément puis à la fin sont regroupées en un seul maillage. La dénomination des faces limites (Tableau 4.1) est conservée tout au long de ce processus. Le maillage du domaine d'étude est exporté et converti en fichiers lisibles par OpenFoam. Dans cette section, nous allons commencer par décrire le maillage du volume tournant (la roue) et ensuite, ceux des volumes fixes.

4.2.1 Volume tournant

Un maillage de type hybride est utilisé pour la discrétisation spatiale de la roue (Figure 4.6). Il est constitué d'un maillage structuré au voisinage de la pale appelé maillage de la couche limite (Figures 4.6b et 4.6c) et sur l'interface de la roue avec le volume de sortie (interface_rs) et d'un maillage non structuré dans le reste de ce volume (Figure 4.6a). Le maillage de l'interface interface_rs est un sous maillage de type 2D quadrangle structuré. La génération du maillage avec Salomé nécessite la connaissance des algorithmes et d'hypothèses. Ces choix pour le volume tournant sont regroupés dans le Tableau 4.3.

Pour rappel, la principale source de bruit d'un ventilateur est la roue. Nous allons négliger le rayonnement des autres surfaces solides de la roue (wall_r) et ne retenir que celui de la pale. Ainsi, un raffinement de maillage est fait sur la pale par l'entremise d'un sous maillage de type *Negent* 2D. La taille maximale de ce sous maillage, dans la direction de l'écoulement est $\Delta x = 1$ mm, puis dans la direction normale à l'écoulement et dans le plan de la pale, elle est $\Delta z = 0.25$ mm. Pour tous les maillages utilisés dans ce chapitre, cette taille maximale au voisinage de la pale est choisie, de telle sorte que les critères de Sagaut [157] soient respectés afin de capter le maximum de structures responsables de la génération du bruit large bande de la pale. Selon ces critères, le maillage est dit de résolution moyenne si la variable pariétale adimensionnée (x^+) dans le sens de l'écoulement est comprise entre 50 et 150. Puis dans le sens perpendiculaire à l'écoulement la variable z^+ varie entre 15 et 40. Quelque soit le type de résolution, la taille de la première cellule dans le sens de la normale à pale doit être choisi de sorte que $y^+ \simeq 1$. La définition de cette

variable pariétale qui est la plus importante est donnée plus loin dans la sous-section 4.7.2 de ce chapitre. De plus le nombre de cellules par longueur d'onde est égal à 34, ce qui est supérieur aux 32 cellules recommandées pour une modélisation acoustique de type hybride [25].

Tableau 4.3 Choix d'algorithmes et d'hypothèse pour la discrétisation du volume tournant

Volume tournant		
	Algorithmes	Hypothèses
3D	Tetrahedron (Netgen)	Max size = 0.64 mm Min size 0.25 mm Finness custom 0.05
	Viscous Layers	Number Layer 8 stretch factor 1.125 Faces with layer : pale
2D	Netgen 2D	$\Delta x = 1$ mm et $\Delta z = 0.25$ mm Min size = 0.25 mm Fineness custom 0.05
	Quadrangle 2D	
1D	Wire Discretization	Max size = 0.64 mm

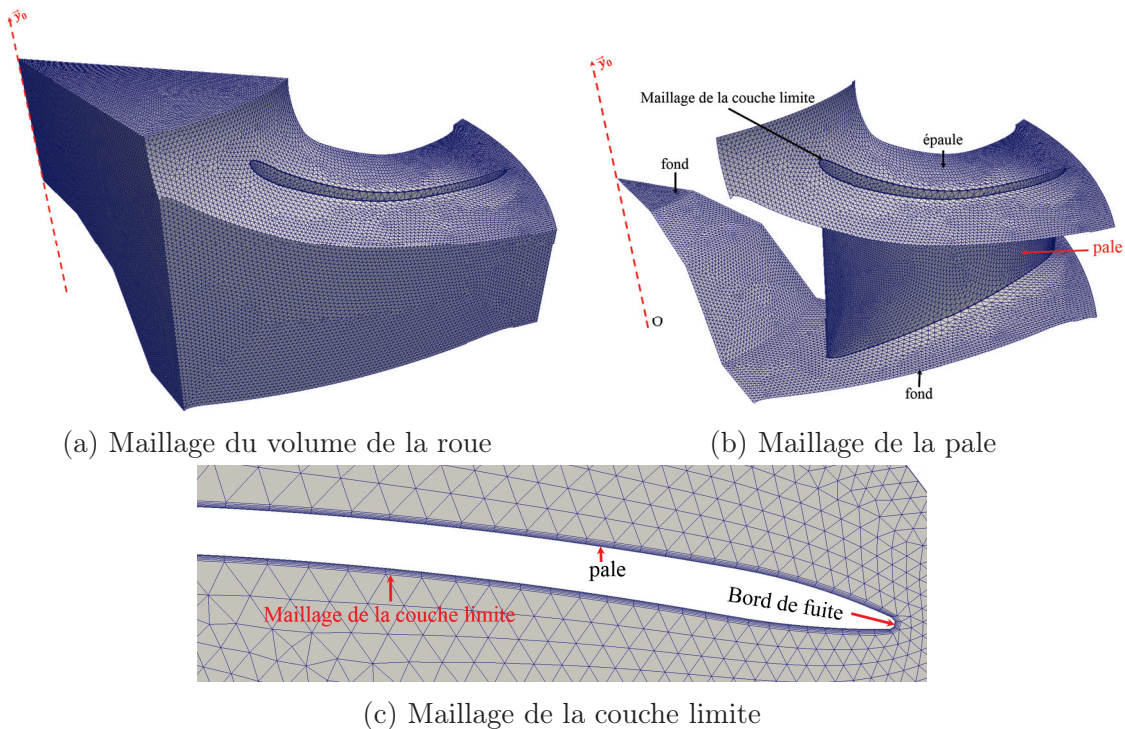


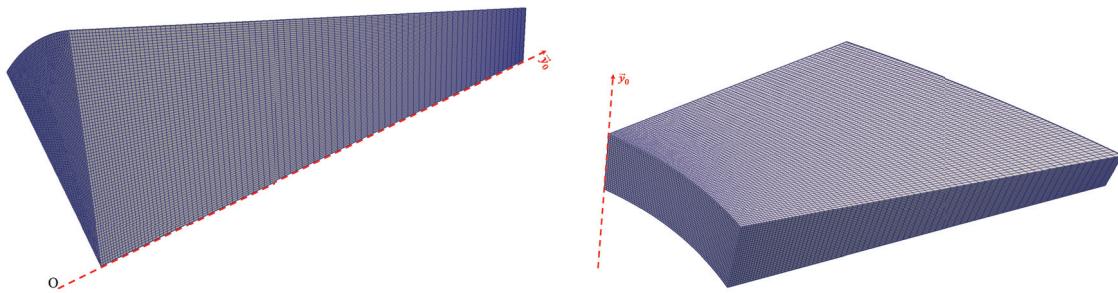
Figure 4.6 Maillage du volume tournant

4.2.2 Volumes fixes

La discrétisation spatiale des volumes fixes (Figure 4.7) est basée sur le maillage des interfaces qu'ils ont en commun avec la roue. On commence à faire une copie du maillage de l'interface `interface_re` appartenant à la roue sur l'interface `interfaces_er` du volume d'entrée. Puis on fait une extrusion de ce maillage tout au long d'un segment (segment d'extrusion) ou arrêt appartenant au volume considéré. Le segment d'extrusion dans notre cas est selon l'axe de rotation \vec{y}_0 et la progression de l'extrusion est 1.04 (Figure 4.7a). Les premières cellules de l'extrusion ont une taille dans le sens de l'extrusion correspondant à la taille maximale du volume de la roue. De manière analogue, on réalise le maillage du volume de sortie (Figure 4.7b). Les choix des algorithmes et d'hypothèses nécessaires à la réalisation de ce type de maillage sous Salomé sont regroupés dans le Tableau 4.4.

Tableau 4.4 Choix des algorithmes et hypothèses pour la discrétisation des volumes fixes

Volumes fixes		
	Algorithmes	Hypothèses
3D	3D Extrusion	
2D	Quadrangle (Mapping)	Default
1D	Wire Discretization	Max size=0.25 mm



(a) Maillage du volume d'entrée

(b) Maillage du volume de sortie

Figure 4.7 Maillages des volumes fixes

4.3 Types géométriques des faces limites d'OpenFoam

Dans le fichier *boundary* du dossier **constant/polyMesh**, on peut remarquer que toutes les contraintes géométriques liées aux faces limites de la géométrie d'étude sont de type *patch* (type générique) c'est-à-dire ne contenant aucune information géométrique ou topologique du maillage. Ce type de face aux limites est généralement réservé pour les faces limites d'entrée (*inlet*) et de sortie (*outlet*) du domaine d'étude. Il est donc nécessaire d'attribuer à chaque face limite son type géométrique selon sa nature. Plusieurs types géométriques existent dans la librairie d'OpenFoam, celles qui sont utilisées dans cette étude sont :

- **type *patch*** : (voire description ci-dessus) utilisé pour les faces limites *inlet* et *outlet* ;
- **type *wall*** : Ce type de contraintes est utilisé spécialement pour toutes les faces limites solides en mouvement ou non. Dans notre cas ce sont *wall_e*, *wall_r*, *pale* et *wall_s* ;
- **type *cyclicGgi*** : Ce type permet le couplage entre deux faces limites périodiques. Comme déjà définies dans la partie 4.1, deux faces périodiques couplées sont deux faces qui ont en commun une symétrie de rotation autour de l'axe de révolution du système. L'angle de rotation est $\pm 2\pi/N_{pales}$. Le signe de l'angle de rotation doit être défini selon le sens de la rotation et de la position de la face considérée. Dans notre cas les couples périodiques sont (*periodic_e1*, *periodic_e2*), (*periodic_r1*, *periodic_r2*) et (*periodic_s1*, *periodic_s2*). Le Tableau 4.5 donne un exemple du dictionnaire de couplage des faces périodiques *periodic_r1* et *periodic_r2* pour les contraintes de type *cyclicGgi* dans OpenFoam *extend*.
- **type *overlapGgi*** : Ce type de face limite permet le couplage entre deux interfaces et est généralement utilisé lorsqu'il y a chevauchement entre les deux faces. Deux interfaces peuvent être couplées lorsqu'elles sont superposables et que la distance séparant leurs centres d'inerties est très faible autrement dit lorsqu'elles sont confondues. C'est le cas dans la plupart des systèmes stator-rotor (turbomachine). Deux couples d'interfaces existent dans notre étude, on a les couples (*interface_er*, *interface_re*) et (*interface_rs*, *interface_sr*). Comme pour le cas du type géométrie *cyclicGgi*, on regroupe les informations nécessaires au couplage du couple d'interfaces (*interface_er*, *interface_re*) dans le Tableau 4.6. D'autres types de contraintes géométriques existent pour ce type d'interface, mais ne font pas l'objet de cette étude. On peut citer le *mixing Plan*, le *Ggi* ...

Tableau 4.5 Définition des couples périodiques dans OpenFoam *extend*

	Couple périodique		Définition
Dictionnaire	periodic_r1	periodic_r2	→Nom des faces limites
type	<i>cyclicGgi</i>	<i>cyclicGgi</i>	→Nature de la contrainte géométrique
nFaces	10000	12000	→Nombre de cellules sur la face limite
rotationAngle	$\frac{2\pi}{N_{pales}}$	$-\frac{2\pi}{N_{pales}}$	→Angle de périodicité
rotationAxis	(0 0 1)	(0 0 1)	→Axe de rotation du système
bridgeOverlap	on	on	→Active si une partie de la face limite est partiellement ou complètement découvert
shadowPatch	periodic_r2	periodic_r1	→L'autre face limite du couple périodique
zone	periodic_r1Zone	periodic_r2Zone	→Nom de la faceZone créée pour paralléliser le GGI

Tableau 4.6 Définition des couples d'interfaces dans OpenFoam *extend*

	Couple d'interface		Définition
Dictionnaire	interface_er	interface_re	→Nom des faces limites
type	overlapGgi	overlapGgi	→Nature de la contrainte géométrique
nFaces	100	105	→Nombre de cellules sur la face limite
nCopies	N_{pales}	N_{pales}	→Nombre de pas de périodicité
rotationAxis	(0 0 1)	(0 0 1)	→Axe de rotation du système
bridgeOverlap	on	on	→Active si une partie de la face limite est partiellement ou complètement découvert
shadowPatch	periodic_er	periodic_re	→L'autre face limite du couple d'interface
zone	interface_erZone	interface_reZone	→Nom de la faceZone créée pour paralléliser le GGI

4.4 Conditions aux limites et initiales

Il faut maintenant définir les conditions aux limites et initiales utilisées dans cette étude. On impose des conditions d'adhérences pour toutes les faces solides, des conditions de périodicité pour les faces périodiques, des conditions d'interface pour les interfaces, une condition de débit $Q = 10$ cfm ($Q = 110$ cfm pour la géométrie initiale (Figure 4.1)) à l'entrée du volume d'entrée et une condition de pression nulle à la sortie du volume de sortie. Le taux d'intensité turbulente à l'entrée est de 5% conformément à la valeur mesurée pour les ventilateurs utilisés par le partenaire industriel. Dans OpenFoam, ces conditions aux limites sont définies dans le répertoire **0** de pas initial et pour chaque grandeur physique de l'étude (la vitesse, la pression, l'énergie cinétique turbulente et la viscosité turbulente de Smagorinsky). Ainsi, on regroupe dans les Tableaux 4.7 et 4.8 les conditions aux limites et initiales appliquées aux faces limites de la géométrie en fonction de leur type.

Tableau 4.7 Conditions aux limites et initiales de la vitesse U et la pression p

Faces limites	types	U : type dérivé valeur	p : type dérivé valeur
<i>inlet</i>	patch	flowRateInletVelocity; flowRate 0.00575; value uniform (0 0 0);	zeroGradient;
<i>outlet</i>	patch	inletOutlet; inletValue uniform (0 0 0); value uniform (0 0 0)	fixedValue; value uniform 0
wall_e wall_s	wall	fixedValue; value uniform (0 0 0)	zeroGradient;
pale wall_r	wall	movingWallVelocity; value uniform (0 0 0)	zeroGradient;
interface_er, interface_re, interface_rs interface_sr	overlapGgi	overlapGgi	overlapGgi
periodic_e1, periodic_e2 periodic_r1, periodic_r2 periodic_s1, periodic_s2	cyclicGgi	cyclicGgi	cyclicGgi

Tableau 4.8 Conditions aux limites et initiales de l'énergie cinétique turbulente k et de la viscosité turbulente de Smagorinsky ν_{Sgs}

Faces limites	types	k : type dérivé valeur	ν_{Sgs} : type dérivé valeur
<i>inlet</i>	patch	fixedValue ; value uniform 0.196 ;	zeroGradient ;
<i>outlet</i>	patch	inletOutlet inletValue uniform 0.196 value uniform 0.196 ;	zeroGradient ;
wall_e, wall_s et wall_r	wall	kqRWallFunction ; value uniform 0.196 ;	ν_{Sgs} WallFunction ; value uniform 0 ;
pale	wall	fixedValue ; value uniform 10^{-15}	calculated value uniform 10^{-15}
interface_er, interface_re, interface_rs interface_sr	overlapGgi	overlapGgi	overlapGgi
periodic_e1, periodic_e2 periodic_r1, periodic_r2 periodic_s1, periodic_s2	cyclicGgi	cyclicGgi	cyclicGgi

4.5 Paramètres numériques

La méthode des volumes finis (FVM) caractérisée par la discrétisation des équations intégrales du problème sur un VC est utilisée. Cette méthode conduit à la transformation des équations intégrales en des systèmes d'équations linéaires des paramètres physiques tels que la vitesse, la pression, l'énergie cinétique turbulente. Une description plus détaillée de cette transformation est donnée dans la thèse de Duprat [42]. La résolution numérique de ces systèmes d'équations linéaires repose sur des méthodes numériques que l'utilisateur doit choisir. Ces paramètres sont les méthodes de résolution linéaires, les schémas numériques spatiaux pour le calcul des gradients, des divergences et des Laplaciens, le schéma temporel pour le calcul des termes instationnaires, les paramètres de contrôles du calcul (Ex. le solveur utilisé, les grandeurs temporelles du calcul) et les méthodes de parallélismes du calcul. Le choix des paramètres numériques est fait dans des fichiers du dossier *system* d'OpenFoam. Dans cette section nous allons décrire les paramètres numériques adaptés à la résolution de notre problème.

4.5.1 Méthodes linéaires

La résolution du système linéaire relatif à la pression utilise la méthode du gradient conjugué avec préconditionnement. Cette méthode connue sous son vocable anglais *Preconditioned Conjugate Gradient* (PCG) est une méthode itérative de résolution des systèmes d'équations linéaires dont la matrice est définie positive. Cette méthode a été imaginée en 1950 simultanément par Cornelius Lanczos et Magnus Hestenes [79]. La méthode de préconditionnement utilisée est le diagonal incomplet de Cholesky ou en anglais *Diagonal Incomplet-Cholesky* (DIC) adaptée aux matrices symétriques. Quant aux autres variables intervenant dans la résolution des équations de Navier Stokes telles que la vitesse, l'énergie cinétique turbulente et la matrice de diffusion \mathbf{B} avec $B_{il} = 2(\nu + \nu_{sgs})\bar{S}_{il}$, la méthode itérative BiCGStab (*Bi-Conjugate Gradient Stabilize*) est utilisée. Cette méthode est développée par Van der Vorst [153] pour la résolution des systèmes linéaires dont la matrice est non symétrique. La méthode de préconditionnement de la diagonale incomplète-LU (DILU : *Diagonal Incomplet-LU*) des matrices non symétriques lui est associée. Dans OpenFoam le choix de ces méthodes linéaires se fait dans le fichier *fvSolution*. De plus, afin de stabiliser le calcul, nous avons décidé de sous-relaxer la pression lors de la résolution de cette dernière *via* l'algorithme *PIMPLE* et le facteur de sous relaxation égal à 0.3 au détriment du temps de calcul.

4.5.2 Schémas numériques

Les choix des schémas numériques d'OpenFoam pour la résolution discrète des équations aux dérivées partielles se font dans le fichier *fvSchemes* du dossier **system**. Ces choix sont déterminants pour la stabilité et la précision des résultats. Le premier choix à faire est celui de la dérivée temporelle. Ici on choisit le schéma implicite *Backward* du deuxième ordre. Ensuite, il faut choisir les schémas pour les dérivées spatiales. Pour la plupart des opérateurs mathématiques (Ex. : gradient, divergence, laplacien) associés aux dérivées spatiales, nous avons choisi d'utiliser des schémas centrés d'ordre 2. Le schéma *Gauss linear* est utilisé pour les gradients de la pression et des composantes de la vitesse ainsi que la divergence de la vitesse. Puis le schéma *Gauss limitedLinear 1* pour la divergence des autres grandeurs telles que l'énergie cinétique turbulente et les termes de la diffusion \mathbf{B} . Quant aux laplaciens le choix est porté sur le schéma *Gauss linear limited 0.5*.

4.5.3 Paramètres de contrôle du calcul

Les paramètres de contrôle du calcul sont dans le fichier *controlDict* du dossier **system** d'OpenFoam. Fichier dans lequel l'utilisateur donne le solveur utilisé, les grandeurs temporelles du calcul (Ex. : le temps initial, le temps final, le pas de temps, le nombre de Courants et l'intervalle d'écriture des solutions). Pour tous les cas étudiés, le solveur *pimpleDyMFoam* est choisi compte tenu du mouvement de la roue. C'est un solveur pour les écoulements transitoires incompressibles qui utilise l'algorithme *PIMPLE* pour la résolution des équations de Navier Stokes basée sur la combinaison des algorithmes *PISO* et *SIMPLE*. Le pas de temps initial choisi est assez faible pour permettre le démarrage du calcul. L'option *adjustTimeStep* est activée afin que le pas de temps (t_{CFD}) s'ajuste en fonction du critère de stabilité (CFL : $maxC_0 = 0.2$) et de l'évolution du calcul.

4.5.4 Parallélisme

OpenFoam permet de faire un calcul parallèle sur plusieurs processeurs. Cela nécessite la décomposition du domaine d'étude en des sous-domaines. Le nombre de sous-domaines doit être égal au nombre de processeurs. Ce processus se fait dans le fichier *decomposeParDict* du dossier **system** d'OpenFoam. Plusieurs méthodes de décomposition existent dans la librairie d'OpenFoam. La méthode *metis* qui donne la liberté à OpenFoam de faire une décomposition optimum de la géométrie avec des poids égaux de tous les sous-domaines est choisie. Ainsi, pour cette étude et quelle que soit la configuration, 32 processeurs sont utilisés. Les sous-domaines sont obtenus via la commande *decomposePar*.

4.6 Propriétés du fluide

Le fluide étudié est de l'air parfait, dont les propriétés sont fixées à 25° C ($\rho = 1.184$ kg/m³ et $\mu = 1.729 \times 10^{-5}$ Pa.s). Dans OpenFoam, les propriétés du fluide se caractérisent par la viscosité cinématique $\nu = 1.46 \times 10^{-5}$ m²/s dans le fichier *transportProperties*. L'écoulement étant turbulent, la méthode sous-maille à une équation de l'énergie cinétique turbulente avec $C_k = 0.094$ et $C_\epsilon = 1.048$ est retenue. Cette précision se fait dans OpenFoam à travers le fichier *turbulenceProperties*. L'air est introduit dans le volume d'entrée (Figure 4.5) et la roue tourne à la vitesse de rotation $\Omega = 2800$ rpm. Cette vitesse est obtenue par l'optimisation aérodynamique (Chapitre 3).

4.7 Résultats CFD

Dans cette sous-section nous allons analyser les résultats du calcul numérique de l'écoulement interne dans le ventilateur. Trois types de discrétisations spatiales du volume tournant sont étudiées. Ces maillages sont réalisés selon les principes décrits dans la sous-section 4.2. On a : le maillage grossier (Cas 0), le maillage moyen (Cas 1) et le maillage fin (Cas 2). Le maillage de la couche limite sur la pale de chaque cas, comprend 8 couches de progression géométrique 1.125. Dans la direction normale à la pale, la variable adimensionnée de parois y^+ est inférieur ou égal à 2.5 dans chaque cas. Les caractéristiques de chaque maillage sont dans le Tableau 4.9. Pour rappel, la pale est la principale source qui nous intéresse dans cette étude. Ces paramètres sont choisis de sorte à respecter les critères de Sagaut [157] au voisinage de la pale pour un calcul SGE. De plus le nombre de cellule par longueur d'onde est égale 34 pour les cas 0 et 1, puis égale à 48 pour le cas 2. Ces nombres sont au dessus de 32 qui est conseillé [25]. Les pas de temps t_{CFD} sont de 6.62×10^{-7} s pour le cas 0, 5.0×10^{-7} s pour le cas 1 et 3.5×10^{-7} s pour le cas 2 sachant qu'il faut 0.0214 s à une pale pour effectuer un tour complet. Quatre à cinq mois de calcul ont été nécessaire pour la CFD et la modélisation aéroacoustique pour les configurations de maillages étudiées. Dans un premier temps, il est question de définir le caractère turbulent de l'écoulement. En second lieu, nous allons comparer la charge délivrée par la roue prévue par le calcul CFD avec celle mesurée.

Tableau 4.9 Paramètres de discrétisation du volume d'étude

	Paramètres de discrétisation			Nombre de cellules				
	pale		roue	pale	roue	entrée	sortie	total
Cas	Δx (m)	Δz (m)	Max size (m)					
0	0.001	0.00025	0.00123	22813	349163	79301	34440	462910
1	0.001	0.00025	0.00064	22813	568383	382018	167832	1118233
2	0.0007	0.00002	0.00064	44972	831378	382018	167832	1381229

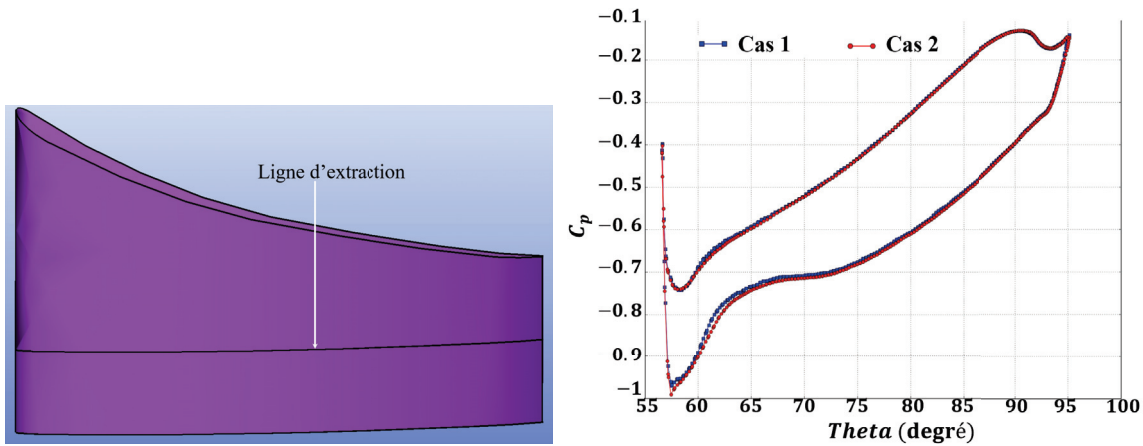
4.7.1 Coefficient de pression et la charge

On désire connaître l'influence de la discrétisation spatiale sur l'action de l'écoulement sur la source (pale). Pour cela, on calcule le coefficient de pression sur une ligne de la pale. Il est défini par l'équation 4.1, en considérant la pression de référence nulle.

$$C_p = \frac{p}{0.5\rho r_2^2 \omega^2} \quad (4.1)$$

avec ω la vitesse angulaire de la roue.

Deux configurations de maillage sont utilisées, les cas 1 et 2. Pour chaque cas, après la convergence du calcul on extrait les pressions pariétales sur la ligne d'extraction (Figure 4.8a) caractérisée par l'interception du plan d'équation $y_0 = 8.8$ mm avec la pale durant un tour complet de celle-ci. La Figure 4.8b représente les coefficients de pressions calculés avec les maillages des cas 1 et 2 en fonction de la position angulaire des points de calcul de la ligne d'extraction. Sur cette figure, le bord d'attaque se situe à 57.5° et le bord de fuite de la pale est à 95° . On a une superposition des deux courbes ce qui traduit la convergence de la discrétisation spatiale considérée sur les grandeurs pariétales de la source.



(a) Ligne d'extraction au tour de la pale (b) Coefficients de pressions des cas 1 et 2

Figure 4.8 Ligne d'extraction de la pression et coefficients de pression

Considerons l'évolution la charge manométrique Δp_t en fonction du temps pour les configurations 0, 1 et 2 (Figure 4.9). Après un tour complet de la pale (i.e., après $T = 0.021s$ de temps de calcul), on a une stabilité de la perte de charge du ventilateur. On obtient les mêmes ordres de grandeur de la charge du ventilateur pour tous les maillages considérés. Les pressions estimées à partir des maillages sont similaires et sont plus proches de la valeur de la charge obtenue avec le prédimensionnement du ventilateur ($\Delta p_t = 345$ Pa). Cette valeur est donnée par le cahier des charges et confirmée expérimentalement ($\Delta p_t = 360$ Pa) avec une erreur de 4.2%. Les erreurs relatives par rapport à la valeur de dimensionnement de la roue (Chapitre 3) sont de 11.4% pour le cas 1, de 9.95% pour le cas 2. L'erreur relative du cas 0 est plus importante et est de 18.67%. L'écart entre la charge obtenue avec le prédimensionnement et la valeur expérimentale est dû aux différentes fuites du ventilateur notamment entre l'entrée de la roue et le venturi d'entrée et des pertes, notamment dans la volute qui n'est pas prise en compte dans l'optimisation (prédimensionnement et

numérique) . De plus, cet écart s'accroît avec le calcul numérique. La simplification de la géométrie d'étude numérique en est le responsable. En effet, le modèle de calcul est un modèle simplifié pour réduire le temps de calcul. La partie volute du ventilateur centrifuge n'est pas prise en compte. On peut alors conclure que les discrétisations spatiales des cas 1 et 2 sont suffisamment fines pour décrire la modélisation des grandeurs numériques de l'écoulement et surtout au voisinage de la pale.

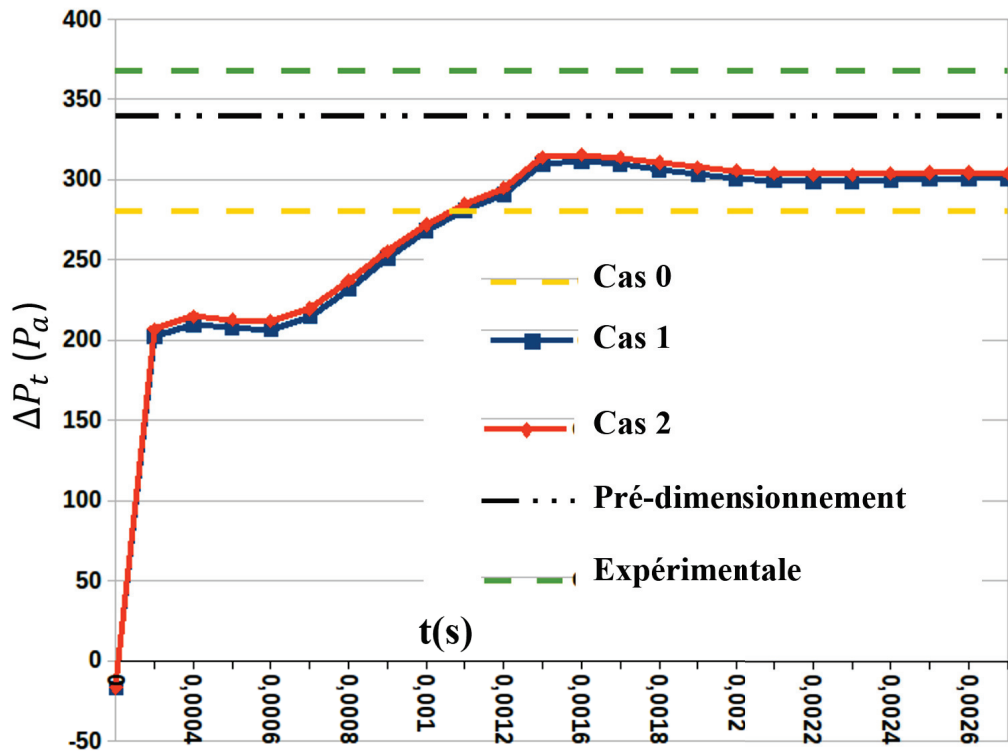


Figure 4.9 Pression totale délivrée par le ventilateur centrifuge (1tour = 0.021 s)

4.7.2 Analyse de l'écoulement

L'analyse d'un champ instantané (par exemple : la vitesse, la pression ou la vorticité) permet de comprendre la morphologie et les mécanismes régissant de l'écoulement. La mise en évidence des structures tourbillonnaires permet d'éclairer certains phénomènes de l'écoulement comme son caractère turbulent. Plusieurs critères de visualisation sont utilisés dans les études numériques [42, 83, 98]. Nous allons d'abord fait une analyse des contours de la variable adimensionnée y^+ , de vitesse, de pression et de fluctuation de pression pariétale. Ensuite une analyse du critère Q est présentée. Tous les resultats sont pris à l'instant $t = 1.97T$ avec $T = 0.021$ s le temps nécessaire à une pale de la roue pour faire un tour complet.

Contour de la variable pariétale adimensionnée y^+

La visualisation du contour de la variable pariétale adimensionnée y^+ permet d'apprécier la qualité du maillage au voisinage de la pale. Cette variable est donnée par la relation

$$y^+ = \frac{u_\tau}{\nu} \Delta y \quad (4.2)$$

avec Δy la taille de la première cellule perpendiculaire à surface de la pale. $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ est la vitesse de friction et $\tau_w = \frac{1}{2}\rho U^2 C_f$ la contrainte pariétale. Le coefficient de friction C_f est généralement déterminé par des formules empiriques basée sur l'hypothèse d'écoulement incompressible et parallèles à une plaque plane. Selon Blasius [29] ce coefficient est donné par $C_f = 0.332 R_{eL}^{-2}$ avec $R_{eL} = \frac{LU}{\nu}$ le nombre de Reynolds basé sur la corde L de la pale. Ainsi, pour une vitesse de rotation égale à 2800 rpm et une longueur de la corde de la pale $L = 0.056$ m le nombre de Reynolds utilisé est $R_{eL} \simeq 97283$.

Considérons le maillage intermediaire (cas 1). On note qu'à l'exception du bord d'attaque de la pale, les valeurs de y^+ à la première maille sont toutes inférieur 1 (Figure 4.11). Les valeurs plus importantes sont calculées au bord d'attaque ou l'on a des y^+ allant jusqu'à 2.46. Malgré cette valeur importante, on peut dire que la discretisation spatiale utilisée est acceptable pour un calcul SGE selon les critères de Sagaut [157]. De plus les maillage grossier (cas 0) et intermediaire (cas 1) sont identiques dans le voisinage de la pale et est le plus raffiné dans le cas 2 (Tableau 4.9).

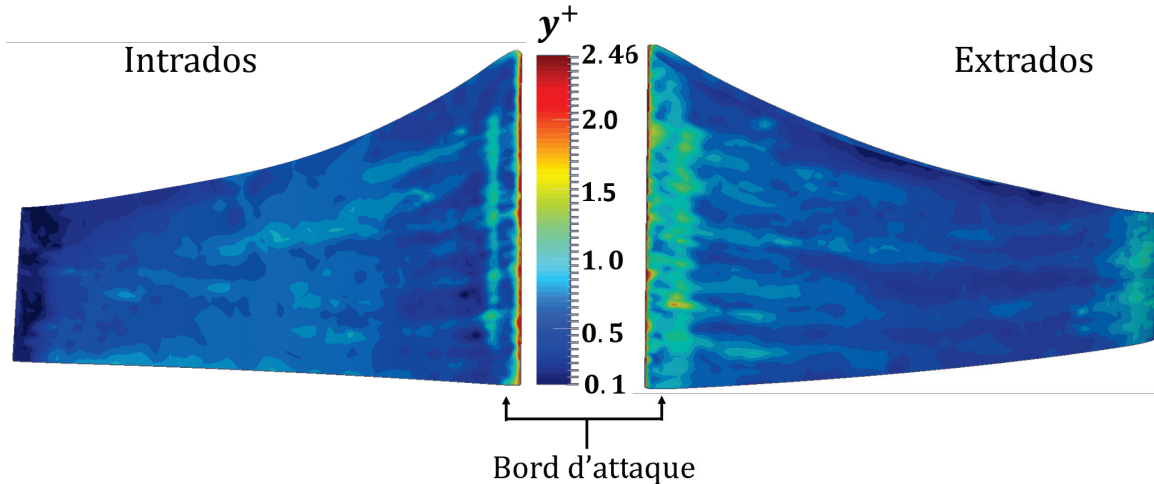


Figure 4.10 Contour de y^+ correspondant à la première maille sur la pale

Contours de vitesses

Considérons deux plans perpendiculaires à l'axe de rotation de la roue d'équations $y_0 = 0.008$ m et $y_0 = 0.015$ m. Les contours de la vitesse absolue sur la Figure 4.11 permettent de mettre en évidence le sillage de la pale, quel que soit le plan. Une vitesse maximale est enregistrée au bout des pales et dans le sillage. Elle est égale à 26.2 m/s ceci correspond à un nombre de Mach égal à 0.08 très inférieur à 0.3 . De plus la vitesse au bout des pales est du même de grandeur que la vitesse d'entraînement analytique à la vitesse de rotation de 2800 rpm et à $0.5D_{ext}$ (rayon au bout des pales). L'erreur relative en valeur absolue entre les résultats numériques et analytiques est de 3%. Quant au contour de vitesse faible, elles sont au bord d'attaque de la pale plus précisément sur le côté intrados. Ceci met en évidence le ralentissement du fluide dans cette zone dû à l'impact du fluide avec sur la pale. De manière générale, sous l'effet de la rotation des pales, le fluide est accéléré vers le volume de sortie. Autrement dit plus on s'éloigne de l'axe de rotation plus la vitesse augmente. On également une continuité de la vitesse absolue entre le volume tournant et le volume fixe de sortie. Ceci montre que les conditions d'interfaces *cyclicGgi* sont adaptées à notre problème.

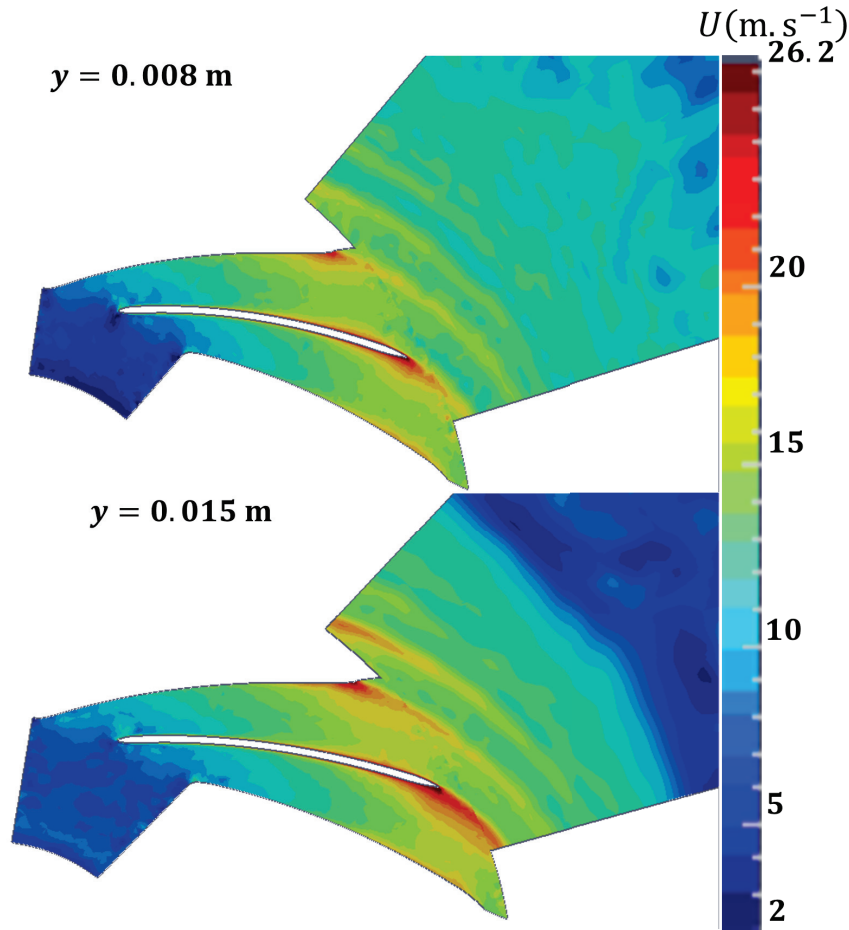


Figure 4.11 Contour de vitesse absolue dans les plans d'équations $y = 0.008 \text{ m}$ et $y = 0.015 \text{ m}$

En considérant les contours de la vitesse relative des deux plans d'étude (Figure 4.12), on observe une discontinuité de l'écoulement à l'interface. En effet, puisque le volume de sortie est fixe, alors la vitesse d'entraînement dans ce volume est nulle. Ainsi, la vitesse relative dans ce volume est alors égale à la vitesse absolue. Ceci confirme la performance de la condition aux limites utilisée sur les interfaces. De plus, la vitesse relative est nulle sur les pales (Figure 4.12). Ainsi, la condition d'adhérence imposée sur toutes les surfaces solides est prise en compte. Par ailleurs, le champ des grandes vitesses relatives se situe dans le passage de la pale. Il y a une zone locale au bord de fuite de la pale à faible amplitude de vitesse relative (Figure 4.12). Cette zone augmente avec l'influence de la surface solide supérieure de la roue (i.e., dans le plan $y = 0.015 \text{ m}$).

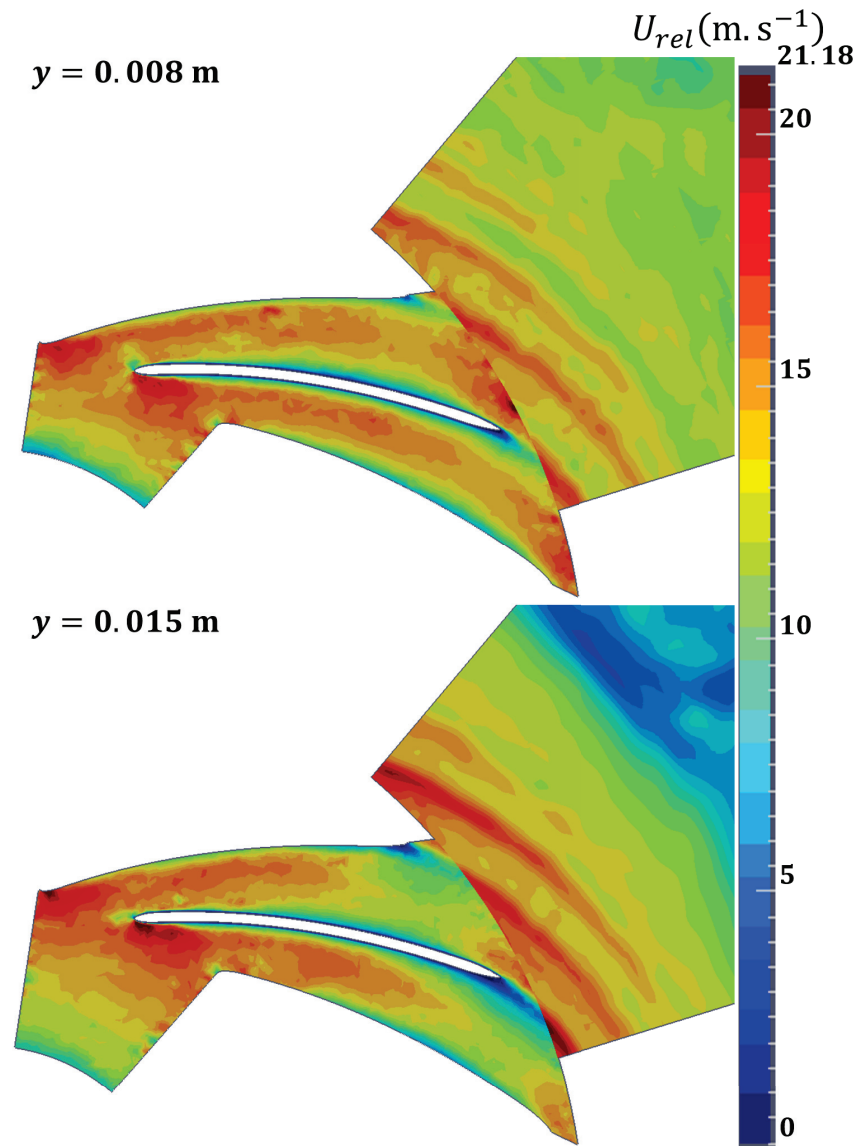


Figure 4.12 Contour de vitesse relative dans les plans d'équations $y = 0.008$ m et $y = 0.015$ m

Contours de pression et fluctuations de pression pariétale

Les contours de pression (p/ρ) sur la pale de la Figure 4.13 montrent que la pression en valeur absolue augmente lorsqu'on s'éloigne de l'axe de rotation de la roue. En effet, elle est plus importante au bord d'attaque qu'au bord de fuite. Ceci confirme l'accélération du fluide vers la sortie de la roue. Le ralentissement du fluide est sur le bord d'attaque du côté sous-pression (intrados) ceci confirme la décélération du fluide à l'impact d'un obstacle (pale). L'effet de la pression statique ne permet pas de voir le comportement des fluctuations de pressions pariétales utilisées dans la modélisation aéroacoustique. De ce fait, considérons

les contours des fluctuations de pression pariétales sur la pale (Figure 4.14). Les fluctuations de pression sont obtenues en prenant la moyenne d'un échantillon de pression sur la pale correspondant à un tour complet de la roue. Puis la différence entre la pression sur la pale à un instant donné et cette moyenne donne les fluctuations de pression. Ces fluctuations sont projetées sur la surface de la pale et sont visualisées (Figure 4.14). Ces contours montrent le caractère aléatoire de la pression (p/ρ) et que celles-ci fluctuent entre $-10 \text{ m}^2/\text{s}^2$ et $10 \text{ m}^2/\text{s}^2$. Les fortes variations sont au bord d'attaque et s'étant jusqu'à 30% de la corde de la pale. Quelque soit le maillage utilisé, les analyses sont similaires. Pour illustration, nous allons utiliser les résultats de la CFD du cas 1.

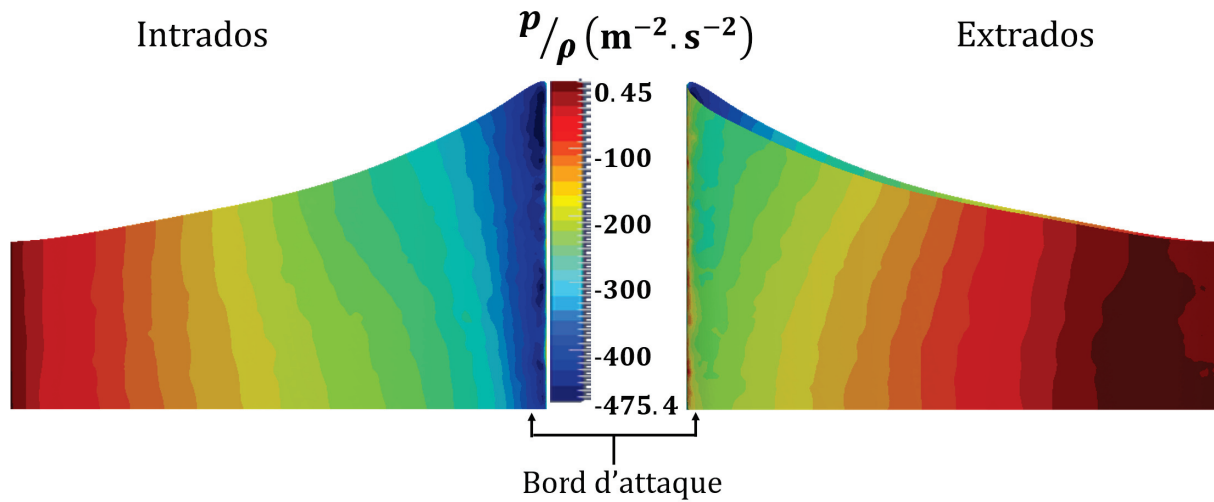


Figure 4.13 Contour de pression sur la pale centrale

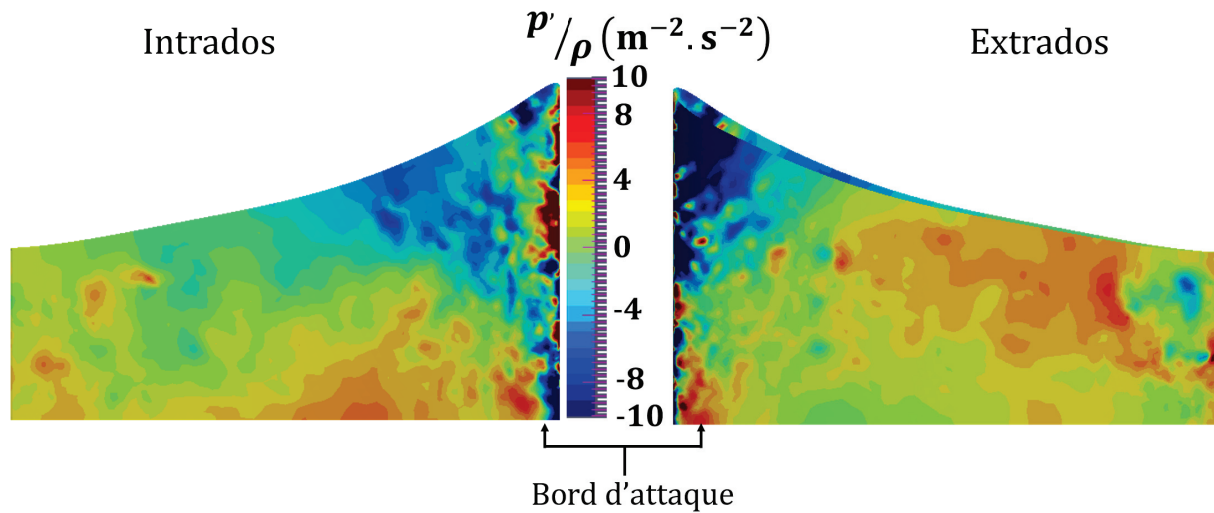


Figure 4.14 Contour des fluctuations de pression sur la pale centrale

Critère Q

Dans cette sous section, nous allons présenter le critère- Q utilisé dans cette étude. Le critère- Q est le second invariant du tenseur des gradients de vitesse et est défini par l'équation 4.3.

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{il}\Omega_{il} - S_{il}S_{il}) \quad (4.3)$$

avec $\Omega_{il} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_\ell} - \frac{\partial u_\ell}{\partial x_i} \right)$ la partie symétrique du tenseur des gradients des vitesses et $S_{il} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_\ell} + \frac{\partial u_\ell}{\partial x_i} \right)$ la partie antisymétrique de ce tenseur. Ainsi, Ω_{il} mesure la rotation ou la vorticité du fluide et S_{il} son cisaillement. Les régions pour lesquelles Q est positive, caractérisent la dominance de la rotation de l'écoulement sur le cisaillement matérialisant la cohérence des structures tourbillonnaires. Ce critère fut introduit par Hunt *et al.* [83] pour améliorer la visualisation des structures caractéristiques de l'écoulement.

La présence des valeurs positives des isocontours du critère Q montre le caractère cohérent des structures présentes dans l'écoulement. La Figure 4.15 montre l'isocontour du critère $Q = \left(\frac{\pi\Omega}{60}\right)^2$ de l'écoulement dans la roue et au voisinage de celle-ci lorsque la roue a effectué 2.27 tours. Dans cet écoulement, les structures sont nombreuses et de petite taille dans le volume tournant et son voisinage immédiat (Figure 4.15). Celles-ci sont dues au nombre de Reynolds de l'écoulement élevé dans la roue ($R_e \simeq 70000$ basée sur le rayon extérieur de la roue et la vitesse de rotation). D'où le caractère très turbulent de l'écoulement. De plus on a une forte présence de structures cohérentes ($Q > 0$) dans l'écoulement (Figure 4.15).

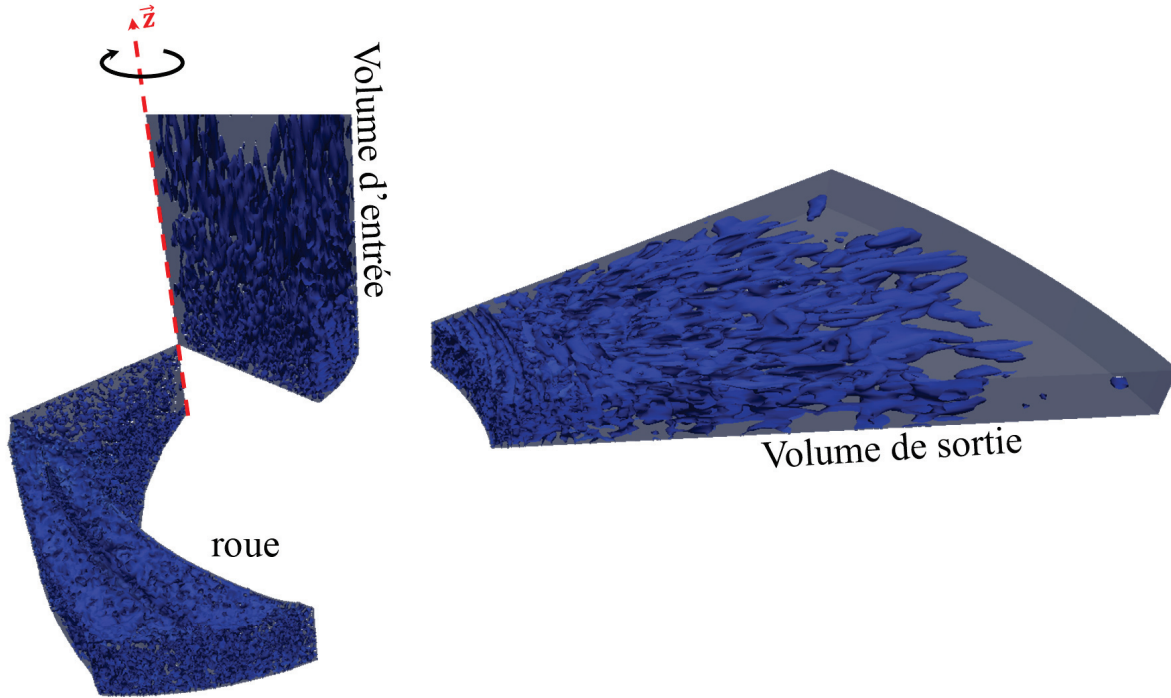


Figure 4.15 Iso-contour du critère $Q = \left(\frac{\pi\Omega}{60}\right)^2$ à 2.25 tours

4.8 Conclusion

On déduit de cette étude que les discrétisations spatiales de la géométrie sont suffisamment fines pour prédire les grandeurs numériques de l'écoulement et surtout au voisinage de la pale. Le modèle sous-maille à une équation d'OpenFoam arrive à modéliser les structures turbulentes dans la roue, quel que soit le maillage utilisé. La vitesse maximale obtenue quelque soit le maillage est inférieure 0.3. Ce qui permet de n'utiliser que le terme du bruit de charge dans les analogies acoustiques. Les autres termes sont négligeables [68]. De plus cette étude a montré que les conditions conditions aux limites utilisées sont adaptées pour la modélisation de l'écoulement interne d'une géométrie symétrique. Ainsi, on pourra se limiter dans nos prochains études, à un seul passage de pale au lieu de deux comme c'est le cas présentement.

Cette étude a permis d'avoir accès aux fluctuations de pression pariétale d'une pale de ventilateur centrifuge. Ces fluctuations seront les données d'entrée de la source acoustique de l'analogie de FW&H (chapitres 7 et 8). Le prochain chapitre est consacré à la modélisation aéroacoustique d'une pale de ventilateur.

CHAPITRE 5

IMPLÉMENTATION DE L'ANALOGIE DE FW&H

Dans ce chapitre, nous allons décrire la méthodologie de l'implantation de l'analogie acoustique de FW&H nécessaire à la réalisation de ce projet. Le langage C++ est utilisé. Le code est par la suite appliqué sur des configurations d'étude pour sa validation analytique. Sauf indication contraire, les hypothèses utilisées dans ce chapitre sont :

- l'hypothèse de champ libre, c'est à dire les ondes acoustiques générées par la source se propagent dans un milieu au repos dépourvu de tout obstacle. La fonction de Green en champ libre, peut alors être employée pour la résolution de l'équation différentielle de FW&H (tableau 2.2) ;
- l'écoulement interne est incompressible et subsonique ce qui permet de considérer uniquement le terme dipolaire de l'analogie FW&H, les autres termes étant négligés ;
- l'hypothèse de champ lointain acoustique, c'est-à-dire le nombre d'onde est très grande devant la longueur caractéristique de la source.

Dans un premier temps, nous allons rappeler la théorie acoustique, ensuite décrire les étapes de l'implémentation des dérivées temporelles ainsi que de l'interpolation de Lagrange utilisée pour la codification de l'équation de FW&H. Enfin, nous allons valider le code sur les configurations de disques compacts en mouvement subsonique et de la théorie d'Isom [86].

5.1 Approche directe : Analogie de FW&H

L'application de la fonction de Green en champ libre donne la solution de l'équation d'onde différentielle de FW&H sous une formulation intégrale comportant des dérivées partielles spatiales. La formulation 1 [52] de Farassat permet le passage d'une dérivée spatiale $\partial/\partial x_i$ en une dérivée temporelle $\partial/\partial t$. Elle est donnée en champ lointain par :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \simeq \frac{\hat{r}_i}{c} \frac{\partial}{\partial t} \quad (5.1)$$

avec c la vitesse du son dans le vide et \hat{r}_i vecteur unitaire de la direction source-récepteur. Son application sur la solution intégrale de l'équation d'onde de FW&H donne l'expression

du bruit de charge appelé formulation du temps retardé ou temps d'émission ($\tau = t - \frac{r}{c}$). Ainsi la solution de l'équation d'onde de FW&H en régime subsonique en champ lointain à la réception \vec{x} et temps de réception t s'écrit :

$$p_L(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{f(\vec{y}, \tau)=0} \left[\frac{\ell_r}{r(1 - M_r)} \right]_{\tau} dS \quad (5.2)$$

L'intégrale est effectuée au temps retardé et sur la surface d'équation $f(\vec{y}, \tau) = 0$. Elle a pour avantage d'éviter les dérivées spatiales. Par contre, la dérivée par rapport au temps de réception $\partial(\bullet)/\partial t$ est maintenue. Ceci rend sa mise en application plus complexe pour des surfaces en mouvement. La rapidité, la précision des calculs et la mise en application sont améliorées en éliminant la dérivée temporelle de la formulation 1. Ainsi, Farassat avec sa formulation 1A [52] apporte une solution à ce problème. Cette formulation permet de transformer la dérivée en fonction du temps de réception t en une dérivée fonction du temps d'émission τ . Cette transformation a pour avantage de permuter la dérivée temporelle et l'intégrale. La formulation 1A [52] s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} \Big|_x = \left(\frac{1}{1 - M_r} \frac{\partial}{\partial \tau} \Big|_x \right)_{\tau=t-r/c} \quad (5.3)$$

L'application de équation 5.3 sur l'équation 5.2 donne la solution en temps avancée ou d'émission de l'équation d'onde de FW&H. La pression acoustique (équation 5.2) au point de réception \vec{x} et au temps de réception t sous l'hypothèse de champ lointain devient alors :

$$p_L(\vec{x}, t) \simeq \frac{1}{4\pi} \int_{f(\vec{y}, \tau)=0} \left[\frac{\dot{\ell}_r}{cr(1 - M_r)^2} + \frac{\ell_r \dot{M}_r}{r(1 - M_r)^3} \right]_{\tau} dS \quad (5.4)$$

avec $r = \|\vec{x} - \vec{y}\|$, $\ell_i = pn_i$, $\ell_r = \ell_i \hat{r}_i$, $\dot{\ell}_r = \frac{\partial \ell_i}{\partial \tau} \hat{r}_i$, $v_i = \frac{\partial y_i}{\partial \tau}$, $M_i = \frac{v_i}{c}$, $\dot{M}_i = \frac{1}{c} \frac{v_i}{\tau}$, $M_r = M_i \hat{r}_i$, $\dot{M}_r = \dot{M}_i \hat{r}_i$

Les termes ℓ_i , M_i et n_i dans l'équation 5.4 seront estimés dans notre étude à partir de la méthode de la CFD notamment par un calcul SGE.

La méthode du temps avancé est généralement choisie pour un calcul aérodynamique subsonique dans lequel les données aérodynamiques proviennent de la CFD (Chapitre 4). En effet, au lieu de choisir le temps de réception à l'avance, le temps à l'émission est choisi comme temps de référence et l'on détermine le temps nécessaire au signal pour atteindre la source. Cette approche conduit néanmoins à une discrétisation irrégulière du temps de réception pour une discrétisation régulière du temps d'émission donnée. L'interpolation de Lagrange est alors utilisée pour obtenir la pression acoustique à des temps réguliers.

L'autre approche est celle du temps retardé opposée à l'approche du temps avancé. Cette dernière approche est plus complexe à mettre en application pour des données numériques de la CFD. La thèse de Fedala [56] donne une description plus détaillée de cette approche. Pour l'approche de temps avancé choisie, l'évaluation de la pression acoustique (équation 5.4) nécessite la connaissance de l'interpolation de Lagrange et de la dérivée présente dans cette expression.

5.1.1 Interpolation de Lagrange

L'évolution numérique de l'intégrale dans l'équation 5.4 nécessite l'addition des pressions acoustiques émises par chaque source élémentaire de la pale et reçue par un récepteur \vec{x} au même instant de réception t . Généralement, un décalage temporel de réception du signal existe entre les différentes sources élémentaires, dû à l'effet du mouvement de la source (effet Doppler). Une interpolation des pressions acoustiques est donc indispensable. Pour ce faire, on utilise les polynômes de Lagrange. On rappelle que les polynômes de Lagrange passent par les points (connus) choisis pour le lissage local. Soulignons au passage que pour $n + 1$ points utilisés pour l'interpolation, il existe $n + 1$ polynômes de Lagrange et le degré des polynômes utilisés est de n . Ainsi, le polynôme de Lagrange de degré n passant par les points t_i avec $i = 0, 1, \dots, n$ est donné par :

$$L_j(t) = \prod_{\substack{k=0 \\ k \neq j}}^n \frac{t - t_k}{t_j - t_k} \quad (5.5)$$

La pression acoustique d'une source élémentaire de la pale (\vec{y}_j) reçue par un récepteur \vec{x} au temps t est définie par le terme sous l'intégrale de l'équation 5.4 et est donnée par :

$$p(\vec{x}, \vec{y}_j, t) \simeq \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\dot{\ell}_{r_j}}{cr_j(1 - M_{r_j})^2} + \frac{\ell_{r_j} \dot{M}_{r_j}}{r_j(1 - M_{r_j})^3} \right]_{\tau_j} dS_j \quad (5.6)$$

L'approximation de la pression acoustique de la source élémentaire (\vec{y}_j) reçue en un récepteur \vec{x} au temps t , par l'interpolation de Lagrange de degré n (équation 5.5) est définie par :

$$p(\vec{x}, \vec{y}_j, t) \simeq \sum_{k=0}^n L_k(t) p(\vec{x}, \vec{y}_j, t_k) \quad (5.7)$$

Ainsi le calcul numérique de la pression acoustique (équation 5.4) de toutes les sources élémentaires (\vec{y}_j) reçues par un récepteur \vec{x} au même instant t devient, en tenant compte

de l'équation 5.7 :

$$p_L(\vec{x}, t) \simeq \sum_{j=0}^N p(\vec{x}, \vec{y}_j, t) \quad (5.8)$$

5.1.2 Calcul de la dérivée

L'objectif de ce paragraphe est de s'assurer de la qualité de l'estimation de la dérivée temporelle du terme ℓ_r intervenant dans le calcul de la pression acoustique (équation 5.4). Deux approches du calcul de la dérivée sont développées : la dérivée de l'interpolation de Lagrange et la dérivée par la transformée de Fourier et son inverse.

Dérivée par transformée de Fourier

Cette dernière consiste à calculer la transformée de Fourier discrète (fft) du terme ℓ_r . Puis d'évaluer la dérivée de cette transformée et ensuite calculer la transforme de Fourier inverse (fft^{-1}) de la dérivée pour obtenir l'approximation du terme $\dot{\ell}_r$ de l'équation 5.4. Cette formulation est donnée par :

$$\dot{\ell}_r(t) \simeq fft^{-1} \left(\sum_{\ell=0}^{\frac{N}{2}-1} \frac{2\pi j \ell k}{N} L_{r_k} + \sum_{\ell=\frac{N}{2}+1}^{N-1} \frac{2\pi j \ell (k-N)}{N} L_{r_k} \right) \quad (5.9)$$

avec L_{r_k} la transformée de Fourier discrète de ℓ_{r_k} . Cette approche a pour avantage d'inclure un filtre fréquentiel large bande en vue d'étudier uniquement la plage fréquentielle souhaitée.

Dérivée par l'interpolation de Lagrange

La dérivée par l'interpolation de Lagrange consiste à dériver les polynômes de Lagrange (équation 5.5) et à l'appliquer sur la variable recherchée. La dérivée des polynômes de Lagrange s'écrit :

$$\frac{\partial L_j(t)}{\partial t}(t) = \frac{1}{\prod_{\substack{k=0 \\ k \neq j}}^n (t_j - t_k)} \sum_{\substack{\ell=0 \\ \ell \neq j}}^n \left(\prod_{\substack{k=0 \\ k \neq \ell \\ k \neq j}}^n (t_j - t_k) \right) \quad (5.10)$$

Ainsi, la dérivée des fluctuations de pression projetée sur la direction du récepteur $\dot{\ell}_r$ devient :

$$\dot{\ell}_r = \frac{\partial \ell_r}{\partial t} \simeq \sum_{j=0}^n \frac{\partial L_j(t)}{\partial t} \ell_r(t_j) \quad (5.11)$$

Cette approche de la dérivée a pour avantage de calculer la dérivée et d'interpoler. Elle est pratique lorsqu'on utilise le calcul de la pression acoustique par la méthode du temps retardé.

5.1.3 Application du calcul de la dérivée

Pour valider notre approche, soit $s(t)$ un signal défini par la superposition de $N_f = 20$ termes de la fonction sinus avec des amplitudes A_ℓ aléatoires comprises entre 0 et 100 et pulsations aléatoires $2\pi f_\ell$ avec $f_\ell = x_\ell f_{min} + (1 - x_\ell) f_{max}$ ou x_ℓ est une variable aléatoire comprise entre 0 et 0.5, $f_{min} = 50$ Hz et $f_{max} = 1/10Ndt$. On considère un échantillon de longueur $N = 2048$ avec un pas de discrétisation $dt = 1/10N$.

$$s(t) = \sum_{\ell=0}^{N_f} A_\ell \sin(2\pi f_\ell t) \quad (5.12)$$

Le signal $s(t)$ tel que est défini est dérivable et sa dérivée première s'écrit :

$$\frac{\partial s(t)}{\partial t} = ds(t) = \sum_{\ell=0}^{N_f} 2\pi f_\ell A_\ell \cos(2\pi f_\ell t) \quad (5.13)$$

En tenant compte des équations 5.9 respectivement 5.10, la dérivée du signal $s(t)$ par la méthode de la transformée de Fourier et par la méthode de Lagrange est donnée par les équations 5.14 et 5.15, respectivement

$$\frac{\partial s(t_k)}{\partial t} \simeq \text{InvTFD } ds(t_k) = f f t^{-1} \left(\sum_{\ell=0}^{\frac{N}{2}-1} \frac{2\pi j \ell k}{N} S_k + \sum_{\ell=\frac{N}{2}+1}^{N-1} \frac{2\pi j \ell (k - N)}{N} S_k \right) \quad (5.14)$$

avec S_k la transformée de Fourier discrète de s .

$$\frac{\partial s(t_k)}{\partial t} \simeq \text{Lag } ds(t_k) = \sum_{j=0}^n \frac{\partial L_j(t)}{\partial t} s(t_j) \quad (5.15)$$

La Figure 5.1 représente l'évolution de la dérivée analytique (équation 5.13), de la dérivée par la méthode de la transformée de Fourier (équation 5.14) et de la dérivée par la méthode de Lagrange (équation 5.15) en fonction du temps t . En comparant la dérivée du signal s avec les deux méthodes par rapport à la dérivée analytique $ds(t)$, on constate que l'approche par la transformée de Fourier (InvFTD $ds(t)$) donne une bonne approximation avec une erreur relative $(\frac{ds(t)-\text{InvFTD } ds(t)}{ds(t)})$ moyenne de 5%. L'erreur relative $(\frac{ds(t)-\text{Lag } ds(t)}{ds(t)})$ moyenne avec l'approximation de la dérivée par la méthode de Lagrange (Lag $ds(t)$) est de 20%. Cette différence est imputable à une surestimation de la dérivée par la méthode de Lagrange en début du signal (voir Figure 5.1).

Dans la suite, la méthode par la transformée de Fourier sera utilisée pour évaluer numériquement la dérivée de toutes grandeurs physiques présentes dans les équations.

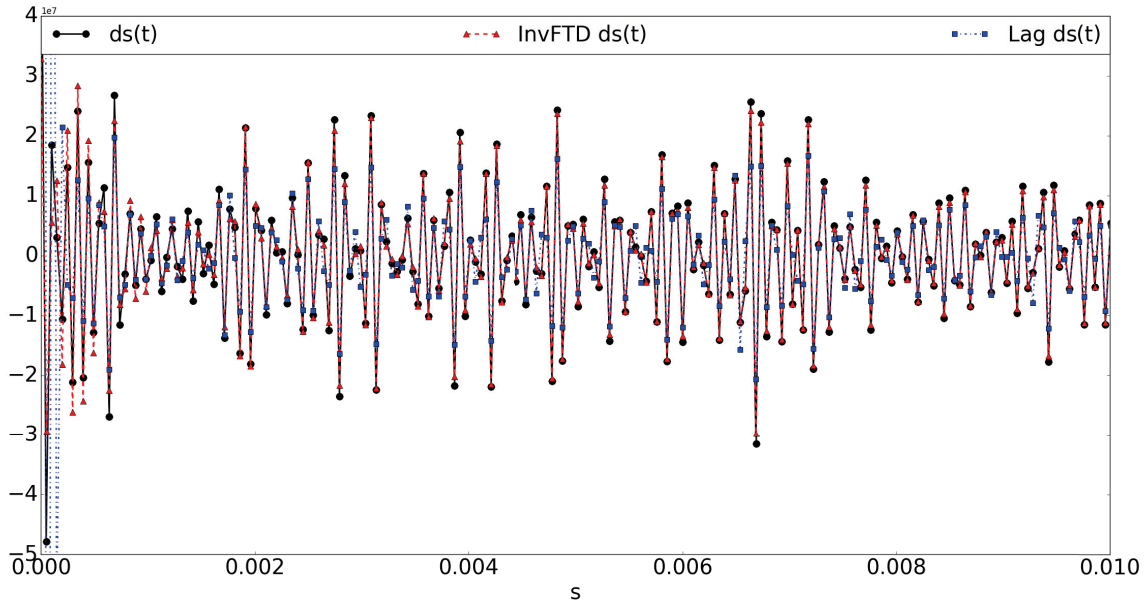


Figure 5.1 Comparaison de la dérivée analytique ds , dérivée de la transformée de Fourier InvFTD ds et la dérivée de Lagrange Lag ds

5.2 Application aux dipôles tournants

Dans cette section, il est question de la validation numérique du code acoustique de l'approche de FW&H développée (équation 5.4). L'objectif est d'évaluer le bruit de charge en champ lointain généré par un dipôle en mouvement avec notre code et de le comparer avec les résultats analytiques de Rienstra [133]. En effet, le rayonnement acoustique d'un dipôle en mouvement est donné par la solution analytique de Rienstra [133]. En champ

lointain [104, 133] cette solution analytique au récepteur $\vec{x} = (r\cos\Phi\sin\theta, r\sin\Phi\sin\theta, r\cos\theta)$ à l'instant t s'écrit :

$$p_L(\vec{x}, t) \simeq \frac{\vec{r}_e \cdot \dot{\vec{F}}_e}{4\pi cr_e^2(1 - M_e \cos\theta_e)^2} + \frac{\vec{r}_e \cdot \vec{F} \dot{M}_e \cdot \vec{r}_e}{4\pi cr_e^3(1 - M_e \cos\theta_e)^3} \quad (5.16)$$

avec $\dot{M}_e \cdot \vec{r}_e = cM_r^2(1 - \frac{1}{a}\sin\theta\cos(\Phi - \omega t_e))$, $M_e = M_r = \omega a/c$, l'indice e indique que le calcul est réalisé au temps d'émission ou temps CFD.

5.2.1 Description

On désire déterminer la pression acoustique en champ lointain d'un ou plusieurs dipôles en mouvement au récepteur \vec{x} à l'instant t . Selon Casalino [23], le rayonnement acoustique d'un dipôle compact peut être décrit par un petit disque plat de rayon $1/\sqrt{\pi}$ avec une distribution surfacique de charge d'amplitude totale $F = 1000$ N. Le centre du disque est à une distance $a = 1$ m de l'axe de \vec{z} . Quatre configurations sont mises en évidence (Figure 5.2) :

- Cas 1 : on considère un seul disque en mouvement de rotation à la fréquence $f = 10$ Hz autour de l'axe de rotation \vec{z} . La charge F est perpendiculaire à l'axe de rotation \vec{z} (Figure 5.2a) ;
- Cas 2 : on considère trois disques identiques séparés par un angle constant $2\pi/3$. L'ensemble est mis mouvement de rotation à la fréquence $f = 10$ Hz autour de l'axe de rotation \vec{z} . La charge F est perpendiculaire à l'axe de rotation \vec{z} (Figure 5.2b) ;
- Cas 3 : on considère un seul disque en mouvement de rotation à la fréquence $f = 10$ Hz autour de l'axe de rotation \vec{z} . La charge F est selon l'axe de rotation \vec{z} (Figure 5.2c) ;
- Cas 4 : on considère trois disques identiques séparés par un angle constant $2\pi/3$. L'ensemble est mis mouvement de rotation à la fréquence $f = 10$ Hz autour de l'axe de rotation \vec{z} . La charge F est selon l'axe de rotation \vec{z} (Figure 5.2d).

Pour le calcul numérique, on discrétise la surface de chaque disque en 145 dipôles élémentaires, soit 29 éléments dans la direction radiale du disque et 5 dans la direction azimutale du disque. La distribution des charges élémentaires d'un disque est telle que la somme totale donne la charge totale de ce disque. Le pas de discrétisation temporel est de $dt = 1/N_e f$ avec $N_e = 1600$ le nombre d'échantillons temporels. Le récepteur \vec{x} est situé au point de coordonnées cartésiennes (5 m, 4 m, 3 m).

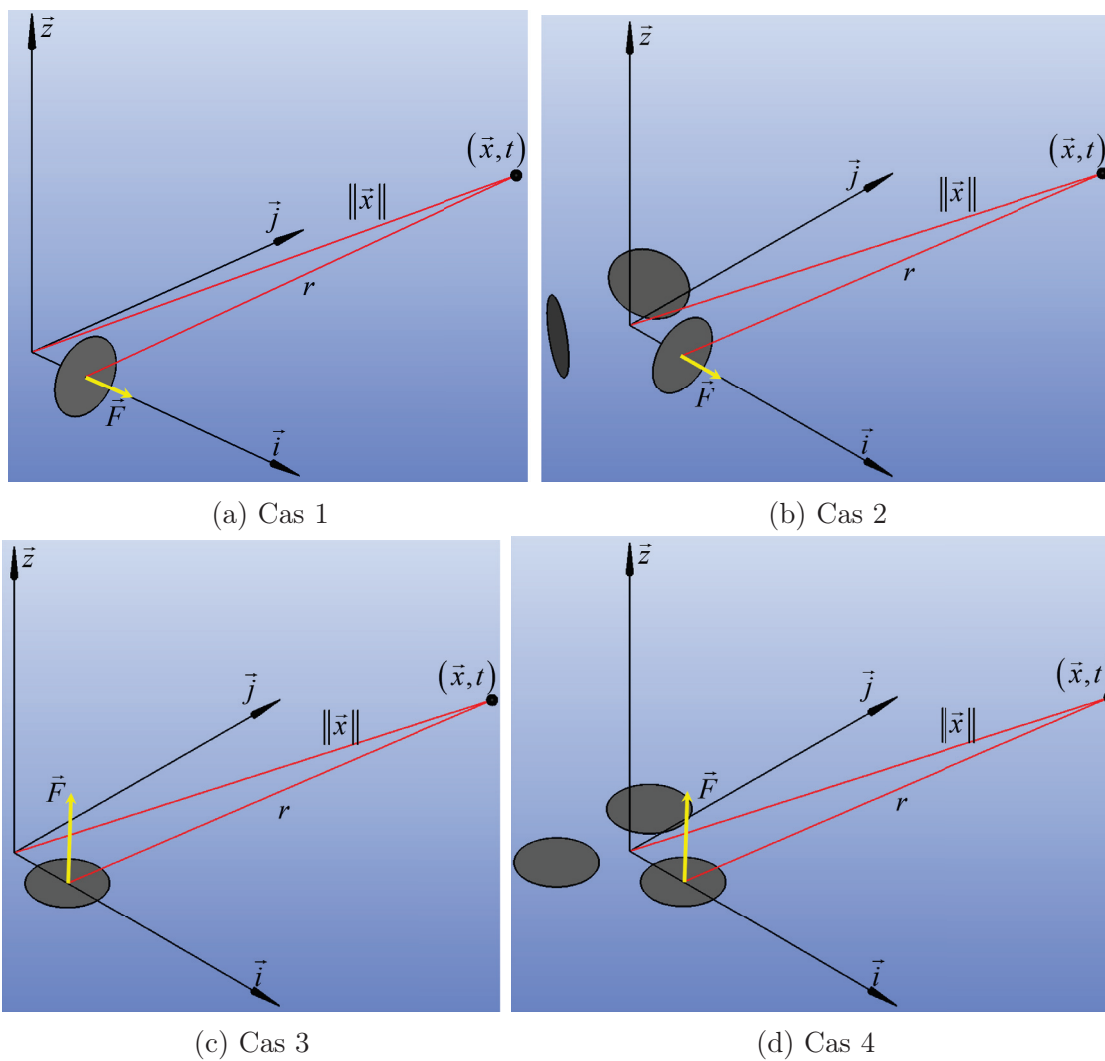


Figure 5.2 Configuration des géométries de calcul du bruit des charges rayonnées par un ou plusieurs disques en rotation autour de l'axe \vec{z}

5.2.2 Résultats

Les résultats numériques (équation 5.4) et analytiques (équation 5.16) de la pression acoustique rayonnée par un ou plusieurs disques en mouvement de rotation en champs en un récepteur \vec{x} à l'instant t sont donnés sur la Figure 5.3. Il résulte que le code numérique donne une bonne approximation de la pression acoustique du bruit de charges rayonnées, quelle que soit la configuration utilisée. Les erreurs relatives du maximum ($\max(p_{\text{numerique}}) - \max(p_{\text{analytique}}) / \max(p_{\text{analytique}})$) sont faibles pour les dispositifs avec un seul disque. Soient 0.85% pour le cas 1 et 0.56% pour le cas 3. Par contre cette erreur relative est plus importante pour les dispositifs avec trois disques : 6% pour le cas 2 et 5.8 % pour le cas 3. Cette augmentation d'erreur est attribuée aux erreurs numériques comme c'est le cas pour Casalino [23]. On peut donc conclure que l'approche numérique implantée dans le cadre de cette étude est fiable dans la prédiction du bruit de charge.

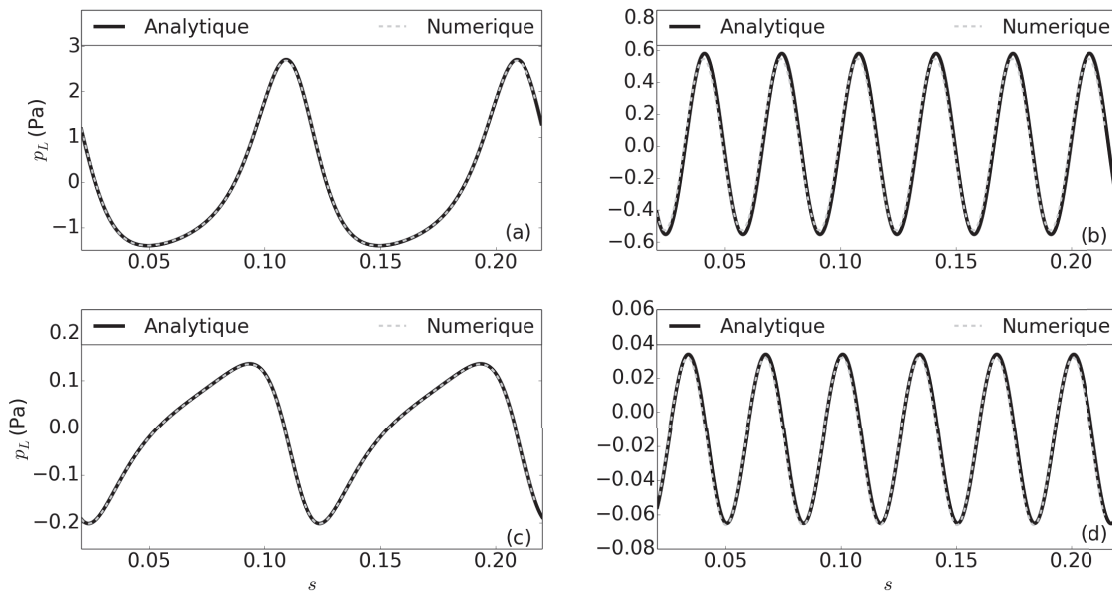


Figure 5.3 Bruit de charge numérique et analytique rayonné par un ou plusieurs disques en champ lointain

5.3 Application à la théorie d'Isom

Selon Isom [86], la réponse acoustique d'une charge aérodynamique constante $\rho_0 c_0^2$ (force appliquée par le profil sur l'air) en mouvement doit être identique à la contribution du bruit d'épaisseur (bruit dû à la variation du volume d'air au passage de la pale). Cette théorie est très utile dans la validation de l'implémentation des nouveaux codes acoustiques. Elle

est décrite par Farassat *et al.* [48, 53, 54]. Dans notre cas, sous les hypothèses décrites plus haut et avec les formulations de Farassat, le bruit d'épaisseur s'écrit :

$$p_T(\vec{x}, t) = \int_{f(\vec{y}, \tau)=0} \left[\frac{\rho(\dot{v}_n + v_n)}{r(1 - M_r)^2} + \frac{\rho v_n \dot{M}_r}{(1 - M_r)^3} \right]_\tau dS \quad (5.17)$$

avec $\dot{v}_n = \vec{v} \cdot \vec{n}$ la dérivée de la composante normale de la vitesse de la source.

5.3.1 Géométrie et discrétisation

Le rotor d'hélicoptère conventionnel décrit par Farassat [48, 54] (Figure 5.4 a) est utilisé. Les pales ont un diamètre $d = 10$ m avec une corde principale de 0.4 m. L'épaisseur relative est de 10% sur toute l'envergure des hélices (profil NACA0010). Le récepteur est dans le plan de rotation à 50 m de l'axe. L'ensemble des deux surfaces des hélices forme la surface de la source. La discrétisation spatiale de la surface est structurée partout sauf sur les faces du profil (début et fin de chaque hélice). Dans la direction de l'envergure, on a 100 cellules équidistantes et 20 cellules dans la direction de la corde principale pour chacune des hélices (Figure 5.4 b). Chaque centre de cellules de la surface est une source. L'ensemble est mis en mouvement de rotation à la fréquence $f = cM/\pi d$.

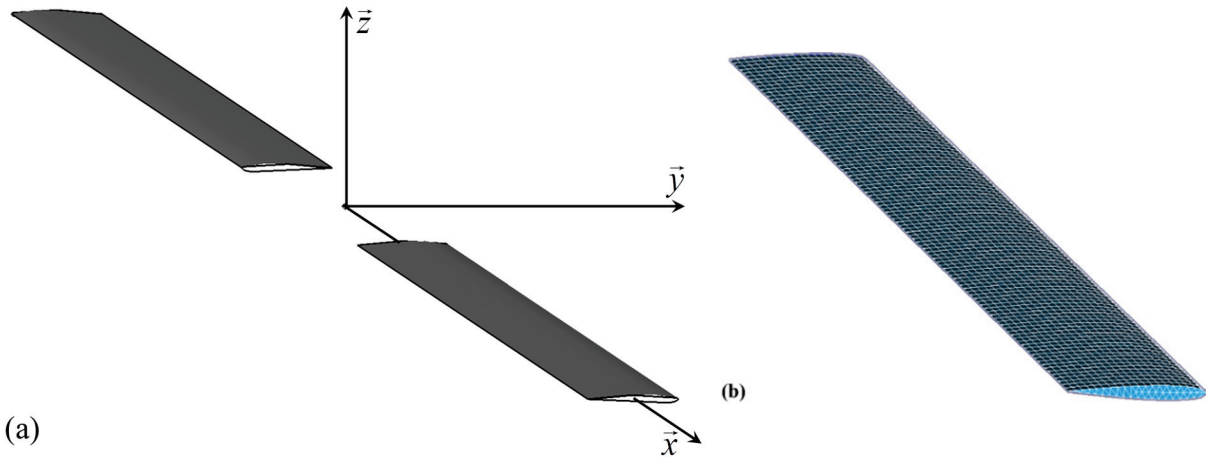


Figure 5.4 Géométrie d'étude : (a) Pales d'hélicoptère de profil NACA0010; (b) Discrétisation spatiale d'une pale

5.3.2 Validation numérique

La validation numérique concerne le code acoustique de FW&H développé (équation 5.8) avec le langage orienté C++. De ce fait, les pressions acoustiques du bruit d'épaisseur

(équation 5.17) et du bruit de charge (équation 5.8) sont calculées puis comparées en fonction du nombre de Mach estimé à partir de la vitesse tangentielle au bout de l'hélice. Les paramètres du calcul sont la masse volumique du fluide $\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$ et la vitesse du son du milieu $c_0 = 340.70 \text{ m/s}$. Chaque centre de cellule de la surface est une source ponctuelle d'amplitude $\rho_0 c_0^2$. Les résultats obtenus sur une période acoustique $T = \frac{1}{2}f$ sont présentés sur la Figure 5.5. Pour les nombres de Mach 0.2 ; 0.4 ; 0.6 et 0.8 le bruit des charges est presque identique au bruit de l'épaisseur, ce qui est en accord avec la théorie d'Isom. Ceci valide alors l'interpolation de Lagrange utilisée dans notre code acoustique pour la prise en compte de la contribution de toutes les sources.

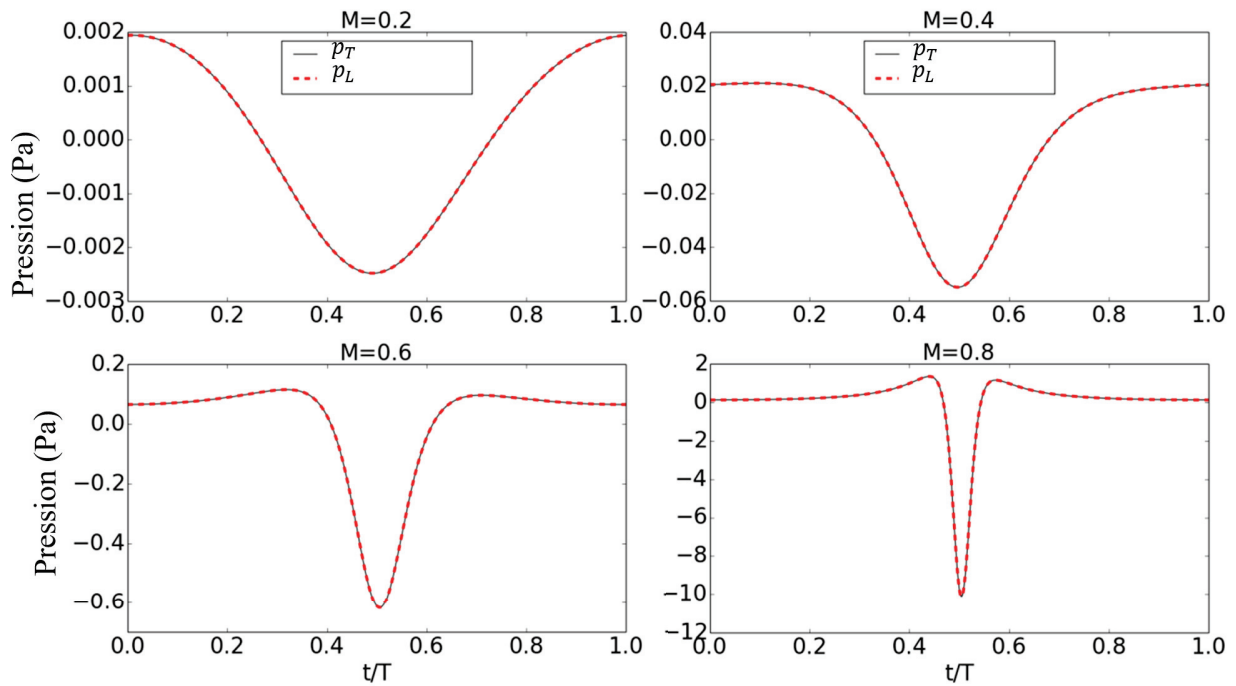


Figure 5.5 Comparaison du bruit de charge (p_L) et du bruit d'épaisseur (p_T) de pale d'hélicoptère (NACA0010) à Mach 0.2, 0.4, 0.6 et 0.8 pour une distribution uniforme de charge

5.4 Conclusion

Dans cette section un code de prédiction du bruit de l'interaction d'écoulement turbulent avec une paroi solide en mouvement subsonique a été développé. Son application sur des configurations simples a permis de valider de manière analytique le code. On arrive à prédire correctement la pression acoustique rayonnée par un dipôle compact assimilé à un disque en mouvement subsonique. Les résultats obtenus sont conformes à ceux de la théorie analytique de Rienstra [133]. De plus, la théorie d'Isom généralement utilisée pour la validation des codes acoustique, est vérifiée. Cette application développée est aussi utilisable pour le bruit de l'interaction d'écoulement avec une source stationnaire. Le prochain chapitre est consacré aux différents techniques d'identification des zones les plus bruyantes d'une source stationnaire.

CHAPITRE 6

APPROCHES DÉVELOPPÉES : Écoulement de canal en interaction avec une pale

6.1 Avant propos

Auteurs et affiliations :

- Tenon Charly KONE, étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de Génie, Département de Génie Mécanique, GAUSS.
- Yann MARCHESSE, enseignant chercheur, Université de Lyon, ECAM Lyon, LabECAM, France.
- Raymond PANNETON, professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de Génie, Département de Génie Mécanique, GAUSS.

Date de soumission : Mars 2016

Revue : Journal of Sound and Vibration

Contribution au document

Cet article contribue à la thèse en mettant en place de la méthode d'identification numérique du bruit des charge par les approches POD et SVD, utilisée dans cette thèse.

Résumé en français

Cet article examine l'utilisation de la Décomposition Orthogonale aux Valeurs propres (POD) et décomposition en valeurs singulières (SVD) pour identifier les zones sur la surface de la pale qui contribuent le plus aux rayonnements de la puissance acoustique. Tout d'abord, la méthode numérique CFD (Computational Fluid Dynamics) est utilisée pour obtenir l'évolution temporelle du champ de pression à la surface de la pale dans le régime subsonique. Ensuite, les fluctuations de ce champ de pression sont utilisées comme données du bruit de charge dans l'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkins (FW&H). L'analogie FW&H est utilisée pour calculer la puissance sonore qui est rayonnée par la pale. Les modes acoustiques les plus importants de la POD et SVD sont ensuite utilisés pour reconstruire la puissance acoustique rayonnée. Les résultats obtenus par la POD et la SVD sont semblables à la puissance acoustique directement obtenue avec l'analogie

FW&H. On observe que l'importance des modes de la puissance acoustique rayonnée n'est pas nécessairement dans l'ordre croissant (pour le cas étudié par exemple, le mode 7 est celui qui contribue le plus). Enfin, les cartographies des modes les plus contributifs de la POD et de la SVD sont visualisées. Ces cartographies montrent les zones sur la surface de la pale, où les sources aéroacoustiques dipolaires contribuent le plus au rayonnement de la puissance acoustique. Il est prévu que ces identifications soient utilisées comme un guide par le designer dans la conception de la forme de la surface de la pale pour réduire le bruit rayonné.

A numerical approach to possible identification of the noisiest zones of a wall surface with a flow interaction

Tenon Charly KONE¹, Yann MARCHESSÉ², Raymond PANNETON¹

1. *GAUS Department of Mechanical Engineering, Université de Sherbrooke, QC J1K2R1, Canada.*
2. *Université de Lyon, ECAM Lyon, LabECAM, 40 Montée St-Barthélemy, 69321 Lyon Cedex, France.*

6.2 Abstract

This paper examines the use of the Proper Orthogonal Decomposition (POD) and Singular Value Decomposition (SVD) to identify zones on the surface of the source that contribute the most to the sound power the source radiates. First, Computational Fluid Dynamics (CFD) is used to obtain the pressure field at the surface of the blade in a subsonic regime. Then, the fluctuation of this pressure field is used as the input of the loading noise in the acoustic analogy of Ffowcs Williams and Hawkings (FW&H). The FW&H analogy is used to calculate the sound power that is radiated by the blade. Secondly, the most important acoustic modes of the POD and SVD are used to reconstruct the radiated sound power. The results obtained by POD and SVD are similar to the acoustic power directly obtained with the FW&H analogy. It is observed that the importance of the modes to the radiated sound power is not necessarily in ascending order (for the studied case, the 7th mode was the main contributor). Finally, the maps of the most contributing modes of the POD and SVD are visualized. These maps show the zones on the surface of the blade, where

the dipolar aeroacoustic sources contribute the most to the radiated sound power. It is expected that these identification be used as a guidance to design and shape blade surface for reducing its radiated noise.

6.3 Introduction

The reduction of the noise produced by the interaction between a turbulent subsonic flow and a solide's surface can be difficult especially in industrial configurations where the noise level is a quality and a selection criterion. When considering subsonic turbomachines, this noise can be reduced if the geometry of the profile is appropriate. However there is no general solution and each fan configuration needs a specific design. Therefore acoustic engineers use most of the time a case by case approach experimentally or numerically [44, 68]. In this context, the identification and the characterization of the region which is responsible for the noise interaction become a challenge. This paper proposes a method of identification and analysis of these zones based on the combination of the acoustic analogy of Ffowcs Williams and Hawkings (FW&H) [57] and either the Proper Orthogonal Decomposition (POD) or the Singular Value Decomposition (SVD) [13]. The SVD approach used in this paper is the application of the POD on a matrix formed by the product of the correlation matrix obtained from the elementary acoustic pressure to a receiver and its transposed. Thus, this work will develop in more details the POD approach.

The pressure fluctuation obtained from a CFD approach are used as input data for acoustic analogy FW&H [57]. For that the method of the LES [33, 45] proposed by OpenFoam [122] is used. The popularity of OpenFoam in several applications is growing rapidly with an increasing number of user since in the last decades numerous investigation have been published in CFD domain. For exemple de Villiers [45] investigated the influence of subgrid-Scale Models in method implemented in OpenFoam. This validation is carried out on a series a flow around a solid body. The noise that is generated by the interaction between an airflow and a rearview mirror of a car was also studied. The results are in agreement with experimental results. Furthermore, Dimtry et al.[37] model the flow around a cylinder with subgrid models Smagorinsky and model in one turbulent kinetic energy equation implemented by de Villiet. The results are in agreement with experimental data [123, 148]. Several other studies in the literature demonstrate the effectiveness of OpenFoam to model the complex configurations [38, 135]. In acoustics, in addition to the de Villiers work, we have Olivier work [121] that addresses the noise of the trailing edge of NACA 0012. It uses data from the CFD OpenFoam to supply the acoustic source of the analogy of Curle. These acoustic results are in agreement with the results of Herr and

al. [78]. So, the subgrid model to one turbulent kinetic energy equation of de Villier will be used for this study pour la CFD.

POD was introduced at first by Lumley in 1967 [106] in fluid mechanics as an objective method to identify and extract coherent turbulent flow structures. Following this idea, Bonnet et al. [12] used the POD in conjunction with a stochastic estimation method to identify the key characteristics of a turbulent field on the basis of a reduced number of measurements. The POD was also employed either for optimal flow control [22, 129] or the reduction model development [63, 84]. In the latter, the Navier-Stokes equations are projected on the eigenmodes using the Galerkin projection. The POD method was used in aeroacoustics in many investigations mostly to describe the noise radiated by turbulent flows (e.g. jet noise, wake noise) [5, 74]. The optimal decomposition basis velocity field is then used for estimating the acoustic noise. Thus Druault et al. [40, 41] employed this method in the far field region to separate the acoustic contribution of the most energetic structures from the residues due to the clean flow noise (i.e. the noise due to velocity fluctuations). They noticed that 99.8% of the acoustic energy comes from the dominant modes and 0.2% from the acoustic residues. Hekmati and Ricot [75] reached the same conclusion by applying the method of Druault et al. for the wake noise generated by the blades of an axial fan. Furthermore Gleggs and Devenport [62] used the POD to describe the input to the turbulence using a set of statistically independent modes of velocity. The wall pressure is linked with the input turbulence for the evaluation of the acoustic interaction sound pressure.

As for SVD, it is generally used to search for the propagation operators, such as the Green function [13, 125], or to solve inverse problems in acoustics [66, 67, 119, 120]. To the author's knowledge, SVD has not yet been used so far to locate radiating areas on a moving surface due to its interaction with flow.

In the light of the previous works, this research applies the POD and SVD methods to the problem of aeroacoustic noise generated by the interaction of a stationary blade and a turbulent flow in a channel. The objective is to understand the link between the decomposition modes (of POD or SVD), and the noisiest zones of the blade's surface. The methodology relies on a three-step methodology : (i) Modeling the internal flows of the centrifugal fan by the Large Eddy Simulation (LES) [33, 45] method. The OpenFoam extend 3.2 [122] software is used. The objective is to estimate the wall pressure fluctuation on the blade. (ii) Using the previous wall pressure fluctuation of the blade to estimate the loading noise from a FW&H analogy [52, 57]. (iii) Finally, using the POD and SVD to extract the most important acoustic modes and to visualize them, for identifying the most radiating zones in the blade's surface.

The paper is organized as follows. First, the estimation of the acoustic field based on FW&H analogy is introduced. Both the POD and SVD methods are then developed. Finally, an application is realized using a stationary blade.

6.4 Theory

6.4.1 Estimation of the acoustic field (*FW&H* analogy)

The acoustic approach is based on the analogy of FW&H [57] and is used as the reference approach. The subsonic regime is considered in this paper. One neglects the finite thickness of the blades, only loading noise (p_L) generated by the fluctuating wall pressure on the blade is therefore considered in the following.

To alleviate the computation time problem, Formulation 1A proposed by Farrassat [52] can be used. In this approach, the receiver time derivative in Formulation 1 [52] is transformed into retarded time derivative. This has also the great advantage of permuting the time derivative and the integral. Moreover, no derivation of the integral is needed. For the case where the source and the receiver are stationary and the propagation medium is at rest the Farassat formulation 1A [52] and far fields becomes :

$$p_L(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi c} \int_{S_{\vec{y}}} \left[\frac{\dot{\ell}_r}{r} \right]_{\tau} dS_{\vec{y}} \quad (6.1)$$

where $S_{\vec{y}}$ is the source surface, $r = \|\vec{r}\| = \|\vec{y} - \vec{x}\|$ is the distance between the source position \vec{y} on the blade's surface and the receiver position \vec{x} , c is the speed of sound of the acoustic medium at rest, $\ell_r = -p\vec{n}\cdot\vec{r}/r$ with \vec{n} is the unit normal vector to the source's surface, p is the wall pressure fluctuation of the blade's surface obtained by CFD calculation. \vec{M} is the Mach vector number and $M_r = \vec{M}\cdot\vec{r}/r$, and $[\bullet]_{\tau}$ indicates that all the integrands should be evaluated at the retarded time $\tau = t - r/c$, with t the receiver time.

As mentioned previously, Formulation 1 proposed by Farrassat has the main advantage of avoiding the spatial derivatives, however the receiver time derivative is maintained on ℓ_r and M_r . The implementation of this operation is complex and the computation time increases. To evaluate Eq. (6.1), two computational approaches are available in the literature [23, 55] using either retarded time or advanced time. The latter is usually chosen when the aerodynamic data comes from CFD computations, as in this study. The received acoustic pressure must be then determined while an irregular receiving time discretization

appears despite the regular emission time. An interpolation is thus necessary to obtain the received sound pressure at regular time.

The advanced time approach and the Lagrange interpolation are used in this paper. The calculation of the sound pressure at receiver \vec{x} in the far field and in a free medium allows the calculation of root mean square sound pressure. When considering the loading noise (Eq. 6.1), the mean square acoustic pressure reads :

$$p_L^2(\vec{x}) = \langle p_L(\vec{x}, t)p_L(\vec{x}, t) \rangle_{T_0} \quad (6.2)$$

where $\langle \cdot \rangle_{T_0}$ is the temporal average over the time period T_0 . Thus, the radiated sound power estimated from far-field microphones (i.e., receivers) located on a spherical surface encompassing the source writes :

$$\mathcal{P} = \int_{S_{\vec{x}}} \frac{p_L^2(\vec{x})}{\rho c} dS_{\vec{x}} \simeq \frac{1}{\rho c} \sum_{\vec{x}} p_L^2(\vec{x}) \Delta S_{\vec{x}} \quad (6.3)$$

where $S_{\vec{x}}$ is the receiving surface, $\Delta S_{\vec{x}}$ is the elementary surface associated with receiver \vec{x} , and ρ is the density of the surrounding fluid medium.

6.4.2 Proper Orthogonal Decomposition approach

Generally POD used in Aeroacoustics is not based on acoustic analogies. The approach developed in this work is a combination of the dipole term (loading noise) of the FW&H analogy, and the theory of POD. If one considers a dipole located at \vec{y}_i , the sound pressure received at point \vec{x} at time t according to equation (6.1) can be written :

$$p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t) = \frac{1}{4\pi c} \left[\frac{\dot{\ell}_r}{r} \right]_{\tau} \Delta S_{\vec{y}_i} \quad (6.4)$$

where $\Delta S_{\vec{y}_i}$ is the i -th elementary surface of the source located at \vec{y}_i . Here, this elementary surface comes from the discretization of the source's surface for the LES calculation.

Since the sound pressure received at one point corresponds to the contribution of all the dipoles located on the wall surface, two matrices \mathbf{A} and \mathbf{W}_{obs} are defined by

$$\mathbf{W}_{obs} = \frac{1}{N} \mathbf{A} \mathbf{A}^T \quad (6.5)$$

with

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} p_L(\vec{x}, \vec{y}_0, t_{e_0}) & p_L(\vec{x}, \vec{y}_0, t_{e_1}) & \cdots & p_L(\vec{x}, \vec{y}_0, t_{e_{N-1}}) \\ p_L(\vec{x}, \vec{y}_1, t_{e_0}) & p_L(\vec{x}, \vec{y}_1, t_{e_1}) & \cdots & p_L(\vec{x}, \vec{y}_1, t_{e_{N-1}}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ p_L(\vec{x}, \vec{y}_{m-1}, t_{e_0}) & p_L(\vec{x}, \vec{y}_{m-1}, t_{e_1}) & \cdots & p_L(\vec{x}, \vec{y}_{m-1}, t_{e_{N-1}}) \end{pmatrix}$$

where t_{e_j} represents the emission time for the dipole source located at \vec{y}_i ($i = 0, 1, \dots, m-1$) at time step j ($j = 0, 1, \dots, N-1$). Each column vector of the matrix \mathbf{A} is the sound contribution of all dipoles at a given reception time, while each row vector represents the sound pressure of one single dipole source along the receiving time.

Matrix \mathbf{W}_{obs} in Eq. 6.5 is the correlation matrix of the sources for receiver \vec{x} . It is symmetric, real, positive definite and spatial. Its eigenvalues (modes) are thus real, positive, and space dependent. For developing a modal basis for matrix \mathbf{W}_{obs} , let $\boldsymbol{\lambda} = \text{diag}(\lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_{m-1})$ and $\vec{\Phi} = [\vec{\phi}_0, \vec{\phi}_1, \dots, \vec{\phi}_{m-1}]$, the diagonal matrix of eigenvalues and the matrix of eigenvectors respectively at receiver \vec{x} . Each column $\vec{\phi}_i$ is the eigenvector associated with the eigenvalue λ_i at receiver \vec{x} . Then, for every receiver \vec{x} , the problem to be solved is the following eigenvalue problem :

$$\mathbf{W}_{obs} \vec{\Phi} = \boldsymbol{\lambda} \vec{\Phi} \quad (6.6)$$

Multiplying each member of equation (6.6) to the right by the transpose of the matrix of eigenvectors and, if one considers normalized modes so that $\vec{\Phi} \vec{\Phi}^T = \mathbf{I}$, the expression for the correlation matrix is given by :

$$\mathbf{W}_{obs} = \sum_{k=0}^{m-1} (\lambda_k \vec{\Phi}_k) \vec{\Phi}_k^T \quad (6.7)$$

The correlation matrix \mathbf{W}_{obs} is then written as a sum of independent matrices defined as spatial autocorrelation patterns with proper modes as components. Since the eigenvectors form an orthonormal basis of the source space, $p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t)$ can be written as

$$p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t) = \sum_{k=0}^{m-1} \alpha_k(t) \Phi_{k,i} \quad (6.8)$$

where $\alpha_k(t) = \alpha_k(\vec{x}, t) = \sum_{i=0}^{m-1} p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t) \Phi_{k,i}$ are the temporal modal amplitudes or the projection coefficients on the modal basis. $\Phi_{k,i} = \phi_k(\vec{x}, y_i)$ is the i -th component of the

k -th eigenvector ($\vec{\phi}_k$). Thus, coefficients are the root mean square of the acoustic pressure projected on the $\Phi_k(\vec{y})$ axis in the source space (i.e., the blade). According to the theory of Mercus [114], the projection coefficients form an orthogonal basis of the temporal space and its root mean square $\langle \alpha_k(t)\alpha_k(t) \rangle_{T_0}$ corresponds to the eigenvalue λ_k . The eigenvalues represent the square of the sound pressure projected on the $\Phi_k(\vec{y})$ axis in the source space. The total sound pressure from the loading noise radiated to the receiver \vec{x} at time t is evaluated from equations (6.1) and (6.8).

$$p_L(\vec{x}, t) = \sum_{k=0}^{m-1} \left(\alpha_k(t) \sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right) \quad (6.9)$$

Considering the orthogonal eigenvectors, the quadratic pressure at receiver \vec{x} is given by :

$$p_L^2(\vec{x}) = \sum_{k=0}^{m-1} \left(\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right)^2 \lambda_k \quad (6.10)$$

In this proper orthogonal decomposition, each mode does not contribute equally to the total quadratic pressure. The latter could then be evaluated only by taking into account the modes that contribute the most. This is reported by the accumulated acoustic energy of the first q modes, E_{Acq} , divided by the total acoustic energy of all modes :

$$E_{Acq} = \frac{\sum_{k=0}^{q-1} \lambda_k}{\sum_{k=0}^{m-1} \lambda_k} \quad (6.11)$$

Once the most contributing modes are identified, equations (6.3) and (6.10) summations are limited up to $q - 1$ instead of $m - 1$. Thus, equations (6.9) and (6.10) become respectively :

$$p_L(\vec{x}, t) \simeq \sum_{k=0}^{q-1} \left(\alpha_k(t) \sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right) \quad (6.12)$$

$$p_L^2(\vec{x}) \simeq \sum_{k=0}^{q-1} \left(\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right)^2 \lambda_k \quad (6.13)$$

In the previous equations, the spatial eigenvectors $\Phi_{k,i}$ give information on the acoustic radiation of all dipole sources distributed over the surface S . Thus, considering the equation (6.13), the acoustic power defined by equation (6.3) becomes :

$$\mathcal{P} \simeq \frac{1}{\rho c} \sum_{\ell=0}^{N_{obs}-1} \left(\Delta S_{\ell} \sum_{k=0}^{q-1} \lambda_{\ell k} \left(\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{\ell k, i} \right)^2 \right) \quad (6.14)$$

where $\Delta S_{\ell} = \Delta S_{\vec{x}}$ is the elementary surface of the ℓ -th receiver. In this study ΔS_{ℓ} is a constant. N_{obs} is the receiver number, $\lambda_{\ell k}$ is the k -th eigenvector of the ℓ -th receiver and $\Phi_{\ell k, i}$ is the i -th component of the eigenvector associated with the k -th eigenvalue $\lambda_{\ell k}$.

6.4.3 Singular Value Decomposition (SVD) approach

The SVD makes the sound generation investigation (i.e., the eigenvalues and the eigenvectors resulting from the POD) independent of the receiver \vec{x} . Indeed, a global matrix \mathbf{W}_{SVD} gathering all the correlation matrices \mathbf{W}_k ($0 \leq k < N_{obs}$) of the N_{obs} receivers is built. The global matrix of dimension $(N_{obs} \times m) \times m$ is defined by :

$$\mathbf{W}_{SVD} = \begin{bmatrix} \mathbf{W}_0 \\ \mathbf{W}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{W}_{N_{obs}-1} \end{bmatrix} \quad (6.15)$$

Here, the receivers are distributed over a sphere of radius R around the source. The radius is large enough so that the far field assumption is verified. The position of the receivers over the sphere is done according to ISO 3745 standard [85].

SVD consists in decomposing the \mathbf{W}_{SVD} matrix in the following form :

$$\mathbf{W}_{SVD} = \mathbf{U} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{V}^T \quad (6.16)$$

where $\boldsymbol{\sigma}$ is the diagonal matrix of singular eigenvalues, and \mathbf{U} and \mathbf{V} are the matrices of left and right eigenvectors, respectively. \mathbf{U} accounts for the difference of acoustic radiation of the sources in free field of all receivers, and \mathbf{V} provides the average informations of acoustic radiation of the sources in free field of all receivers. One can show that \mathbf{U} and \mathbf{V} can be obtained by application of the POD on matrices $\mathbf{W}_{SVD}^T \mathbf{W}_{SVD}$ and $\mathbf{W}_{SVD} \mathbf{W}_{SVD}^T$ respectively. By retaining only the first q energetic modes, the expression of sound power

(Eq. 6.3) based on the SVD can finally be expressed as

$$\mathcal{P} \simeq \frac{1}{\rho c} \sum_{k=0}^{q-1} \left(\sigma_k \sum_{i=0}^{m-1} V_{k,i} \sum_{\ell=0}^{N_{obs}-1} \left(\Delta S_{\ell} \sum_{j=m*\ell}^{m(\ell+1)-1} U_{k,j} \right) \right) \quad (6.17)$$

where σ_k is the k -th eigenvalue of the matrix \mathbf{W}_{SVD} , $V_{k,i}$ and $U_{k,i}$ respectively represents the i -th component eigenvectors right and left respectively associated to the eigenvalue σ_k .

6.5 Application

In Figure 6.1, a centrifugal fan blade based on the modified NACA12 profile is used to illustrate our approach. The chord and wingspan equals $\ell = 0.056$ m and $\ell_1 = 12/25\ell$ respectively. The blade is placed in a ℓ_1 height periodic channel whose periodic faces are separated by the width $\ell_2 = 17/50\ell$. The numerical domain comprises three volumes separated by interfaces : the inlet, the blade and the outlet volumes whose lengths equal $\ell_3 = 9/5\ell$, $\ell_4 = 7/5\ell$ and $\ell_5 = 17/5\ell$ respectively. The fluid is pure air and its physical properties are estimated at $25^\circ C$ ($\rho = 1.2 \text{ kg/m}^3$ and $\mu = 1.831 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$). An airflow of $U = 70 \text{ m/s}$ is imposed at the inlet. The periodicity boundary conditions are applied on periodic face and the no slip boundary conditions are imposed on the walls (blade, top and bottom). The purposes here is to investigate the possibility of both the POD and SVD approaches to identify zones of the blade that would be responsible for noise generation. One considers only frequencies in range 50 Hz to 10 kHz. The calculation is performed on

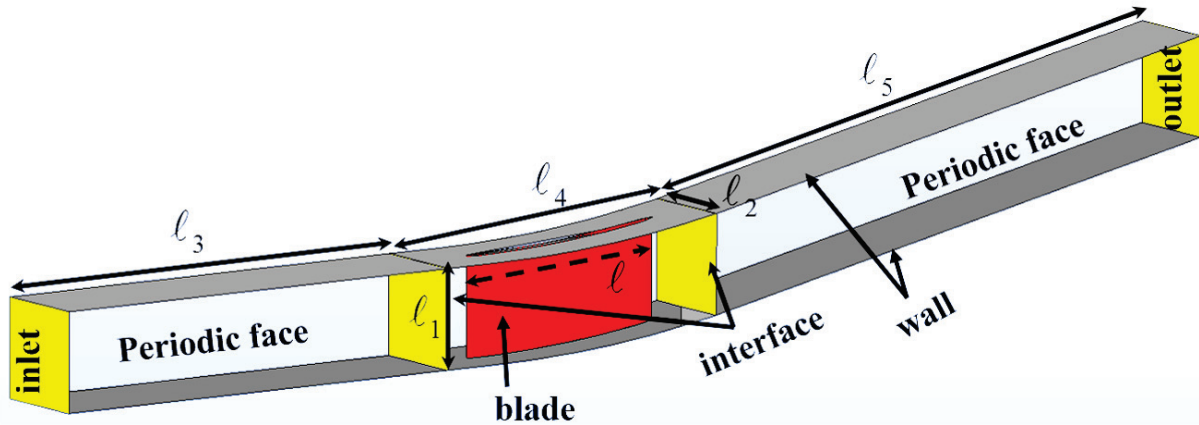


Figure 6.1 Geometry and boundary conditions

a hybrid spatial discretization realized with free software Salome [140] (Fig. 6.2). The discretization is composed of a structured and inhomogeneous mesh in the input (Fig. 6.2a)

and output volumes (Fig. 6.2c). In the blade volume and far from the blade, the mesh is unstructured (Fig. 6.2b). The mesh near the blade is structured with 8 boundary layers of geometrical progression 1.1 and total thickness $\delta = 0.0001$ m. Around the blade, the walls of dimensionless variables $x^+ = 54$ (flow direction), $z^+ = 26$ (flow normal direction) and $y^+ = 1$ (direction normal to the walls) satisfy Sagaut criteria [156] for LES calculation. Thus, the mesh is composed of 1 100 000 cells including $m = 30400$ cells on the blade.

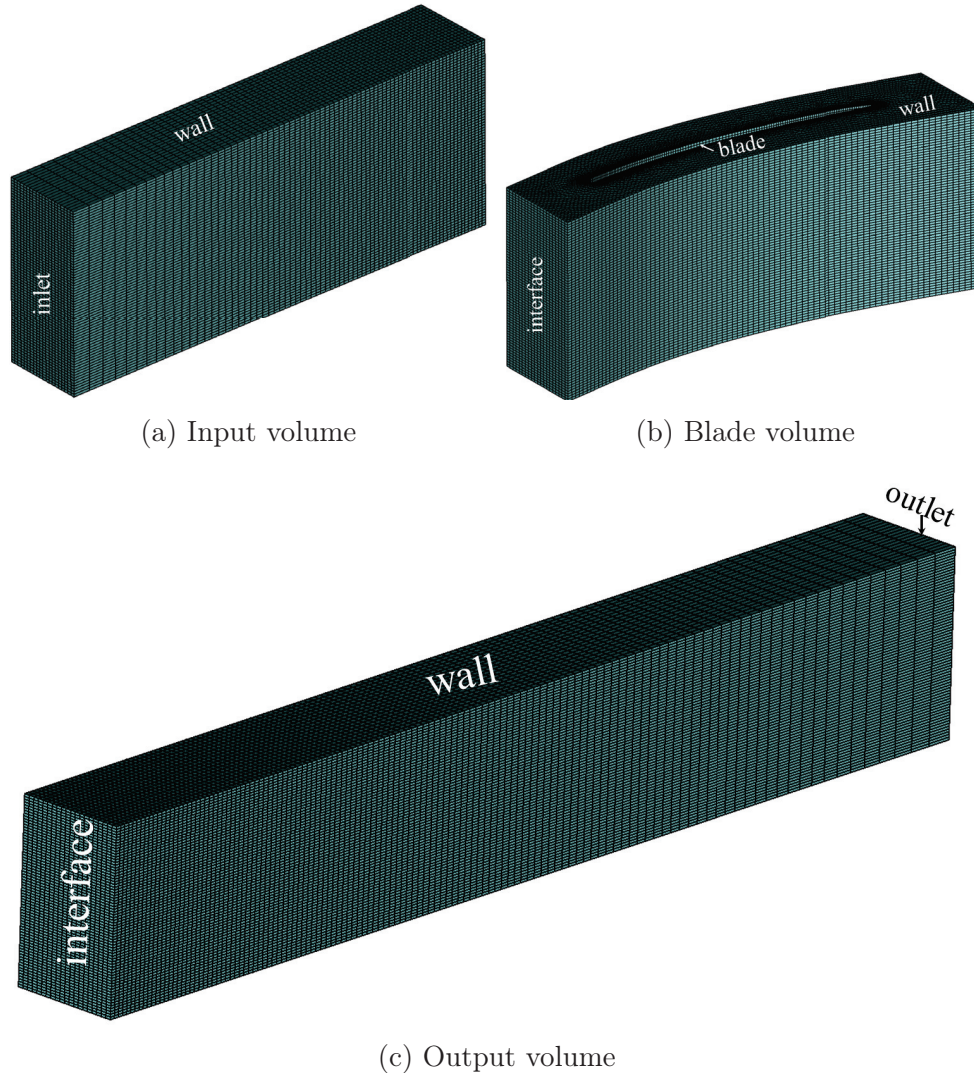


Figure 6.2 Geometry spatial discretization : (a) Input volume, (b) Blade volume and (c) Output volume

The large eddy simulation method is used to simulate the internal flow channel with free software OpenFoam [122]. The one equation [45] sub-grid model for the turbulent kinetic energy is used. The linear system is solve with the iterative Preconditioned Conjugate Gradient method (PCG) with preconditioning DIC (Diagonal Incomplete Cholesky), for

the pressure field and Bi-conjugate gradient method stable (BiCGStab) with preconditioning DILU (Diagonal Incomplete LU) for velocity field and turbulent kinetic energy. The backward second order scheme is used for the temporal resolution with a time step of $\Delta t_{CFD} = 2.95 \times 10^{-7} s$ for a Courant-Friedrich's-Lewy (CFL) number lower than 0.2. The gradient terms are calculated with Gauss linear scheme and those of the divergence with that of Gauss vanLeerV 0.5 scheme for velocity and Gauss upwind scheme for the turbulent kinetic energy. Three weeks were necessary to reach convergence using 24 processors on the super-computer of Compute *Canada-Sherbrooke* [27].

The second invariant of the velocity gradient tensor, named Q-criterion, was introduced by Hunt *et al.* [83] to better visualize the coherent structures of the flow characterized by a positive Q-criterion value. One observes in our configuration that there is no coherent structures in the region upstream the blade (Fig. 6.3) despite the 5% intensity level imposed at the inlet. Coherent structures appear from a region located at 30% of the blade chord and develop then gradually until the trailing edge. In this location one particularly notices a strong intensification of the production of coherent structures that are then transported by the flow.

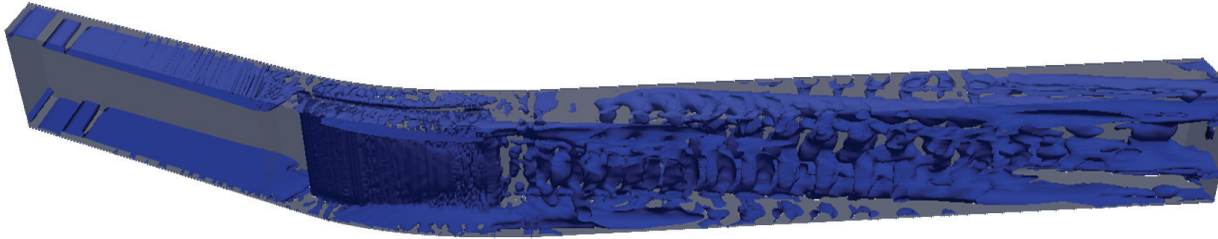
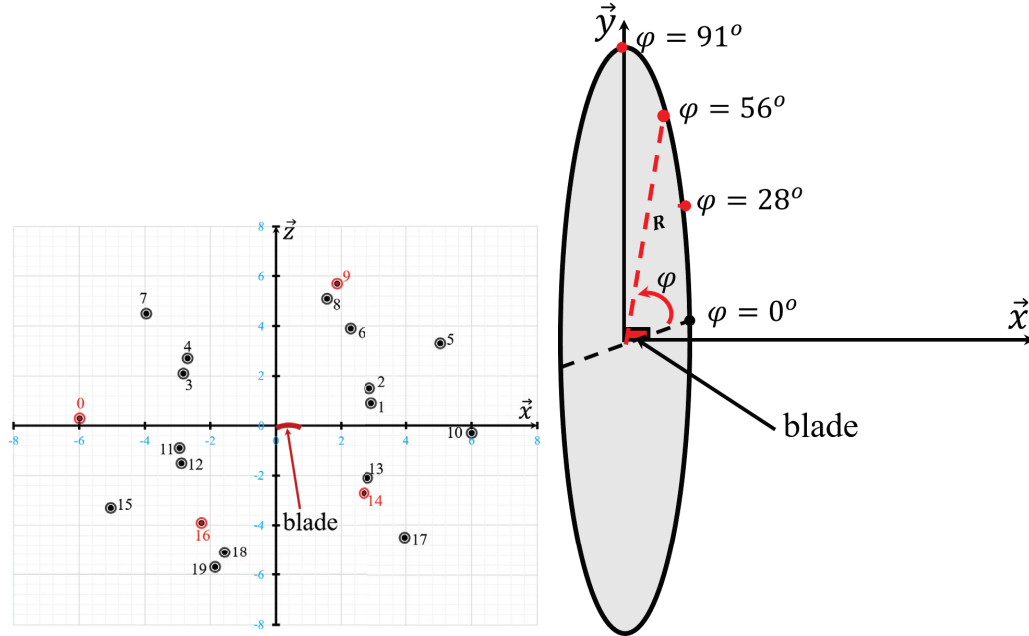


Figure 6.3 Isocontour Q-criterion from $0 s^{-1}$ to $1000 s^{-1}$

Once the calculation is converged, the wall pressure fluctuations on the the blade is saved at time interval $\Delta t_{acoust} = 10\Delta t_{CFD}$. $N = 2500$ samples of the pressure fluctuations are then the input data of both POD and SVD methods. Thus, the sound pressure, the correlation matrix and the modes are calculated for receivers placed on a sphere of radius R around the source according to the ISO 3745 standard [85]. The distance R is such that the far field hypothesis is verified (*i.e.* $kR \gg 1 \gg k\ell$ where ℓ is a characteristic length of the source and $k = 2\pi f_c/c$ the wave number based on the smallest cut-off frequency, $f_c = 50$ Hz. ℓ and f_c are given by the set of specification). For this investigation $N_{obs} = 20$ receivers are placed on the sphere of radius $R = 6 m$ encompassing the source (blade). Figure 6.4a represents the projection of the receivers in the plane passing through the origin and normal to the flow plane (*i.e.* \vec{y} -axis). To better see the directivity of the radiation of the blade, 50 receivers are placed along a circle of the same origin and the same radius as the

sphere. The circle is in the plane perpendicular to the chord of the blade (ie in the plane (\vec{y}, \vec{z})). The 50 receivers are identified by their polar coordinates (R, φ) . The angular origin is from the \vec{z} axis. The positions of these 50 receivers are illustrated in Fig. 6.4b.



(a) Receivers projection in the plan (\vec{x}, \vec{z}) (b) Receivers position on the circle

Figure 6.4 Receivers positions

6.5.1 POD analysis and interpretation

The application of the POD method on a stationary blade in a channel aims to minimize the necessary number of modes to understand the most radiant zones of the blade interaction with the turbulent flow. The POD principle of the is to search an orthonormal basis of the set of elementary sources from the spatial discretization of the surface of the source. Then, of finding on the main axes, the elementary sources which are the most important components in absolute value.

Indeed, Figure 6.5 presents the accumulated acoustic energy of the q first modes (Eq. 6.11) at receivers $\varphi = 0$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$ and $\varphi = 91^\circ$. One observes that the 10 first eigenvectors capture 99.60% of the total acoustic energy whatever the receivers. As a consequence these 10 eigenvectors could then be employed for the reconstruction of the total loading noise. This leads to a reduction in the number of modes (from $q = m = 30400$ to $q = 10$) to be analysed to identify the most noisiest zones.

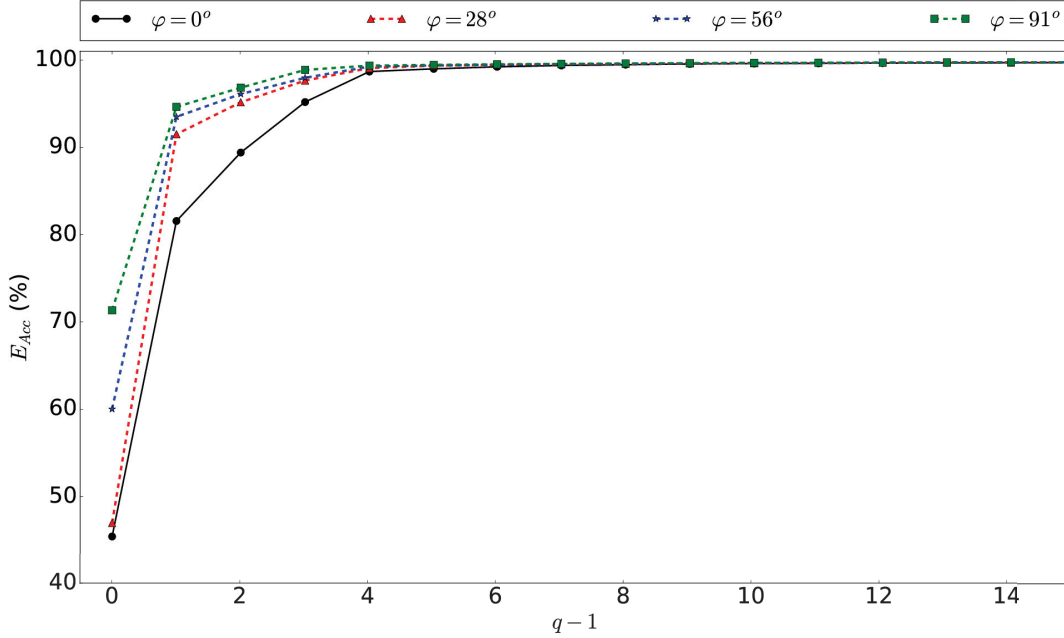


Figure 6.5 POD percentage accumulated acoustic energy (eigenvalues, Eq. 6.11) of the first q modes divided by the total energy of all modes for receivers $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$ and $\varphi = 91^\circ$

For example, Figure 6.6 shows the temporal evolution of the sound pressure of the loading noise reconstructed with $q = m$ (Eq. 6.1) and Eq. 6.9) and $q = 10$ (Eq. 6.12) at receivers $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$ and $\varphi = 91^\circ$. Acoustics pressures constructed with the 10 first modes (Eq. (6.12)) of each receiver are in accordance with the reference acoustic pressure (Eq. 6.1). Indeed, the maximum relative error equals 1.7% at receiver $\varphi = 91^\circ$. The relative error remains less than 0.1% for the other receiver.

One observes also that the temporal evolution of the sound pressure depends of the receiver location (Fig. 6.6). This characterizes the directivity of radiation. It result in while the POD is dependent of the receiver. This is demonstrated by the variation in acoustic pressure amplitudes depending on the receiver (Fig. 6.6). For example, the maximum amplitude of sound pressure is almost equal to 0 for the $\varphi = 0^\circ$ receiver, and is equal 4×10^{-3} Pa for the receiver $\varphi = 91^\circ$.

Indeed, consider the receivers of the Fig 6.4b. We calculate the mean quadratic sound pressure with all modes (Eqs. 6.2 or 6.10) and with 10 first dominant modes (Eq. 6.13). First, we note that the acoustic radiation is dipolar (Fig. 6.7). The lowest calculated sound pressure is noticed for receivers located at $\varphi = 0^\circ$ and $\varphi = 180^\circ$. While the most important radiations are for receivers at $\varphi = 90^\circ$ and $\varphi = 270^\circ$ (Fig. 6.7). Therefore, is an agreement with the directivity defines by Farassat [52]. According Farassat formulation (Eq. 6.1), the

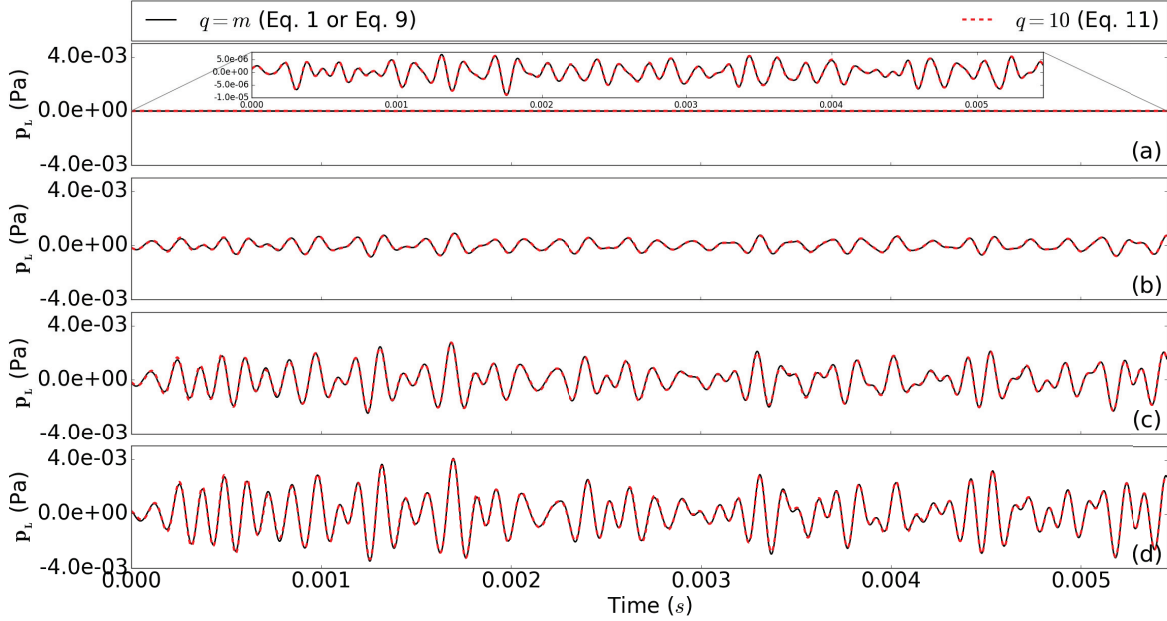


Figure 6.6 Comparison between total loading noise ($q = m$) and loading noise reconstruction using the first 10 eigenvalues at receivers : (a) $\varphi = 0^\circ$, (b) $\varphi = 28^\circ$, (c) $\varphi = 56^\circ$ and (d) $\varphi = 91^\circ$

directivity is characterized by the projection of normal of the blade in the source-receiver direction ($\vec{n} \cdot \vec{r}$). In this study, the blade normal is in the plane (\vec{x}, \vec{z}). For one receiver in this plane (e.g., φ equals 90° or 270°), $\vec{n} \cdot \vec{r}$ is 1. In contrast, the receivers of the plane (\vec{y}, \vec{z}) in which $\vec{n} \cdot \vec{r}$ is 0.

In addition, the two curves of the mean quadratic sound pressure are similar since the relative error is 3% (Fig. 6.7). This confirms the analysis of the reconstruction of sound pressure with the 10 first most important modes (Fig. 6.6). Consider each term of the mean quadratic sound pressure (Eq. 6.13). We note that the contribution of the modes does not respect the order of the POD (Fig. 6.5 and 6.8). For example considering receiver $\varphi = 91^\circ$ the contribution of the mode 1 is greater than the one from mode 0 even if the latter accumulates 71% of the energy while only 23% for mode 1 (Fig. 6.5). This contradiction is due to the phase shift of the components of a even eigenvector in calculating the mean quadratic sound pressure (Eq. 6.13). Thus it is necessary to classify the modes in order of importance when calculating either the mean quadratic sound pressure or the acoustic power. Thus, the reclassification of the modes were grouped for each receiver in the Table 6.1.

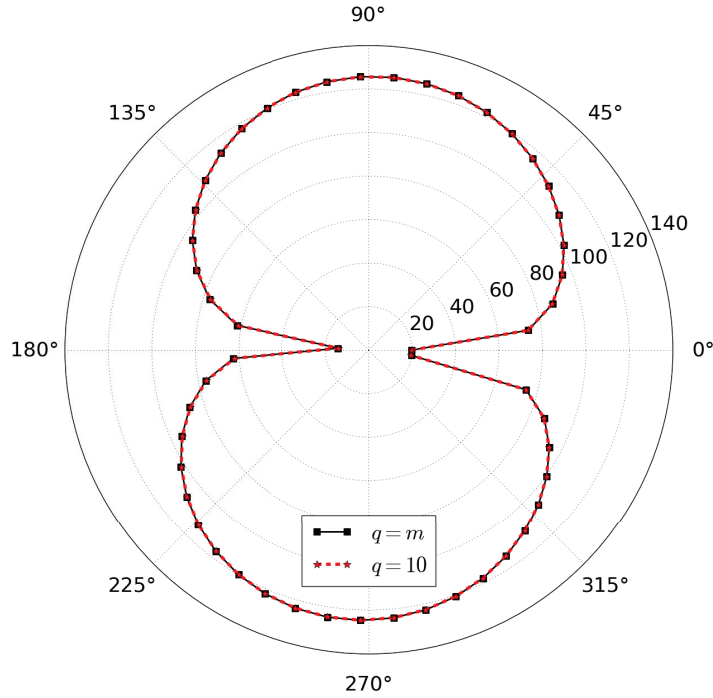


Figure 6.7 Directivity estimation in dB between mean quadratic sound pressure ($q = m$) and mean quadratic sound pressure using the first 10 eigenvalues at receivers of the Fig. 6.4b

Tableau 6.1 Classification of modes according to their contribution to the calculation of the mean square acoustic pressure

Receivers	Eigenvalues			
$\varphi = 0^\circ$	1	2	0	3
$\varphi = 28^\circ$	0	3	1	2
$\varphi = 56^\circ$	1	2	0	4
$\varphi = 91^\circ$	1	2	0	9

Therefore, one considers the reconstructed sound power (Eq. 6.14) with $q = 10$ and $q = 5$. As shown in the Table 6.2, the relative error of the acoustic power of the 5 first modes (Eq. 6.14) with respect to all modes (Eq. 6.3) is low and even lower with the 10 first modes (Eq. 6.14). This confirms that all the useful acoustic information that is needed here is contained in the first 10 modes.

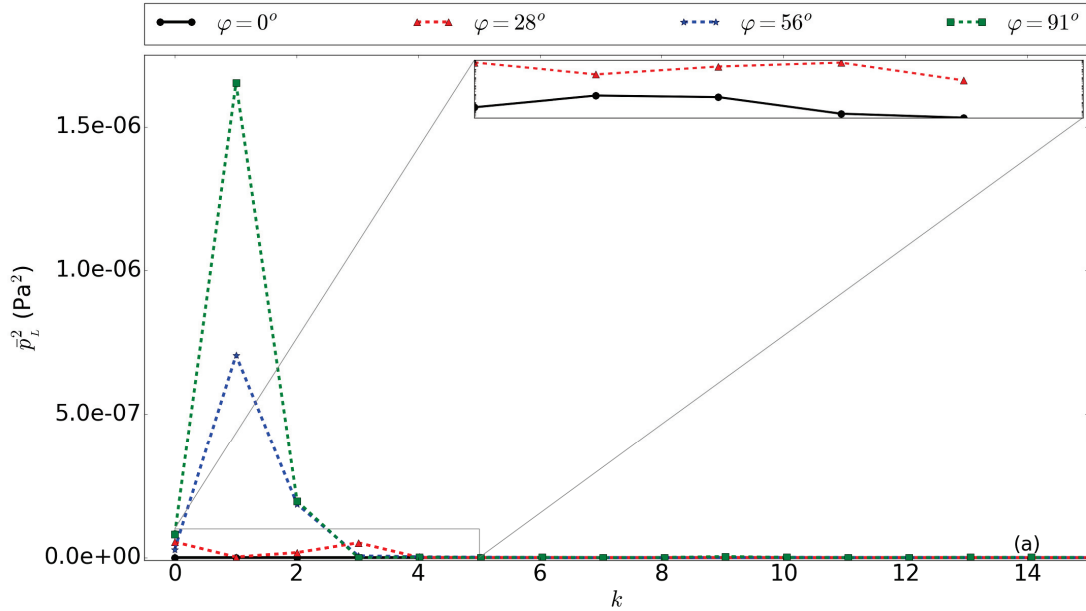


Figure 6.8 Mean quadratic sound pressure (product of eigenvalues and sum of the components of the eigenvector, Eq. 6.13) for each of the 15 first modes of receivers $\varphi = 0^\circ$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$ and $\varphi = 91^\circ$

Tableau 6.2 Results of the sound power reconstructed with POD and relative error

	Eq. (6.3)		Eq. (6.14)	
	$q = m$	$q = 5$	$q = 5$	$q = 10$
P(dB ref 10^{-12} W)	54.44	54.27	54.27	54.35
Err(%)	0	0.3	0.3	0.16

It is possible to project onto the blade surface the eigenvectors that contribute the most on the acoustic power. Since, the quadratic mean pressure is proportional to the sound power (Eqs. 6.13 and 6.14). For example, when considering receivers $\varphi = 0$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$, and $\varphi = 91^\circ$, one observes that the POD method highlights the trailing edge as the region characterized by a great amplitude of the component $\vec{\phi}_k$ whatever the side of the blade (Figs. 6.9 and 6.10). The other regions of the blade does not seem to be concerned by such amplitudes. Hence mode 2 for receivers $\varphi = 0^\circ$, 56° , and 91° , and mode 3 for receiver $\varphi = 28^\circ$, highly contributes to the acoustic power. The same observation is made for modes 3, 2, 4 and 9 for receivers $\varphi = 0$, $\varphi = 28^\circ$, $\varphi = 56^\circ$, and $\varphi = 91^\circ$ respectively (last column of Figs. 6.9 and 6.10).

These previous observations are in agreement with the Q-criterion distribution (Fig. 6.3) since according to this parameter the turbulence is high near the trailing edge. The high

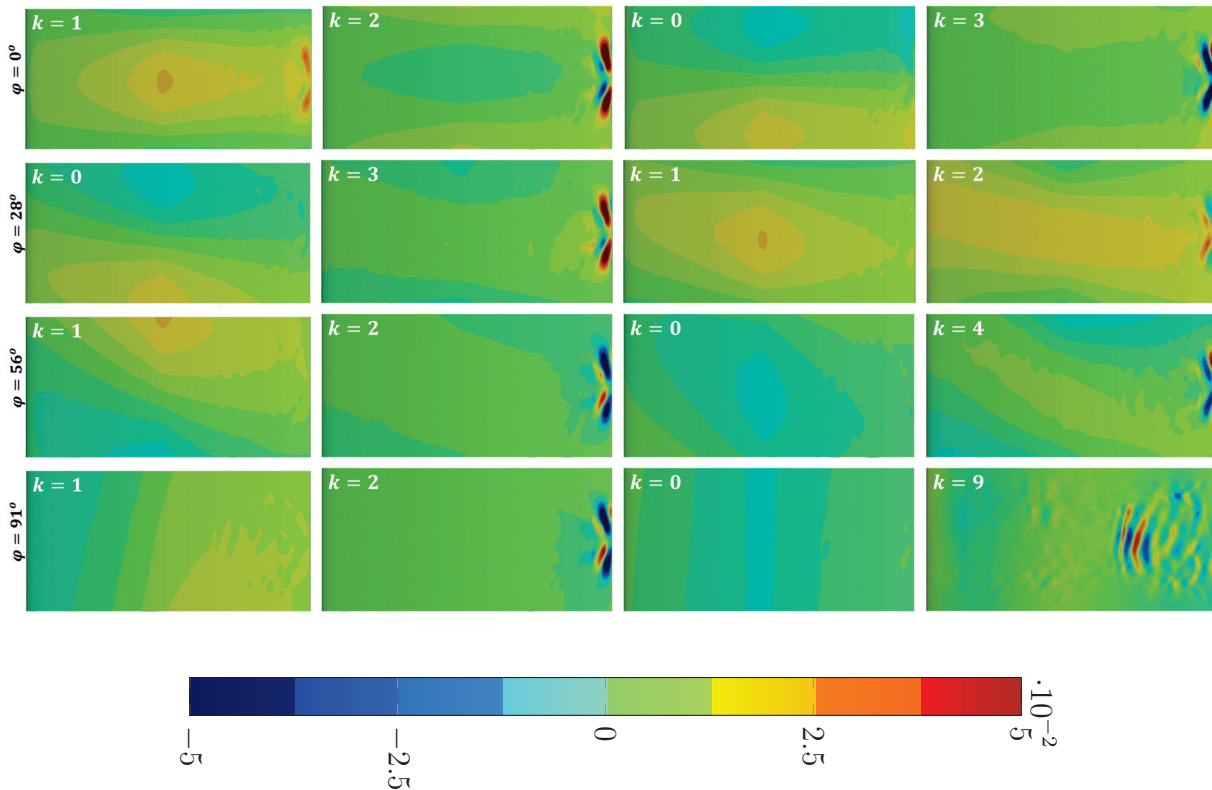


Figure 6.9 Mapping POD eigenvectors $\Phi_k(\vec{y})$ on the overpressure side of the blade according to the provisions the values of Table 6.1 : line 1, receiver $\varphi = 0^\circ$; line 2, receiver $\varphi = 28^\circ$; line 3 receiver $\varphi = 56^\circ$; line 4 receiver $\varphi = 91^\circ$ and columns rank from most to least important modes from left to right.

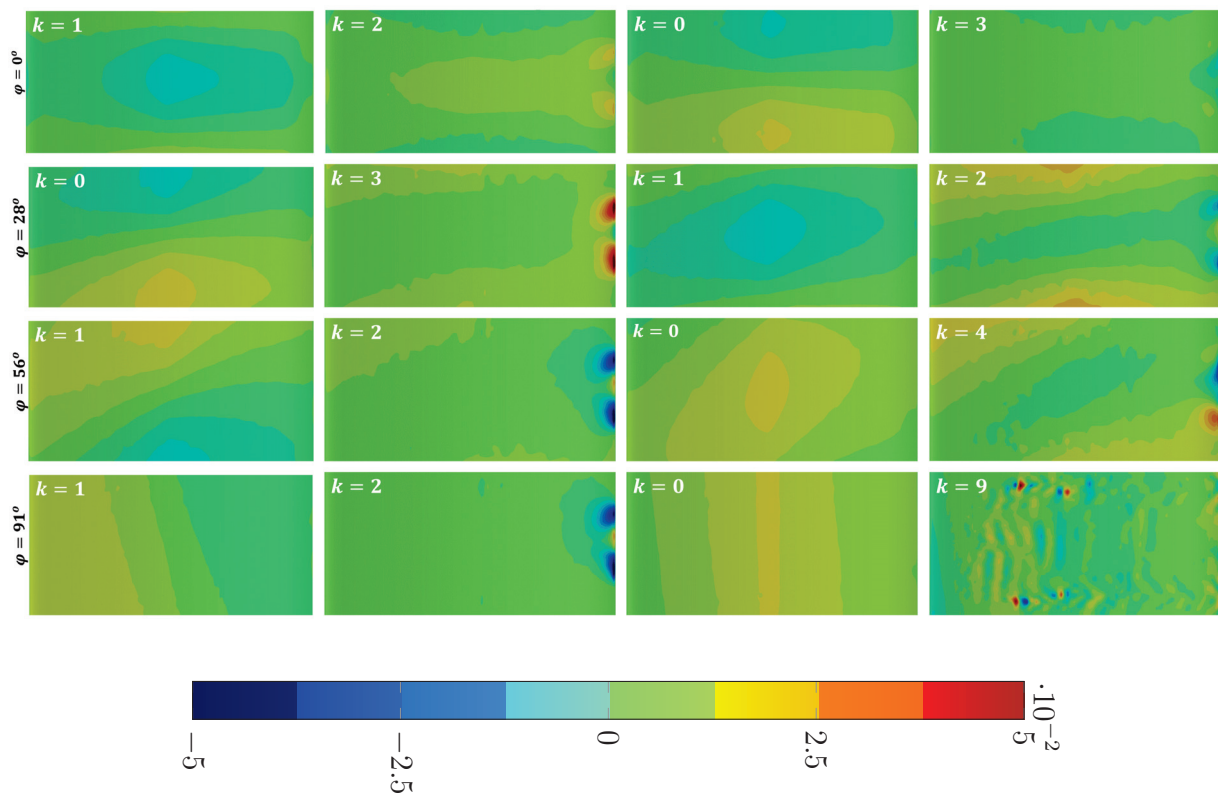


Figure 6.10 Mapping POD eigenvectors $\Phi_k(\vec{y})$ on the under-pressure side of the blade according to the provisions the values of Table 6.1 : line 1, receiver $\varphi = 0^\circ$; line 2, receiver $\varphi = 28^\circ$; line 3 receiver $\varphi = 56^\circ$; line 4 receiver $\varphi = 91^\circ$ and columns rank from most to least important modes from left to right.

velocity and pressure fluctuations in this region would therefore make this region as responsible for the loading noise.

It was shown here that one can reconstruct both the radiated sound pressure and the sound power with only few POD modes. Instead of using all the modes proposed by the POD method (i.e, $m = 30400$), using only the 10 first dominant POD modes were sufficient . In addition, the dipole character of the blade of radiation is noticed. The mapping of the major eigenvectors for several receivers have demonstrated that the trailing edge is the most radiating region due to the high level of turbulence.

6.5.2 SVD analysis and interpretation

As the POD, the SVD decomposition methods based on CFD calculations and acoustic analogies were applied to identify the zones on stationary blade in a channel that contribute the most to the sound power radiated in subsonic regime. From SVD, radiated sound power and pressure can be recovered using only the first few modes.

Figure 6.11 represents the acoustic energy that the accumulate q first modes divided by the total energy (Eq. 6.11). It emerges that 99.90% of total acoustic energy is contained within the 10 modes first. This causes a reduction in the number of modes to be analysed to understand the noisiest zones of the blade. The reconstructed sound power (Eq. 6.17) using the 10 first modes only is given in Table 6.3 and is compared with the one predicted using all the modes. The relative error equals 0.43%.

As previously for the POD method the most energetic eigenvalues do not necessarily

Tableau 6.3 Results of the sound power reconstructed with SVD and relative error

	Eq. (6.3)	Eq. (6.17)
	$q = m$	$q = 10$
P(dB ref 10^{-12} W)	54.44	54.20
Err(%)	0	0.43

contribute the most to the reconstruction of the acoustic power. It can be noticed that the modes numbers 6, 10, 4, and 9 in order of their importance are the most contributor (Fig. 6.12).

In addition, the acoustic power estimated with only the mode 6 equals 1.15×10^{-7} W (i.e., 50.6 dB) representing 93% of the total acoustic power. When adding the contribution of the mode 10 to the one given by mode 6, 96% of the total acoustic power is recovered.

Thus the number of mode to be analysed to comprehend the most radiant zones of the blade regardless of the receiver pass from $m = 30400$ modes to tow modes (modes 6 and 10).

As for the POD method, it is possible from the Singular Value Decomposition to map

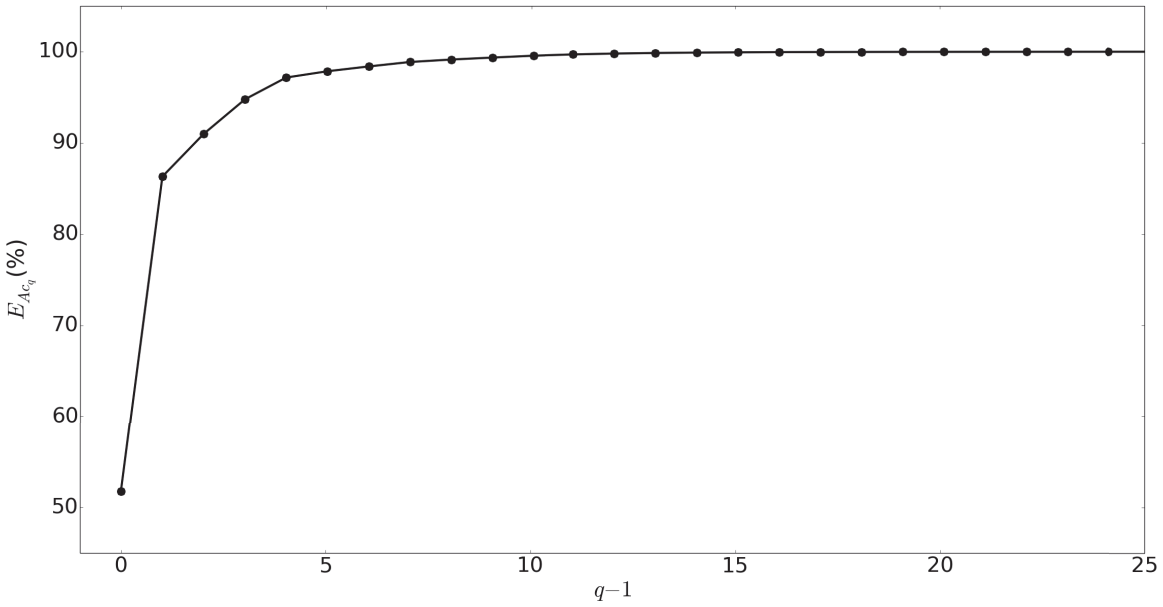


Figure 6.11 SVD percentage accumulated acoustic energy of the first q modes E_{Ac_q} divided by the total energy of all modes

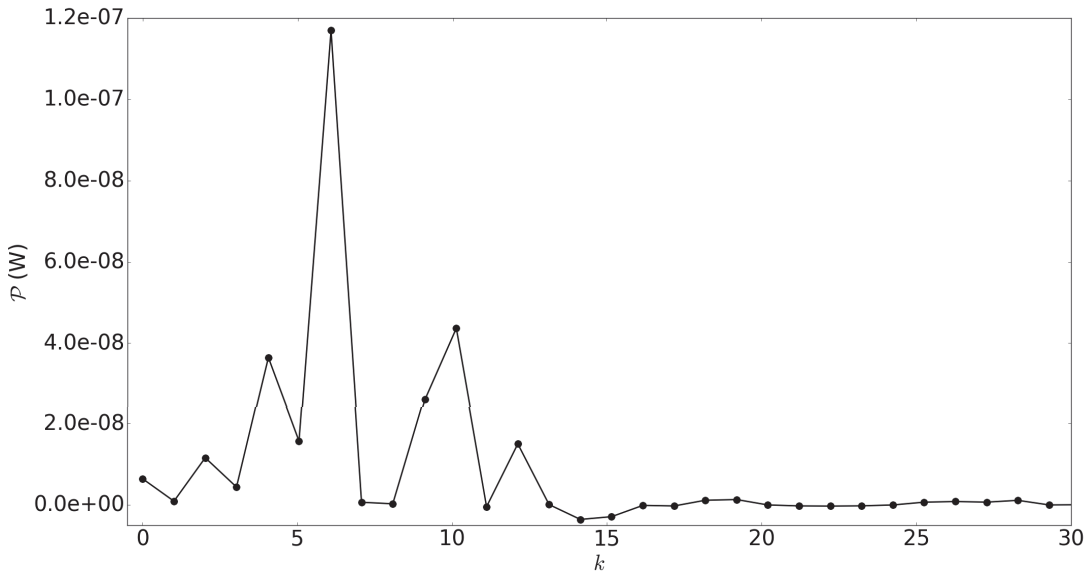


Figure 6.12 SVD acoustic power radiated by each mode

the right eigenvectors \vec{V}_k of these four main modes (i.e., mode number 6, 10, 4, and 9) on the blade surface as shown in Fig. 6.13. One notices that the amplitude for mode 6 is quite homogenous along the surface. This must be due as it was mentioned before to the turbulence that develop quite homogenously in the blade region and the entire surface contributes therefore equally on the loading noise. When considering this time the

distribution for mode 10 one observes that the trailing edge is characterized by greater amplitudes what is in accordance with the strong intensification of the turbulence in this region as shown by the Q-criterion (Fig. 6.3). As a consequence this region participates greatly to the acoustic power through the mode 10.

As a consequence, from this observation, one could expect that the radiated sound power could be reduced by a proper modification of the blade geometry, or surface treatment, in these regions. This conclusion is yet to be validated in future work.

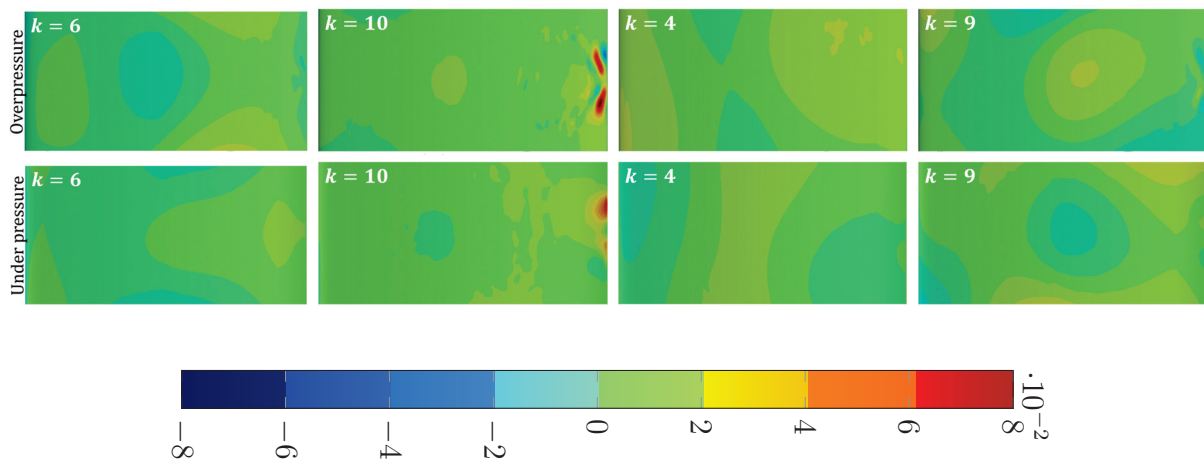


Figure 6.13 Mapping SVD eigenvectors on the overpressure and under-pressure side of the blade : line 1, overpressure side; line 2, under-pressure side and columns rank from most to least important modes.

6.6 Conclusion

A CFD calculation were performed using OpenFoam in order to estimate the wall pressure fluctuations on the surface of a blade located in a channel. The loading noise was then evaluated from the FW&H acoustic analogy and decomposed using both POD and SVD methods. It is observed that the sound power and the radiated pressure are recovered from these two methods even if only few modes are considered. In the configuration to be studied here 10 POD modes or 1 SVD mode are sufficient to predict the radiated sound pressure. Whatever the approach, the trailing edge of the blade is distinguished. So, an acoustic treatment or a geometrical modification of this zone can influence the blade acoustic radiatind.

However the POD approach gives information about the directivity of the source what is no more the case when using the SVD approach. As a consequence this latter would be employed when a noise decrease is wanted no matter the direction of the sound. On the contrary if a decrease is preferred in one particular direction the POD method should be preferred this time.

Acknowledgements

This work was supported by Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (N.S.E.R.C.). The authors wish to thank for their help Compute Canada-Sherbrooke.

CHAPITRE 7

APPROCHES NUMÉRIQUES D'IDENTIFICATION DES ZONES ACOUSTIQUES D'UNE SOURCE EN MOUVEMENT SUBSONIQUE : Pale de ventilateur centrifuge

7.1 Avant propos

Auteurs et affiliations :

- Tenon Charly KONE, étudiant au doctorat, Université de Sherbrooke, Faculté de Génie, Département de Génie Mécanique, GAUSS.
- Yann MARCHESSE, Enseignant chercheur, Université de Lyon, ECAM Lyon, LabECAM, France.
- Raymond PANNETON, professeur, Université de Sherbrooke, Faculté de Génie, Département de Génie Mécanique, GAUSS.

Date de soumission : Octobre 2016

Revue : Springer International Publishing AG

Contribution au document

Cet article contribue à la thèse en adaptant les méthodes d'identification numérique du bruit des charge par les approches POD et SVD aux sources en mouvement subsonique : Exemple d'une pale de ventilateur centrifuge.

Résumé en français

Cet article examine la capacité à la fois des approches POD et SVD pour identifier les zones sur la surface d'une source (pale de ventilateur) en mouvement subsonique qui contribuent le plus à la puissance acoustique rayonnée. La méthode de calcul de la dynamique des fluides (CFD) du code open source OpenFoam est utilisée comme une première étape pour évaluer le champ de pression à la surface de la pale en mouvement subsonique. Les fluctuations de ce champ de pression permettent d'estimer à la fois le bruit de chargement et la puissance sonore qui est rayonnée par la pale basée sur l'analogie acoustique de Ffowcs Williams et Hawkings (FW&H). Dans une deuxième étape, le bruit de chargement estimé est également utilisé tant pour les approches POD et SVD. On remarque que la puissance sonore reconstruit par les deux dernières approches lorsque, se fondant uniquement sur les modes acoustiques les plus importants est similaire à celle prédite par l'analogie de FW&H. On remarque aussi que la contribution des modes dans le calcul de la puissance acoustique rayonnée n'est pas nécessairement dans l'ordre croissant apparaissant dans la décomposition. De plus les modes de la SVD les plus rayonnants sont visualisés sur la surface de la pale en mettant en évidence leurs emplacements. Il est alors prévu que cette identification est utilisée comme guide pour la conception et la forme de la surface de la pale pour réduire le bruit rayonné.

Numerical approach for possible identification of the noisiest zones on the surface of a centrifugal fan blade

1. *GAUS Department of Mechanical Engineering, Université de Sherbrooke, QC J1K2R1, Canada.*
2. *Université de Lyon, ECAM Lyon, LabECAM, 40 Montée St-Barthélemy, 69321 Lyon Cedex, France.*

7.2 Abstract

This paper examines the capability of both the Proper Orthogonal Decomposition (POD) and the Singular Value Decomposition (SVD) to identify the zones on the blade surface of a centrifugal fan that contribute the most to the sound power radiated by moving blades. The Computational Fluid Dynamics (CFD) OpenFoam source code is used as a first step to evaluate the pressure field at the surface of the blade moving in a subsonic regime. The fluctuations of this pressure field with time make it possible to directly estimate both the loading noise and the sound power that is radiated by the blade based on an acoustic analogy of Ffowcs Williams and Hawkings (FW&H). In a second step, the estimated loading noise is used also for evaluating the radiated sound power from both the POD and the SVD approaches. It may be noted that the reconstructed sound power by the two latter approaches, when relying solely on the most important acoustic modes, is similar to the one predicted by the FW&H analogy. It is also noted that the contribution of the modes in the radiated sound power is not necessarily in the ascending order appearing in the decomposition (i.e., in descending order of energy). Moreover the most radiating SVD modes are mapped on the blade surface for highlighting the location of the most contributing zones to noise. It is then expected this identification to be used as a guidance to design and shape blade surface for reducing its radiated noise.

7.3 Introduction

When considering centrifugal fans, the acoustic noise due to the interaction between the turbulent flow and the moving surfaces cannot be ignored since the radiated noise level is generally a quality criterion. Furthermore, reducing the production costs, while maintaining good performances and low noise, is a major challenge for the engineers. Unfortunately, there is no general solution to this compromise, and each fan configuration needs an in-depth design analysis. Therefore, experimentally or numerically case by case analyzes are usually employed to reduce the sound radiated by fans and compressors [44, 68]. In this context, it is difficult to identify and to characterize the zones on the blade surface that contribute the most to the radiated sound power. The present investigation aims to study the ability of a method to overcome this difficulty. This latter is based on the combination of the acoustic analogy of Ffowcs Williams and Hawkings (FW&H) [57] and the use of the Proper Orthogonal Decomposition (POD) [106] or the Singular Value Decomposition (SVD) [13].

The POD method is a particularly efficient data analysis method for studying complex

physical systems. It was introduced in fluid mechanics by Lumley in 1967 to identify and to extract coherent turbulent flow structures [106]. Its use in acoustics begin in 1974 with Arndt and George [5] with a view to link the radiated noise to the fluctuating velocity modes in the Lighthill tensor [5]. Since then, only few studies were made [6, 40, 41, 62, 75] and most of them dealt with flow noise based on fluctuating velocity decomposition (e.g. : jet noise). Few of these studies addressed the noise generated by the interaction between turbulent flow and solid walls. As for SVD, it is generally used to search for the propagation operators, such as the Green function [13, 125], or to solve inverse problems in acoustics [66, 67, 119, 120]. To the author's knowledge, SVD has not yet been used so far to locate radiating areas on a moving surface due to its interaction with flow.

In the light of the previous works, this research applies the POD and SVD methods to the problem of aeroacoustic noise generated by the interaction of a moving blade and a turbulent flow in a centrifugal fan. The objective is to establish a link between the decomposition modes (of POD or SVD), and the noisiest areas of the blade. The methodology relies on a three-step methodology. (i) Modeling the internal flows of the centrifugal fan by the Large Eddy Simulation (LES) [33, 45] method. OpenFoam extend 3.2 [122] software is used. The objective is to estimate the wall pressure fluctuation of the blade. (ii) Use the previous wall pressure fluctuation of the blade to estimate the loading noise from a FW&H analogy [52, 57] adapted to a moving source. (iii) Finally, use the POD and SVD to extract the most important acoustic modes and to visualize them, for identifying the most radiating zones in the blade surface.

The paper is organized as follows. First, the estimation of the acoustic field based on FW&H analogy is introduced. Both the POD and SVD methods are then developed. Finally, an application is realized using a moving blade.

7.4 Theory

7.4.1 Geometry of the problem

The problem under consideration is schematically depicted in Figure 7.1. It consists of centrifugal fan made of a rotor, an inlet stator, and an outlet stator. The rotor is made of a given number of blades. When the rotor is functioning, the interaction between the flow and the blades generates noise. Since the geometry of the fan is periodic, a periodic model with only one blade being studied in the forthcoming developments and calculations. Moreover, it will be assumed that the radiated sound power is calculated only for the

blade placed in a free field. This will simplify the analysis since acoustic reflections with the stator's walls will not be taken into account in the calculated sound power.

7.4.2 Estimation of the acoustic field (FW&H analogy)

As discussed previously, the configuration under study is a rotating blade radiating noise in a free acoustic field. The tip tangential velocity is such that the flow is subsonic. The thickness of the blades is considered as null and only the loading noise (p_L) generated by the fluctuating wall pressure on the blade is therefore investigated in the following. To alleviate the computation time problem, Formulation 1A proposed by Farassat [52] can be used. In this approach, the receiver time derivative in Formulation 1 [52] is transformed into retarded time derivative. This has also the great advantage of permuting the time derivative and the space integration. For the case where both the source and the receiver are not moving, and the propagation medium is at rest, the Farassat Formulation 1A [52] in far field (i.e., when $r \gg \lambda \gg D_{ext}$, where λ is the wavelength, and D_{ext} the characteristic size of the fan) becomes :

$$p_L(\vec{x}, t) \simeq \frac{1}{4\pi} \int_{f(\vec{y}, \tau)=0} \left[\frac{\dot{\ell}_r}{cr(1-M_r)^2} + \frac{\ell_r \dot{M}_r}{r(1-M_r)^3} \right] dS \quad (7.1)$$

where S is the source surface (i.e., blade's surface), $r = \|\vec{r}\| = \|\vec{y} - \vec{x}\|$ is the distance between the source position \vec{y} on the blade's surface and the receiver position \vec{x} , c is the speed of sound of the acoustic medium at rest, $\ell_r = -p\vec{n} \cdot \vec{r}/r$ with \vec{n} is the unit normal vector to the blade's surface, p is the wall pressure fluctuation of the blade's surface obtained by CFD calculation. \vec{M} is the Mach vector number with $M_r = \vec{M} \cdot \vec{r}/r$, and $[\bullet]_\tau$ indicates that all the integrands should be evaluated at the retarded time $\tau = t - r/c$, with t the reception time.

As mentioned previously, Formulation 1 proposed by Farassat has the main advantage of avoiding the spatial derivatives, however the receiver time derivative is maintained on ℓ_r and M_r . The implementation of this operation is complex and the computation time increases. To evaluate Eq. (7.1), two computational approaches are available in the literature [23, 56] using either retarded time or advanced time. The latter is usually chosen when the aerodynamic data comes from CFD computations, as in this study. The received acoustic pressure must then be determined, while an irregular receiving time discretization appears despite the regular emission time. An interpolation is thus necessary to obtain the received sound pressure at a regular time step.

The advanced time approach and the Lagrange interpolation are used in this paper. The

calculation of the sound pressure at receiver \vec{x} in the far field and in a free medium allows the calculation of root mean quadratic sound pressure. When considering the loading noise (Eq. 7.1), the mean quadratic sound pressure reads :

$$p_L^2(\vec{x}) = \langle p_L(\vec{x}, t)p_L(\vec{x}, t) \rangle_{T_0} \quad (7.2)$$

where $\langle \cdot \rangle_{T_0}$ is the temporal average over the time period T_0 . Thus, the radiated sound power estimated from far-field microphones (i.e., receivers) located on a spherical surface encompassing the source writes :

$$\mathcal{P} = \int_{S_{\vec{x}}} \frac{p_L^2(\vec{x})}{\rho c} dS_{\vec{x}} \simeq \frac{1}{\rho c} \sum_{\vec{x}} p_L^2(\vec{x}) \Delta S_{\vec{x}} \quad (7.3)$$

where $S_{\vec{x}}$ is the receiving surface, $\Delta S_{\vec{x}}$ is the elementary surface associated with receiver \vec{x} , and ρ is the density of the surrounding fluid medium.

7.4.3 Proper Orthogonal Decomposition

Generally, POD used in aeroacoustics is not based on acoustic analogies. However, in this work, the developed approach is a combination of the POD theory, and the FW&H acoustic analogy limited to the dipole term (i.e., loading noise).

If one considers a dipole located at \vec{y}_i , the sound pressure received at point \vec{x} at time t according to Eq. (7.2) can be written as :

$$p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t) = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\dot{\ell}_r}{cr(1 - M_r)^2} + \frac{\ell_r \dot{M}_r}{r(1 - M_r)^3} \right]_{\tau} \Delta S_{\vec{y}_i} \quad (7.4)$$

where $\Delta S_{\vec{y}_i}$ is the i -th elementary surface of the source located at \vec{y}_i . Here, this elementary surface comes from the discretization of the blade's surface for the LES calculation.

Since the sound pressure received at one point corresponds to the contribution of all the dipoles located on the blade's surface, two matrices \mathbf{A} and \mathbf{W}_{obs} are defined by :

$$\mathbf{W}_{obs} = \frac{1}{N} \mathbf{A} \mathbf{A}^T \quad (7.5)$$

with

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} p_L(\vec{x}, \vec{y}_0, t_{e_0}) & p_L(\vec{x}, \vec{y}_0, t_{e_1}) & \cdots & p_L(\vec{x}, \vec{y}_0, t_{e_{N-1}}) \\ p_L(\vec{x}, \vec{y}_1, t_{e_0}) & p_L(\vec{x}, \vec{y}_1, t_{e_1}) & \cdots & p_L(\vec{x}, \vec{y}_1, t_{e_{N-1}}) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ p_L(\vec{x}, \vec{y}_{m-1}, t_{e_0}) & p_L(\vec{x}, \vec{y}_{m-1}, t_{e_1}) & \cdots & p_L(\vec{x}, \vec{y}_{m-1}, t_{e_{N-1}}) \end{pmatrix}$$

where t_{e_j} represents the emission time for the dipole source located at \vec{y}_i ($i = 0, 1, \dots, m-1$) at time step j ($j = 0, 1, \dots, N-1$). Each column vector of the matrix \mathbf{A} is the sound contribution of all dipoles at a given reception time, while each row vector represents the sound pressure of one single dipole source along the receiving time.

Matrix \mathbf{W}_{obs} in Eq. 7.5 is the correlation matrix of the sources for receiver \vec{x} . It is symmetric, real, positive definite, and spatial. Its eigenvalues (modes) are thus real, positive, and space dependent. For developing a modal basis for matrix \mathbf{W}_{obs} , let $\boldsymbol{\lambda} = \text{diag}(\lambda_0, \lambda_1, \dots, \lambda_{m-1})$ and $\vec{\Phi} = [\vec{\phi}_0, \vec{\phi}_1, \dots, \vec{\phi}_{m-1}]$, the diagonal matrix of eigenvalues and the matrix of eigenvectors respectively at receiver \vec{x} . Each column $\vec{\phi}_i$ is the eigenvector associated with the eigenvalue λ_i at receiver \vec{x} . Then, for every receiver \vec{x} , the problem to be solved is the following eigenvalue problem :

$$\mathbf{W}_{obs} \vec{\Phi} = \boldsymbol{\lambda} \vec{\Phi} \quad (7.6)$$

Multiplying each member of equation (7.6) to the right by the transpose of the matrix of eigenvectors and, if one considers normalized modes so that $\vec{\Phi} \vec{\Phi}^T = \mathbf{I}$, the expression for the correlation matrix is given by :

$$\mathbf{W}_{obs} = \sum_{k=0}^{m-1} (\lambda_k \vec{\phi}_k) \vec{\phi}_k^T \quad (7.7)$$

The correlation matrix \mathbf{W}_{obs} is then written as a sum of independent matrices defined as spatial autocorrelation patterns with proper modes as components. Since the eigenvectors form an orthonormal basis of the source space, $p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t)$ can be written as :

$$p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t) = \sum_{k=0}^{m-1} \alpha_k(t) \Phi_{k,i} \quad (7.8)$$

where $\alpha_k(t) = \alpha_k(\vec{x}, t) = \sum_{i=0}^{m-1} p_L(\vec{x}, \vec{y}_i, t) \Phi_{k,i}$ are the temporal modal amplitudes or the projection coefficients on the modal basis. $\Phi_{k,i} = \phi_k(\vec{x}, y_i)$ is the i -th component of the k -

th eigenvector $(\vec{\phi}_k)$. Thus, coefficients are the root mean quadratic of the acoustic pressure projected on the $\Phi_k(\vec{y})$ axis in the source space (i.e., the blade). According to the theory of Mercus [114], the projection coefficients form an orthogonal basis of the temporal space and its root mean square $\langle \alpha_k(t)\alpha_k(t) \rangle_{T_0}$ corresponds to the eigenvalue λ_k . The eigenvalues represent the square of the sound pressure projected on the $\Phi_k(\vec{y})$ axis in the source space. Is deduced of the equations (7.1) and 7.8), the total sound pressure from the loading noise radiated to the receiver \vec{x} at time t .

$$p_L(\vec{x}, t) = \sum_{k=0}^{m-1} \left(\alpha_k(t) \sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right) \quad (7.9)$$

Substituting the loading pressure p_L of Eq. (7.2) by Eq. (7.9), and considering the orthogonality of the eigenvectors, the mean quadratic sound pressure at receiver \vec{x} rewrites :

$$p_L^2(\vec{x}) = \sum_{k=0}^{m-1} \left(\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right)^2 \lambda_k \quad (7.10)$$

In this proper orthogonal decomposition, each mode does not contribute equally to the total quadratic pressure. The latter could then be evaluated only by taking into account the modes that contribute the most. This is reported by the accumulated acoustic energy of the first q modes, E_{Acq} , divided by the total acoustic energy of all modes :

$$E_{Acq} = \frac{\sum_{k=0}^{q-1} \lambda_k}{\sum_{k=0}^{m-1} \lambda_k} \quad (7.11)$$

Once the most contributing modes are identified, the summations in Eqs. (7.3) and (7.10) are limited up to $q - 1$ instead of $m - 1$. Thus, Eqs. (7.9) and (7.10) become respectively :

$$p_L(\vec{x}, t) \simeq \sum_{k=0}^{q-1} \left(\alpha_k(t) \sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right) \quad (7.12)$$

$$p_L^2(\vec{x}) \simeq \sum_{k=0}^{q-1} \left(\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{k,i} \right)^2 \lambda_k \quad (7.13)$$

In the previous equations, the spatial eigenvectors $\Phi_{k,i}$ give information on the acoustic radiation of all dipole sources distributed over the surface S . Thus, considering the eq.

(7.13), the acoustic power defined by Eq. (7.3) becomes :

$$\mathcal{P} \simeq \frac{1}{\rho c} \sum_{\ell=0}^{N_{obs}-1} \left(\Delta S_{\ell} \sum_{k=0}^{q-1} \lambda_{\ell k} \left(\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{\ell k, i} \right)^2 \right) \quad (7.14)$$

where $\Delta S_{\ell} = \Delta S_{\vec{x}}$ is the elementary surface of the ℓ -th receiver, N_{obs} is the number of receivers, $\lambda_{\ell k}$ is the k -th eigenvector of the ℓ -th receiver, and $\Phi_{\ell k, i}$ is the i -th component of the eigenvector associated with the k -th eigenvalue $\lambda_{\ell k}$.

7.4.4 Singular Value Decomposition (SVD)

The SVD makes the sound generation investigation (i.e., the eigenvalues and the eigenvectors resulting from the POD) independent of the receiver \vec{x} . Indeed, a global matrix \mathbf{W}_{SVD} gathering all the correlation matrices \mathbf{W}_k ($0 \leq k < N_{obs}$) of the N_{obs} receivers is built. The global matrix of dimension $(N_{obs} \times m) \times m$ is given by :

$$\mathbf{W}_{SVD} = \begin{bmatrix} \mathbf{W}_0 \\ \mathbf{W}_1 \\ \vdots \\ \mathbf{W}_{N_{obs}-1} \end{bmatrix} \quad (7.15)$$

Here, the receivers are distributed over a sphere of radius R around the source. The radius is large enough so that the far field assumption is verified. The position of the receivers over the sphere is done according to ISO 3745 standard [85].

SVD consists in decomposing the \mathbf{W}_{SVD} matrix in the following form :

$$\mathbf{W}_{SVD} = \mathbf{U} \boldsymbol{\sigma} \mathbf{V}^T \quad (7.16)$$

where $\boldsymbol{\sigma}$ is the diagonal matrix of singular eigenvalues, and \mathbf{U} and \mathbf{V} are the matrices of left and right eigenvectors, respectively. \mathbf{U} accounts for the difference of the acoustic radiation of the sources between receivers, and \mathbf{V} provides the average information of the acoustic radiation of the sources for all receivers. One can show that \mathbf{U} and \mathbf{V} can be obtained by application of the POD on matrices $\mathbf{W}_{SVD}^T \mathbf{W}_{SVD}$ and $\mathbf{W}_{SVD} \mathbf{W}_{SVD}^T$, respectively. By retaining only the first q energetic modes, the expression of the sound power (Eq. 7.3)

based on the SVD can finally be expressed as

$$\mathcal{P} \simeq \frac{1}{\rho c} \sum_{k=0}^{q-1} \left(\sigma_k \sum_{i=0}^{m-1} V_{k,i} \sum_{\ell=0}^{N_{obs}-1} \left(\Delta S_{\ell} \sum_{j=m*\ell}^{m(\ell+1)-1} U_{k,j} \right) \right) \quad (7.17)$$

where σ_k is the k -th eigenvalue of the matrix \mathbf{W}_{SVD} , and $V_{k,i}$ and $U_{k,i}$ respectively represents the i -th component of the right and left eigenvectors associated to the eigenvalue σ_k from the POD method.

7.5 Application

7.5.1 Geometry, spatial discretization and boundary conditions

As introduced earlier, the geometry under consideration is a centrifugal fan made of two stators and one rotor. More specifically, the rotor is made of 22 identical blades with a constant angular position of $\pi/11$ placed around the rotor axis (Fig. 7.1.a). The profile of the blades derived from a NACA5 airfoil profile.

The numerical model to be solved by CFD is simplified due to the periodicity of the fan geometry. Only 1/11th of the geometry is studied as shown in Fig. 7.1.c). At the rotor level, it consists of one blade surrounded by its over and under pressure air channels. Each air channel is limited by the wall of the next blade. As a consequence, the periodic angle equals $\pi/11$. The centered blade is the principal acoustic source of the problem, and the other sources are supposed to be negligible.

The inner and outer radius of the rotor equal $D_{int} = 0.105$ m and $D_{ext} = 1.66D_{int}$, respectively. The thickness of the profile is 0.0017 m, the length of its chord is 0.056 m, and the skeleton shape follows a logarithmic function. The height of the rotor at the inlet equals $b_0 = 0.04$ m, while the heights of the leading edge and trailing edge are $b_1 = 0.034$ m and $b_2 = 0.0177$ m, respectively.

A hybrid mesh of the numerical domain is built using free software Salome. A structured mesh is used for both stators and near the central blade (acoustic source). An unstructured mesh is used elsewhere else. The first layer of cells of the structured mesh at the wall of the central blade is chosen so that the dimensionless wall parameter y^+ nearly equals 1. The first grid points are thus located in the laminar part of the boundary layer. The influence of the size of the cells, located in the rotor domain, on the solution is investigated in the direction of the flow (Δx) and transverse direction (Δz). For this, three meshes are built : coarse, medium, and fine meshes, namely cases 0, 1, and 2. All information about

these meshes are gathered in Table 7.1. For the boundary conditions, An air flow rate of

Tableau 7.1 Discretization parameters of each mesh of the blade and the rest of the rotor

	Discretization parameters			Number of cells	
	blade (source)		rotor		
Case	Δx (m)	Δz (m)	Max size (m)	blade (source)	total
0	0.0010	0.00025	0.00123	22813	462910
1	0.0010	0.00025	0.00064	22813	1118233
2	0.0007	0.00002	0.00064	44972	1381229

$Q = 10$ cfm is fixed to the inlet stator, and a zero pressure is imposed at the exit of the outlet stator (Fig. 7.1.c). The no-slip condition is imposed on both rotor and stator wall surfaces. Periodic boundary conditions are imposed at all periodic coupled boundary faces, i.e., (period_e1, period_e2), (period_r1, period_r2) and (period_s1, period_s2), using cyclicGgi boundary conditions with $ncopie = 11$ following OpenFoam extend notation. Furthermore, interfaces conditions are defined on coupled surfaces (inter_re, inter_er) and (inter_rs, inter_sr) based on overlapGgi boundary conditions with a periodicity angle of $\pm\pi/11$ so that the air flow passes through the three domains. The angular velocity of the rotor equals $\Omega = 2800$ rpm.

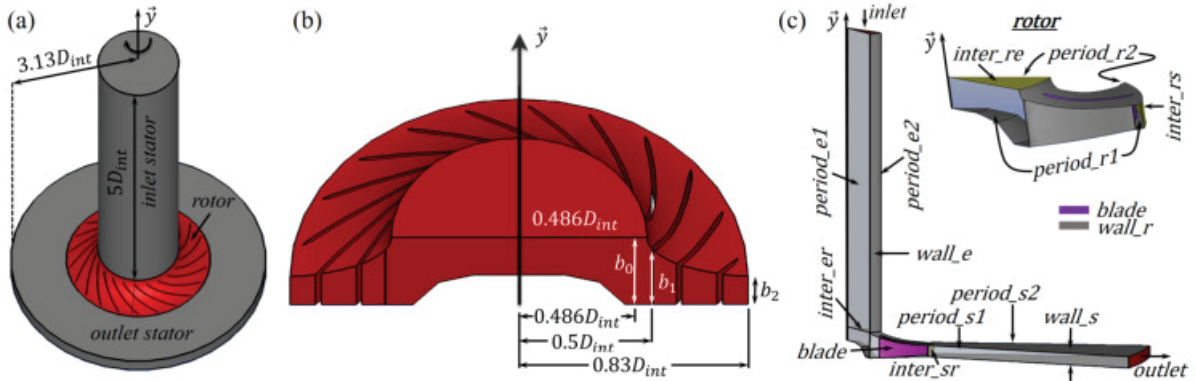


Figure 7.1 Geometry of the centrifugal fan problem under consideration. The \vec{y} -axis is the the axis of rotation. (a) Full geometry. (b) Rotor (c) 1/11th periodic geometry and boundary condition

7.5.2 Governing equations and time discretization

The fluid is pure air and its physical properties are estimated at 25° C ($\rho = 1.2$ kg/m³ and $\mu = 1.831 \times 10^{-5}$ Pa.s). The large eddy simulation method is used to simulate the

internal flow channel with free software OpenFoam extend [122]. The one-equation sub-grid model [45] for the turbulent kinetic energy is used. For the pressure field, the linear system is solved with the iterative PCG method with preconditioning DIC. For the velocity field and turbulent kinetic energy, the BiCGStab method with preconditioning DILU is chosen. The backward second order scheme is used for the temporal resolution with time step $\Delta t_{CFD} = 6.62 \times 10^{-7}$ s for mesh case 0, 5×10^{-7} s for mesh case 1, and 3.5×10^{-7} s for mesh case 2, and for a CFL number lower than 0.2. The scheme Gauss linear is used to calculate the terms of the spatial derivatives. Two months were usually necessary to reach convergence using 48 processors on the super-computer of Compute Canada-Sherbrooke [27].

Once the solution is converged, the wall pressure fluctuations p of the blade (source) is saved periodically at $\Delta t_a = 8\Delta t_{CFD}$ during a full rotation of the rotor. The number of time samples equals $N = 4046$ for case 0, $N = 5357$ for case 1 and $N = 7653$ for case 2. For each case, the pressure fluctuation p is filtered by a bandpass filter to reject frequencies outside the range 50 Hz to 10 kHz. The filtered pressure signal is then employed as the input data of both POD and SVD methods. Thus, the radiated sound pressure, the correlation matrix, and the modes are calculated for the receivers placed on a sphere around the source, as per ISO 3745 standard [85] as discussed in section 7.4.4. For this investigation, $N_{obs} = 20$ receivers are placed on a sphere of radius $R = 6$ m. Figure 7.2 represents the projection of the receivers in the plane passing through the origin and normal to the rotor axis.

7.5.3 POD analysis and interpretation

The filtered pressure signal p obtained in the previous section is now used in the POD method to evaluate the radiated sound pressure p_L at different receivers. First, Eq. 7.9 is used to evaluate p_L with all the m POD modes. Second, Eq. 7.12 is used to evaluate p_L with only the first 10 dominant modes. The comparison is shown in Fig. 7.3 for 4 different receivers. One can observe that both calculations compare well whatever the mesh. The mean relative error between both calculation remains less than 12.5%. Also, as expected, one can observe that both the amplitude and the time where maxima occur depend on the receiver location. From these results, calculations show that 60% of the acoustic energy is reconstructed with the first 10 POD modes. When the radiated sound power is evaluated from Eq. (7.3) or (7.14), the comparison is even better since relative error drops below 1.1% for the three cases.

To conclude on POD, it was shown that one can reconstruct the radiated sound pressure

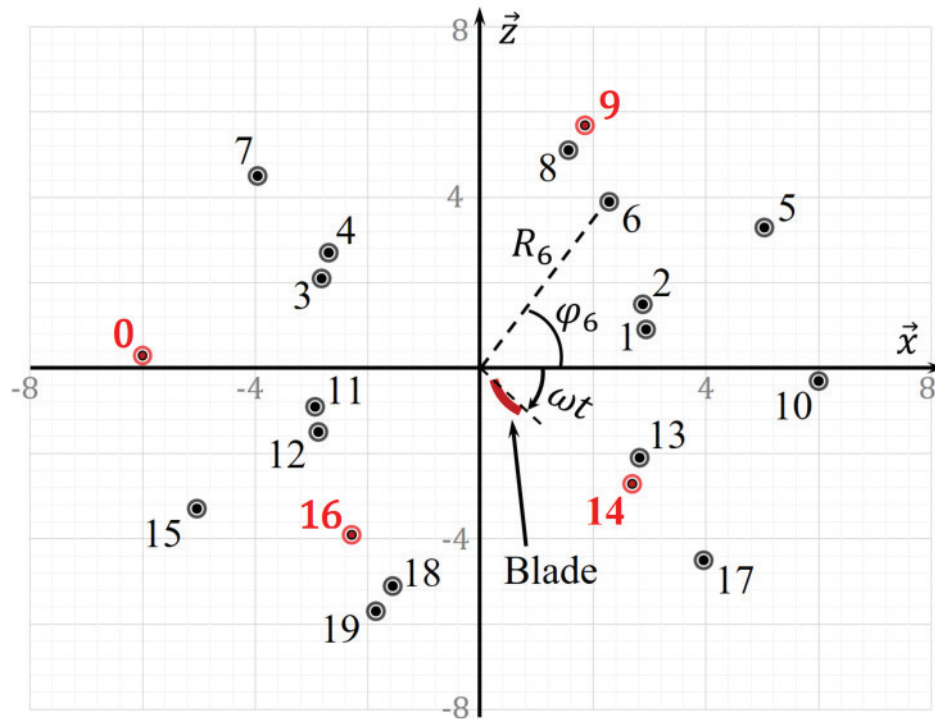


Figure 7.2 Position of the receivers in the plane passing through the origin and normal to the rotor axis \vec{y} with $\omega = 2\pi\Omega/60$ as per ISO 3745 standard [85]

and sound power with only the first few POD modes of the problem. For the studied case, instead of using all the sources \vec{x} on the blade's surface (or all m POD modes), only the 10 first dominant POD modes were sufficient (for information, here $m = 22813$ for cases 0 and 1, and $m = 44972$ for case 2).

7.5.4 SVD analysis and interpretation

Figure 7.4 shows the contribution of each SVD mode in the evaluation of the acoustic power from Eq. (7.17). It appears that SVD modes 0 and 1 for cases 0 and 1, and 0 and 2 for case 2, have a significant contribution in the acoustic power. One can observe that the mode number associated to the second most significant mode is different for case 2 compared to cases 0 and 1. However, even if they are not at the same mode number for a given mesh case, their mode shapes are the same as it will be shown later in the mapping of the modes on the blade's surface. In contrast with the results obtained from POD, the major part of the acoustic energy is now captured by only two modes. As a consequence, when estimating the radiated sound power using Eqs. (7.3) and (7.17), respectively based on all SVD modes and only the above 2 modes, relative error equals 0.62% for cases 0 and 2, and 1.1% in case 1.

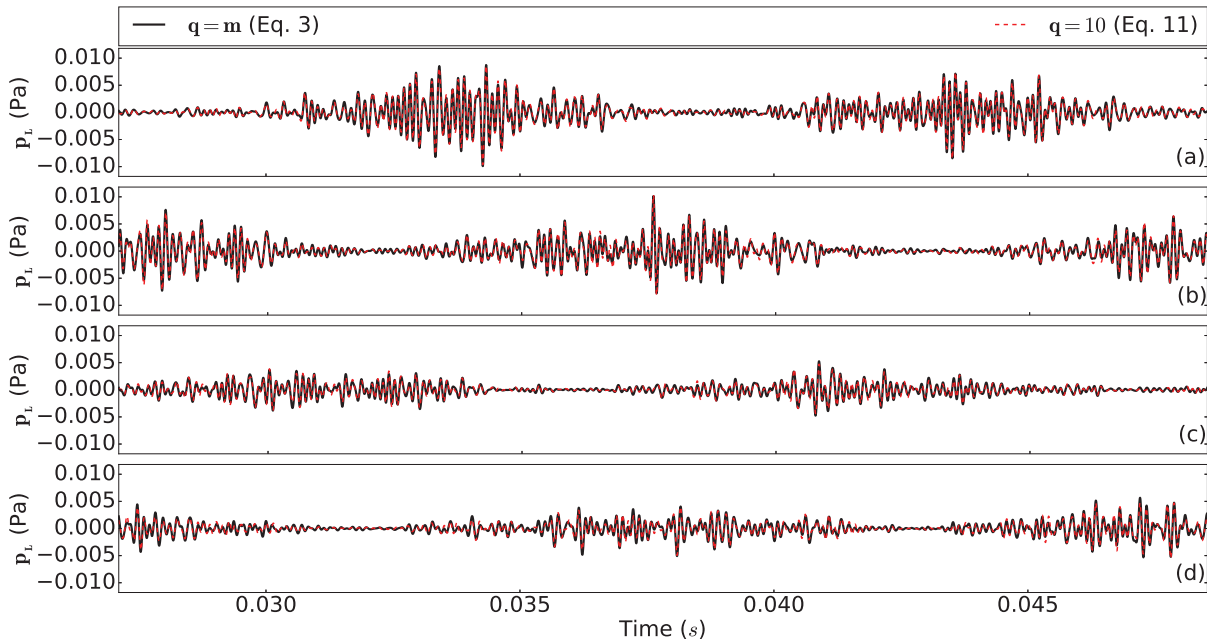


Figure 7.3 Load noise pressure with all POD modes (Eq. 7.9) and with the 10 first dominant modes (Eq. 7.12) at receivers (a) : 0, (b) : 9, (c) : 14 and (d) : 16

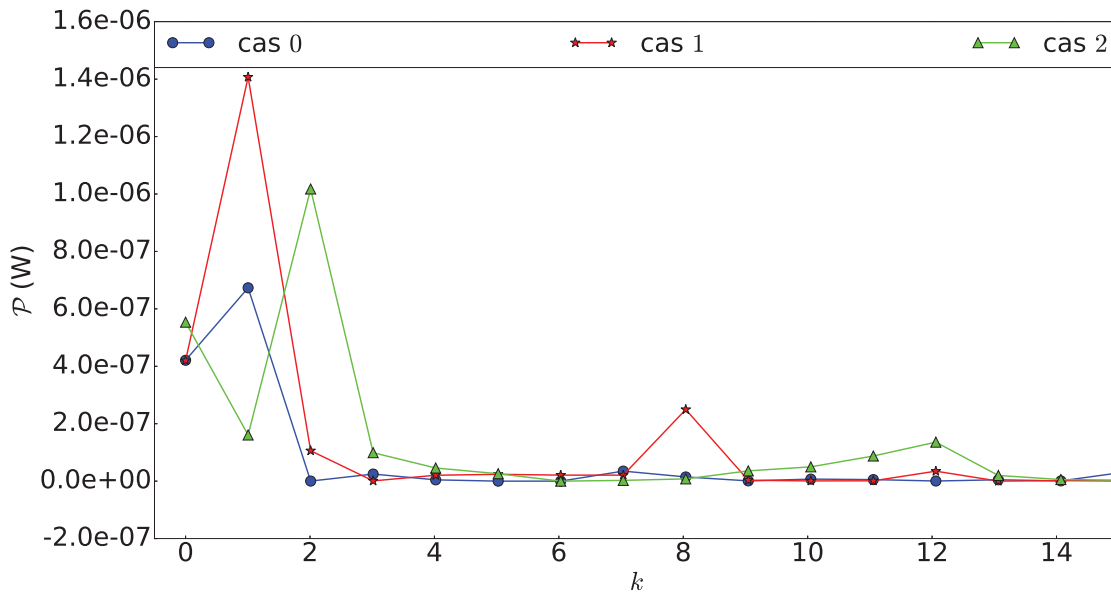


Figure 7.4 Radiated sound power of each SVD mode (Eq. 7.17) for the different mesh cases (0, 1 and 2)

From the singular value decomposition of the aeroacoustic problem under consideration, it is possible to map the right eigenvectors \vec{V}_k on the blade's surface as shown in Fig. 7.5. Here, this is done in order to visualize the zones that are mostly responsible of the radiated sound pressure independently to receiver location. Depending on the mode number and

the side of the blade, the highest values appear mainly at 50% of the chord, see Fig. 7.5. These regions are located near the borders, where the fluctuations of the velocity and pressure in the boundary layer are strong.

As a consequence, from this observation, one could expect that the radiated sound power could be reduced by a proper modification of the blade geometry, or surface treatment, in these regions. This conclusion is yet to be validated in future work.

The same mapping and identification of the most radiating region could be done also using the POD approach. However, since POD is done per receiver, the mapping would only indicate the possible noisiest zone for a given receiver. It would not lead to a global reduction of the radiated sound power. However, if the reduction is to be obtained at a particular location, the POD approach would be most preferable in this case.

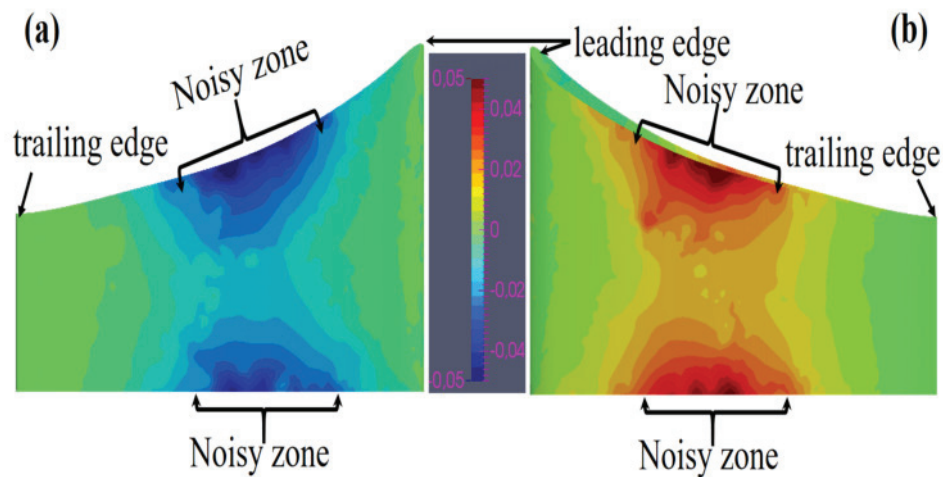


Figure 7.5 Mapping of the most radiating SVD eigenvector for each side of the blade : (a) under pressure side, eigenvector 1 for cases 0 and 1, and eigenvector 2 for case 2; (b) overpressure side, eigenvector 0 for the three cases.

7.5.5 Conclusion

Two decomposition methods based on CFD calculations and acoustic analogies were applied to identify the zones on centrifugal fan blades that contribute the most to the sound power radiated in subsonic regime. Here, the CFD calculations were performed using OpenFoam to obtain the pressure fluctuations on the blade's surface. These pressure signals were filtered to retain frequency components between 50 Hz and 10 kHz. Based on these filtered pressure signals, the loading pressure was evaluated based on FW&H acoustic analogy and decomposed using POD and SVD. From POD and SVD, radiated sound power and pressure can be recovered using only the first few modes. For the geometry

under study, 10 POD modes or 2 SVD modes were sufficient to recover the radiated sound pressure. The most contributing eigenvectors found by POD or SVD can be mapped on the surface of the blade to visualize the zone that contribute the most to sound radiation. For the POD approach, since the eigenvectors are dependent on the receiver location, it is the preferred approach when dealing with unidirectional acoustic treatments (e.g., the acoustics of pipes). As for the SVD approach, it is more general and enables acoustic treatment in all directions in space. It is mostly appropriate when dealing with the reduction of radiated sound power of a source. For the studied centrifugal fan, the mapping of the most SVD radiating eigenvector showed that the noisiest zone of the blade is at 50% of the chord. This is an interesting insight for modifying properly the blade for possible reduction of sound power.

This iteration is yet to be validated in future work to prove the efficiency of the redesign method. This study also demonstrated the usefulness of OpenFoam to assist in the realization of a complex aeroacoustic projects. The next step is to implement the acoustic analogy FW&H in OpenFoam.

acknowledgement

This work was supported by Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (N.S.E.R.C.). The authors wish to thank for their help Compute Canada–Sherbrooke.

CHAPITRE 8

RAYONNEMENT ACOUSTIQUE D'UNE PALE DE VENTILATEURS CENTRIFUGES

Ce chapitre est consacré à l'étude détaillée de l'application des approches acoustiques développées à la roue de ventilateur centrifuge présentée au Chapitre 7. La géométrie d'étude est le résultat de l'étude d'optimisation aérodynamique du Chapitre 3. Les données d'entrée acoustiques sont les fluctuations de pression pariétale obtenues par l'approche CFD du chapitre 4. La première section présente les résultats aéroacoustiques de l'analogie de FW&H ainsi que le spectre du bruit rayonné par une pale de la roue étudiée. La seconde section du chapitre est consacrée à l'analyse aéroacoustique par l'approche POD. Enfin, on terminera le chapitre par l'analyse des résultats aéroacoustiques de l'approche SVD.

8.1 Approche FW&H

On désire comprendre, analyser et interpréter les différentes approches (POD et SVD) d'identification des zones de la pale de ventilateur centrifuge qui rayonnent le plus sous les hypothèses du Chapitre 5. Les équations acoustiques utilisées dans cette section sont celles du Chapitre 7. Ces équations acoustiques sont alimentées par les fluctuations de pression pariétale estimées par la méthode CFD décrites au Chapitre 4. Une fois que le pas de temps CFD (t_{CFD}) est stable, le calcul converge (c'est-à-dire les valeurs numériques des résidus des composantes de vitesse, de la pression et de l'énergie cinétique turbulente restent inférieures à 10^{-3}) et que le calcul est stable alors, on échantillonne les fluctuations de pression de la pale à la fréquence $f_{ech} = 1/(2\Delta t_{CFD})$ jusqu'à 2 tours. Puis grâce à un filtre fréquentiel, on réalise un filtrage passe-bande de plage fréquentielle 50 Hz à 10 kHz sur les fluctuations de pression échantillonnées. Le script pour le filtre sert aussi au calcul de la dérivée des fluctuations de pression filtrées. Les fluctuations de pression filtrées et leurs dérivées sont estimées selon la méthodologie du Chapitre 5. Ensuite, on choisit un pas de temps à l'émission ou pas de temps avancé (Δt_e) pour le calcul acoustique. Pour ce projet on considère $\Delta t_e = 8\Delta t_{CDF}$.

De plus, on a regroupé dans le Tableau 8.1 le pas de temps CFD (Δt_{CFD}), le nombre d'échantillons N acoustiques nécessaires pour que la pale fasse un tour complet, la durée totale du calcul (c.-à-d. le calcul CFD et l'échantillonnage des données) pour chaque maillage et le nombre de sources acoustiques élémentaires m de la pale (c.-à-d. nombre de cellules sur la pale).

Tableau 8.1 Paramètres de calcul acoustique

Cas	0	1	2
Δt_{CFD} (s)	6.62×10^{-7}	5×10^{-7}	3.5×10^{-7}
N	4046	5357	7653
durée (mois)	2.5	3.5	4
m	22813	22813	44972

Dans cette sous-section, il est question de détailler les analyses et les interprétations de la pression acoustique du bruit de charge rayonnée par une pale de ventilateur centrifuge en champ lointain du Chapitre 7. Le maillage moyen (cas 1) est utilisé dans cette sous-section. On projette les récepteurs (Annexe B) dans le plan perpendiculaire à l'axe de rotation \vec{y}_0 du ventilateur passant par l'origine du repère cartésien et on les repère par leurs coordonnées polaires (R_k, φ_k avec $k = 0, 1, \dots, 19$) dans ce plan (Figure 7.2). La Figure 7.2 donne une illustration de la position des récepteurs numérotés de 0 à 19. On choisit les mêmes récepteurs que ceux du Chapitre 7, c.-à-d. les récepteurs 0, 9, 14 et 16, marqués en rouge sur la Figure 7.2. Ensuite, on calcule la pression acoustique de la pale (équation 7.1) reçue par chacun de ces récepteurs en utilisant le code acoustique de FW&H développé (Chapitre 5). On trace en fonction de la position angulaire de la pale autour de l'axe du ventilateur, les pressions acoustiques de la pale aux récepteurs considérés (Figure 8.1). Les symboles sous forme de points sur cette figure représentent les récepteurs et leurs symétries par rapport à l'origine.

On remarque, la présence de deux zones à forte amplitude et à faible amplitude de pression acoustique, s'alternant quel que soit le récepteur considéré (Figure 8.1). De plus, la position angulaire des zones à faible amplitude se situe dans le voisinage du récepteur considéré et dans le voisinage de la position déphasée de ce même récepteur (c.-à-d. symétrie du récepteur considéré par rapport à l'origine). Par exemple, ces zones à faible pression acoustique sont au voisinage de 177.14° (position angulaire du récepteur 0) et voisinage de 357.14° (position angulaire déphasée du récepteur 0). Quant aux zones à forte amplitude de pression acoustique, elles montrent la directivité du rayonnement et le caractère dipolaire de la source. En effet, dans l'expression de la pression acoustique du bruit de charge (équation

7.1), la directivité est caractérisée par la projection de la normale extérieure de la surface de la source (pale) dans la direction source-récepteur (c.-à-d. $\vec{n} \cdot \vec{r} = \cos\theta$ [52] avec \vec{n} la normale extérieure de la source et \vec{r} le vecteur unitaire de la direction source-récepteur). Puisque, $\vec{r} = \vec{R} + \vec{y}$ alors on a $\vec{n} \cdot \vec{r} = \vec{n} \cdot (\vec{R} + \vec{y}) \simeq \vec{n} \cdot \vec{R} \simeq \cos\theta$. Puisque, la normale extérieure d'une pale de ventilateur centrifuge a une composante très faible (négligeable) selon son axe de rotation. Comme c'est notre cas, on peut la considérer comme étant dans un plan perpendiculaire à son axe de rotation. Ainsi, lorsque la normale est perpendiculaire à la direction radiale de la source $\cos\theta = 0$ et la pression acoustique de la pale devient faible.

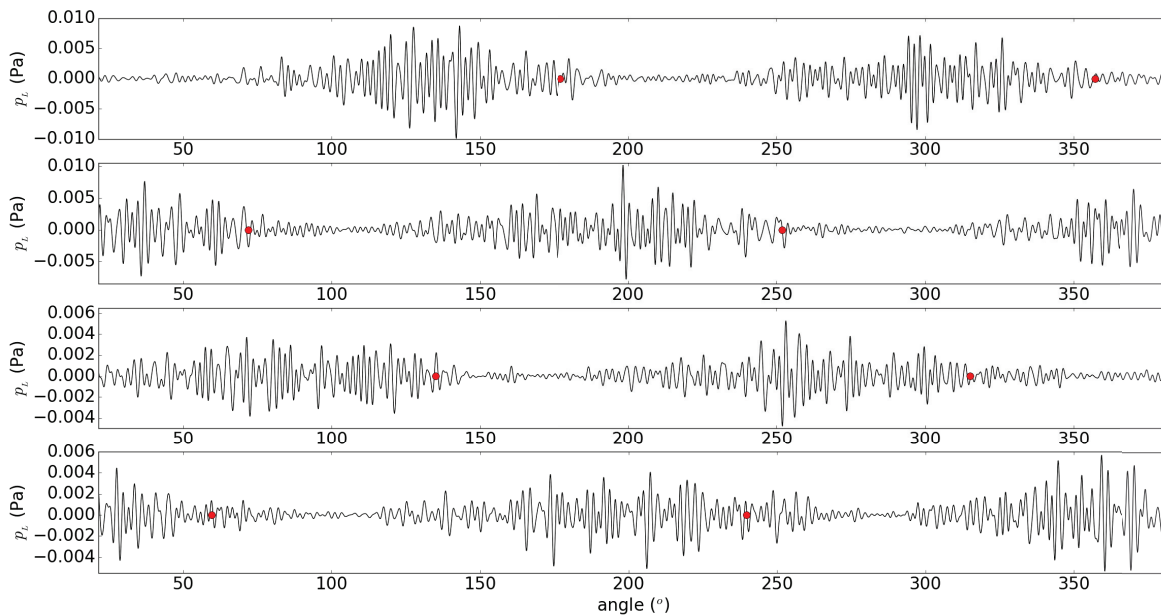


Figure 8.1 Pression acoustique d'une pale de ventilateur centrifuge aux récepteurs : (a) 0, (b) 9, (c) 14 et (d) 16

Par ailleurs, le spectre de bruit rayonné de la pale du ventilateur centrifuge étudié montre que le bruit est aléatoire sur la plage fréquentielle de 50 Hz à 10 kHz (Figure 8.2). Ceci est en accord avec le filtrage fréquence large bande utilisé pour filtrer les fluctuations de pressions pariétales de la CFD (Chapitre 5).

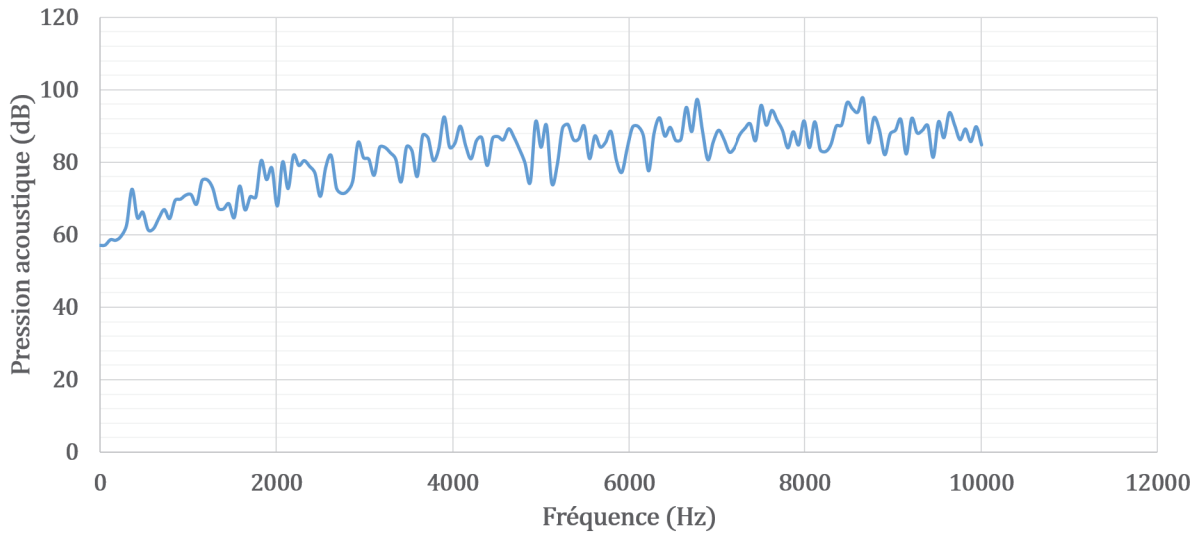


Figure 8.2 Spectre de bruit rayonné par une pale du ventilateur centrifuge

8.2 Approche POD

8.2.1 Analyse et interprétation des modes acoustiques

On présente dans cette sous-section l'analyse et l'interprétation des résultats issus de la POD. Pour rappel, le principe de la POD est de rechercher une base orthonormée de l'ensemble des sources élémentaires issues de la discrétisation spatiale de la surface de la source. Puis de trouver sur les principaux axes les sources élémentaires qui ont une les composantes les plus importantes en valeur absolue. Par analogie avec les études vibratoires, on déduit que les sources élémentaires sont les plus rayonnantes.

Afin d'étudier l'influence de la discrétisation spatiale du volume tournant à l'exception de la source (pale) sur la directivité du rayonnement acoustique d'une part et sur les zones les plus rayonnantes de la source d'autre part, deux cas de maillage sont considérés : les Cas 0 et 1. L'application de la POD sur la matrice de corrélation acoustique \mathbf{W}_{obs} d'un récepteur donne les valeurs propres ou modes de la POD λ_k liée à ce récepteur selon leur importance en termes d'énergie acoustique. C'est à dire $\lambda_0 \geq \dots \geq \lambda_i \geq \lambda_{i+1} \geq \dots \geq \lambda_{m-1}$ (avec $i = 0, 1, \dots, m - 1$) montre que le mode λ_i est énergétiquement plus important que le mode λ_{i+1} du récepteur considéré. Comme dans le cas de la configuration de l'écoulement autour d'une pale placée dans un canal périodique (Chapitre 6), l'accumulation de l'énergie acoustique pour les q premiers modes (équation 7.11) et la reconstruction de la pression acoustique du bruit des charges avec les modes les plus énergétiques (équation 7.12) pour chaque cas (Cas 0 et Cas 1) sont analysées, interprétés puis comparées à la pression acoustique de référence (équations 7.1 et 7.9). La puissance acoustique approximée

avec les modes dominants en énergie acoustique (équation 7.14) est également analysée, interprétée puis comparée à la puissance acoustique de références (équation 7.3).

Les Figures 8.3 et 8.4 montrent l'accumulation de l'énergie acoustique par les $q-1$ premiers modes de la POD des Cas 0 et 1 aux récepteurs 0, 9, 14 et 16. On déduit que l'énergie est supportée par seulement quelques modes. Par exemple, 60% de l'énergie totale est contenue dans les $q = 10$ premiers modes et 80% dans les $q = 50$ premiers modes. Ceci permet de réduire considérablement le nombre de modes à analyser pour comprendre le rayonnement acoustique généré par les zones de la pale. On est passé de m modes au total (Tableau 8.1) à $q = 50$ modes pour 80% d'énergie considérée ou à $q = 10$ modes pour 60% d'énergie considérée. Ainsi, avec seulement 10 modes de la POD, on arrive à reproduire l'évolution de la pression acoustique du bruit de charge rayonnée aux récepteurs 0, 9, 14 et 16. Les Figures 8.5 et 8.6 illustrent ces propos.

Ces figures représentent la pression acoustique du bruit de charge aux récepteurs 0, 9, 14 et 16 du Cas 0 respectivement du Cas 1, d'une part reconstruit avec seulement les 10 premiers modes de la POD (équation 7.12) et d'autre part avec tous les m modes (équation 7.9). Pour le tracé de ces figures, on considère une seule zone à forte amplitude de la pression acoustique (Figure 8.1). Cela correspond à un demi-tour de la pale. Puis, l'origine temporelle est ramenée à zéro pour chaque récepteur considéré et pour chaque maillage (Figures 8.5 et 8.6). Même si une bonne approximation de l'évolution de la pression acoustique reconstruite avec 10 modes de la POD est observée, les erreurs relatives sur un tour complet de la pale entre la pression acoustique de référence et celle reconstruite sont souvent élevées selon le récepteur et quel que soit le maillage considéré. Par exemple on a obtenu une erreur relative égale à 9.89% pour le Cas 0 et égale à 18.42% pour le Cas 1 au récepteur 14. Ces erreurs sont en majorité dues au 40% d'énergie contenue dans les $q - 10$ modes de la POD non considérées pour chaque maillage. On remarque que, les erreurs sont plus importantes pour le maillage fin (Tableau 8.2) à l'exception du récepteur 16. Les erreurs relatives de chaque maillage entre la pression de référence et celle reconstruite sont regroupées dans le Tableau 8.2 en fonction des récepteurs. De plus, par rapport au maillage fin (Cas 1), la pression acoustique du bruit de charge d'une pale de ventilateur centrifuge est sous-estimée par le maillage grossier (Tableau 8.2). Ceci montre la sensibilité de la discrétisation spatiale du volume tournant dans le calcul de la pression acoustique des charges de la pale. Cette tendance se confirme lorsqu'on considère les amplitudes maximales des pressions acoustiques de chaque cas de maillage considéré en fonction des récepteurs (Tableau 8.3).

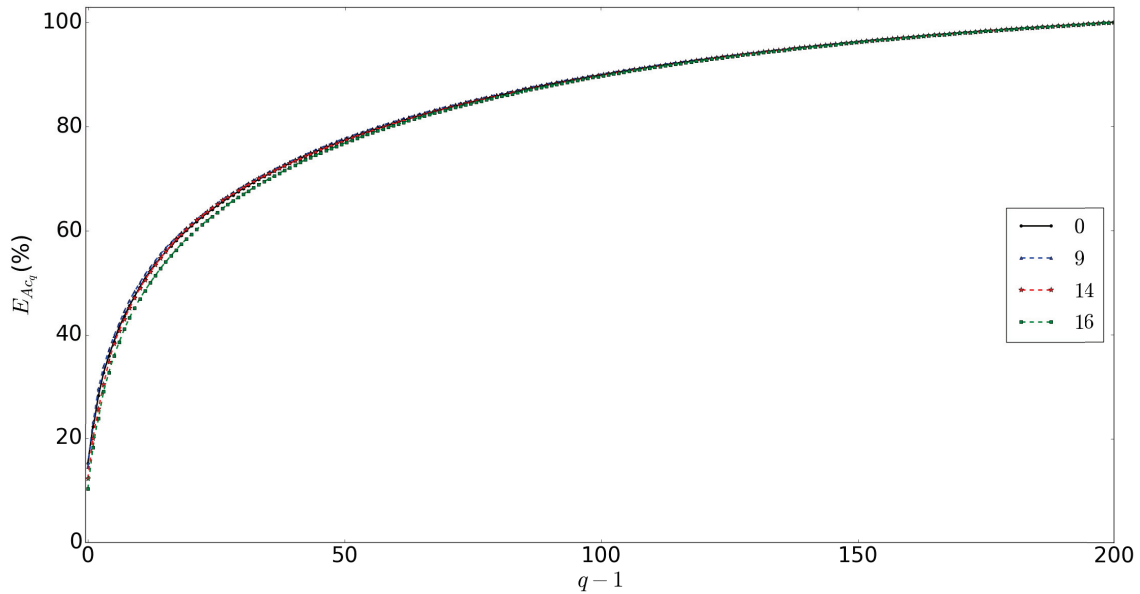


Figure 8.3 Accumulation de l'énergie acoustique par les $q - 1$ premiers modes de la POD du Cas 0 aux récepteurs 0, 9, 14 et 16

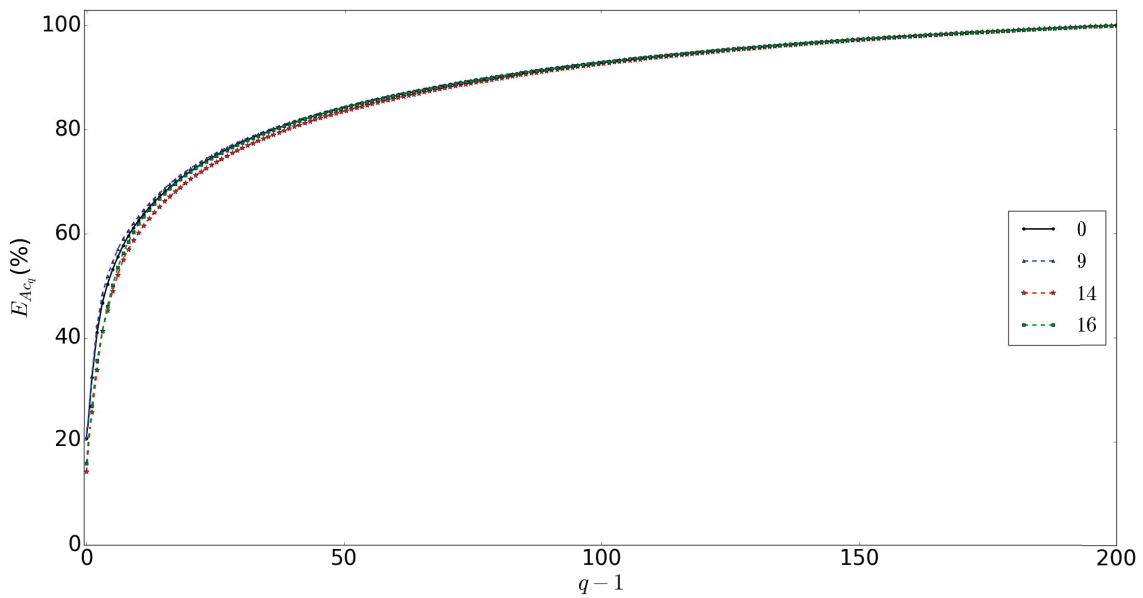


Figure 8.4 Accumulation de l'énergie acoustique par les $q - 1$ premiers modes de la POD du Cas 1 aux récepteurs 0, 9, 14 et 16

Regardons maintenant la puissance acoustique de l'équation 7.14. L'analyse de chaque terme de cette équation montre que le mode le plus dominant en termes d'énergie n'est pas forcément celui qui contribue le plus dans le calcul de la puissance acoustique. Ce résultat est en accord avec celui de l'article du Chapitre 6. En effet, la distribution des

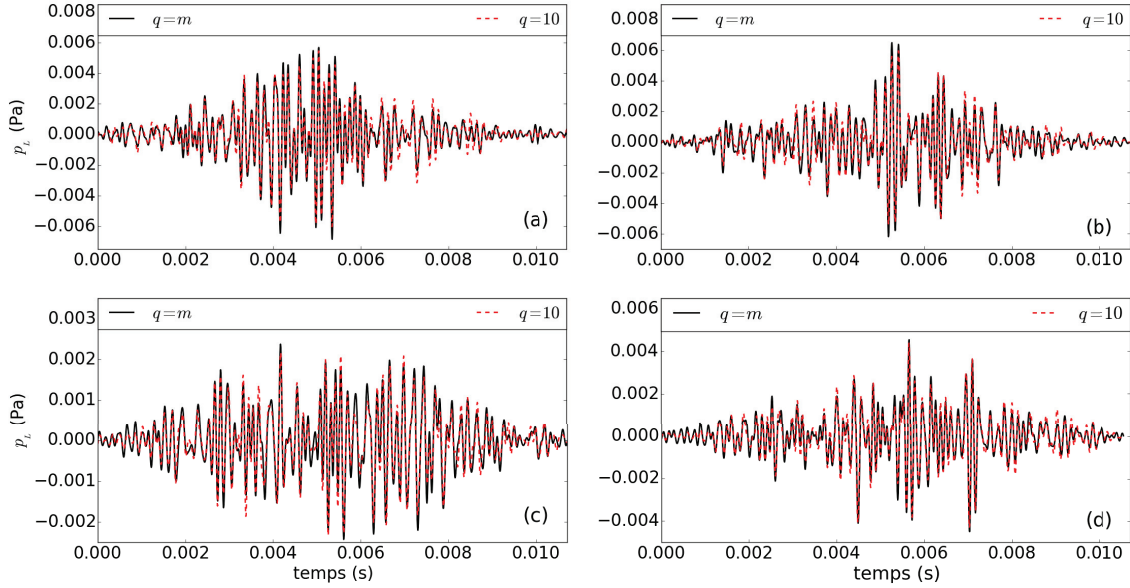


Figure 8.5 Évolution temporelle de la pression acoustique à l'aide de m ou 10 modes : Cas 0 ; récepteurs : (a) 0, (b) 9, (c) 14 et (d) 16

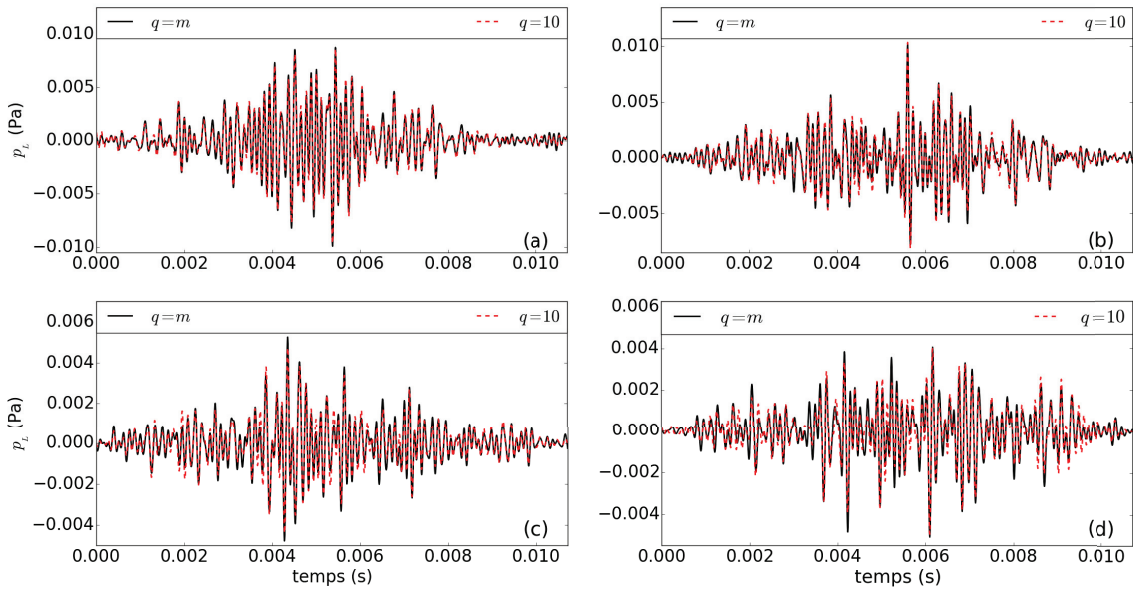


Figure 8.6 Évolution temporelle de la pression acoustique à l'aide de m ou 10 modes : Cas 1 ; récepteurs : (a) 0, (b) 9, (c) 14 et (d) 16

récepteurs sur la sphère selon la norme ISO 3447 est faite de telle sorte que les éléments de surface ΔS_ℓ liés au récepteur ℓ de la sphère soient tous identiques. Ainsi, analyser la contribution d'un mode dans le calcul de la puissance acoustique (équation 7.14) revient à analyser la pression acoustique quadratique moyenne (équation 7.13) de ce mode. Les

Tableau 8.2 Erreurs relatives en % entre la pression acoustique de référence et celle reconstruite à partir des 10 premiers des Cas 0 et 1 aux récepteurs : 0, 9, 14 et 16

Récepteurs	0	9	14	16
Cas 0	1.53	1.91	9.89	16.72
Cas 1	15.1	8.26	18.42	14.28

Tableau 8.3 Maximums des pressions acoustiques en Pascal des Cas 0 et Cas 1 calculés aux récepteurs : 0, 9, 14 et 16

Récepteurs	0	9	14	16
Cas 0	0.0053	0.0065	0.0033	0.0039
Cas 1	0.0087	0.01	0.0053	0.0057

figures 8.7 et 8.8 donnent la pression acoustique quadratique aux récepteurs 0, 9, 14 et 16 en fonction des modes pour les Cas 0 et 1. On remarque que le mode le plus dominant en termes d'énergie acoustique n'est pas forcément celui qui contribue le plus dans le calcul de la puissance acoustique. Cela peut être dû aux déphasages acoustiques entre les composantes du vecteur propre associé à ce mode (Tableau 8.4). Par exemple la pression quadratique moyenne aux récepteurs 0 et 9 du mode 1 est plus importante que celui du mode 0, quel que soit le cas considéré (Figures 8.7 et 8.8). Pour illustrer ces propos, considérons seulement le récepteur 0. Nous avons regroupé dans le Tableau 8.4 la valeur propre λ_k et la somme des composantes du vecteur propre associé à la valeur propre λ_k ($\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{ik}$) pour chaque maillage considéré.

Si l'on doit analyser le rayonnement acoustique dans toutes les directions, il est nécessaire

Tableau 8.4 Modes de la POD au récepteur 0 et somme des composantes du vecteur propre associé : Cas 0 et Cas 1

k		0	1	2	3	4	5	6	7
$\lambda_k \times 10^{-10}$ (Pa)	Cas 0	3.52	1.62	1.41	1.02	0.74	0.64	0.63	0.5
	Cas 1	6.87	4.08	2.92	1.92	1.22	0.96	0.82	0.73
$\sum_{i=0}^{m-1} \Phi_{ik}$	Cas 0	49.3	74.02	-2.19	-1.87	-3.84	19.56	30.37	5.8
	Cas 1	40.84	70.0	-30.36	0.04	9.32	-58.31	-3.61	35.14

de réordonner les modes en fonction de la pression acoustique quadratique moyenne. Le reclassement des modes en fonction de la pression acoustique quadratique moyenne et des récepteurs 0, 9, 14 et 16 sont dans le Tableau 8.5 pour le cas 0 et le Tableau 8.6 pour le cas 1. Ainsi, la cartographie de ces modes permettra de comprendre le comportement de la surface de la pale au rayonnement acoustique et d'en déduire la zone de la pale la

plus bruyante. De plus, l'évolution de la pression acoustique quadratique moyenne est

Tableau 8.5 Classification des modes de la POD en fonction de leur contribution dans le calcul de la pression acoustique quadratique moyenne : Cas 0

Recepteurs	Modes de la POD			
0	1	0	5	2
9	1	0	5	9
14	2	0	3	9
16	2	0	1	10

Tableau 8.6 Classification des modes de la POD en fonction de leur contribution dans le calcul de la pression acoustique quadratique moyenne : Cas 1

Récepteurs	Modes de la POD			
0	1	0	6	17
9	1	0	2	15
14	3	0	1	7
16	0	1	2	3

différente d'un récepteur à l'autre, quel que soit le maillage utilisé. De ce fait, on déduit que le comportement des modes de la POD est fonction de la position du récepteur. Ceci donne un caractère directionnel de l'approche de la POD.

On considère que les 10 premiers modes de la POD, Les calculs des puissances acoustiques en utilisant m modes et 10 premier modes de la POD avec les maillages des Cas 1 et 2 donnent des résultats similaires de même ordre de grandeur (Tableau 8.7). L'erreur relative entre la puissance acoustique de référence et celle calculée avec les $q = 10$ modes est faible pour chaque cas de maillage utilisé. Par exemple, l'erreur relative vaut 0.46% et 1% pour les Cas 0 et 1 respectivement. Ceci montre la convergence de la discrétisation du volume tournant vis-à-vis de la puissance acoustique. Les résultats du calcul de la puissance acoustique de référence (c'est à dire $q = m$), de la puissance acoustique calculée avec les $q = 10$ premiers modes et les erreurs relatives (Err) sont regroupés dans le Tableau 8.7. On note que les erreurs relatives de la pression acoustique reproduite aux récepteurs considérés, sont plus importantes que les erreurs de la puissance acoustique reproduite. Ceci est dû au fait que les erreurs relatives pour de la pression acoustique aux autres récepteurs de la sphère de mesure sont faibles.

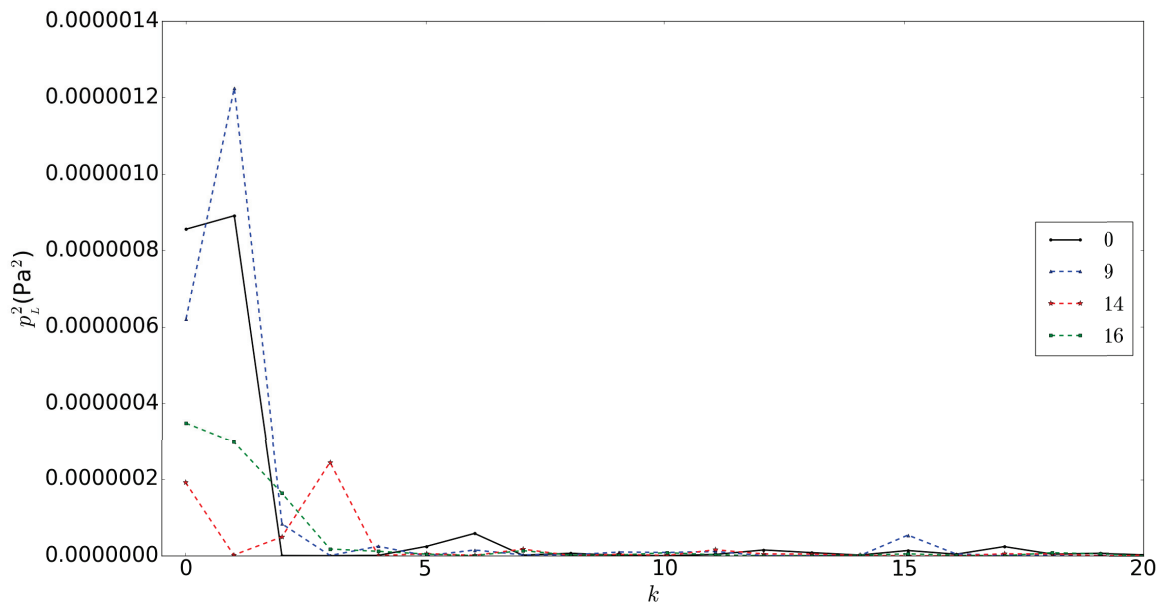


Figure 8.7 Pression quadratique moyenne acoustique de chaque mode de la POD aux récepteurs 0, 9, 14 et 16 : Cas 0

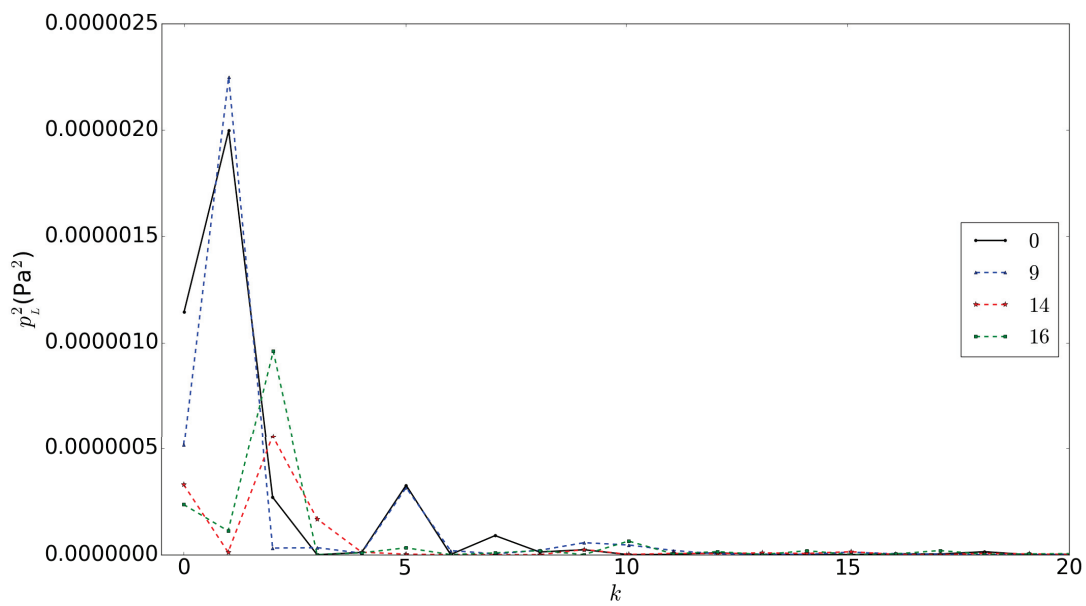


Figure 8.8 Pression quadratique moyenne acoustique de chaque mode de la POD aux récepteurs 0, 9, 14 et 16 : Cas 1

Tableau 8.7 Puissance acoustique de référence et calculée avec les 10 premiers modes de la POD pour les Cas 0 et 1

	Cas 0		Cas 1	
q	m	10	m	10
\mathcal{P} (dB Ref 10^{-12} W)	65.0	64.7	61.1	60.8
Err	0.0046		0.0049	

8.2.2 Analyse et interprétation de la cartographie des modes acoustiques

Dans cette partie, il est question d'analyser, d'interpréter et de comprendre la morphologie des principales directions (vecteurs propres) liées aux modes de la POD qui contribuent au calcul de la puissance acoustique. La morphologie des vecteurs propres est la même, quel que soit le maillage utilisé, nous allons alors considérer le maillage moyen (Cas 1). Chaque direction privilégiée est projetée sur la source. Un script est développé afin de pouvoir lier les composantes des directions modales aux m sources élémentaires de la pale et de réécrire les composantes dans un fichier de format *.vtk lisible par paraFoam (outil de visualisation d'openFoam). Ainsi, les Figures 8.9 et 8.10 représentent la cartographie des directions modales projetées sur les surfaces de la pale en surpression (extrados) et en dépression (intrados) respectivement. La disposition sous forme matricielle des sous-figures respecte la matrice des modes du Tableau 8.6. Par exemple les premières lignes des Figures 8.9 et 8.10 correspond au récepteur 0, les secondes lignes au récepteur 9, les troisièmes au récepteur 14 et les dernières au récepteur 16. Chaque colonne correspond au mode du Tableau 8.6. La première colonne de la Figure 8.9 montre que les valeurs les plus importantes (maximum et minimum) des composantes des directions se trouvent au milieu de la pale (50% de la corde de la pale) plus précisément sur ces parties supérieure (épaule) et inférieure (fond). Cette remarque reste valable pour le côté intrados en considérant la deuxième colonne de la Figure 8.10. Quant aux autres modes (troisième et quatrième colonnes), ils viennent confirmer cette zone et/ou ajoutent d'autres zones isolées de maximum et de minimum de chaque côté de la pale. Ces zones isolées dites de singularité sont dues à des singularités de discrétisation spatiale. À l'exception des zones de singularité, on retrouve les mêmes conclusions que ceux de nos études antérieures [95]. On note aussi une différence de la morphologie des structures liées aux principaux axes acoustiques (modes) dans les directions des récepteurs. Cela montre le caractère directionnel de la méthode. Il est alors important de visualiser la cartographie de tous les récepteurs afin de confirmer cette zone comme celle qui contribue le plus au rayonnement acoustique de la pale dans toutes les directions. Ceci rend la méthode plus difficile à mettre en pratique. Cependant,

on a montré qu'elle permet de caractériser des zones de la pale à fortes amplitudes de la pression acoustique en un récepteur donné.

L'objectif de cette sous-section qui est d'identifier les zones d'une source surfacique en mouvement subsonique qui sont les bruyants est atteint. En effet, l'approche POD par la recherche des composantes des vecteurs propres associés aux modes propres les plus importantes arrive à caractériser la zone à 50% de la pale comme la plus bruyante. Cela peut être dû probablement à forte présence de la turbulence dans cette zone. On a aussi montré que cette méthode est adaptée aux traitements acoustiques unidirectionnels.

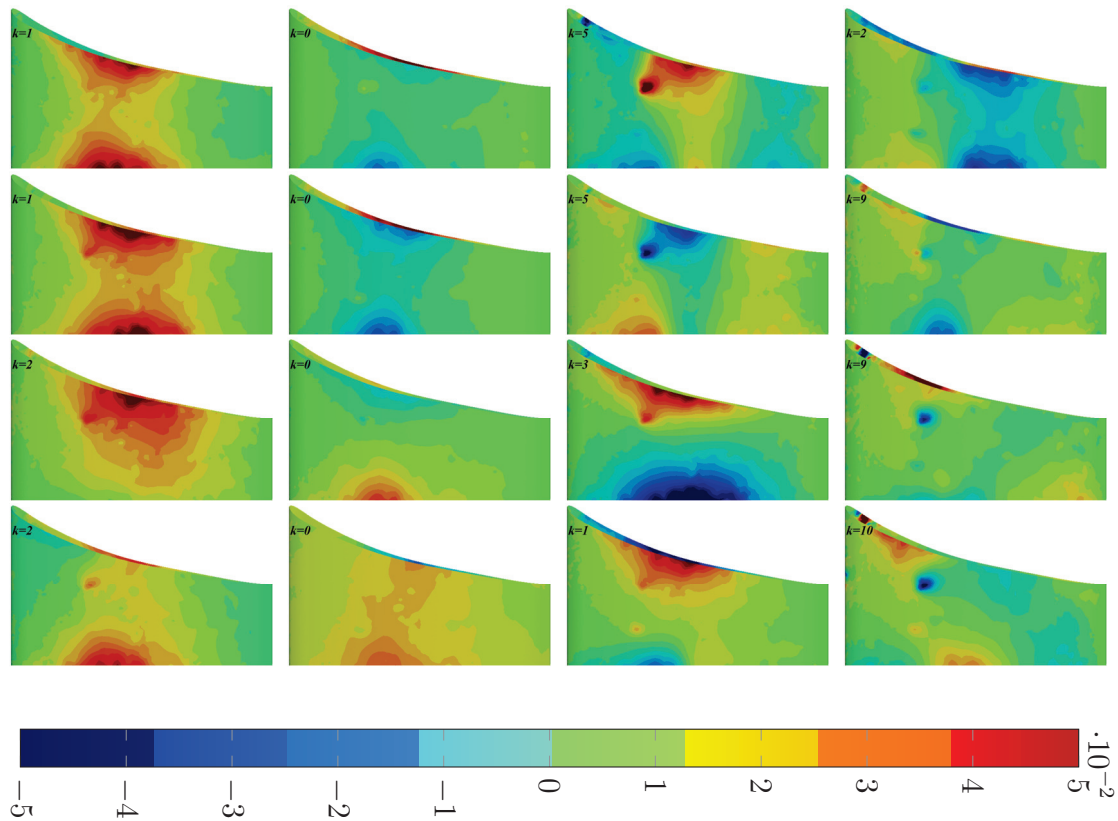


Figure 8.9 Cartographie des vecteurs propres de la POD sur l'extrados de la pale selon les dispositions des modes du Tableau 8.6 : ligne 1, récepteur 0 ; ligne 2, récepteur 9 ; ligne 3 récepteur 14 ; ligne 4 récepteur 16 et les colonnes, du plus important au moins important mode.

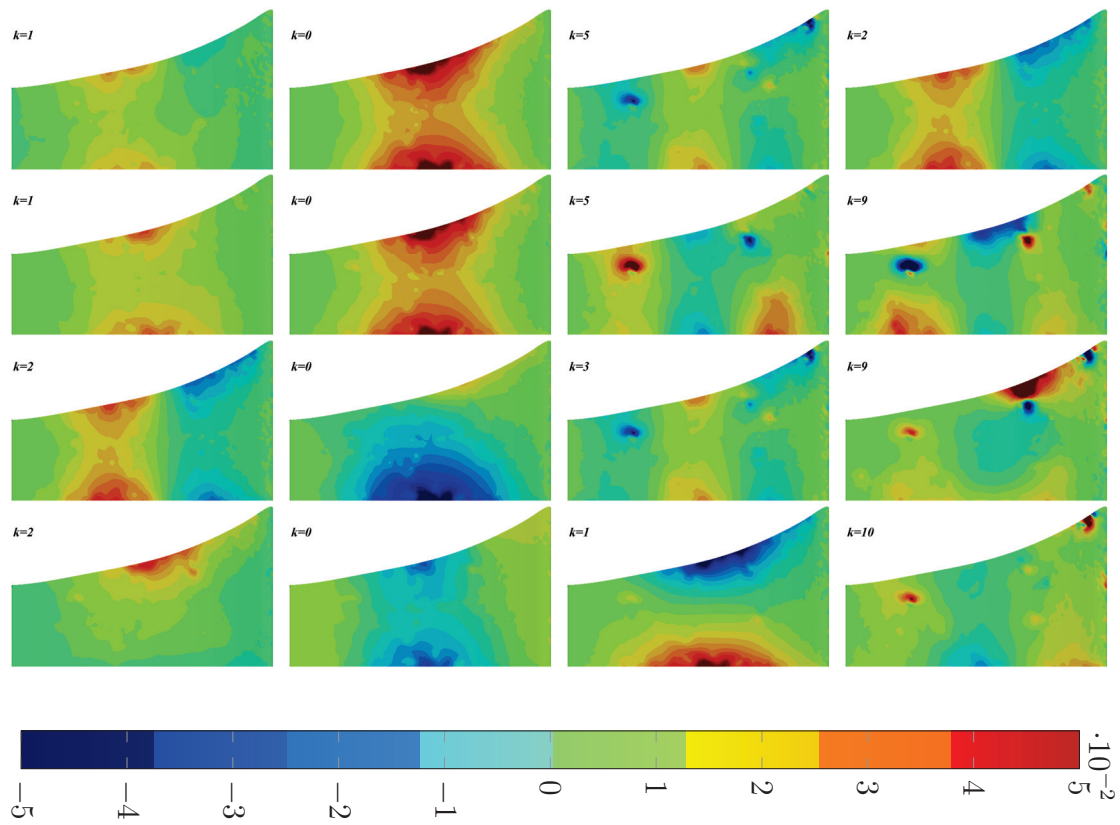


Figure 8.10 Cartographie des vecteurs propres de la POD sur l'intrados de la pale selon les dispositions des modes du Tableau 8.6 : ligne 1, récepteur 0 ; ligne 2, récepteur 9 ; ligne 3 récepteur 14 ; ligne 4 récepteur 16 et les colonnes, du plus important au moins important mode.

8.3 Approche SVD

8.3.1 Analyse et interprétation des modes acoustiques

Dans cette sous-section, il est question d'analyser et d'interpréter le comportement aéroacoustique des modes de la SVD. L'approche de la SVD utilisée est décrite dans la sous-section 7.4.4 du Chapitre 6. On rappelle que l'application de la SVD à la matrice rectangulaire de l'ensemble des récepteurs \mathbf{W}_{SVD} aboutit à la matrice diagonale des modes ou valeurs singulières $\boldsymbol{\sigma}$ et aux matrices des vecteurs propres à gauche \mathbf{U} et à droite \mathbf{V} associées. Comme l'approche de la POD le principe de l'approche de la SVD est, à partir d'une base formée de l'ensemble des sources élémentaires issues de la discrétisation spatiale de celle-ci, de construire une base orthonormée pour rechercher les composantes des sources élémentaires qui sont les plus importantes. Dans le cas de la SVD cette base est la matrice des vecteurs propres à droite. Elle contient toutes les informations acoustiques de l'ensemble des récepteurs placés autour de la source.

Considérons la matrice diagonale $\boldsymbol{\sigma}$ des valeurs propres ou modes propres de la SVD, les éléments de cette matrice sont rangés par ordre décroissant ou selon leur importance en énergie acoustique. C'est à dire $\sigma_0 \geq \dots \geq \sigma_i \geq \sigma_{i-1} \geq \dots \geq \sigma_{m-1}$ montre que σ_i (avec $i = 0, 1, \dots, m - 1$) est plus important que σ_{i+1} en termes d'énergie acoustique. Trois cas de maillage sont étudiés dans cette sous-section 4.9. Pour chacun de ces cas, la puissance acoustique de chaque mode de la SVD est calculé avec l'expression de l'équation 7.17 et tracé. De plus, les morphologies des vecteurs propres à droite V_k et des modes les plus importants en termes de rayonnement sont également étudiées dans cette sous-section.

La Figure 8.11 représente la contribution de chaque mode de la SVD dans le calcul de la puissance acoustique. On déduit de cette figure que les modes 0 et 1 de la SVD sont les plus importants en termes de calcul de la puissance acoustique pour les maillages 0 et 1. Par contre, les modes 0 et 2 sont les plus importants dans le cas 2 (Figure 8.11). Comme pour les modes de la POD, les modes les plus importants en termes d'énergie acoustique ne sont pas forcément les plus utiles dans le calcul de la puissance acoustique. Le cas 2 confirme ce résultat. Par analogie avec les modes de la POD, les modes de la SVD sont ordonnés selon leur importance en apport énergétique. en fait, il est surtout important de considérer les modes les plus rayonnants. Le Tableau 8.8 regroupe le reclassement des modes de la SVD de chaque maillage. Ainsi, quel que soit le maillage considéré, deux modes de la SVD concentrent toutes les informations utilisées pour le calcul de la puissance acoustique. Ceci permet de réduire considérablement les modes à analyser. On est passé de m modes à seulement 2 modes.

En prenant le maillage fin (cas 2) comme référence, on remarque que le maillage grossier (Cas 0) surestime de 1.2 dB la puissance acoustique. Par contre le maillage moyen (Cas 1) sous-estime de 2.7 dB la puissance acoustique (Tableau 8.9). Ces écarts de valeurs montrent que les discrétisations spatiales considérées ont une influence non négligeable sur le calcul de la puissance acoustique. On remarque que les puissances acoustiques calculées avec seulement 2 modes de la SVD (équation 7.17) dans chaque cas de maillage sont presque identiques avec les puissances de références calculées avec l'équation 7.3. Ces puissances de références représentent l'ensemble des modes de la SVD (c.-à-d. tous les modes de la SVD). Les faibles erreurs relatives entre la puissance de référence et celle calculée avec 2 modes pour chaque maillage le confirment (Tableau 8.9). Par exemple, l'erreur relative vaut 0.62% pour le Cas 0, 1.1% pour le Cas 1 et 0.63% pour le Cas 2. Ceci permet de confirmer la fiabilité de l'approche acoustique de la SVD. Contrairement à la POD, ces modes sont indépendants des récepteurs et donnent par conséquent une analyse globale (c.-à-d. dans toutes les directions acoustiques) du comportement de la surface de la source (pale).

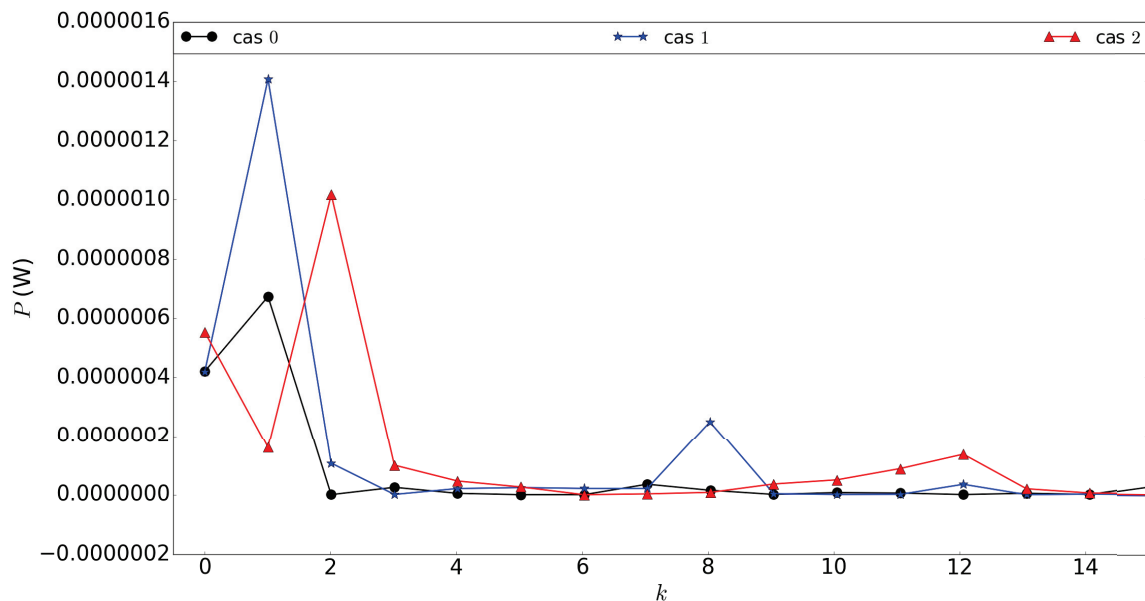


Figure 8.11 Puissance acoustique de chaque mode de la SVD

Tableau 8.8 Classement des modes de la SVD selon leurs importances pour chaque maillage

Maillages	Cas 0	Cas 1	Cas 2
k	0	0	0
	1	1	2

Tableau 8.9 Puissance acoustique calculée avec les 2 premiers modes de la SVD pour les Cas 0, Cas 1 et Cas 2

	Cas 0		Cas 1		Cas 2	
q	m	2	m	2	m	2
\mathcal{P} (dB Ref 10^{-12} W)	65.0	64.6	61.1	60.4	63.8	63.4
Err	0.0062		0.011		0.0063	

8.3.2 Analyse et interprétation de la cartographie des modes acoustiques

Il ressort de l'étude des modes de la SVD que, seulement 2 modes parmi les m modes sont les plus importants dans le calcul de la puissance acoustique (équation 7.16), quel que soit le maillage considéré. La projection de chacun des vecteurs propres à droite liés aux modes importants sur la source (pale) va permettre de comprendre le comportement acoustique de la surface de la pale dans son rayonnement dans toutes les directions de l'espace. La Figure 8.12 (respectivement 8.13) montre la cartographie des vecteurs propres à droite sur l'extrados (respectivement sur l'intrados) de la pale pour chaque maillage. Les dispositions de ces sous-figures sont selon le Tableau 8.8. C'est à dire les colonnes de figures représentent les deux vecteurs propres à droite pour les maillages grossier (cas 0), moyen (cas 1) et fin (cas 2). On déduit de ces figures 8.12 et 8.13 que les modes de la SVD les plus importants de la pale ont la même morphologie quel que soit le maillage considéré. Ceci montre la convergence de la discrétisation spatiale sur l'identification des zones de la pale les plus rayonnantes. Ils montrent que c'est les zones du milieu de la pale (50% de la corde de la pale), proche de l'épaule et du fond qui rayonnent le plus. Ceci est en accord avec les observations de l'approche POD. Plusieurs paramètres de conceptions peuvent influencer les structures responsables du bruit dans ces zones. Par exemple on peut citer la forme de l'épaule, la cambrure de la pale, les angles attaque et de sortie de la pale puis la hauteur de la pale. Une étude d'optimisation sur l'un ou plusieurs de ces paramètres est donc nécessaire.

On conclut de l'étude de cette sous-section que l'objectif d'identification numérique de la zone d'une source en mouvement subsonique, quelle que soit la position du récepteur est atteint. Cependant une validation expérimentale est nécessaire.

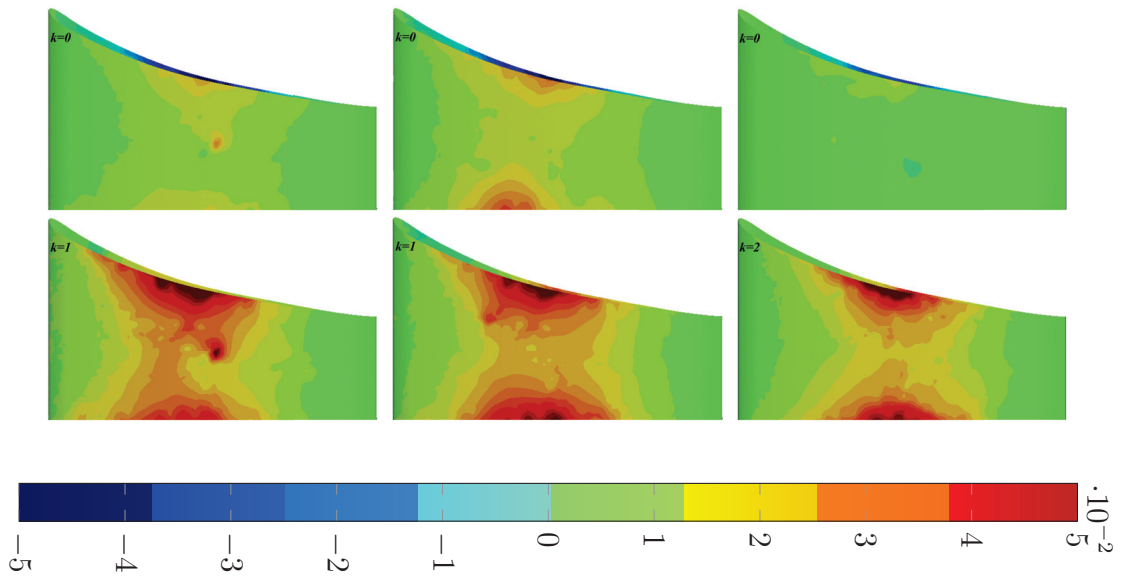


Figure 8.12 Cartographie des vecteurs propres à droite $V_k(\vec{y})$ sur l'extrados de la pale, selon les dispositions des modes dans le Tableau 8.9 : colonne 1, Cas 0 ; colonne 2, Cas 1 et colonne 3 Cas 2

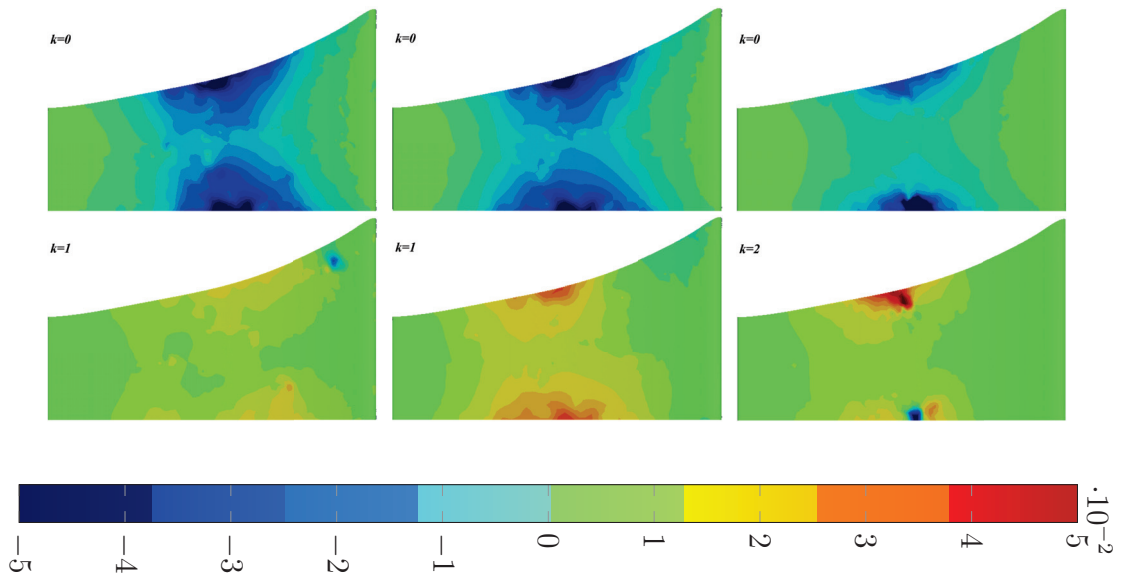


Figure 8.13 Cartographie des vecteurs propres à droite $V_k(\vec{y})$ sur l'intrados de la pale selon les dispositions des modes dans le Tableau 8.9 : colonne 1, Cas 0 ; colonne 2, Cas 1 et colonne 3 Cas 2

8.4 Conclusion

La morphologie acoustique des modes de la POD et de la SVD est indépendante de la discrétisation spatiale du volume tournant utilisée dans cette étude. On peut donc conclure qu'une augmentation adéquate de la taille des cellules dans le volume tournant est réalisable sans perdre les propriétés acoustiques de la surface de la source en mouvement subsonique. Ceci permet d'avoir un gain considérable en temps de calcul et la possibilité de l'utilisation de ces approches dans un milieu industriel.

Cette étude a montré la capacité des approches POD et SVD à caractériser des zones particulières de la pale. Ces zones ont des composantes importantes en valeurs absolues des axes acoustiques liés aux modes les plus contributifs dans le calcul de la puissance acoustique. Par analogie avec la théorie vibratoire, ces zones sont les plus bruyantes.

Il résulte de cette étude que l'approche par la POD est plus orientée sur la directivité du rayonnement acoustique. Cette approche est importante lorsqu'on veut réaliser un traitement acoustique dans une direction privilégiée de l'espace comme c'est le cas dans les conduites. Par contre l'approche SVD est la plus générale et permet un traitement acoustique du bruit large bande dans toutes les directions.

CHAPITRE 9

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

9.1 Synthèse des travaux

L'aéroacoustique est une discipline à la frontière de la mécanique des fluides et de l'acoustique orientée vers l'avenir (développement durable). Ce projet de thèse a pour but principal d'orienter l'ingénieur dans la conception d'une roue de ventilateur moins bruyante. Tout au long de ce projet, plusieurs technologies numériques ont été développées, analysées et interprétées. Dans cette section nous allons faire la synthèse des travaux de chaque chapitre.

L'objectif du chapitre 3, a été de développer une méthodologie d'optimisation aérodynamique. Cette technique, a consisté à la mise en place d'une plate-forme de logiciels libres permettant de caractériser les paramètres géométriques influant la performance aérodynamique d'une roue de ventilateur. Elle est basée sur l'interaction entre trois logiciels de conception (Salomé), de calcul CFD (OpenFoam) et d'optimisation (Dakota). Un script a été développé pour le fonctionnement de chacun de ces logiciels de sorte qu'on arrive à construire des modèles de substitutions pour un plan d'expérience lhs et avec uniquement les données du point d'opération de la roue désirée. Deux modèles de substitution disponibles dans Dakota ont été utilisés : polynomial RSM et de krigeage. La validation de ces méthodes a été faite sur la fonction analytique de Branin. L'isocontour du modèle de krigeage est identique à celui de la fonction analytique avec seulement 30 points de mesures. Par contre le modèle RSM n'y arrivait pas. La seule différence entre les deux modèles est la modélisation de l'erreur par le modèle de krigeage. Il est donc important de prédire correctement l'erreur des modèles de substitution. La technique a été appliquée à l'optimisation aérodynamique d'une roue de ventilateur centrifuge. Six paramètres de la roue ont été étudiés. Les analyses canoniques et des coefficients de la fonction quadratique des deux méthodes ont montré l'influence du diamètre d'entrée de la roue et la hauteur de sortie de la roue sur la performance aérodynamique. Ce qui permet de réduire le nombre de paramètres à étudier dans le cadre d'une optimisation aéroacoustique. La recherche des ces paramètres qui maximisent la performance a donné des valeurs identiques à ceux issus de l'approche expérimentale du partenaire industriel.

Le chapitre 4 a montré la méthodologie de la modélisation de l'écoulement interne de ventilateur. L'objectif était de calculer les fluctuations de pressions pariétales de la source et d'expliciter la méthodologie d'utilisation d'OpenFoam. La méthode de la simulation aux grandes échelles avec une équation de l'énergie cinétique turbulente a été utilisée. Toutes les étapes de calcul CFD sous OpenFoam ont été exposées. La géométrie d'étude est celle optimisée dans le chapitre 3. Plusieurs configurations de discrétisation spatiale ont été également étudiées. La pression pariétale calculée est identique pour chacune des configurations de maillage étudié. La visualisation des isocontours de la deuxième invariance du tenseur de gradients de vitesse (Q-critère) a montré que l'écoulement est fortement turbulent dans la roue du ventilateur. Les fluctuations de pression pariétale modélisées ont été utilisées dans la modélisation aéroacoustique du bruit de charge avec l'analogie de FW&H.

Dans le chapitre 5, la méthodologie de l'implémentation de l'analogie acoustique de FW&H est exposée. Chaque étape de l'implémentation est validée de manière analytique. Puis le cadre de manière générale est validé sur des configurations simples telles que la théorie d'Isom et les dipôles compacts pouvant être assimilés à des disques tournants. D'abord la validation du calcul des termes de la dérivée intervenant dans l'analogie de FW&H est présentée. L'approche par la transformée de Fourier inverse est utilisée. Elle a pour avantage de faire un filtrage large bande du signal dans un même code. Une fonction analytique résultant de la superposition de plusieurs sinusoïdales a été utilisée. Les résultats de la dérivée du code et ceux de la dérivée analytique sont identiques avec une erreur relative de 5%. Ensuite, le code a été validé sur le cas test d'Isom. On a obtenu une superposition de la pression acoustique du bruit de charge et du bruit d'épaisseur comme le stipule la théorie. Enfin, la pression acoustique rayonnée par plusieurs configurations de disque tournant est calculée et avec la pression analytique de Rienstra. Les résultats obtenus se superposent avec des erreurs variant de 0.5 % à 8 %. La validation analytique du code a été essentielle dans la réalisation de ce projet puisque la fiabilité des différents techniques acoustiques développés en dépend.

Dans le chapitre 6, les techniques acoustiques d'identification numérique des zones les plus bruyantes d'une source de bruit stationnaire ont été présentées. Ces techniques sont basées sur une combinaison de l'analogie acoustique de FW&H, de la POD et/ou de la SVD. La théorie développée considère une source stationnaire dans un écoulement subsonique. Ces techniques ont consisté à rechercher des modes acoustiques principaux indépendants. Puis par projection sur la source, on identifie les sources élémentaires par les

amplitudes des composantes de ces modes. Les sources élémentaires sont en général données par la discrétisation spatiale de la source initiale et forment une base de surface de la source. L'application de ces techniques sur un profil NACA012 a été présentée, analysée puis interprétée. Ces approches ont permis de réduire considérablement les dimensions d'étude. Par la méthode POD, on est arrivée à reproduire la pression acoustique rayonnée en champs lointains avec seulement 10 modes de la surface de la source sur un ensemble de 30400 modes. Quant à la reproduction de la puissance acoustique, 10 modes ont été utilisés par l'approche POD et seulement 3 par l'approche de la SVD. La cartographie des composantes des principaux modes sur la surface de la source confirme l'unidirectivité de la méthode POD par sa dépendance de la morphologie du mode en fonction du point d'écoute. Par compte, dans chaque direction acoustique (i.e pour chaque récepteur), le bord de fuite de la pale présente les amplitudes les plus importantes. Elle semble donc être, la zone la plus bruyante dans ces directions. Ce résultat est confirmé en considérant toutes les directions avec l'approche SVD. De plus, dans cette zone du canal l'écoulement est fortement turbulent. Pour terminer, l'approche POD pâtit du fait que le résultat dépend de la position du récepteur. À cela s'ajoute que le nombre de modes à analyser est supérieur à celui de la SVD. En conséquence, l'approche SVD est conseillée.

Dans les chapitres 7 et 8, l'objectif a été d'étendre les techniques de la POD et de la SVD développées dans le chapitre 6 à une source en mouvement subsonique. La démarche a été identique à condition de prendre en compte tous les termes de champ lointain de l'analogie de FW&H. Le cas test utilisé a été la roue de ventilateur centrifuge optimisée dans le chapitre 3. La méthode de la SGE à une équation de transport de l'énergie cinétique turbulente a pu montrer le caractère très turbulent de l'écoulement dans la roue. Plusieurs configurations de maillages ont également été étudiées. Comme dans le chapitre 6, la puissance acoustique et la pression acoustique de la pale en champ lointain ont été reproduites en considérant seulement les 10 principaux modes acoustiques de la POD quelle que soit la configuration de maillage. L'analyse de la contribution de chaque mode a montré que les modes les plus importantes en termes d'amplitude ne sont pas forcément ceux qui contribuent le plus dans la puissance acoustique. Il est donc primordial de reclasser les modes selon leur contribution dans le calcul de la puissance acoustique. Quant à l'approche de la SVD on a retrouvé les mêmes conclusions que le chapitre 6. La puissance acoustique a été reproduite avec seulement les 2 modes les plus contributifs quelle que soit la configuration du maillage utilisée. Une zone s'est distinguée du reste de la pale par l'importance des composantes des principaux modes acoustiques, quelle que soit la configuration du maillage utilisée. Par analogie avec les modes vibratoires, cette zone située à 50% de la

corde de la pale est celle qui participe le plus au rayonnement acoustique de la pale. Elle est indépendante des configurations de maillage utilisées. Ainsi, on a pu montrer l'utilité d'augmenter la taille des cellules de discrétisation sans perdre l'essentiel des informations acoustiques nécessaires à l'orientation de l'ingénieur dans la conception d'une roue moins bruyante. Cela a pour conséquence de réduire considérablement le temps du calcul et de rendre réaliste les techniques développées dans des projets à portée industrielle.

9.2 Contribution scientifique

Pour conclure, l'objectif de proposer un outil acoustique robuste aidant les ingénieurs dans la prise des décisions pour une meilleure optimisation aérodynamique et aéroacoustique est atteint. Le développement de l'outil s'est fait progressivement. D'abord l'outil d'optimisation à travers le chapitre 3. Par la suite, la méthodologie d'utilisation d'OpenFoam et le calcul des fluctuations de pressions pariétales de la source nécessaire à la modélisation aéroacoustique du bruit de charge de la pale ont été présentés dans le chapitre 4. Puis, l'implémentation du code acoustique a été étudiée dans le chapitre 5. Pour terminer, les technologies acoustiques développées (approches POD et SVD) ont été étudiées au travers des chapitres 6, 7 et 8.

Cette thèse a contribué à la progression des limites scientifiques dans l'aéroacoustique des turbomachines en faisant ressortir les originalités suivantes :

- Un modèle hybride numérique (écoulement) - analytique (acoustique) permettant de déterminer les modes de pression dominant le bruit large bande d'une aube de ventilateur centrifuge ;
- Meilleure compréhension du bruit aérodynamique produit par un ventilateur centrifuge ;
- Outil de calcul, de conception et d'optimisation transférable au partenaire industriel utilisant les logiciels libres OpenFOAM, Salomé et Dakota ;
- Technologies d'identification numérique des zones les plus rayonnantes d'une surface solide stationnaire ou en mouvement subsonique, en interaction avec un écoulement turbulent.

Malgré ces avancées, plusieurs points restent à approfondir. Cette étude est restreinte par l'hypothèse forte de champ libre. Ce qui permet l'utilisation de la fonction de Green en

champ libre.

9.3 Perspectives

À la suite des travaux présentés lors de cette thèse, des perspectives peuvent être dégagées :

1. Faire une étude expérimentale en vue de valider les approches développées.
2. Étendre l'approche de la SVD sur la pression acoustique. Comme dans l'approche POD, appliqué la SVD sur la matrice de corrélation acoustique liée à un récepteur de l'espace.
3. Continuer les travaux de la SVD en faisant des modifications de la zone acoustique de la pale identifiée comme la plus bruyante. L'objectif est de savoir si une modification géométrique de cette zone a une influence sur le rayonnement acoustique de la pale. Par exemple en prenant le cas du ventilateur centrifuge étudié, on peut extraire cette zone de la pale et valider l'effet avec la méthode de diagnostic SVD. La Figure 9.1 illustre ce qui peut être envisageable. Si les résultats sont concluant, des expérimentations seront conduites.

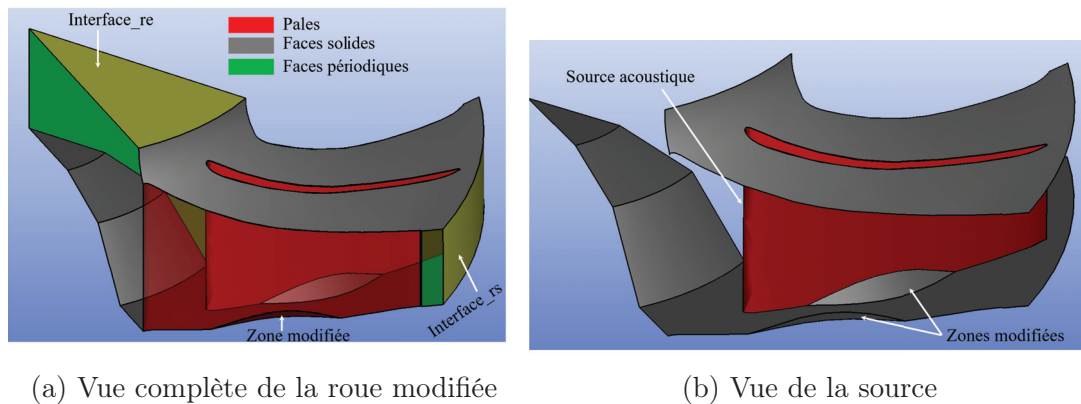


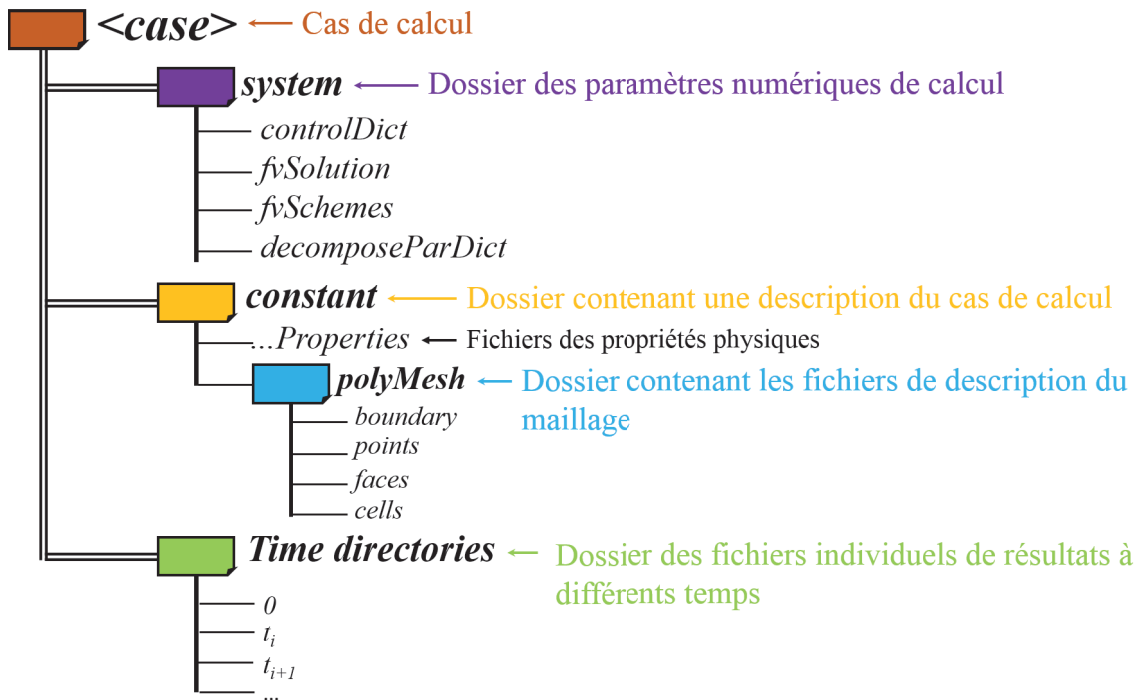
Figure 9.1 Géométrie du volume tournant modifié

4. Développer des stratégies de calcul pour réduire le temps de calcul jugé trop long en milieu industriel. Plusieurs voies peuvent être explorées. Par exemple, la méthode de Lattice-Boltzman et l'analogie de Powell basée sur les vortex au lieu des fluctuations de pression utilisées dans l'analogie de FW&H.
5. Étendre la méthodologie d'optimisation aérodynamique à l'optimisation aéroacoustique.

6. Implémenter les outils développés dans le logiciel libre OpenFoam.
7. L'utilisation de la fonction de Green dans une conduite pour la résolution intégrale de l'équation acoustique. Puis appliquer les méthodes de la POD et de la SVD.

ANNEXE A

Structure générale d'OpenFoam



ANNEXE B

Coordonnées cartésiennes des récepteurs sur la sphère de rayon $R = 6$ m selon la norme ISO 3745 standard [85]

Récepteurs	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
x	-6	2.94	2.88	-2.82	-2.7	5.04	2.28	-3.96	1.56	1.86
y	0	-5.16	5.04	4.86	-4.62	0	3.96	0	-2.76	0
z	0.3	0.9	1.5	2.1	2.7	3.3	3.9	4.5	5.1	5.7

Récepteurs	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
x	6	-2.94	-2.88	2.82	2.7	-5.04	-2.28	3.96	-1.56	-1.86
y	0	5.16	-5.04	-4.86	4.62	0	-3.96	0	2.76	0
z	-0.3	-0.9	-1.5	-2.1	-2.7	-3.3	-3.9	-4.5	-5.1	-5.7

LISTE DES RÉFÉRENCES

- [1] Adamczyk, J. J. (1974). Passage of a swept airfoil through an oblique gust. *Journal of Aircraft*, volume 11, numéro 5, p. 281–287.
- [2] Ahmed, M. Y. M. et NQin, N. (2009). Comparison of response surface and kriging surrogates in aerodynamic design optimization of hypersonic spiked blunt bodies. 13 th International Conference on AEROSPACE SCIENCES & AVIATION TECHNOLOGY, ASAT- 13, Military Technical College, Kobry Elkobbah, Cairo, Egypt, p. 1–17.
- [3] Amiet, R. K. (1976). Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *Journal of Aircraft*, volume 47, numéro 3, p. 387–397.
- [4] Anderl, D. (2011). *Modeling of a Cooling Airflow in an Electric Motor*. Master’s thesis in numerical analysis, Royal Institute of Technology, Stockholm Sweden, 86 p.
- [5] Arndt, R. E. A. et George, W. K. (1974). *Investigation of the large scale coherent structure in a jet and its relevance to jet Noise* (Rapport technique). The Pennsylvania State Univ. ; University Park, PA, United States, 20 p.
- [6] Arndt, R. E. A., Long, D. F. et Glauser, M. N. (1997). The proper orthogonal decomposition of pressure fluctuations surrounding a turbulent jet. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 234, p. 1–33.
- [7] Baade, P., K. (1977). Effects of acoustic loading on axial flow fan noise generation. *Noise Control Engineering*, volume 8, numéro 1, p. 5–15.
- [8] Baudoui, V. (2012). *Optimisation robuste multiobjectifs par modèles de substitution*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 300 p.
- [9] Berselli, L. C., Ilescu, T. et Layton, W. (2006). *Mathematics of large eddy simulation of turbulent flows*. Springer, 362 p.
- [10] Bienkiewicz, B., Ham, H. J. et Sun, Y. (1993). Proper orthogonal decomposition of roof pressure. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 50, p. 193–202.
- [11] Bienkiewicz, B., Tamura, Y., Ham, H. J., Ueda, H. et Hibi, K. (1995). Proper orthogonal decomposition and reconstruction of multi-channel roof pressure. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 54, numéro 55, p. 369–381.
- [12] Bonnet, J. P., Cole, D. R., Delville, J., Glauser, M. N. et Ukeiley, L. S. (1994). Stochastic estimation and proper orthogonal decomposition : Complementary techniques for identifying structure. *Experiments in Fluids*, volume 17, p. 307–314.

- [13] Borgiotti, G. V. (1990). The power radiated by a vibrating body in an acoustic field and its determination from boundary measurements. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 88, numéro 4, p. 1884–1893.
- [14] Bourguet, R. (2008). *Analyse physique et modélisation d'écoulements turbulents instationnaires compressibles autour de surfaces portantes par approches statistiques haute-fidélité et de dimension réduite dans le contexte de l'interaction fluide-structure*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon Université de Toulouse, France, 242 p.
- [15] Boussinesq, J. (1897). *Théorie de l'écoulement tourbillonnaire et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes à grande section, volume 1*. Gauthier-Villars et fils, Paris, France, 94 p.
- [16] Box, G. E. P., Hunter, J. S. et Hunter, W. G. (1978). *Statistics for experimenters : an introduction to design, data analysis, and model building*. Wiley, 653 p.
- [17] Box, G. E. P. et Wilson, K. B. (1951). On the experimental attainment of optimum conditions (with discussion). *Journal of the Royal Statistical Society*, volume 1, p. 1–45.
- [18] Brennan, D. (2001). *The numerical simulation of two-phases flows in settling tanks*. Thèse de doctorat, Imperial College, London, 127 p.
- [19] Brooks, T. F., Pope, D. S. et Marcolini, M. A. (1989). *Airfoil self-noise and prediction* (Rapport technique). NASA Langley Research Center, 146 p.
- [20] Buffoni, M., Gamarri, S., Iollo, A. et Slevetti, M. V. (2006). Low-dimensional modelling of a confined three-dimensional wake flow. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 569, p. 141–150.
- [21] Cai, J.-c., Qi, D., Lu, F. et Wen, X. (2010). Study of tonal fan noise reduction by modification of the volute cutoff. *Acta Acustica United With Acustica*, volume 96, numéro 6, p. 1115–1124.
- [22] Camarri, S. et Iollo, A. (2010). Feedback control of the vortex-shedding instability based on sensitivity analysis. *Physics of Fluids*, volume 22, numéro 9, p. 94–102.
- [23] Casalino, D. (2003). An advanced time approach for acoustic analogy predictions. *Journal of Sound and Vibration*, volume 261, p. 583–612.
- [24] Chanaud, R. C. (1972). Noise reduction in propeller fans using porous blades at free-flow conditions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 51, numéro 1, p. 15–18.
- [25] Chelius, A. (2014). Estimation d'erreur de propagation acoustique dans la cfd. Dans *The French Aerospace Lab ONERA*. CFA, Poitier-France, p. 1537–1543.
- [26] Cho, Y. et Moon, Y. J. (2003). Discrete noise prediction of variable pitch cross-flow fans by unsteady navier-stokes computations. *Journal of Fluids Engineering*, volume 125, numéro 3, p. 543–550.

- [27] Compute-Canada (2016). <https://www.computecanada.ca>.
- [28] Cordier, L. et Bergmann, M. (2008). Proper orthogonal decomposition : an overview. Dans *Lecture series 2002-04, 2003-03 and 2008-01 on post-processing of experimental and numerical data*, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, 2008, 6^e édition. VKI, p. 46.
- [29] Cousteix, J. (1988). *Aérodynamique : Couche limite laminaire*. CEPADUES-édition, Toulouse, France, 408 p.
- [30] Curle, N. (1955). The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 231, numéro 1187, p. 505–514.
- [31] Currey, M. N. et Cunefare, K. A. (1995). The radiation modes of baffled finite plates. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 98, numéro 3, p. 1570–1580.
- [32] Currin, C., Mitchell, T. J., Morris, M. et Ylvisaker, D. (1991). Bayesian prediction of deterministic functions, with applications to the design and analysis of computer experiments. *Journal of the American Statistical Association*, volume 86, numéro 416, p. 953–963.
- [33] Da Silva, C. B. et F., P. J. C. (2007). Analysis of the gradient diffusion hypothesis in large eddy simulations based on transport equations. *Physics of Fluids*, volume 19, numéro 3.
- [34] Da Silva, C. B. et Pereira, J. C. F. (2007). Analysis of the gradient–diffusion hypothesis in large–eddy simulations based on transport equations. *Physics of Fluids*, volume 19, numéro 3, 035106.
- [35] Dakota (2016). Dakota, a multilevel parallel object–oriented framework for design optimisation, parameter estimation, uncertainty quantification and sensitivity analysis). Dans SAND2014-4633, *Version 6.4 User’s Manual*. <https://dakota.sandia.gov/documentation.html>.
- [36] David, G. T. D., Christopher, C. H., Bani, K. M. et Adrian, F. M. S. (2002). *Bayesian Methods for Nonlinear Classification and Regression*. John Wiley & Sons, New York, 296 p.
- [37] Dimtry, A., Lysenko, Ertesvag, I. S. et Kjell, E. R. (2012). Large eddy simulation of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900 using the openfoam toolbox. *Flow Turbulence Combust*, volume 89, numéro 14, p. 491–518.
- [38] Dimtry, A., Lysenko, Ertesvag, I. S. et Kjell, E. R. (2013). Modeling of turbulent separated flows using openfoam. *Computers & Fluids*, volume 80, p. 408–422.
- [39] Doak, P. E. (1960). Acoustic radiation from a turbulent fluid containing foreign bodies. *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 264, numéro 4, p. 129–145.

- [40] Druault, P., Hekmati, A. et Ricot, D. (2013). Discrimination of acoustic and turbulent components from aeroacoustic wall pressure field. *Journal of Sound and Vibration*, volume 332, p. 7257–7278.
- [41] Druault, P., Yu, M. et Sagaut, P. (2010). Quadratic stochastic estimation of far-field acoustic pressure with coherent structure event in a 2d compressible plane mixing layer. *International Journal for Numerical Method in Fluids*, volume 62, p. 906–926.
- [42] Duprat, C. (2010). *Simulation numérique instationnaire des écoulements turbulents dans les diffuseurs de centrales hydrauliques en vue de l'amélioration des performances*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 198 p.
- [43] Elliott, S. J. et Johnson, M. E. (1993). Radiation modes and the active control of sound power. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 94, numéro 3, p. 2194–2204.
- [44] Embleton, T. F. (1963). Experimental study of noise reduction in centrifugal blower. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 35, numéro 5, p. 700–705.
- [45] Eugene, d. V. (2006). *The Potential of large eddy simulation for the modeling of wall bounded flows*. Thèse de doctorat, Imperial College of Science, Technology and Medicine, Londre-UK, 375 p.
- [46] Faghani, D. (1996). *Étude des structures tourbillonnaires de la zone proche d'un jet plan : approche non stationnaire multidimensionnelle*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, France, 240 p.
- [47] Farassat, F. (1975). *Theory of Noise Generation From Moving Bodies With an Application to Helicopter Rotors* (Rapport technique). NASA Langley Technical Report Server, 62 p.
- [48] Farassat, F. (1979). The derivation of a thickness noise formula for far-field by isom. *Journal of Sound and Vibration*, volume 64, numéro 1, p. 159–160.
- [49] Farassat, F. (1981). Linear acoustic formulas for calculation of rotating blade noise. *The American Institute of Aeronautics and Astronautics*, volume 19, numéro 9, p. 1121–1130.
- [50] Farassat, F. (1988). Extension of kirchhoff's formula to radiation from moving surfaces. *Journal of Sound and Vibration*, volume 123, numéro 3, p. 451–460.
- [51] Farassat, F. (1996). *The Kirchhoff Formulas for Moving Surfaces in Aeroacoustics The Subsonic and Supersonic Cases* (Rapport technique). NASA Langley Technical Report Server, 114 p.
- [52] Farassat, F. (2007). *Derivation of Formulations 1 and 1A of Farassat* (Rapport technique). NASA Langley Technical Report Server, 25 p.
- [53] Farassat, F. et Martin, R. M. (1983). A note on the tip noise of rotating blades. *Journal of Sound and Vibration*, volume 86, numéro 3, p. 449–453.

- [54] Farassat, F. et Nystrom, P. A. (1980). Isom's thickness noise formula for rotating blades with finite thickness at the tip. *Journal of Sound and Vibration*, volume 72, numéro 4, p. 550–553.
- [55] Fedala, D., Kouidri, S., Bakir, F. et Rey, R. (2007). Modelling of broadband noise radiated by an airfoil-application to an axial fan. *International Journal of Vehicle Noise and Vibration*, volume 3, p. 106–117.
- [56] Fedela, D., Smaine, K., Farid, B. et Robert, R. (2007). Modelling of broadband noise radiated by an airfoil-application to an axial fan. *International Journal of Vehicle Noise and Vibration*, volume 3, p. 106–117.
- [57] Ffowcs Williams, J. E. et Hawkings, D. L. (1969). Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 264, numéro 1151, p. 321–342.
- [58] Franco, J. (2008). *Planification d'expériences numériques en phase exploratoire pour la simulation des phénomènes complexes*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, France, 282 p.
- [59] Fureby, C., Tabor, G., Weller, H. et Gosman, A. (1997). A comparative study of sub-grid scale models in homogeneous isotropic turbulence. *Physics of Fluids*, volume 19, p. 1416–1429.
- [60] Gauthiera, P.-A., Gérard, A., Camiera, C. et Berry, A. (2014). Acoustical inverse problems regularization : Direct definition of filter factors using signal-to-noise ratio. *Journal of Sound and Vibration*, volume 333, numéro 3, p. 761–773.
- [61] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. et Cabot, W. H. (1991). A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A*, volume 3, numéro 7, p. 1760–1765.
- [62] Glegg, S. A. L. et Devenport, W. J. (2001). Proper orthogonal decomposition of turbulent flows for aeroacoustic and hydroacoustic applications. *Journal of Sound and Vibration*, volume 239, numéro 4, p. 767–784.
- [63] Gloerfelt, X. (2008). Compressible proper orthogonal decomposition/galerkin reduced-order model of self-sustained oscillation in a cavity. *Journal of Physics of Fluids*, volume 20, numéro 11, p. 115105–115122.
- [64] Goupy, J. (2001). *Introduction aux Plans d'expériences*. Dunod, Paris-France, 303 p.
- [65] Goupy, J. (2013). *Introduction aux plans d'expériences : Toutes les techniques nécessaires à la conduite d'une étude*. Technique et Ingénierie, Dunod/L'Usine Nouvelle, 412 p.
- [66] Grace, S. P., Atassi, H. M. et Blake, W. K. (1996). Inverse aeroacoustic problem for a streamlined body, part 1. basic formulation. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, volume 34, numéro 11, p. 2233–2240.

- [67] Grace, S. P., Atassi, H. M. et Blake, W. K. (1996). Inverse aeroacoustic problem for a streamlined body, part 2. accuracy of solutions. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, volume 34, numéro 11, p. 2241–2246.
- [68] Guedel, A. (2002). *Bruit des ventilateurs – Partie 2* (Rapport technique). Technique de l'ingénieur BM4178, 23 p.
- [69] Guo, Z., Shi, B. et Wang, N. (2000). Lattice bgk model for incompressible navier-stokes equation. *Journal of Computational Physics*, volume 116, numéro 1, p. 288–306.
- [70] Guédel, A., Freynet, M. et Boiteux, L. (1995). *Optimisation Aéroacoustique des Ventilateurs Tangentiels : étude paramétrique sur une roue de diamètre 100 mm* (Rapport technique). Note Technique CETIAT NT 96001.
- [71] Gérard, A., Berry, A., Masson, P. et Gervais, Y. (2007). Evaluation of tonal aeroacoustic sources in subsonic fans using inverse models. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, volume 45, numéro 1, p. 98–109.
- [72] Hawkings, D. L. (1979). Noise generation by transonic open rotors. Dans *Mechanics of Sound Generation in Flows*. volume 1. Springer-Verlag, Berlin West Germany, p. 294–300.
- [73] He, X. et Luo, L. (1997). Theory of the lattice boltzmann method : from the boltzmann equation to the lattice boltzmann equation. *Physical Review E*, volume 56, numéro 6, p. 6811–6817.
- [74] Hekmati, A. (2011). *Analyse des évènements aeroacoustiques à l'origine des émissions sonores à partir de simulations numériques (Analysis of aerodynamic events at the origin of noise emissions from numerical simulations)*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris-France.
- [75] Hekmati, A. et Ricot, D. (2009). Aeroacoustic analysis of th automotive ventilation outlets using extended proper orthogonal decomposition. Dans *Proceedings of the 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. p. 11.
- [76] Hennenon, M. et Keller, L. (2015). Mise en place d'une chaine de calculs dédiée à l'optimisation de profils aérodynamiques de pales d'hélicoptères. Dans *22ème congrès Français de Mécanique*. 24 au 28 août, Lyon, p. 1–9.
- [77] Heo, S., Cheong, C. et Kim, T.-H. (2011). Development of low-noise centrifugal fans for a refrigerator using inclined s-shaped trailing edge. *International Journal of Refrigeration*, volume 34, numéro 8, p. 2076–2091.
- [78] Herr, M., Appel, C., Dierke, J. et R., E. (2010). Trailing-edge noise data quality assessment for caa validation. Dans *16th AIAA/CEAS. Aeroacoustics Conferences*, Stockholm, Sweden.
- [79] Hestenes, M. et Stiefel, E. (1952). Methods of conjugate gradients for solving linear systems. *Journal of Research of the National Bureau of Standards*, volume 49, numéro 6, p. 1–28.

- [80] Hill, D. P. (1998). *The computer simulation of dispersed two-phase flows*. Thèse de doctorat, Imperial College, London, 371 p.
- [81] Hirsch, C. (1991). *Numerical computation of internal and external flows*. John Wiley & Sons, 606 p.
- [82] Howe, M. S. (1964). Contribution to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics*, volume 71, numéro 4, p. 625–673.
- [83] Hunt, J., Wray, A. et Moin, P. (1988). Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. Dans *Center for Turbulence Research*. Proceeding8 of the Summer Program, p. 193–208.
- [84] Iollo, A., Lanteri, S. et Dsidri, J. A. (2000). Stability properties of pod-galerkin approximations for compressible navier-stokes equation. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, volume 13, p. 377–396.
- [85] ISO-3745 (2003). *Acoustics – Determination of sound power levels and sound energy levels of noise sources using sound pressure – Precision methods for anechoic rooms and hemi-anechoic rooms* (Rapport technique). European Standard, 55 p.
- [86] Isom, M. P. (1975). *The theory of sound radiated by a hovering transonic helicopter blade* (Rapport technique). Polytechnic Institute of New York Report Poly–AE/AM, 5 p.
- [87] Jasak, H. (1996). *Error analysis and estimation in the finite volume method with applications to fluid flows*. Thèse de doctorat, Imperial College, London, 394 p.
- [88] Javad, T., Md Mizanur, R., Timo, S. et Ramesh, K., A. (2015). One-equation sub-grid scale model with variable eddy-viscosity coefficient. *Computers and Fluids*, volume 107, p. 155–164.
- [89] John, V. (2004). *Large eddy simulation of turbulent incompressible flow*. Springer 2004 edition, 261 p.
- [90] Jones, D. R., Schonlau, M. et Welch, W. J. (1998). Efficient global optimization of expensive black-box functions. *Journal of Global Optimization*, volume 13, numéro 4, p. 455–492.
- [91] Jones, W. P. et Launder, B. E. (1972). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Masse Transfer*, volume 15, numéro 11, p. 301–314.
- [92] Juretic, F. (2004). *Error analysis and estimation in the finite volume CFD*. Thèse de doctorat, Imperial College, London, 233 p.
- [93] Kenneth, S., B. et Farassat, F. (1981). Modeling aerodynamically generated sound of helicopter rotors. *Progress in Aerospace Sciences*, volume 39, numéro 2–3, p. 83–117.
- [94] Kirchhoff, G. (1883). Zur theorie der lichtstrahlen (vers une théorie des rayons lumineux). *Annalen der Physik*, volume 254, numéro 4, p. 663–695.

- [95] Kone, T. C., Panneton, R. et Piaud, J. B. (2013). *Prediction du bruit large bande de ventilateurs centrifuges à usage domestique*. Essai de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, 68 p.
- [96] Kriges, D. G. (1951). *A statistical approach to some mine valuations and allied problems at the Witwatersrand*. Thèse de doctorat, University of Witwatersrand, Sud Africa, 272 p.
- [97] Launder, B. E. et Sharma, B. I. (1974). The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *Letter in Heat and Mass Transfert*, volume 1, numéro 2, p. 131–138.
- [98] Lesieur, M. (1997). *Turbulence in fluids*. Kluwer Academic Publuiser, 592 p.
- [99] Lewis, R. I. (1996). *Turbomachinery Performance Analysis*. Elsevier Science & Technology Books, 335 p.
- [100] Lewy, S. (2003). Computation of broadband noise radiated by a ducted fan in an uniform flow. *International Journal of Acoustics and Vibration*, volume 8, numéro 4, p. 211–218.
- [101] Lighthill, M. J. (1952). On sound generated aerodynamically. i. general theory. *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 211, numéro 1107, p. 564–587.
- [102] Lighthill, M. J. (1952). On sound generated aerodynamically. ii. turbulence as a source of sound. *Proceedings of the Royal Society of London*, volume 222, numéro 1148, p. 1–32.
- [103] Lilly, D. K. (1992). A proposed modification of the germano subgrid–scale closure method. *Physics of Fluids A*, volume 4, p. 633–635.
- [104] Lowson, M. V. (1965). The sound field for singularities in motion. Dans *A-Mathematical and Physical Sciences*. Proceedings of the Royal Society of London Series, London, UK, p. 559–572.
- [105] Lowson, W. V. (1968). Reduction of compressor noise radiation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 43, numéro 1, p. 37–50.
- [106] Lumley, J. L. (1967). The structure of inhomogeneous turbulent flows : In atmospheric turbulence and radio wave propagation. Dans *proceeding international colloque*. Publisher House NAUK, Moscow, june 15–22, p. 166–177.
- [107] MacDonald, M. et Heymann, D. (2013). Volumetric resistance blower. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 133, numéro 5, p. 3265–3265.
- [108] Mangani, L. (2008). *Development and validation of an object oriented CFD solver for heat transfer and combustion modeling in turbomachinery application*. Thèse de doctorat, Universita degli studi di Firenze, 261 p.
- [109] Martin, J. D. et Simpson, T. W. (2005). On the use of kriging models to approximate deterministic computer models. *Journal of the American Institute of Aeronautics and Astronautics*, volume 43, numéro 4, p. 43–492.

- [110] Matheron, G. (1962). *Traité de géostatistique appliquée*. Editions Technip, 333 p.
- [111] Mc Kay, M. D., Beckman, R. J. et Conover, W. J. (1979). A comparison of three methods for selecting values of input variables in the analysis of output from a computer code. *Technometrics*, volume 21, numéro 2, p. 239–245.
- [112] Menter, F. R. (1993). Zonal two equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, volume 93, p. 1–21.
- [113] Menter, F. R. (1994). Two equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, volume 32, numéro 8, p. 1598–1605.
- [114] Mercer, J. (1909). Functions of positive and negative type and their connection with the theory of integral equations. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, volume 209, p. 415–446.
- [115] Moon, Y. J., Cho, Y. et Nam, H.-S. (2003). Computation of unsteady viscous flow and aeroacoustic noise of cross flow fans. *Journal of Aircraft*, volume 32, numéro 3, p. 995–1115.
- [116] Mouton, S., J. Laurenceau, J. et Carriera, G. (2007). Aerodynamic and structural optimisation of powerplant integration under the wing of a transonic transport aircraft. Dans *42ème colloque d’Aérodynamique Appliquée*. AAAF, Sophia–Antipolis, p. 11–18.
- [117] Neise, W. (1982). Review of noise reduction methods for centrifugal fans. *American Society of Mechanical Engineers*, volume 104, numéro 2, p. 151–161.
- [118] Nelson, P. A. et Kahana, Y. (2001). Spherical harmonics, singular-value decomposition and the head-related transfer function. *Journal of Sound and Vibration*, volume 239, numéro 3, p. 607–637.
- [119] Nelson, P. A. et Yoon, S. H. (2000). Estimation of acoustic source strength by inverse methods : Part i. conditioning of the inverse problem. *Journal of Sound and Vibration*, volume 233, numéro 4, p. 643–668.
- [120] Nelson, P. A. et Yoon, S. H. (2000). Estimation of acoustic source strength by inverse methods : Part ii. experimental investigation of methods for choosing regularisation parameters. *Journal of Sound and Vibration*, volume 233, numéro 4, p. 669–705.
- [121] Olivier, V. (2011). *Trailing Edge Noise Simulations : using IDDES in OpenFOAM*. Mémoire de maîtrise, Delft University of Technology.
- [122] OpenFoam (2016). The open source cfd. Dans OpenCFD-Ltd, *OpenFoam version 4.0 extend*. www.openfoam.com/documentation/user-guide.
- [123] Parnaudeau, P., Carlier, J., Heitz, D. et Lamballais, E. (2008). Experimental and numerical studies of the flow over a circular cylinder at reynolds number 3900. *Physics of Fluids*, volume 20, p. 085101.

- [124] Paterson, R. W. et Amiet, R. K. (1982). Noise of a model helicopter rotor due to ingestion of isotropic turbulence. *Journal of Sound and Vibration*, volume 85, numéro 4, p. 551–577.
- [125] Photiadis, D. M. (1990). The relationship of singular value decomposition to wave-vector filtering in sound radiation problems. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 88, numéro 4, p. 1152–1159.
- [126] Picard, C. (2001). *Étude expérimentale de l'identification des source acoustique dans les jets par analyse de la fluctuation de pression en champ proche*. Thèse de doctorat, Université de Poitier, France, 124 p.
- [127] Pope, S. B. (2001). *Turbulent flow*. Cambridge University Press, 802 p.
- [128] Powell, A. (1964). Theory of vortex sound. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 36, p. 177–195.
- [129] Ravindran, S. S. (2000). Reduced-order adaptive controllers for fluid flows using pod. *Journal of Scientific Computing*, volume 15, numéro 4, p. 457–477.
- [130] Reboul, G. (2010). *Modélisation du bruit la large bande de soufflantes de turboreacteurs*. Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, France, 242 p.
- [131] Reboul, G., Polacsek, C., Lewy, S. et Heib, S. (2008). Aeroacoustic computation of ducted-fan broadband noise using les data. *The Journal of the Acoustical Society of America*, volume 123, numéro 5, p. 3559–3559.
- [132] Riber, E. (2007). *Développement de la méthode de simulation aux grandes échelles pour les écoulements diphasiques turbulents*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, France, 242 p.
- [133] Rienstra, S. W. et Hirschberg, A. (2001). *An introduction to acoustics* (Extended and revised edition of report iwde92–06). Technische Universiteit Eindhoven, Pays-Bas, 298 p.
- [134] Rivard, R. (2012). *Simulation des grandes échelles appliquée à la modilisation des écoulements turbulents à surface libre*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, Canada, 178 p.
- [135] Robertson, E., Choudhury, V., Bhushana, S. et Walters, D. K. (2015). Validation of openfoam numerical methods and turbulence models for incompressible bluff body flows. *Computers & Fluids*, volume 123, p. 122–145.
- [136] Rusche, H. (1996). *Computational fluid dynamics of dispersed two-phase flows at high phase fractions*. Thèse de doctorat, Imperial College, London, 343 p.
- [137] Sacks, J., Welch, W. J., Mitchell, T. J. et Wynn, H. P. (1989). Design and analysis of computer experiments. *Statistical Science*, volume 4, numéro 4, p. 409–423.
- [138] Sagaut, P. (2002). *Large eddy simulation for incompressible flows – An introduction*. Springer-Verlag, 2nd edition, 319 p.

- [139] Sagaut, P. et Grohens, R. (1999). Discrete filters for large eddy simulation. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, volume 31, numéro 8, p. 1195–1220.
- [140] Salome (2016). The open source integration platform for numerical simulation. Dans Cascade, O. et EDF, *SALOME version 7.8.0*. www.salome-platform.org.
- [141] Samad, A. et Kim, K.-Y. (2009). Surragate based optimization techniques for aerodynamic design of turbomachinery. *International Journal of Fluid Mechinery and Systems*, volume 2, numéro 2, p. 179–188.
- [142] Sandip, G., Thomas, L., Parviz, M. et Knut, A. (1991). A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. *Journal of Fluiid Mechnics*, volume 286, p. 229–255.
- [143] Schonlau, M. (1997). *Computer Experiments and Global Optimization*. Thèse de doctorat, University of Waterloo, Canada, 143 p.
- [144] Schumann, U. (1975). Subgrid-scale model for finite-difference simulations of turb. flows in plane channels and annuli. *Journal of Computational Physics*, volume 18, p. 376–404.
- [145] Sears, W. R. (1941). Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical application). *Journal of the Aeronautical Sciences*, volume 8, numéro 3, p. 104–108.
- [146] Seiner, J. M. (1998). A new rational approach to jet noise reduction. *Theoretical and Computation Fluid Dynamics*, volume 10, numéro 4, p. 373–383.
- [147] Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations : I. the basic experiment. *Monthly weather review*, volume 91, numéro 3, p. 99–164.
- [148] Son, J. S. et Hanratty, T. J. (1969). Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at reynolds numbers from 5×10^3 to 10^4 . *Journal of Fluid Mechanics*, volume 35, p. 353–368.
- [149] Sorguven, E. et Dogan, Y. (2002). Acoustic optimization for centrifugal fans. *Noise Control Engineering Journal*, volume 60, numéro 4, p. 379–391.
- [150] Sorguven, E., Dogan, Y., Bayraktar, F. et Sanliturk, K. Y. (2009). Noise prediction via large eddy simulation : Application to radial fans. *Noise Control Engineering Journal*, volume 57, numéro 3, p. 169–178.
- [151] Stein, M. L. (1999). *Interpolation of Spatial Data : Some Theory for Kriging*. Springer Series in Statistics, New York, 247 p.
- [152] Swiler, L. P. et Wyss, G. D. (2004). *A user's guide to Sandia's latin hypercube sampling software : LHS UNIX library and standalone version* (Rapport technique). Sandia National Laboratories, Albuquerque, 148 p.
- [153] Van der Vorst, H. A. (1992). Bi-cgstab : A fast and smoothly converging variant of bi-cg for the solution of nonsymmetric linear systems. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, volume 13, numéro 2, p. 631–644.

- [154] Velarde-Suarez, S., Tajadura, R. B., Morros, C. S. et Garcia, B. P. (2008). Reduction of the aerodynamic tonal noise of a forward-curved centrifugal fan by modification of the volute tongue geometry. *Applied Acoustics*, volume 69, numéro 3, p. 225–232.
- [155] Vivier, S. (2002). *Stratégies d’optimisation par la méthode des plans d’expériences et Application aux dispositifs électrotechniques modélisés par éléments finis*. Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 309 p.
- [156] Wagner, C., Hüttl, T. et Sagaut, P. (2007). *Large-Eddy Simulation for Acoustics*. Cambridge Aerospace Series, Cambridge University Press.
- [157] Wagner, C. A., Hüttl, T. et Sagaut, P. (2007). *Large eddy simulation for acoustic, volume 20*. Cambridge University Press, 471 p.
- [158] Wen-Shyang, C., Lauchle, G., C. et Thompson, D. E. (1989). Subsonic axial flow fan noise and unsteady rotor force. *Journal of the Acoustical Society of America*, volume 85, numéro 2, p. 641–647.
- [159] Wilcox, D. C. (1988). Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal*, volume 26, numéro 11, p. 1299–1310.
- [160] Wright, T. (1999). *Fluid machinery : performance, analysis, and design*. CRC Press, Floride, États-Unis, 363 p.
- [161] Yoshizawa, A. et Horiuti, K. (1985). A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large-eddy simulation of turbulent flows. *Journal of the Physical Society of Japan*, volume 54, numéro 8, p. 2834–2839.
- [162] Younsi, M. (2007). *Aeroacoustique et Aérodynamique Instationnaire, Numérique et Expérimentale des Ventilateurs Centrifuges à Action*. Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure d’Arts et Métiers. Spécialité Mécanique, Paris, France, 172 p.
- [163] Zhou, D., Lu, Z. et Guo, T. (2016). A rotating reference frame-based lattice boltzmann flux solver for simulation of turbomachinery flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*.

