



Métrologie instationnaire embarquée pour la modélisation du bruit à large bande dans les turbomachines.

Jérémy Hurault

► To cite this version:

Jérémy Hurault. Métrologie instationnaire embarquée pour la modélisation du bruit à large bande dans les turbomachines.. Sciences de l'ingénieur [physics]. Arts et Métiers ParisTech, 2010. Français. NNT : 2010ENAM0008 . pastel-00005984

HAL Id: pastel-00005984

<https://pastel.hal.science/pastel-00005984>

Submitted on 13 Apr 2010

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

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

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité “ Mécanique ”

présentée et soutenue publiquement par

Jérémy HURAUULT

le 16 mars 2010

**Métrologie instationnaire embarquée pour la modélisation
du bruit à large bande dans les turbomachines**

Directeur de thèse : **Smaïne KOUIDRI**
Co-encadrement de la thèse : **Farid BAKIR**

Jury

M. Georges DESCOMBES, Professeur des Universités, CNAM
M. Serge LEWY, Directeur de Recherche, DSNA, ONERA
M. Smaïne KOUIDRI, Professeur des Universités, LIMSI, UPMC
M. Farid BAKIR, Professeur des Universités, DynFluid, Arts et Métiers Paristech
M. Robert REY, Professeur des Universités, DynFluid, Arts et Métiers Paristech
M. Xavier CARBONNEAU, Maître de Conférences, DAEP, ISAE Toulouse
M. Bruno LUCBERNET, Ingénieur de Recherche, FAURECIA

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Invité

**T
H
È
S
E**

Résumé

Les nuisances sonores sont devenues une importante préoccupation environnementale. L'accroissement des exigences de confort et le durcissement des réglementations tant européennes que mondiales ont rendu la réduction du bruit aérodynamique des turbomachines un enjeu primordial pour de nombreuses industries. Ce travail a pour objectif principal le développement d'outils de modélisation de la composante à large bande du bruit des ventilateurs de façon à l'intégrer comme critère d'optimisation dès leur phase de conception. L'empilement (dévers) étant connu pour avoir une influence sur les émissions acoustiques des ventilateurs, trois ventilateurs à empilements différents seront comparés tout au long de ce mémoire. Un banc d'essai permettant l'acquisition des pressions moyennes et instationnaires sur les pales des ventilateurs est conçu puis fabriqué. Ces données sont nécessaires comme entrées d'un modèle de prévision du bruit de bord de fuite. Les spectres de pressions mesurés sont comparés à différents modèles puis utilisés pour obtenir le spectre acoustique en champ lointain à partir du modèle d'Amiet de bord de fuite. Ce modèle prévu pour un profil fixe est adapté pour un ventilateur. Puis une simulation numérique RANS avec modèle de turbulence du deuxième ordre, de ces trois ventilateurs, est réalisée afin d'obtenir : les performances globales des ventilateurs à différents débits, la morphologie de l'écoulement notamment les profils des vitesses aval, les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds, les champs de pression sur les pales et les variables de la couche limite. Toutes ces données sont comparées avec différentes mesures sur un banc normalisé permettant la mesure du débit de fonctionnement.

Mots-clés : Aéroacoustique, Turbomachine, Ventilateur axial, Bruit large bande, Bruit de bord de fuite, Métrologie embarquée, Mesure de pression pariétale, Anémométrie à fil chaud, Tenseur des contraintes de Reynolds, Modèle d'Amiet.

Abstract

Noise pollution is one of the most significant environmental concerns. The increase in comfort requirements and rigorous of European and global regulations make the noise reduction one of the most important issues for several industries. The main objective of this work is the development of modeling tools for broadband noise component radiated by axial fans in order to include it as an optimization criterion during their design process. Sweep is known to be influent on the noise radiated by a fan. Three fans with different sweep are compared in this report. A test bench able to carry out mean and unsteady pressure on the blade of the fans is designed and built. These data are needed as input in a trailing edge noise prediction model. Measured pressure spectra are compared with those obtain from models, then used to obtain the far field acoustic spectra. Amiet's trailing edge noise model is used. This model is developped for airfoil, so it is adapted for fans. A RANS numerical simulation with a second order turbulence model is carried out on the three fans to get : overall efficiency at differents flow rates, downstream velocities components profiles, components of the Reynolds stress tensor, pressure field on a blade and boundary layer data. All these data are compared to several experiments performed on a standard test bench allowing the air flow rate measurement.

Keywords : Aeroacoustic, Turbomachinery, Axial fan, Broadband noise, Trailing edge noise, Wall pressure measurement, Hot wire anemometry, Reynolds stress tensor, Amiet.

Remerciements

Tout d'abord, je remercie vivement Monsieur Smaïne Kouidri, Professeur des Universités, de m'avoir proposé un sujet dans une thématique aussi intéressante, d'actualité et d'avenir. Je tiens à lui faire part également de toute ma reconnaissance pour m'avoir transmis le goût de l'échange avec d'autres équipes de recherche, comme lors de mes participations à des manifestations scientifiques.

Mes remerciements vont ensuite vers l'équipe du laboratoire LEMFI (nouvellement appelé DynFluid) notamment messieurs Farid Bakir et Robert Rey, Professeurs des Universités qui m'ont permis d'effectuer cette thèse, et d'acquérir plus qu'une expertise dans un domaine précis, mais aussi une nouvelle façon de travailler. Je remercie Monsieur Ricardo Noguera, Maître de Conférences et Habilité à Diriger des Recherches, d'avoir été le responsable des enseignements que j'ai donnés à l'ENSAM et ainsi profiter de sa riche expérience pédagogique.

Ce travail est le fruit de plusieurs soutiens et collaborations. Donc, je souhaite remercier toute l'équipe du projet GEREMAX pour ces nombreuses heures de travail dans la bonne humeur et pour ces résultats exceptionnels que nous avons obtenus. Merci à Bruno Lucbernet, Christophe Espanet, Thierry Pera et Nathalie Devilliers.

Je remercie les enseignants de l'ENSAM Paris pour tous les fructueux échanges que nous avons pu avoir, particulièrement les laboratoires d'électroniques, de conception des produits nouveaux ainsi que celui des matériaux. A ce propos, je remercie particulièrement Monsieur Damion du laboratoire de métrologie dynamique pour tous ses conseils concernant l'étalonnage des capteurs. De plus, j'adresse de chaleureux remerciements envers les techniciens du laboratoire Prototype qui m'ont permis d'utiliser leurs machines et ainsi fabriquer mon banc d'essais de mes propres mains.

Je suis reconnaissant envers Messieurs Serge Lewy et Georges Descombes d'avoir accepté de rapporter sur ma thèse et de la juger. Les commentaires, les questions et les corrections de Monsieur Serge Lewy m'ont permis de clarifier la rédaction du mémoire final, je le remercie profondément pour sa lecture plus qu'attentionnée. De plus, je remercie Monsieur Xavier Carbonneau Maître de Conférences, examinateur de ma thèse.

Je remercie toutes les personnes m'ayant accompagnées dans mon séjour au LEMFI, notamment les doctorants Djaafer Fedala et Mohand Younsi pour leur amitié. J'ai été ravi de travailler aux côtés de Gérard Kergourlay, ainsi que les doctorants Rafael Campos, Moises Solis, Hakim Elhadjen, Lionel Bergerat et Hussein Nouri. Mes remerciements s'adressent aussi à Marc Joulin pour toute son aide et sa présence dans mes longues heures passées à l'atelier, ainsi que Farid Oukaci pour son travail concernant le réseau informatique.

Merci à toute ma famille, pour leur soutien et la confiance qu'ils n'ont jamais cessé de me témoigner. De chaleureux remerciements à Corine qui m'a supporté durant ces difficiles années de thèse et pour avoir relu et m'aider à corriger mon mémoire.

Table des matières

Résumé-Abstract	v
Remerciements	v
Nomenclature	xiv
Introduction	1
1 Le bruit large bande dans les ventilateurs axiaux	5
1.1 Introduction	6
1.2 Source de bruit aérodynamique dans un ventilateur axial	7
1.2.1 Bruit des charges stationnaires	7
1.2.2 Bruit des charges instationnaires	8
1.3 Description des mécanismes de génération du bruit à large bande dans un ventilateur axial	10
1.3.1 Bruit d'ingestion amont de la turbulence	10
1.3.2 Bruit propre du profil ou bruit de bord de fuite	11
1.3.3 Bruit des décollements sur l'extrados	13
1.3.4 Bruit des écoulements secondaires	14
1.4 Théorie et mesure des fluctuations de pression pariétale	15
1.4.1 Origines	15
1.4.2 Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince	17
1.4.3 La solution exacte de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince	20
1.4.4 Modèles numériques et analytiques approchés	21
1.4.5 Effets de la distortion : théorie de la distortion rapide	23
1.4.6 Etudes expérimentales de la réponse d'un profil	24
1.4.7 Réponse instationnaire d'une grille d'aubes	25
1.4.8 Fluctuations de pression dans la couche limite	29
1.5 Conclusion : métrologie instationnaire embarquée dans les ventilateurs axiaux	32

2	Etude aérodynamique numérique et expérimentale	35
2.1	Introduction	36
2.2	Configuration expérimentale	38
2.2.1	Matériel de mesure	39
2.2.2	Etalonnage et analyse des incertitudes	40
2.2.3	Procédure de mesure	42
2.3	Simulations numériques	45
2.3.1	Géométrie et maillage	46
2.3.2	Modèle de turbulence	48
2.4	Résultats et analyse	50
2.4.1	Caractéristiques globales	50
2.4.2	Comparaison des profils de vitesses	52
2.4.3	Profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds	58
2.4.4	Exploration des résultats issus de la simulation numérique	64
2.4.5	Vers une prédiction du bruit large bande	72
2.5	Conclusion	73
3	Mesure embarquée des fluctuations de pressions pariétales	75
3.1	Introduction	76
3.2	Définition du cahier des charges	78
3.3	Etude de la chaîne de mesure	78
3.4	Optimisation de la transmission du signal	81
3.4.1	Etalonnage des capteurs	85
3.5	Banc d'Essai de mesure embarquée	91
3.5.1	Description du banc d'essai	91
3.5.2	Procédure de mesures	94
3.6	Résultats	96
3.6.1	Résultats concernant la pression moyenne	96
3.6.2	Résultats concernant la pression instationnaire	103
3.7	Conclusion	108
4	Prédiction du bruit de bord de fuite dans un ventilateur axial	111
4.1	Introduction	112
4.2	Extension du modèle d'Amiet d'un profil isolé vers les pales tournantes d'un ventilateur	112
4.2.1	Description du modèle d'Amiet de bord de fuite	112
4.2.2	Extension aux pales tournantes d'un ventilateur	115
4.3	Modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale	121

4.3.1	Spectres de pression pariétale pour une couche limite sans gradient de pression	123
4.4	Etude paramétrique des modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale	126
4.4.1	Variables de la couche limite obtenues par les modèles semi-empiriques	126
4.4.2	Variables de la couche limite obtenues par simulation numérique RANS	129
4.4.3	Comparaisons entre les spectres de pression pariétale mesurés et ceux issus des modèles semi-empiriques	134
4.5	Etude du modèle d'Amiet étendu aux pales tournantes d'un ventilateur . .	136
4.5.1	Comparaison avec une mesure acoustique	143
4.6	Conclusion	144
Conclusions		147
Bibliographie		153
Table des figures		165
Liste des tableaux		167

Nomenclature

Abréviations

<i>FPP</i>	Fréquence de Passage des Pales
<i>FSO</i>	Full Scale Output (pleine échelle de mesure)
<i>RANS</i>	Reynolds Averaged Navier-Stokes
<i>SGE</i>	Simulation des Grandes Echelles (Large Eddy Simulation, LES)
<i>SND</i>	Simulation Numérique Directe (Direct Numerical Simulation, DNS)
DSP	Densité spectrale de puissance

Lettres Latines

b	Mi-corde du profil [m]
b_c	Constante de Corcos $[-]$
C	Couple sur le ventilateur en [$N.m$]
c_0	Vitesse du son dans le milieu considéré [$m.s^{-1}$]
C_a	Composante axiale de la vitesse dans le système de coordonnées du ventilateur [$m.s^{-1}$]
C_f	Coefficient de frottement $[-]$
C_L	Coefficient de portance $[-]$
C_r	Composante radiale de la vitesse dans le système de coordonnées du ventilateur [$m.s^{-1}$]
C_t	Composante tangentielle de la vitesse dans le système de coordonnées du ventilateur [$m.s^{-1}$]
d	Mi-envergure du profil [m]
$E[...]$	Moyenne d'ensemble

$E_f^*[\dots]$	Intégrale de Fresnel
f_e	Fréquence d'échantillonnage [Hz]
g	Fonction de réponse du profil $[-]$
h_1, h_2	Facteur pitch respectivement des fils 1 et 2 de la sonde à fil chaud $[-]$
I_n	Intensité acoustique $[W.m^{-2}]$
k	Energie cinétique turbulente $[m^2/s^2]$
k_1, k_2	Facteur yaw respectivement des fils 1 et 2 de la sonde à fil chaud $[-]$
k_c	Nombre d'onde associé à la vitesse de convection $[m^{-1}]$
K_x	Nombre d'onde nominal dans la direction longitudinale $[m^{-1}]$
k_x, k_y	Nombre d'onde longitudinal et transversal $[m^{-1}]$
L	Fonction de transfert aéroacoustique (Amiet) $[-]$
l_y	Longueur de cohérence longitudinale $[m]$
M	Nombre de Mach $[-]$
M_n	Nombre de Mach projeté dans la direction de la normale à la surface $[-]$
M_r	Nombre de Mach projeté dans la direction source-observateur $[-]$
M_t	Nombre de Mach tangentiel $[-]$
p	Pression statique $[Pa]$
p'	Pression acoustique $[Pa]$
P_0	Pression de référence [Pa]
P_e	Pression sur l'extrados $[Pa]$
P_i	Pression sur l'intrados $[Pa]$
P_{atm}	Pression atmosphérique [mbar]
q	Perturbation de vitesse $[m.s^{-1}]$
Q_v	Débit volumique $[m^3.s^{-1}]$
R_{ext}	Rayon extérieur du ventilateur [mm]
R_{int}	Rayon intérieur du ventilateur [mm]
Re_b	Nombre de Reynolds basé sur la corde du profil $[-]$

Re_θ	Nombre de Reynolds basé sur l'épaisseur de quantité de mouvement [-]
S_{pp}	DSP de la pression acoustique en champs lointain [$Pa^2.Hz^{-1}$]
t	Distance inter-aubage dans une grille d'aube [mm]
T_{ij}	Tenseur de Lighthill
U	Composante de la vitesse dans l'axe de la sonde en position 1 [$m.s^{-1}$]
U'_{1eff}	Vitesse effective de refroidissement du fil 1 en position 2 [$m.s^{-1}$]
U'_{2eff}	Vitesse effective de refroidissement du fil 2 en position 2 [$m.s^{-1}$]
u, w	Composante axiale et transversale de la vitesse turbulente [$m.s^{-1}$]
U_1, U'_1	Composantes de la vitesse suivant le fil 1 respectivement en position 1 et 2 [$m.s^{-1}$]
U_2, U'_2	Composantes de la vitesse suivant le fil 2 respectivement en position 1 et 2 [$m.s^{-1}$]
U_c	Vitesse de convection [$m.s^{-1}$]
u_e	Perturbation de la vitesse sur l'extrados [$m.s^{-1}$]
u_i	Perturbation de la vitesse sur l'intrados [$m.s^{-1}$]
U_{1eff}	Vitesse effective de refroidissement du fil 1 en position 1 [$m.s^{-1}$]
U_{2eff}	Vitesse effective de refroidissement du fil 2 en position 1 [$m.s^{-1}$]
U_{90}	Composante de la vitesse dans l'axe de la sonde en position 2 (après une rotation de 90°) [$m.s^{-1}$]
u_τ	Vitesse de déplacement de la couche limite [$m.s^{-1}$]
W, V	Composantes binormales de la vitesse respectivement en position 1 et 2 [$m.s^{-1}$]
x', y', z'	Repère local d'une section de pale
X, Y, Z	Repère du ventilateur, Z étant l'axe de rotation

Lettres Grecques

α	Angle de la vitesse relative [$^\circ$]
β	Angle entre l'axe de la sonde à fil chaud et le plan du ventilateur [$^\circ$]
Δf_0	Bande de fréquence de référence [Hz]

NOMENCLATURE

ΔP_{stat}	Pression statique différentielle entre le caisson et la pression atmosphérique [Pa]
δ	Epaisseur de la couche limite [m]
δ^*	Epaisseur de déplacement de la couche limite [m]
δ_{ij}	Symbole de Kronecker [-]
η	Rendement statique du ventilateur [-]
γ	Intensité de la vortacité [s^{-1}]
λ	Longueur caractéristique de la turbulence [m]
μ	Variable de la fonction de transfert aéroacoustique du modèle d'Amiet [-]
ν	Viscosité cinématique [$m^2.s^{-1}$]
Ω	Vitesse de rotation [$rad.s^{-1}$]
ω	Pulsation de la source [$rad.s^{-1}$]
ω_0	Pulsation à la réception [$rad.s^{-1}$]
ϕ_e	Potentiel de vitesse sur l'extrados [$m^2.s^{-1}$]
ϕ_i	Potentiel de vitesse sur l'intrados [$m^2.s^{-1}$]
Φ_{pp}	DSP de la pression pariétale [$Pa^2.Hz^{-1}$]
Π	Spectre de pression pariétale en fonction du nombre d'onde
ρ	Masse volumique [$kg.m^{-3}$]
σ	Distance source-observateur tenant compte de la convection de l'écoulement moyen [m]
τ_p	Contraintes de cisaillement pariétal [Pa]
θ	Angle formé par le vecteur observateur [°]
φ	Angle de rotation du ventilateur [°]
φ_n	Coefficient de débit nominal du ventilateur [-]

Introduction

Les nuisances sonores sont devenues une importante préoccupation environnementale. Depuis une trentaine d'années, la pollution acoustique est prise en considération par les bureaux d'études et les pouvoirs publics, notamment du fait d'études médicales ayant prouvé l'effet néfaste sur la santé d'une surexposition à un fort niveau de bruit. De plus, l'accroissement des exigences de confort ainsi que le durcissement des réglementations ont amené les concepteurs à réduire les nuisances sonores de leurs produits. Dans le domaine des ventilateurs, plusieurs industries sont concernées : le refroidissement automobile, le refroidissement des circuits électroniques, la ventilation et climatisation des bâtiments, le conditionnement d'air dans les transports aériens et terrestres...

Dans un contexte de développement durable, la diminution des émissions de polluants ou des gaz à effet de serre passe par une diminution de la consommation énergétique. A titre d'exemple, dans le domaine des transports, une amélioration du rendement du ventilateur de refroidissement se traduit par une diminution de la consommation de carburant et donc une diminution des émissions de CO_2 . Ces deux raisons ont mené l'Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME) à financer une partie du travail présenté dans cette thèse, concernant la conception de ventilateurs de refroidissement automobile. Ces ventilateurs ont été conçus au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique des Fluides Interne (LEMFI) avec comme objectif la diminution des nuisances sonores et l'amélioration du rendement.

Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans la thématique "Aéroacoustique et écoulements instationnaires" du LEMFI. En effet, le laboratoire a engagé depuis plusieurs années le développement d'outils de modélisation du bruit aérodynamique généré par les turbomachines subsoniques. Ainsi, une étude théorique et expérimentale de l'influence des paramètres constructifs des ventilateurs axiaux sur leurs performances acoustiques et énergétiques a été menée durant la thèse de Koudri [1]. Les travaux de Belamri [2], basés sur la méthode des singularités, ont permis la résolution de l'écoulement instationnaire dans les turbomachines à fluide incompressible afin de calculer les charges génératrices du bruit rayonné par un ventilateur axial. La modélisation acoustique proposée ici repose sur le for-

malisme de Lowson. Durant la thèse de Maaloum [3], une approche hybride est appliquée afin de modéliser le comportement aéroacoustique des ventilateurs axiaux. Les efforts aérodynamiques instationnaires nécessaires à l'application du formalisme de Ffowcs Williams et Hawkings ont été déterminés d'une part par un calcul potentiel, et d'autre part, par la simulation numérique des équations moyennées de Navier-Stokes (RANS). Une solution dans le domaine fréquentiel du formalisme de Ffowcs Williams et Hawkings est utilisée pour la prédiction du bruit de raie en champ lointain généré par les sources dipolaires. La même approche a été développée par Khelladi [5] pour la modélisation du bruit de raie rayonné par un ventilateur centrifuge à grande vitesse. L'aérodynamique interne a été étudiée par la simulation URANS. Durant la thèse de Bouquet [4], l'analogie aéroacoustique de Powell a permis de caractériser les sources de bruit dans les ventilateurs centrifuges à action. Le formalisme de Powell identifie clairement le mouvement tourbillonnaire comme source acoustique dans l'écoulement.

Le but de ces travaux de recherches était de modéliser le bruit de raie dû aux charges stationnaires. La modélisation de cette composante du bruit aérodynamique étant maintenant bien maîtrisée, il convient de se pencher sur le bruit large bande, ou bruit dû aux charges instationnaires. Cette composante du bruit est générée par l'interaction entre les parois de la turbomachine et l'écoulement turbulent. L'écoulement turbulent, de nature aléatoire, est difficilement modélisable. Les simulations numériques RANS utilisées précédemment ne permettent pas d'obtenir les grandeurs instationnaires de l'écoulement nécessaires à la prédiction du bruit large bande. Les simulations numériques directes (SND) ou les simulations aux grandes échelles (SGE) permettraient d'obtenir ces données. Cependant ces simulations ne sont pas à la portée des industriels, sur des géométries complexes telles que celles des turbomachines. Il convient donc d'étudier d'autres méthodes afin de prévoir le bruit à large bande. C'est dans cette optique que la thèse de Fedala [6], soutenue au LEMFI en 2007, a montré la possibilité d'utiliser des modèles analytiques de prévision du bruit large bande. Le modèle d'Amiet de bord d'attaque, nécessitant des données sur l'écoulement turbulent amont afin de prédire le bruit de bord d'attaque, a été utilisé durant cette thèse. Destiné à un profil fixe, il a dû être adapté aux pales tournantes d'un ventilateur. Les données d'entrées sont des mesures de turbulence amont générées par différentes grilles, par anémométrie à fils chauds. Les résultats obtenus, comparés aux mesures acoustiques, sont convaincants.

Cette thèse s'inscrit dans la continuité de la thématique "Aéroacoustique et écoulements instationnaires" du LEMFI, en étudiant une autre source prépondérante de bruit large bande : le bruit de bord de fuite. Au cours de ces travaux de recherches, le modèle d'Amiet de bord de fuite est étendu aux pales tournantes. Ensuite, le modèle nécessite les données

statistiques des fluctuations de pression pariétale proches du bord de fuite. C'est pourquoi un banc d'essai permettant l'acquisition de ces données est étudié, conçu puis fabriqué lors de cette thèse. Ce banc d'essai permettra la validation des modèles semi-empiriques de prévision de spectres de pression pariétale et ainsi d'obtenir une meilleure connaissance de ces phénomènes, assez peu étudiés sur les ventilateurs.

Dans un premier temps, nous allons analyser comment le bruit aérodynamique peut être relié aux fluctuations de pressions pariétales. Notamment le bruit de bord de fuite qui est dû à l'interaction de la couche limite au droit du bord de fuite. Puis une description des travaux passés va permettre de situer l'avancement de la recherche concernant la prédiction du bruit des profils d'ailes, notamment la théorie aérodynamique linéarisée des profils minces. Ce travail amont est nécessaire pour l'approche analytique, afin de prévoir les émissions acoustiques des ventilateurs.

Le deuxième chapitre présente une étude numérique et expérimentale de l'aérodynamique d'un ventilateur de refroidissement automobile. Les performances globales de trois ventilateurs à empilements différents vont être comparées. L'empilement est étudié car il est connu pour être un paramètre constructif influent sur les émissions acoustiques des ventilateurs. De plus des mesures anémométriques à fil chaud et une simulation numérique RANS avec modèles de turbulence du deuxième ordre permettent une comparaison des données locales, et ainsi le calcul des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Les profils des vitesses moyennes et des contraintes de Reynolds seront tracés en aval des ventilateurs. Ainsi, l'influence de l'empilement du ventilateur sur l'écoulement aval est analysée en détail.

Une description du banc d'essai et des mesures de fluctuations de pressions embarquées est effectuée dans le chapitre 3. L'accent est porté sur l'étude de la chaîne de mesure et son optimisation afin d'améliorer la précision. L'étalonnage de la chaîne de mesure et la correction effectuée pendant le traitement des données sont présentés dans ce chapitre. Enfin, les densités spectrales de puissance (DSP) des pressions pariétales sont tracées. Ces DSP seront nécessaires comme entrées pour le modèle analytique de prévision du bruit de bord de fuite.

Finalement, une description du modèle de prévision acoustique du bruit de bord de fuite sur un ventilateur est présentée dans le chapitre 4. Ce modèle permet d'obtenir la DSP des pressions acoustiques en champ lointain à partir de la DSP des pressions pariétales proches du bord de fuite. Les DSP des pressions pariétales sont obtenues par l'expérience et par des modèles semi-empiriques. Les données issues des calculs RANS sont utilisées afin de calculer les spectres de pressions pariétales par les modèles semi-empiriques. Cette

méthode nécessite les valeurs caractéristiques de la couche limite. Puis une comparaison des différentes méthodes est présentée avant de conclure sur les différents résultats obtenus lors de cette thèse.

Chapitre 1

Le bruit large bande dans les ventilateurs axiaux

Sommaire

1.1	Introduction	6
1.2	Source de bruit aérodynamique dans un ventilateur axial . .	7
1.2.1	Bruit des charges stationnaires	7
1.2.2	Bruit des charges instationnaires	8
1.3	Description des mécanismes de génération du bruit à large bande dans un ventilateur axial	10
1.3.1	Bruit d'ingestion amont de la turbulence	10
1.3.2	Bruit propre du profil ou bruit de bord de fuite	11
1.3.3	Bruit des décollements sur l'extrados	13
1.3.4	Bruit des écoulements secondaires	14
1.4	Théorie et mesure des fluctuations de pression pariétale . . .	15
1.4.1	Origines	15
1.4.2	Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince	17
1.4.3	La solution exacte de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince	20
1.4.4	Modèles numériques et analytiques approchés	21
1.4.5	Effets de la distortion : théorie de la distortion rapide	23
1.4.6	Etudes expérimentales de la réponse d'un profil	24
1.4.7	Réponse instationnaire d'une grille d'aubes	25
1.4.8	Fluctuations de pression dans la couche limite	29
1.5	Conclusion : métrologie instationnaire embarquée dans les ventilateurs axiaux	32

1.1 Introduction

Le travail effectué au cours de cette thèse se concentre sur l'étude des émissions acoustiques à large bande d'un ventilateur axial à basse vitesse. Des avancées importantes ayant été réalisées dans la modélisation du bruit de raies, le bruit à large bande devient alors un élément prépondérant des émissions acoustiques des ventilateurs axiaux.

Dans un premier temps, la description des différentes sources de bruit à large bande dans un ventilateur axial sera effectuée. Puis dans un deuxième temps, le bruit à large bande étant lié aux fluctuations de pression pariétale, les travaux antérieurs concernant cet aspect seront présentés. Nous allons ainsi voir que la plupart des travaux concernant la théorie et la métrologie des fluctuations de pressions pariétales ont pour cas d'étude le profil fixe.

Le bruit aérodynamique des ventilateurs se définit comme le bruit résultant des mécanismes d'interaction entre l'écoulement et les parties fixes et tournantes du ventilateur. Il convient de préciser que le bruit aérodynamique intervient sur les trois voies de propagation : aérienne en champ libre, solidienne et en conduit. Cependant le niveau de bruit solidien est souvent du second ordre par rapport au bruit aérien et en conduit. Par ailleurs, les mécanismes décrits dans ce chapitre ne font intervenir en aucun cas les vibrations des pales, celles-ci ne participant pour ainsi dire jamais à l'émission de bruit des ventilateurs.

Le spectre de bruit d'un ventilateur est constitué de raies plus ou moins marquées à la fréquence de passage des pales (FPP), de ses harmoniques (ces fréquences apparaissent si l'espacement entre pales est constant sur la circonférence) et d'un spectre à large bande (figure 1.1). On note une raie d'amplitude importante à la fréquence FPP et des raies d'amplitude moindre à 2 FPP et 3 FPP. Des raies apparaissent également à d'autres fréquences, sans que leur origine soit clairement identifiée. Une fois le bruit de raies diminué, la contribution du bruit large bande au niveau des émissions acoustiques globales d'un ventilateur devient prépondérante. Il importe donc d'étudier et de chercher à réduire à la fois les niveaux des raies et du spectre à large bande.

Par ailleurs, quand un corps solide est en mouvement dans un écoulement instationnaire, une interaction complexe se développe. Celle-ci se produisant entre le corps solide et l'écoulement amont instationnaire, elle est la source de fluctuations de pressions. De plus, près de la surface du solide, une couche limite se développe avec éventuellement une transition laminaire vers turbulente. Associées à cette couche limite turbulente, de petites structures turbulentes variant en temps et en espace produisent des fluctuations de pressions sur la surface du solide. Ces deux sources de fluctuations de pressions sont sources de

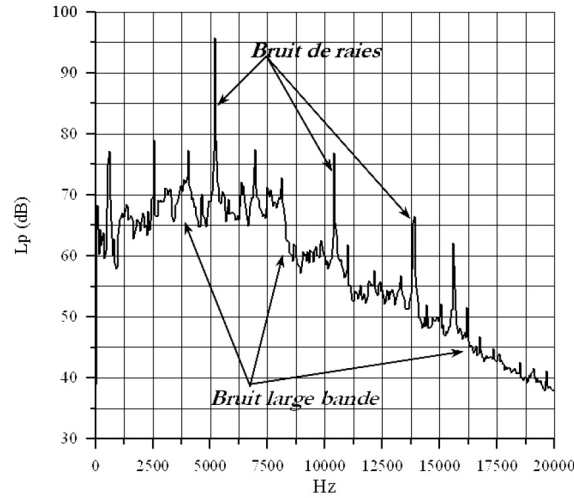


FIGURE 1.1 – Spectre acoustique en bandes fines d'un ventilateur axial

bruit et de vibration. Dans le cas du ventilateur, si les pales interagissent avec un écoulement amont d'échelle caractéristique turbulente de taille équivalente à la corde, la source de bruit prédominante sera l'interaction amont (appelée bruit de bord d'attaque). Sinon il s'agira de celle venant de la couche limite (appelée bruit de bord de fuite). Le besoin de diminuer les émissions acoustiques des turbomachines, hélicoptères, avions et bateaux, etc. a rendu l'étude de l'interaction fluide-structure très importante. Les travaux passés ont montré que la compréhension de ces interactions complexes, de façon théorique ou expérimentale, reste cependant difficile.

1.2 Source de bruit aérodynamique dans un ventilateur axial

Le bruit généré par une hélice ou une grille d'aubes en régime subsonique, peut être classé en deux grandes catégories : la catégorie des bruits des charges stationnaires et celle des bruits des charges instationnaires. La première catégorie, source du bruit de raies, est décrite succinctement dans cette section. La deuxième catégorie, source principalement du bruit à large bande, est décrite ici plus en détails car elle se situe au centre de l'étude effectuée au cours de cette thèse.

1.2.1 Bruit des charges stationnaires

Sur les machines axiales, le bruit de raies a pour origine les fluctuations de forces périodiques sur les pales. Ces fluctuations de forces sont dues au fait que la vitesse moyenne dans le repère fixe (vitesse absolue) à l'entrée de la roue n'est jamais parfaitement uniforme.

L'hétérogénéité angulaire de l'écoulement joue un rôle plus important sur le bruit que l'hétérogénéité radiale [51]. Ces fluctuations de charge aérodynamique se produisent à des fréquences multiples de la fréquence de rotation, mais les sources localisées sur les pales émettent un bruit à la fréquence de passage de pales, FPP, et ses harmoniques. L'amplitude de la raie fondamentale est généralement supérieure à celle des autres raies.

Sur les machines axiales équipées d'un redresseur, le bruit de raies a pour origine, outre le mécanisme évoqué précédemment, l'interaction du sillage tournant des pales en sortie de roue avec les aubes fixes. Le bruit, émis dans ce cas par les aubes du redresseur, a pour fondamental la fréquence FPP, et non une fréquence multiple du nombre d'aubes du stator. L'espacement axial entre la roue et le redresseur joue un rôle essentiel sur l'amplitude des raies [63], tout comme le nombre de pales de la roue et du redresseur [96].

Les charges périodiques sont responsables des composantes spectrales étroites à la fréquence de passage des aubes et ses harmoniques. Initialement, ces contributions ont été formulées analytiquement par Lowson [79]. Du fait de la périodicité des mécanismes générateurs du bruit de raies, les modèles prédictifs sont souvent développés dans le domaine fréquentiel, économisant ainsi l'effort du calcul du temps retardé. Dans la thèse de Maa-loum [3], le bruit de raies de ventilateurs axiaux a été modélisé par des approches hybrides. Une solution dans le domaine fréquentiel du formalisme de Ffowcs Williams & Hawkins est utilisée pour la prédiction du bruit de raies des ventilateurs en champ lointain. Les efforts aérodynamiques instationnaires nécessaires à l'application du formalisme de Ffowcs Williams & Hawkins ont été déterminés d'une part par un calcul potentiel et, d'autre part, par la résolution numérique des équations de Navier-Stokes moyennées. De plus, une approche similaire a été utilisée pour la modélisation du bruit de raies rayonné par un ventilateur centrifuge à grande vitesse au cours de la thèse de Khelladi [5].

1.2.2 Bruit des charges instationnaires

Alors que le bruit de raies est dû à l'hétérogénéité du champ de vitesse moyenne incident sur la roue ou le redresseur, le bruit large bande provient des écoulements turbulents dans le ventilateur. On distingue quatre sources de bruit large bande sur les machines axiales (figure 1.2) :

1. l'interaction de l'écoulement turbulent incident avec les pales,
2. l'interaction de la couche limite turbulente avec le bord de fuite,
3. les décollements sur les pales,

4. et les écoulements secondaires dans le jeu périphérique.

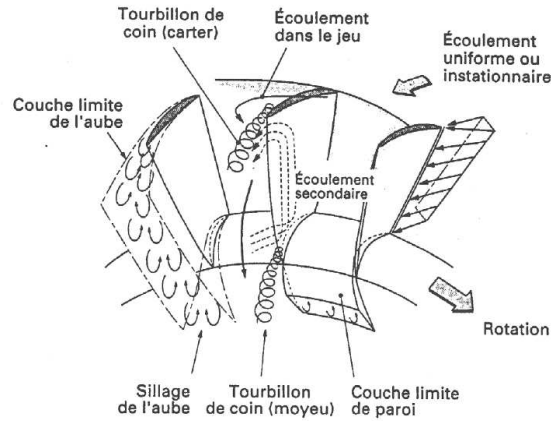


FIGURE 1.2 – Schéma des phénomènes instationnaires dans un rotor (NASA Lewis Research Center)

L'interaction de la turbulence amont avec les pales est à l'origine d'un bruit à large bande. La turbulence peut provenir de l'atmosphère, de sillages, d'un décollement ou de couches limites. Cette contribution produira un spectre continu corrélé directement au spectre turbulent. Toutefois, dans le cas de structures turbulentes allongées, comme lors d'aspiration des structures atmosphériques, le découpage d'un même tourbillon par plusieurs pales consécutives aboutit à la formation de pics élargis à la fréquence de passage des pales. Les efforts apportés à la réduction du bruit de raies dans les machines tournantes ont modifié la hiérarchie des contributions acoustiques, entraînant dans de nombreuses configurations l'émergence du bruit à large bande. Comme il a déjà été souligné, la modélisation du bruit à large bande constitue un problème complexe, de par ses liens avec la turbulence. Cette difficulté est en outre accrue lorsqu'on se place dans le contexte des turbomachines. En effet, l'aérodynamique et l'acoustique se développent alors dans des géométries complexes et confinées.

De tous les outils de prédiction acoustique, les modèles analytiques sont les plus adaptés à la prédiction du bruit large bande dans les turbomachines. En particulier, les corrélations empiriques ne permettent d'obtenir qu'un niveau de bruit global et les simulations numériques directes demandent bien trop de puissance de calcul. De même, les méthodes intégrales requièrent des calculs numériques coûteux avec des simulations de type SGE ou SND pour une bonne prévision du bruit large bande. Pour la mise au point de modèles analytiques de prédiction adaptés au bruit à large bande dans les turbomachines, il faut partir d'une configuration simplifiée qui soit représentative des mécanismes rencontrés dans une machine réelle. C'est le cas du profil isolé fixe et disposé dans un écoulement turbulent.

Les premières études réalisées sur le sujet datent du début des années 1960. Sharland [94] a proposé une formulation analytique reliant le spectre acoustique au spectre de pression pariétale. Ces différents modèles vont être ensuite présentés dans la section 1.4.

1.3 Description des mécanismes de génération du bruit à large bande dans un ventilateur axial

Les mécanismes de génération de bruit à large bande des pales tournantes sont similaires à ceux d'un profil fixe disposé dans un écoulement turbulent. Dans cette étude, le terme profil désigne une pale en rotation, un corps profilé comme une aile d'avion, une plaque plane ou cambrée d'épaisseur constante.

1.3.1 Bruit d'ingestion amont de la turbulence

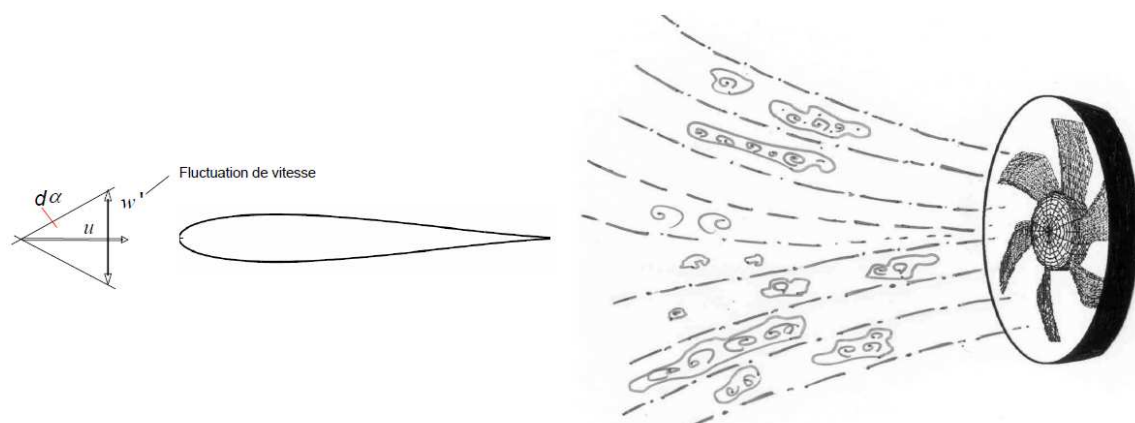


FIGURE 1.3 – Modélisation des fluctuations de vitesses incidentes (Fedala [6])

Le mécanisme de bruit d'ingestion de la turbulence amont est lié au caractère turbulent de l'écoulement alimentant le rotor. La figure 1.3 représente un vecteur vitesse fluctuant incident sur un bord d'attaque d'un profil, ainsi que l'ingestion d'un écoulement turbulent par un ventilateur. Cet écoulement aura des angles d'incidence aléatoires et par conséquent, va engendrer des forces aérodynamiques instationnaires sur la pale. Ce phénomène peut provenir de la turbulence atmosphérique, de la turbulence due à une grille placée à l'amont, ou à des recirculations. Le bruit à large bande est alors la conséquence de l'interaction des pales avec la turbulence de l'écoulement, et plus particulièrement avec les structures à faible cohérence.

Il est intéressant de noter que le bruit à large bande, dû à l'interaction avec la turbulence amont, peut se manifester sur le spectre acoustique en des niveaux plus élevés autour des fréquences de passage des pales. Ce phénomène est habituellement attribué au bruit de raies. De plus, le bruit d'ingestion de turbulence se manifeste majoritairement sur le spectre aux basses et moyennes fréquences [6].

1.3.2 Bruit propre du profil ou bruit de bord de fuite

Communément appelé bruit de bord de fuite, il concerne l'ensemble des mécanismes de bruit associés à la présence des pales dans un écoulement incident parfaitement homogène. Les fluctuations de vitesse dans les couches limites engendrent des fluctuations de pression sur les parois des pales. Le bruit de bord de fuite peut être décomposé en trois mécanismes distincts, qui sont fonction de la géométrie du profil et des caractéristiques de l'écoulement dans les couches limites intrados et extrados :

1. le bruit d'interaction des fluctuations de pression pariétale avec le bord de fuite,
2. le bruit associé aux instabilités de la couche limite laminaire,
3. et le bruit de l'échappement tourbillonnaire.

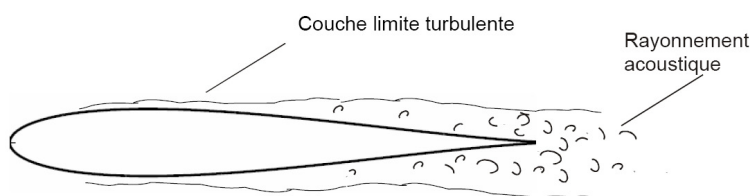


FIGURE 1.4 – Diffraction de la couche limite au bord de fuite

Ces mécanismes peuvent dans certains cas se superposer, notamment si les caractéristiques de l'écoulement dans la couche limite sont différentes sur l'intrados et l'extrados.

Interaction d'une couche limite turbulente avec un bord de fuite

La couche limite se développant au voisinage du bord de fuite est souvent turbulente (figure 1.4). Les fluctuations de vitesse turbulente dans les couches limites intrados et extrados du profil engendrent des fluctuations de pression aérodynamique sur la paroi de chacune des faces. Elles sont convectées par l'écoulement et atteignent le bord de fuite du profil. Un bruit large bande est alors émis selon un mécanisme de conversion de l'énergie des tourbillons de la couche limite en énergie acoustique [35].

Ces phénomènes aérodynamiques induits sont très localisés et donnent lieu à une émission sonore pouvant être prédominante. Ce type de bruit est plus important que le bruit propre de la couche limite. La source de bruit est localisée au bord de fuite, le phénomène ne se produisant que si la couche limite est turbulente. Le bruit émis est un bruit à large bande qui prédomine à des fréquences plus élevées que le bruit de bord d'attaque.

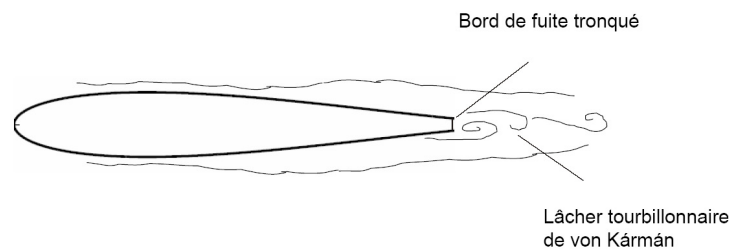


FIGURE 1.5 – Lâcher tourbillonnaire de Von Karman

Le bruit de lâcher tourbillonnaire

Quand l'épaisseur du bord de fuite est importante par rapport à l'épaisseur de la couche limite, un lâcher tourbillonnaire est formé dans le sillage (figure 1.5). Lorsque l'écoulement arrive au bord de fuite, la partie issue de l'extrados libère un tourbillon et il en est de même pour celle issue de l'intrados. Une allée tourbillonnaire de von Kármán est ainsi produite. Ces tourbillons alternés engendrent alors des efforts instationnaires sur la pale à une fréquence caractéristique. Les fluctuations de pression engendrées sont concentrées au bord de fuite. Elles sont donc responsables d'un bruit à bande étroite centrée sur une fréquence dite de Strouhal.

Bruit d'instabilité de la couche limite laminaire

Ce bruit se produit lorsque les instabilités de Tollmien-Schlichting se développent dans la couche laminaire le long du profil (figure 1.6).

Les instabilités de Tollmien-Schlichting correspondent à des ondes tridimensionnelles apparaissant sur l'extrados en régime laminaire ou transitoire, à partir d'un nombre de Reynolds dépendant fortement du profil. Elles se produisent à partir d'une certaine distance du bord d'attaque, au point critique où le gradient de pression longitudinal change de signe. Leurs fréquences sont différentes et ne possèdent pas les mêmes propriétés de stabilité. Elles se propagent dans toutes les directions et notamment dans celle de l'écoulement, pour longer la pale jusqu'au bord de fuite. Arrivées à ce point, les ondes de Tollmien-Schlichting vont être convectées dans le sens inverse de l'écoulement, créant ainsi des ondes

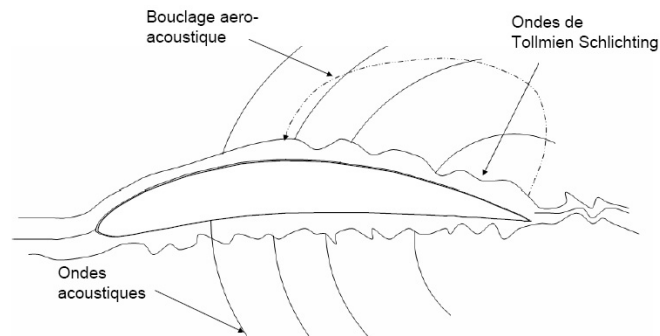


FIGURE 1.6 – Instabilités de la couche limite laminaire

de retour. Un effet de rétroaction acoustique est alors créé, entretenant les instabilités, et donc la création d'ondes acoustiques. On observe également un accroissement de l'amplitude des fluctuations et du caractère instationnaire des efforts aérodynamiques développés sur les pales. Ce phénomène disparaît lorsque la couche limite devient turbulente ou lorsque l'incidence du profil augmente.

1.3.3 Bruit des décollements sur l'extrados

Un décollement sur l'extrados peut apparaître lorsque l'angle d'incidence de l'écoulement est élevé (figure 1.7). Ce décollement peut être local, c'est-à-dire que la couche limite se décolle puis se recolte du fait du gradient de pression longitudinal. Pour un angle d'incidence très élevé ou une pale trop cambrée, le décollement intervient sans rattachement de la couche limite sur le profil. Il peut être localisé au bord de fuite ou bien comprendre une grande partie de la corde.

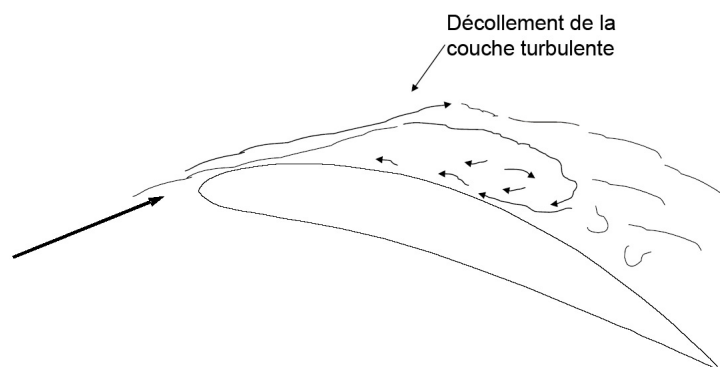


FIGURE 1.7 – Décollement de la couche limite sur l'extrados

Le mécanisme précis de génération du bruit dû à des décollements n'est à ce jour pas clairement expliqué et modélisé. On sait cependant que le bruit généré par un décollement

est maximum lorsque la couche limite sur l'extrados décolle puis recolte au bord de fuite. Le niveau de bruit est supérieur dans ce cas par rapport à celui engendré à incidence plus élevée en absence de recollement sur le profil. Ce résultat laisse supposer que le bruit de décollement a une origine similaire à celle du bruit de bord de fuite. Dans les deux cas, le bruit a pour origine l'interaction des fluctuations de pression pariétale turbulente avec le bord de fuite. Cependant, les deux mécanismes diffèrent par les échelles de turbulence mises en jeu. Elles sont plus grandes lorsqu'un décollement apparaît, conduisant par conséquent à une émission sonore plus importante aux basses fréquences.

1.3.4 Bruit des écoulements secondaires

Des écoulements tourbillonnaires, dits écoulements secondaires, se forment vers le moyeu et la périphérie d'un ventilateur (figure 1.8). Dans le cas d'un ventilateur non caréné, les tourbillons marginaux se forment aux extrémités libres des pales, résultant du gradient de pression entre l'intrados et l'extrados. Lorsque les extrémités des pales sont proches d'une paroi, qui peut être la surface d'un conduit ou d'une flasque, ces tourbillons se forment à la fois près des pales et de la paroi. En outre, l'écoulement axial et le mouvement de rotation du rotor viennent déformer ces tourbillons produits par la recirculation, et accentuer leur intensité. Il s'ensuit un écoulement secondaire non uniforme très turbulent qui entraîne la dégradation des performances aérodynamiques et acoustiques du ventilateur.

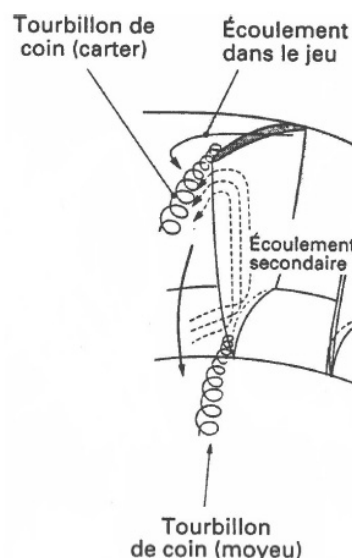


FIGURE 1.8 – Tourbillon en pied et tête de pale (NASA Lewis Research Center)

Dans le cas d'un ventilateur caréné, les écoulements secondaires se forment dans le jeu entre la virole et le carter. Ils peuvent aussi jouer un rôle important dans l'émission

acoustique. Des tourbillons peuvent également se former vers le moyeu de la machine. Ces tourbillons de passage apparaissent dans le canal inter-aubes, du fait du gradient de pression entre l'intrados et l'extrados. Plusieurs études expérimentales ont mis en évidence l'effet de cet écoulement dans le jeu radial sur les phénomènes de génération du bruit à large bande [42], [43], [78]. La diminution du jeu entraîne une réduction des tourbillons présents dans cette zone et peut donc être efficace pour l'amélioration des performances acoustiques et aérauliques des ventilateurs de faible diamètre.

1.4 Théorie et mesure des fluctuations de pression pariétale

1.4.1 Origines

L'étude du bruit aérodynamique équivaut à comprendre comment une partie de l'énergie cinétique est convertie en ondes acoustiques. Lighthill [75] [76] a développé la théorie du bruit aérodynamique par l'analogie acoustique. Il considère un volume fluide turbulent à l'intérieur d'un plus grand volume fluide stable. Il propose que les équations décrivant les variations de masse volumique dans ce fluide soient équivalentes aux équations décrivant un environnement de propagation acoustique soumis à des forces fluctuantes externes.

En utilisant cette analyse, Lighthill en tire une équation d'onde exacte non homogène de la propagation du son généré aérodynamiquement :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1.1)$$

où T_{ij} est le tenseur des contraintes de Lighthill, défini comme :

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + \tau_{ij} + (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij} \quad (1.2)$$

Le terme $\rho u_i u_j$ correspond au bruit dû à la turbulence. On peut le décomposer en deux composantes : le bruit propre et le bruit de cisaillement. τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses et $p - c_0^2 \rho$ représente le bruit d'entropie associé aux contraintes thermiques.

Le tenseur de Lighthill représente le système de contraintes externes agissant sur le milieu de propagation acoustique et équivaut à la différence entre les contraintes dans l'écoulement et celles dans le milieu au repos :

$$c_0^2(\rho - \rho_0) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V [T_{ij}] \frac{dV}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} - \frac{\partial}{\partial x_i} \oint_s [p'_{ij}] \frac{ds_j(\vec{y})}{4\pi|\vec{x} - \vec{y}|} \quad (1.3)$$

où les termes entre crochets sont évalués au temps retardé $\tau_R = t - \frac{|\vec{x} - \vec{y}|}{c_0}$ et $p'_{ij} = (p - p_0)\delta_{ij} - \sigma_{ij}$ est le tenseur des contraintes de compression. En simplifiant l'équation 1.3, la pression en champ lointain peut être approchée comme :

$$p(\vec{r}, t) \approx \frac{x_i x_j}{4\pi c_0^2 |\vec{r}|^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V [\rho_0 u_i u_j] dV + \frac{x_i}{4\pi c_0 |\vec{r}|^2} \frac{\partial}{\partial t} \oint_S [n_j p'_{ij}] ds \quad (1.4)$$

où n_j est la normale extérieure à la surface s_j . En organisant l'équation de cette façon, le bruit aérodynamique est divisé en deux sources, une source quadripolaire (premier terme, intégration sur le volume) et une source dipolaire (deuxième terme, intégration sur la surface). Le terme monopolaire est négligé car il est nul pour une surface de contrôle rigide (imperméable). C'est le cas ici car un corps solide est pris comme surface de contrôle.

Les sources dipolaires proviennent des efforts instationnaires exercés par la pale sur le fluide. Les sources quadripolaires proviennent de la distribution des contraintes turbulentes et sont associées à la couche limite turbulente. Dans certaines circonstances, l'équation 1.4 peut être simplifiée pour inclure uniquement le terme dipolaire. Cette simplification est mise en évidence avec l'analyse dimensionnelle de la puissance acoustique de chaque type de source. Le terme dipolaire génère une puissance acoustique de l'ordre de $\sim \lambda^2 \rho_0 u^3 M^3$, où λ correspond à la longueur caractéristique de turbulence. Un quadripôle génère une puissance acoustique de l'ordre $\sim \lambda^2 \rho_0 u^3 M^5$. En évaluant la proportion de chaque terme, la puissance acoustique dans le terme dipolaire dépasse celui du terme quadripolaire par un facteur $1/M^2$. La propagation du son est ainsi dominée par le terme dipolaire si le nombre de Mach est faible ($U_\infty/c_0 \ll 1$). Dans le cas d'un faible nombre de Mach, la pression en champ lointain peut donc être représentée uniquement avec les sources dipolaires.

L'équation 1.4 devient alors :

$$p(\vec{r}, t) \approx \frac{x_i}{4\pi c_0 |\vec{r}|^2} \frac{\partial}{\partial t} \oint_S [n_j p'_{ij}] ds \quad (1.5)$$

Si les contraintes de cisaillement p'_{ij} sont faibles, comparées aux fluctuations de pressions pariétales locales p' , alors l'équation 1.5 peut être simplifiée pour donner une relation simple entre l'acoustique et la pression pariétale :

$$p(\vec{r}, t) \approx \frac{\cos\theta}{4\pi c_0 r} \frac{\partial}{\partial t} \oint_S [p'] ds \quad (1.6)$$

où θ est l'angle entre la normale à la surface et le vecteur observateur $\vec{r}$.

1.4.2 Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

L'équation 1.6 démontre clairement que si l'on souhaite obtenir le bruit en champ lointain, la détermination des pressions pariétales est nécessaire. Ainsi, des chercheurs travaillent à développer des techniques afin de calculer les pressions pariétales instationnaires sur un profil interagissant avec un écoulement turbulent incident. Obtenir ces pressions sur un profil avec une épaisseur, un angle d'incidence et immergé dans un écoulement complexe est une tâche difficile. Cela a amené les chercheurs à travailler sur une configuration simplifiée, telle que la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince, celui-ci étant supposé sans épaisseur. De plus, l'angle d'incidence est considéré nul et les effets de la viscosité sont négligés. Le profil, soumis à un écoulement amont sinusoïdal, subit un effort $\gamma(x, t)$ et la traînée induite $\gamma(x + tU_\infty)$ s'étend à l'infini (figure 1.9).

L'écoulement est d'autre part considéré irrotationnel en tout point et la perturbation de vitesse $\vec{q}(\vec{x}, t) = u\hat{i} + v\hat{j}$ est définie par un potentiel de vitesse considéré nul à l'infini. Les autres hypothèses sont : une condition de Kutta au bord de fuite, une condition limite cinématique sur la surface du profil et une condition limite dynamique sur la traînée. Finalement, comme le profil est fixe, la circulation totale autour du profil et sa traînée doivent se dissiper.

L'écoulement incident (figure 1.9) est décrit par l'équation suivante :

$$\vec{U}(\vec{x}, t) = \vec{U}_\infty + \vec{q}(\vec{x}, t) = (u + U_\infty)\hat{i} + v\hat{j} \quad (1.7)$$

où $\vec{q}(\vec{x}, t) = u\hat{i} + v\hat{j}$ est la perturbation de vitesse, et $\vec{x} = x\hat{i} + y\hat{j}$ est le vecteur position. La composante v de la vitesse s'écrit comme $w_0 \sin(k_x x + \omega t)$, avec w_0 l'amplitude de v .

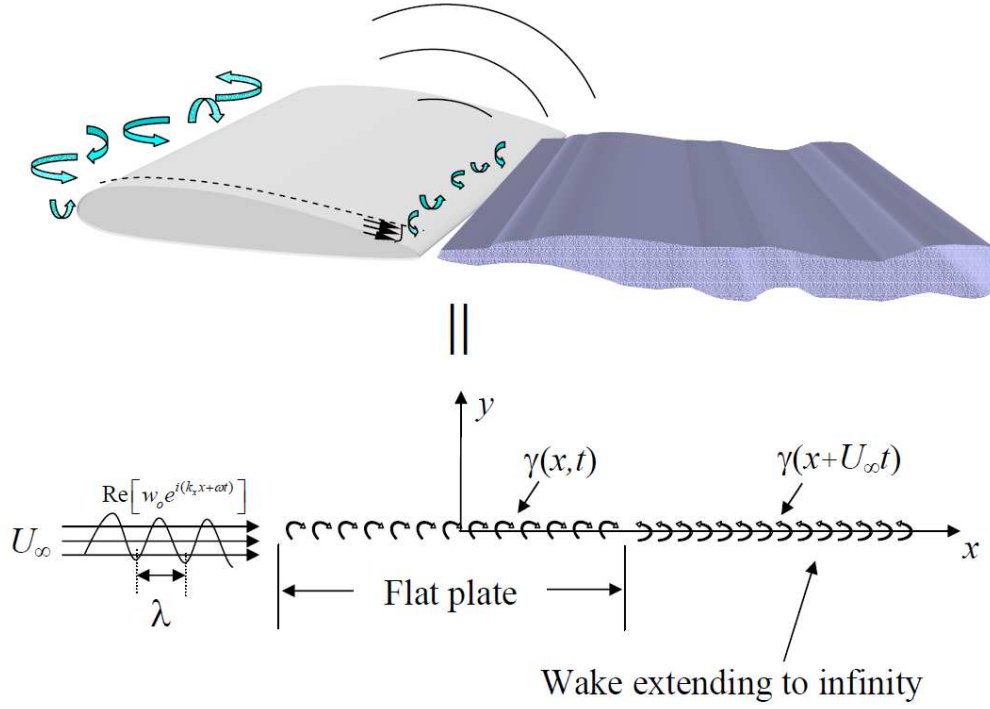


FIGURE 1.9 – Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince (Mish [8])

De cette façon, toute forme de vitesse turbulente homogène peut être construite avec l'analyse de Fourier. La pulsation ω est reliée à la vitesse comme $\omega = k_x U_\infty$. Utilisant cette forme de v , la perturbation de vitesse devient :

$$\vec{q} = u\hat{i} + w_0 \sin(k_x x + \omega t)\hat{j} \quad (1.8)$$

Désormais, l'écoulement autour de la plaque plane est représenté par une distribution de vorticité d'intensité γ . Ainsi la théorie de l'écoulement potentiel donne la relation suivante entre la perturbation de vitesse et la vorticité, sous forme complexe :

$$u(z, t) - iv(z, t) = \frac{i}{2\pi} \int_{-c/2}^{\infty} \frac{\gamma(\xi, y, t)}{z - z_0} dz_0 \quad (1.9)$$

où $z = x + iy$ et $z_0 = x_0 + iy_0$. En appliquant la condition limite dynamique sur la traînée (traînée nulle à l'infini), on obtient :

$$\gamma(x, t) = \gamma(z_0 + U_\infty t) \text{ avec } \frac{c}{2} < x < \infty \quad (1.10)$$

Et en décomposant l'équation 1.9 dans sa partie réelle et imaginaire, nous obtenons les

composantes de la vitesse en terme de vorticité :

$$u(\vec{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-c/2}^{\infty} \frac{\gamma(\xi, y, t)y}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi \quad (1.11)$$

$$v(\vec{x}, t) = \frac{-1}{2\pi} \int_{-c/2}^{c/2} \frac{\gamma(\xi, y, t)(x - \xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi + \frac{-1}{2\pi} \int_{c/2}^{\infty} \frac{\gamma(\xi + U_{\infty}t)(x - \xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi \quad (1.12)$$

La solution complète peut maintenant être construite en imposant la condition limite cinématique (aucun écoulement à travers la paroi) sur la vitesse verticale v , soit :

$$w_0 \sin(k_x x + \omega t) = \frac{-1}{2\pi} \int_{-c/2}^{c/2} \frac{\gamma(\xi, y, t)(x - \xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi + \frac{-1}{2\pi} \int_{c/2}^{\infty} \frac{\gamma(\xi + U_{\infty}t)(x - \xi)}{(x - \xi)^2 + y^2} d\xi \quad (1.13)$$

L'équation 1.13 gouverne les relations entre l'écoulement amont et la vorticité avec les hypothèses décrites. A partir de l'équation 1.13, la vorticité peut être obtenue et utilisée pour calculer les pressions instationnaires sur la surface du profil. Avec les pressions pariétales connues, l'équation 1.6 peut ainsi être employée afin de déterminer les pressions acoustiques en champ lointain.

La relation entre la pression et la vorticité est présentée ci-dessous. Dans un premier temps, on définit la différence de pression entre l'intrados et l'extrados où P_e et P_i représentent respectivement la pression à l'extrados et à l'intrados. Puis, avec la relation de Bernoulli instationnaire, la vitesse autour du profil peut être reliée à la pression pariétale comme :

$$\Delta P = P_e - P_i = -\rho \frac{\partial \phi_e}{\partial t} - \frac{\rho}{2} (U_{\infty} + u_e)^2 + \rho \frac{\partial \phi_i}{\partial t} + \frac{\rho}{2} (U_{\infty} + u_i)^2 \quad (1.14)$$

avec ϕ_e et ϕ_i les potentiels de vitesse sur l'extrados et l'intrados, et u_e et u_i les perturbations de vitesses sur l'extrados et l'intrados. Après linéarisation de l'équation 1.14, ΔP devient :

$$\Delta P = \rho \frac{\partial (\phi_i - \phi_e)}{\partial t} + \rho U_{\infty} (u_i - u_e) \quad (1.15)$$

Cette équation peut dorénavant être formulée en terme de vorticité en notant que l'équation 1.11 peut être simplifiée, lorsqu'elle est évaluée sur l'extrados ou l'intrados pour donner :

$$u(x, y = 0^\pm, t) = \pm \frac{1}{2} \gamma(x, t) \quad (1.16)$$

où $y = 0^\pm$ indique l'intrados ou l'extrados. L'équation 1.15 peut alors être formulée comme :

$$\Delta P = -\rho U_\infty \gamma(x, t) - \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^x \gamma(x, t) dx \quad (1.17)$$

Une relation est à présent établie ( quation 1.13 avec 1.17) entre l'écoulement amont sinusoïdal et la pression pariétale. Le plus important est désormais de déterminer la vorticité en 1.13.

La résolution de 1.13, ainsi que l'extension de la théorie aérodynamique linéarisée du profil mince à une configuration plus réaliste en 3D, font l'objet de nombreux travaux de recherche.

1.4.3 La solution exacte de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

Von K rm n et Sears [92], suivis par Sears [93], ont établi la théorie d'interaction turbulence/profil. En utilisant la théorie aérodynamique linéarisée du profil mince, Sears a déterminé une expression explicite pour la portance et le moment : elle nécessite une combinaison de fonctions de Bessel, connue sous le nom de fonction de Sears. Liepmann [77] a étendu la théorie de Sears afin de considérer le cas d'un profil rencontrant une turbulence d'échelle plus grande que son envergure. En utilisant des concepts statistiques pour le développement de la réponse de la portance, il a formulé le coefficient de portance C_L en fonction du spectre de puissance d'un écoulement amont sinusoïdal et de la fonction de Sears.

Afin de permettre l'utilisation du spectre d'une turbulence amont, Liepmann introduisit un spectre à deux nombres d'ondes pour décrire la turbulence. Cela permet de considérer une situation plus courante, où l'échelle de la turbulence est plus petite que l'envergure. Il choisit une variation sinusoïdale de l'angle d'attaque le long de l'envergure. Ribner [86] compléta cette approche statistique en considérant le spectre turbulent à trois nombres d'ondes et la réponse complète 3D.

1.4.4 Modèles numériques et analytiques approchés

La théorie du profil mince est une théorie 2D ne s'appliquant pas facilement aux cas d'une rafale amont sinusoïdale avec des fronts d'ondes inclinés par rapport au bord d'attaque. De plus, cette théorie ne prend pas en compte la compressibilité, importante dans le cas de génération de bruits aérodynamiques. C'est pourquoi plusieurs solutions numériques ont été développées afin de prendre en compte ces paramètres.

Prise en compte de l'inclinaison de l'écoulement amont par rapport au profil

Le cas de la rafale inclinée a été considéré par Filotas [36]. Il trouva une expression de fermeture pour le problème d'un profil infini impacté par une rafale inclinée et incompressible, avec un angle d'attaque nul. Il en a extrait une expression approchée pour la portance et la distribution de pression. Sa solution est basée sur la théorie du profil mince. Graham [46] considéra aussi la rafale inclinée et formula une solution pour la vorticité basée sur les séries de Chebyshev. Il fournit les équations permettant le calcul numérique de la portance instationnaire, la distribution de pression suivant la corde et le moment.

Mugridge [85] donna une expression de fermeture pour la réponse en portance d'un profil mince d'envergure finie, immergé dans un écoulement sinusoïdal incliné. Il a aussi démontré que si la longueur d'onde suivant l'envergure devenait petite, comparée à l'envergure, une annulation des fluctuations de pression pariétale s'effectue partout, sauf aux extrémités du profil.

Amiet [15] a quant à lui, développé une solution pour la rafale inclinée incompressible, vaide pour des basses fréquences et de grands nombres d'ondes suivant l'envergure. A partir de cette solution, la réponse compressible d'une rafale inclinée peut être déduite. Ce travail a été complété par Amiet [16] pour de faibles nombres d'ondes suivant l'envergure, en utilisant les lois de similarités de Graham [47], avec la solution pour la rafale compressible d'Amiet [13]. Cela permet d'obtenir une solution pour toutes les valeurs du nombre d'onde suivant l'envergure.

Prise en compte de la compressibilité

L'interaction de la turbulence avec un corps mobile, et le bruit ainsi produit sont liés à la compressibilité de l'écoulement. Il est donc nécessaire de considérer les effets de celle-ci sur l'interaction turbulence/profil. Cet effet a d'abord été considéré par Possio et Reissner [87]. Ce dernier a construit, à partir du travail de Possio, une solution en terme de potentiel de vitesse. A partir de ces solutions, il formula une expression du moment et de la portance instationnaire. Amiet [13] modifia la solution de Miles [83] pour considérer le cas d'un

problème avec rafale compressible 2D et développa une fermeture valable à basse fréquence.

Amiet [14] considéra aussi une relation entre la fonction de réponse de la portance et le spectre de turbulence amont, qui permet de prévoir l'émission acoustique en champ lointain. De plus, il montra que les prévisions acoustiques peuvent être réalisées, sous certaines conditions, en utilisant uniquement la réponse de la rafale non inclinée et le nombre d'onde suivant l'envergure.

Prise en compte de l'inclinaison et de la compressibilité de l'écoulement

Graham [47] s'intéressa au cas d'un écoulement amont compressible et incliné impactant une plaque plane avec une incidence nulle. Il conserva sa solution pour résoudre l'écoulement incompressible incliné en régime subsonique et utilisa la solution de Possio pour résoudre l'écoulement compressible non incliné en régime supersonique. Adamczyk et Brand [12] ont également formulé une solution pour l'écoulement incliné compressible qui permet le calcul du bruit en champ lointain. Cette théorie donne des résultats comparables à ceux de Graham.

Osborne [10] a transformé la solution incompressible 2D de Sears dans une forme analytique pour un écoulement compressible qui nécessite une intégration sur un profil d'envergure infinie. Sing et Widnall [95] ont eux développés une solution similaire mais valable avec l'hypothèse d'un profil d'envergure infinie. Cette méthode peut alors être couplée avec les solutions pour écoulements incompressibles 2D de Sears [93] ou 3D de Filotas [36], afin d'obtenir une expression analytique pour le calcul de la portance instationnaire.

Effets de l'angle d'attaque et de l'épaisseur sur la réponse d'un profil

La théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince permet de comprendre les aspects de l'interaction turbulence-profil. Pourtant, les profils réels possèdent une épaisseur et leur angle d'attaque est généralement différent de zéro. Une représentation améliorée du profil et de son interaction est donc nécessaire pour une meilleure prévision du bruit. C'est pourquoi les chercheurs ont commencé à étudier l'influence de l'épaisseur et de l'angle d'attaque.

Horlock [60] et Morfey [84] se sont concentrés sur l'influence de l'angle d'attaque. Horlock a déduit de ses travaux que les fluctuations de portance ne sont pas uniquement dues aux fluctuations de la vitesse verticale v , mais aussi aux fluctuations de la vitesse dans le sens de l'écoulement u . Atassi [21] a lui exposé une théorie pour calculer la portance instationnaire d'un profil avec une épaisseur, une cambrure et un angle d'attaque non nuls. Cependant, cette théorie n'est valable que pour un écoulement amont parallèle.

1.4.5 Effets de la distortion : théorie de la distortion rapide

La théorie de la distortion rapide est utilisée dans plusieurs modélisations aéroacoustiques. Glodstein et Atassi [24] sont les premiers à avoir pris en compte la distortion de l'écoulement turbulent incident dans le développement de la fonction de transfert d'un profil. En effet, un profil caractérisé par une épaisseur non nulle, et sous un angle d'incidence non nul, va avoir un champ potentiel associé à sa présence dans l'écoulement. Par conséquent, la turbulence incidente sur un profil sera modifiée par les gradients du champ moyen de vitesse. La modification de la turbulence prend effet dans l'allongement, la compression et la rotation des tourbillons. Cette interaction peut se décrire par l'équation de transport de la vorticité, qui est dérivée en considérant la courbure de l'équation d'Euler :

$$\frac{D\Omega_j}{Dt} = \Omega_i \frac{\partial V_i}{\partial x_i} \quad (1.18)$$

Cette équation est usuellement appelée équation de la théorie de la distorsion rapide. Dans cette équation, la distorsion est naturellement non visqueuse. En tant que telle, elle est valable uniquement quand la distorsion se produit rapidement, de telle sorte que l'interaction entre la turbulence et l'influence de la dissipation visqueuse peut être négligée.

Plusieurs modèles de prévision de la réponse d'un profil à un écoulement turbulent sont développés sur la base de la théorie de la distorsion rapide. L'idée de base est de décomposer le champ de vitesse en une composante irrotationnelle $\nabla\Phi$ et une composante de vorticité $\overrightarrow{v^{(R)}}$.

$$\overrightarrow{V}(\overrightarrow{x}, t) = \overrightarrow{\nabla}\Phi + \overrightarrow{v^{(R)}} \quad (1.19)$$

$\overrightarrow{v^{(R)}}$ est connue à partir des perturbations de la vitesse incidente et donc Φ satisfait à :

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{D\Phi}{Dt} \right) - \frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\nabla} \cdot (\rho_0 \overrightarrow{\nabla}\Phi) = \frac{1}{\rho_0} \overrightarrow{\nabla} \cdot (\rho_0 \overrightarrow{v^{(R)}}) \quad (1.20)$$

La pression instationnaire est donnée par $p = -\rho \frac{D\Phi}{Dt}$. L'expression de l'équation (1.18) est implicitement insérée dans l'équation (1.20). Ainsi, la formulation de Goldstein réduit l'équation d'Euler linéarisée à une équation d'onde convective. La résolution des équations résultant de cette décomposition peut se faire analytiquement [82] ou numériquement [26]. Ainsi, Scott et Atassi [25] ont étendu la méthode analytique d'Atassi et Grezedzinski [22] à une méthode numérique pour résoudre des écoulements subsoniques avec des ondes tridimensionnelles de vorticité convectées autour d'un profil chargé. Leur approche offre l'efficacité

cité numérique des méthodes potentielles, alors qu'elle tient aussi compte de la convection et de la distorsion des tourbillons incidents par le champ moyen de l'écoulement.

1.4.6 Etudes expérimentales de la réponse d'un profil

En réalité, peu d'études expérimentales ont validé les développements théoriques sur la réponse des profils. En effet, certaines donnent une représentation simplifiée de la réponse du profil, puisqu'elles consistent à mesurer seulement les fréquences discrètes en un faible nombre de points. Jackson, Graham et Maull [48] ont mesuré le spectre de la portance sur un profil NACA0015 avec une turbulence générée par une grille à un nombre de Reynolds basé sur la corde de 16000, et comparant la fonction d'entrée avec la théorie 2D de Sears. Ils ont trouvé une bonne concordance avec la théorie 3D de Graham [46], quand la théorie 2D surestimait de 50% le résultat.

Commerford et Carta [31] [32] ont mesuré la pression instationnaire en cinq positions suivant la corde, sur un profil en arc de cercle d'épaisseur 5%, placé dans le sillage d'un cylindre avec un nombre de Reynolds de 400000. Le cylindre produit dans son sillage une rafale sinusoïdale 2D à une fréquence réduite $f = \omega c/U_\infty = 3,9$. Ils ont trouvé un accord satisfaisant à faible angle d'attaque avec la fonction de Sears.

D'autre part, Patterson et Amiet [19] [20] ont effectué des mesures systématiques de pression instationnaire, offrant une comparaison satisfaisante avec les développements théoriques. Un profil NACA0012 a été immergé dans un écoulement turbulent, généré par une grille, similaire à un spectre de Von Karman. Les fluctuations de pression pariétale ont été mesurées entre 15 et 70% de la corde avec des capteurs encastrés. Des microphones situés en dehors du jet mesuraient le bruit émis. Plusieurs capteurs étaient placés suivant l'envergure afin de mesurer la corrélation longitudinale entre les spectres de pression. Les mesures ont été effectuées à 5 vitesses d'écoulements entre 40 et 165 m/s (figure 1.10). Elles présentent un accord raisonnable entre les spectres de pression et les corrélations mesurées, et les prévisions d'Amiet [15] aux hautes fréquences. L'angle d'attaque étant nul, les mesures d'Amiet [14] en champ lointain sont en accord avec les calculs. Ces travaux ont également montré que le bruit émis augmente quand l'angle d'attaque est placé à 8°, associé à une augmentation des fluctuations de pression pariétale.

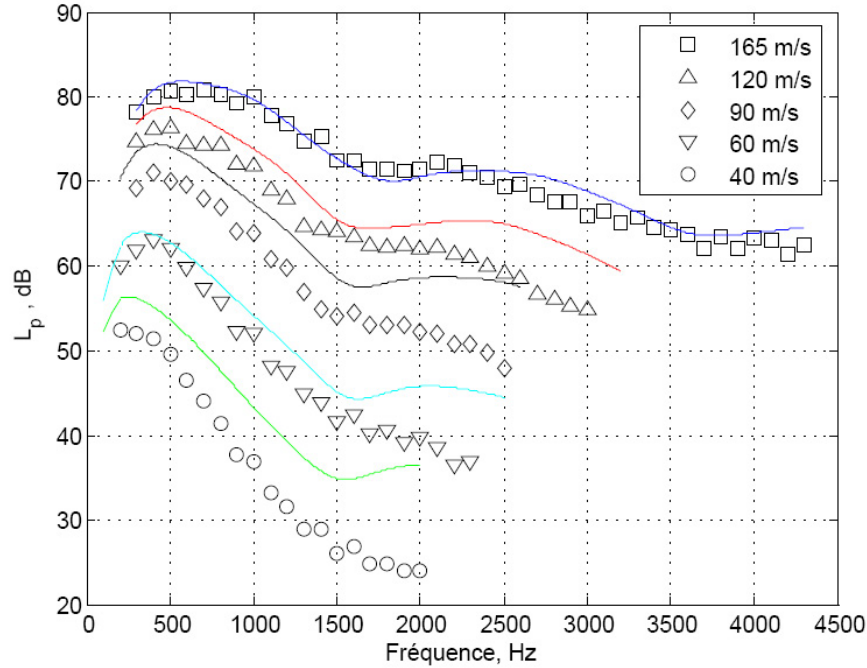


FIGURE 1.10 – Bruit émis par un profil à différentes vitesses incidentes, comparaison modèle/essais, Patterson et Amiet [19]

1.4.7 Réponse instationnaire d'une grille d'aubes

Le travail expérimental et théorique présenté précédemment ne concernait que le cas d'un profil rencontrant un écoulement turbulent homogène (i.e. pouvant être décrit par une somme de séries de Fourier de plusieurs ondes sinusoïdales). Dans le cas des turbomachines, l'interaction fluide/solide est générée par plusieurs profils immergés dans un écoulement turbulent non homogène. Cette configuration nécessite d'autres techniques de modélisation, comme une grille d'aubes pour modéliser l'interaction entre les profils, ainsi qu'une théorie 3D pour la modélisation du jeu entre la tête de pale et le carter. C'est pourquoi les chercheurs étudient la réponse d'une grille d'aubes avec ou sans jeu périphérique, dans une turbulence homogène puis hétérogène.

Modèles théoriques

Les premières modélisations ont été définies pour une grille d'aubes 2D, notamment celles de Kaji et Okazaki. Mais la nature 2D de ces modélisations limite leur utilisation.

Afin d'estimer le bruit d'interaction entre le sillage d'un rotor et une grille d'aubes, Envia et Kerschen [67] ont développé une modélisation. La grille d'aubes dont les profils sont empilés vers l'arrière est 3D. L'empilement est défini sur le bord d'attaque. Leur

théorie a pour hypothèses une corde semi-infinie et aucune interaction entre les aubes.

Kullar et Graham [50] ont utilisé une forme modifiée de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince prenant en compte la compressibilité et l'effet de la grille d'aubes, afin d'analyser la charge instationnaire sur une grille à aubes décalées. Ils ont alors soulevé le problème d'une possible résonance associée à la propagation transversale des ondes acoustiques, ainsi que du couplage entre le champ acoustique amont et aval de la grille, associé au lâcher tourbillonnaire de bord de fuite.

La théorie de la distorsion rapide a été utilisée par Hall et Verdon [54] dans le développement d'une solution numérique pour la réponse à une rafale d'une grille à aubes décalées. Ces auteurs ont étudié l'effet de l'épaisseur du profil sur les pressions pariétales instationnaires à une fréquence réduite égale à 5. Ils ont démontré que l'épaisseur a un effet limité avec des profils épais soumis à des pressions instationnaires importantes sur le premier quart de la corde.

Une modélisation de l'aérodynamique instationnaire linéarisée dans le domaine fréquentiel, utilisant la théorie de la distorsion rapide, est présentée par Fang et Atassi [23] pour le cas d'un écoulement tourbillonnaire 3D dans une grille d'aubes. Leur analyse détermine l'écoulement en réponse à une perturbation harmonique amont 3D. Ils ont présenté les résultats pour deux configurations de grilles d'aubes représentant les pales d'un compresseur et d'une turbine pour des fréquences réduites de 0,1 à 5. L'empilement des pales et la rafale amont ont fortement influencé la réponse instationnaire des pales.

Glegg [53] a proposé une expression pour obtenir la charge instationnaire, l'amplitude des modes acoustiques et la puissance acoustique générées par une grille d'aubes 3D immergée dans une rafale 3D. Sur la base du travail d'Envia et Kerschen [67], la théorie est développée en prenant en compte les effets des charges instationnaires sur l'envergure, les interactions entre aubages et une corde de longueur finie. La vue 2D de la figure 1.11 montre la vitesse incidente U et une perturbation caractérisée par w . La vue 3D montre la vitesse W dans le sens de l'envergure et le sillage des aubes. La grille est représentative d'une section annulaire de rotor ou de stator à un rayon fixe. L'angle d'incidence est supposé nul, induisant une charge moyenne nulle. Glegg [53] a montré que la charge instationnaire est fonction du nombre d'onde longitudinal et/ou de l'empilement de la pale. La nature de cette analyse la rend très utile pour des comparaisons avec des données expérimentales.

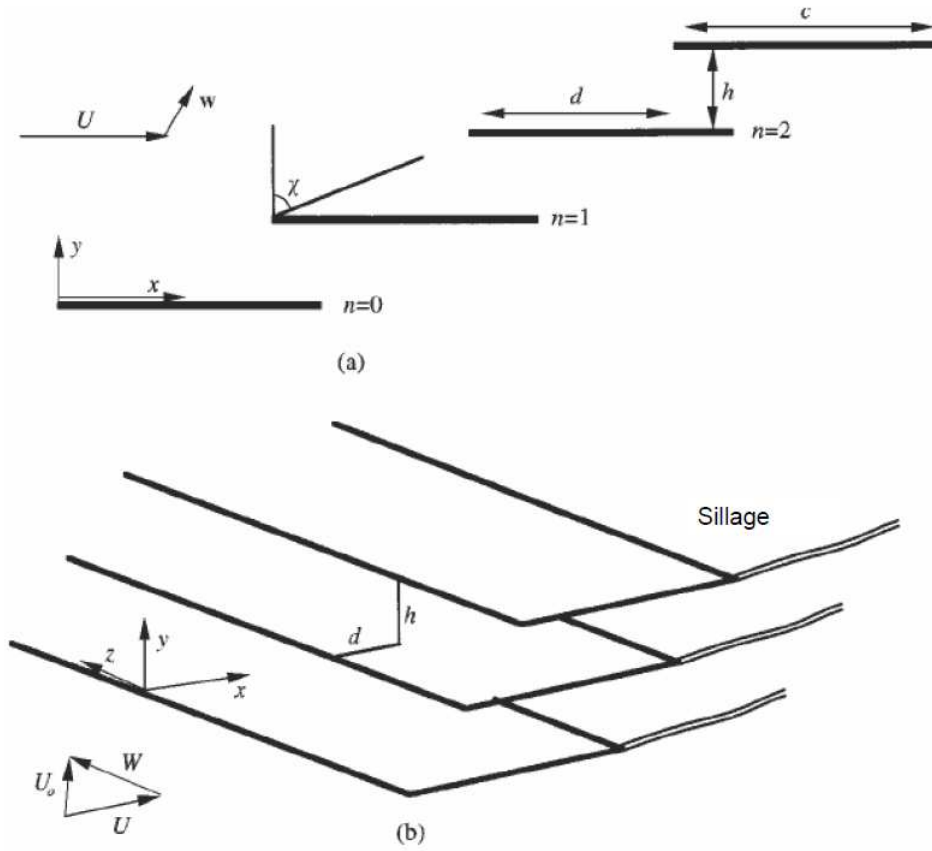


FIGURE 1.11 – Schéma d'une grille d'aubes disposée dans un écoulement uniforme [53]. Vue 2D (a) et vue 3D (b)

Hanson [57] a étendu la théorie de Glegg [53] pour développer un modèle de prévision du spectre de la puissance acoustique rayonnée par une grille rotorique ou statorique disposée dans un écoulement turbulent incident à large bande. L'idée de base est d'étendre l'analyse d'un écoulement incident mono-harmonique à la totalité des composantes du spectre tridimensionnel de la turbulence en travaillant avec des quantités statistiques. En plus de la variation radiale de la statistique de la turbulence, la variation aube à aube est prise en compte. Le point fort de cette théorie est qu'elle tient compte de la composante radiale de la vitesse, de l'empilement, ainsi que du dévers des pales. La formulation finale donne le spectre de puissance comme somme des puissances rayonnées en amont et en aval du rotor. Il est à noter que Hanson a utilisé l'hypothèse de mouvement rectiligne. Cette dernière permet de traiter un segment de pale en rotation comme s'il était localement en mouvement rectiligne, à condition que la fréquence de la source soit bien plus élevée que la fréquence de rotation des pales. Cette technique est discutée plus en détails dans le chapitre 4.

Travaux expérimentaux

Satyanarayana et al. [90] ont mesuré les pressions instationnaires sur une grille d'aubes immergées dans un écoulement transversal avec des fréquences réduites comprises entre 0,01 et 0,102. Ces chercheurs ont remarqué que la réponse du profil dépend fortement du nombre de Reynolds de la couche limite. Fleeter et al. [37] ont étudié la réponse aérodynamique instationnaire d'une configuration similaire à un compresseur axial avec différents angles d'attaques. Ces résultats ont montré que l'augmentation de la charge moyenne a un effet significatif sur la réponse instationnaire.

Henderson et al. [58] ont placé un rotor axial avec une solidité faible ($2b/t = 0,17$) dans deux écoulements turbulents, un produit par des aubages statoriques et l'autre par des plaques percées. Des mesures de pression pariétale sont ainsi effectuées. Ils ont trouvé que pour l'écoulement généré par les plaques percées, proche d'une rafale tourbillonnaire, la réponse du rotor est en accord avec la théorie linéarisée. Par contre, pour l'écoulement généré par un stator, l'accord avec la théorie est peu satisfaisant.

Henderson et Fleeter [59] ont utilisé le même rotor pour mesurer la réponse instationnaire des pales à une perturbation idéale de fréquence réduite 1,35. Leurs mesures instationnaires à des angles d'attaque variables montrent que l'extrados est très affecté par la charge moyenne alors que l'intrados l'est peu.

Ma [81] a présenté des mesures de pression et de vitesses instationnaires moyennées en phase dans une grille d'aubes. Celle-ci est configurée pour représenter l'interaction d'un vortex de stator avec les pales d'un rotor. Un résultat intéressant de cette étude est l'effet du jeu de bout de pale sur l'échappement tourbillonnaire en tête de pale. Si le jeu augmente, le vortex augmente aussi énormément. Ma a émis l'idée que ce comportement peut être la conséquence de l'interférence entre les tourbillons amont avec le débit de fuite dans le jeu. La théorie de Glegg [53] confirme cette conclusion. Par contre, aucune mesure sur la réponse de la pale n'a été effectuée.

1.4.8 Fluctuations de pression dans la couche limite

Les fluctuations de pression pariétale résultent de l'interaction entre la couche limite turbulente et le profil. La pression en chaque point de l'écoulement turbulent peut être obtenue simplement en considérant la dérivée des équations de Navier-Stokes et en réalisant une décomposition de Reynolds menant à l'équation de Poisson pour la pression :

$$\nabla^2 p = -\rho \left[2 \frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial^2 (u_i u_j - \overline{u_i u_j})}{\partial x_i \partial x_j} \right] \quad (1.21)$$

La pression sur une surface donnée est obtenue en intégrant 1.21 sur toute la surface par l'intermédiaire du théorème de Green afin d'atteindre la relation suivante :

$$P = \frac{\rho}{\pi} \oint_s \left[\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \frac{ds}{r_s} + \frac{\rho}{2\pi} \oint_s \left[\frac{\partial^2 (u_i u_j - \overline{u_i u_j})}{\partial x_i \partial x_j} \right] \frac{ds}{r_s} \quad (1.22)$$

Cette équation est appelée l'intégrale de Poisson. Les fluctuations de pression de la couche limite, conséquences d'écoulements turbulents, sont très étudiées depuis une cinquantaine d'années. Lighthill [75] [76] a effectué les premières recherches sur les fluctuations de pression turbulentes. L'analogie acoustique présentée précédemment (équation 1.1) a été établie dans l'intention d'aborder ces pressions fluctuantes.

Différents modèles de prévision des spectres de pression pariétale sont présentés dans cette section : Corcos, Schlinker-Amiet, Chase-Howe, Goody. Ils ont tous été développés à partir de mesures sur profil fixe. Ces modèles seront détaillés dans le chapitre 4. De plus, une comparaison des différents spectres ainsi obtenus sera effectuée.

Les premières mesures de pression pariétale de qualité ont sûrement été effectuées par Willmarth et Woolridge [98]. Ils ont mesuré la valeur efficace et le spectre des fluctuations de pression ainsi que sa corrélation spatio-temporelle dans la direction de l'écoulement. Ces mesures ont été réalisées sous des couches limites épaisses de nombre de Reynolds $Re_\theta = 29000$ et $Re_\theta = 38000$. Les mesures montrent que les structures turbulentes génératrices de fluctuations de pression sont convectées à des vitesses variant avec la longueur d'onde : celles ayant de grandes longueurs d'onde convectant plus rapidement que celles de petites longueurs d'onde. Ils ont également démontré que ces structures turbulentes se décomposent puis disparaissent après avoir été convectées sur une distance d'environ 6 longueurs d'onde. Les longueurs de cohérence longitudinale obtenues sont de même valeur que les longueurs de cohérence transversale, et de l'ordre de grandeur d'une épaisseur de couche limite. Amiet a utilisé ces mesures afin d'en dégager un modèle de prévision des spectres de pression

pariétale [19].

Corcos [33] a développé une méthode permettant de corriger les atténuations à haute fréquence dues à la taille finie des capteurs de pression. Sa méthode suppose que l'interspectre des fluctuations de pression pariétale peut être décomposé en une partie longitudinale et une partie transversale. Ainsi, Corcos [33] a intégré numériquement les données de corrélation spatiale de Willmarth et Woolridge [98].

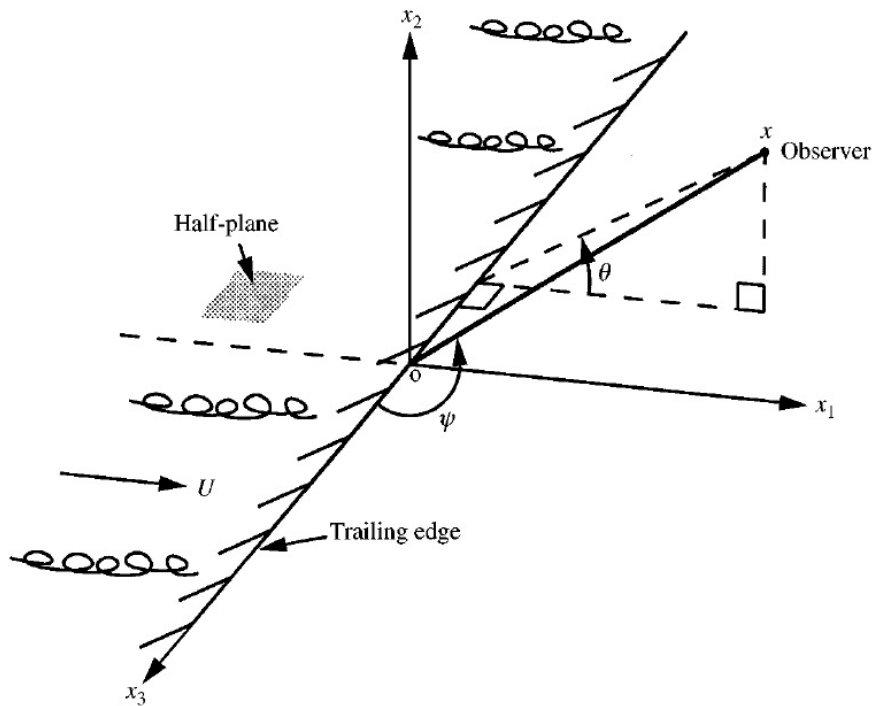


FIGURE 1.12 – Coordonnées du modèle de prédiction du bruit de bord de fuite de Howe [61]

Howe [61] se base sur le modèle théorique développé par Chase [30] afin de décrire le comportement spectral du champ de pression pariétale sur une plaque plane semi-infinie. Il considère un écoulement sur l'extrados, et néglige l'effet de la couche limite de l'intrados dans le comportement aéroacoustique (figure 1.12). Howe formule une condition de "gel" des structures turbulentes au passage du bord de fuite permettant d'exprimer le bruit de bord de fuite en fonction des pressions pariétales en amont. Celles-ci ne sont donc pas influencées par le passage du bord de fuite. Le calcul peut alors être formulé comme un problème de diffraction, dans lequel la pression incidente, pression pariétale produite par le même écoulement turbulent en l'absence de profil, est diffractée par le bord de fuite. Enfin, l'estimation globale du bruit du profil complet (extrados et intrados), avec un angle d'incidence nul, revient donc à doubler l'autospectre calculé dans le cas d'un écoulement

sur une seule face.

Goody et Simpson [44] ont mesuré les spectres de pression pariétale sous la couche limite turbulente 2D à des nombres de Reynolds compris entre $7300 < Re_\theta < 23400$ et sous la couche limite turbulente 3D à deux nombres de Reynolds $Re_\theta = 5940$ et 23200 . Les mesures en 2D ont montré que les spectres de pression diminuent aux moyennes et hautes fréquences quand ils sont normalisés par les variables internes de la couche limite ($v/u_\tau, u_\tau$ et τ_p) et diminuent seulement en hautes fréquences quand ils sont normalisés par les variables mixtes (δ, U_e et τ_p). Il a aussi été montré que la valeur efficace de la pression augmente avec le nombre de Reynolds Re_θ . Ces normalisations n'entraînent pas la diminution des spectres mesurés sous la couche limite turbulente 3D, mais leur niveau reste constant aux fréquences moyennes. De plus, dans cette plage des fréquences moyennes, les niveaux des spectres sont indépendants du nombre de Reynolds. Basée sur leur analyse avec l'équation de Poisson, la relation entre les variations de niveaux des spectres en haute fréquence et les variations des gradients de vitesses moyennes proches de la paroi serait le résultat du gradient de pression suivant l'envergure.

Un modèle empirique de prévision des spectres de pression pariétale et de pression moyenne sous une couche limite 2D à gradient de pression nul est présenté par Goody [45]. En utilisant les résultats expérimentaux de sept groupes de recherches ($1400 < Re_\theta < 23400$) les modèles de Chase [30] et Howe [61] ont été modifiés pour atteindre le niveau adéquat des fluctuations de pression en basse fréquence et de diminution en haute fréquence. Bonamy [7] a proposé un jeu complet de constantes pour le modèle de Chase, d'après une campagne de mesures sur un profil NACA0012. Le modèle de Goody [45] incorpore aussi les effets du nombre de Reynolds sur les spectres de pression pariétale. Ce modèle donne des résultats satisfaisants avec les données expérimentales, et peut être fiable afin d'extrapoler les résultats à des nombres de Reynolds plus gands.

1.5 Conclusion : métrologie instationnaire embarquée dans les ventilateurs axiaux

Comme nous le voyons, la détermination des fluctuations de pressions pariétales sur profil fixe, notamment dans un but acoustique, est très étudiée depuis une cinquantaine d'années. Par contre, il existe très peu d'études concernant ces mesures sur un ventilateur. En effet, la complexité demandée pour obtenir ces pressions instationnaires sur des pales tournantes est très grande. Par rapport aux mesures sur profil fixe, de nombreux problèmes se posent : acquérir le signal en rotation, vibrations perturbant les signaux, tenue mécanique d'un ventilateur instrumenté, perturbation due au moteur et à l'alimentation électrique. De plus, dans le cas d'un ventilateur de refroidissement automobile, la très faible épaisseur des pales, la grande vitesse de rotation et les fluctuations de pression faibles (quelques dizaines de Pa) ajoutent encore d'autres difficultés.

Nous pouvons citer des études concernant les mesures de pression pariétale en rotation sur des turbines ou sur une soufflante de turboréacteur. Les rotors étant réalisés en alliage, le problème de la résistance mécanique est moindre. De plus, les fluctuations de pression ont des amplitudes plus élevées facilitant le choix des capteurs. Cependant, les vitesses de rotation encore plus grandes (> 10000 tr/min) ajoutent une difficulté d'équilibrage en rotation. Nous pouvons citer le travail de Léwy [74] qui a utilisé des capteurs pelliculaires conçus spécialement pour ces mesures.

Carolus a obtenu ces données dans une configuration de ventilateur axial basse vitesse. Carolus et al. [29] ont utilisé un collecteur tournant pour acquérir les données en rotation. Leur ventilateur a des dimensions similaires à celles d'un ventilateur de refroidissement automobile, mais il est usiné en aluminium pour régler le problème de la tenue mécanique. Les essais sont réalisés à 3000tr/min. Les fluctuations de pression pariétale sont mesurées en plusieurs points suivant la corde de la pale, sur l'intrados et l'extrados, pour plusieurs taux de turbulence amont. En effet, différentes grilles sont placées en amont du ventilateur et une mesure du taux de turbulence par fil chaud permet de caractériser cette turbulence amont. Les mesures de pression pariétale sont alors comparées entre elles, ainsi que les mesures acoustiques.

Ces mesures de caractérisation de turbulence amont ont été utilisées par Fedala [6] pour alimenter un modèle de prévision de bruit de bord d'attaque. Ce modèle est basé sur le travail d'Amiet, en considérant la pale comme un empilement de profils fixes, chaque segment de pale se déplaçant linéairement dans l'écoulement. Ce modèle est valable pour des fréquences de rotation très faibles devant les fréquences acoustiques.

Ainsi, le but principal de cette thèse est de contribuer aux mesures de pressions pariétales embarquées sur un ventilateur. Ces mesures vont permettre d'alimenter un modèle de bruit de bord de fuite. Ce modèle est basé sur le modèle d'Amiet pour le bruit de bord de fuite sur profil fixe, ainsi que sur le travail apporté par Fedala [6] pour l'adaptation aux ventilateurs.

Chapitre 2

Etude aérodynamique numérique et expérimentale

Sommaire

2.1	Introduction	36
2.2	Configuration expérimentale	38
2.2.1	Matériel de mesure	39
2.2.2	Etalonnage et analyse des incertitudes	40
2.2.3	Procédure de mesure	42
2.3	Simulations numériques	45
2.3.1	Géométrie et maillage	46
2.3.2	Modèle de turbulence	48
2.4	Résultats et analyse	50
2.4.1	Caractéristiques globales	50
2.4.2	Comparaison des profils de vitesses	52
2.4.3	Profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds .	58
2.4.4	Exploration des résultats issus de la simulation numérique	64
2.4.5	Vers une prédiction du bruit large bande	72
2.5	Conclusion	73

2.1 Introduction

Les écoulements dans les turbomachines ont la particularité d'être très complexes. Ils sont caractérisés par leurs propriétés visqueuses, instationnaires et tridimensionnelles. De plus, les écoulements internes sont fortement dépendants des conditions de fonctionnement. Dans le cas d'un ventilateur, l'apparition d'écoulements instationnaires est la cause d'émissions aéroacoustiques, de déformations aéroélastiques et le plus souvent d'une diminution des performances aérodynamiques. Des simulations numériques, avec différents modèles de turbulence, sont utilisées pour résoudre ces écoulements complexes. Les outils CFD employant la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées ne donnent pas les composantes aérodynamiques instationnaires de l'écoulement. Par contre, les outils de simulation numérique directe (SND) ou de simulation aux grandes échelles (SGE) sont beaucoup trop coûteux en temps et en puissance de calcul pour des cas complexes comme les turbomachines.

Ainsi, l'objectif des travaux présentés dans ce chapitre est de déterminer l'influence de l'empilement radial des pales (figure 2.1) sur les composantes de la vitesse en aval du bord de fuite. Cette vitesse, instationnaire dans notre cas, peut être décomposée en une partie périodique et une partie aléatoire. La partie périodique est la composante discrète qui apparaît à la fréquence de passage des pales et ses harmoniques. Elle a comme origine l'interaction entre les pales du rotor et leurs environnements. La partie aléatoire est principalement due au phénomène de turbulence autour du profil de la pale, et contribue au spectre large bande de 5 à 20 000 Hz.

Le travail présenté dans ce chapitre est un travail préliminaire à la prévision acoustique. L'énergie cinétique turbulente issue des simulations numériques de type RANS peut être utilisée comme paramètre d'entrée de modèles de prévision acoustique [70] [69]. Le modèle de turbulence RSM nous permet de calculer l'énergie cinétique turbulente avec une grande précision puisqu'il résout une équation de transport pour chaque composante du tenseur des contraintes de Reynolds.

Notre cas d'étude est le ventilateur axial de refroidissement automobile. Il est souvent sujet à des écoulements d'entrée dégradés. De ces écoulements amont résultent des forces périodiques et aléatoires responsables du bruit d'interaction. Ensuite, les forces fluctuantes sur la surface de la pale, issues de la couche limite turbulente, et leurs interactions avec le bord de fuite produisent le bruit propre du ventilateur, qui est à large bande (Cf. Chapitre 1).

L'utilisation de l'empilement des pales pour la réduction acoustique semble être effi-

cace. Hanson [56] a étudié le problème d'un point de vue réduction du bruit de raie par déphasage de sources de bruit situées à différentes positions radiales. Il a aussi étudié la perturbation due à l'interaction entre les pales. Alors que son travail montre que des angles d'empilement importants sont requis, particulièrement sur les machines à faible vitesse, les travaux de Fukano et. al [39] [40] [41], Cummings et. al [34], and Fujita [38] ont montré expérimentalement qu'un faible angle d'empilement peut être suffisant pour la réduction du bruit global.

En particulier, le travail de Kerschen [66] et Envia et Kerschen [67] fournit une base théorique afin de choisir une distribution d'angle d'empilement le long du rayon, très efficace pour réduire le bruit d'ingestion de la turbulence. Pour les ventilateurs à faible vitesse, l'empilement vers l'avant et vers l'arrière modifie la distribution spatiale des sources acoustiques élémentaires de façon à ce qu'elles ne soient pas générées simultanément à chaque rayon (ce qui est le cas pour un empilement radial). Le déphasage ainsi produit se manifeste par des interférences qui vont modifier les niveaux des composantes de vitesse et de pression suivant l'envergure. Par conséquent le bruit émis est modifié. Une bibliographie sur les propriétés aérodynamiques et acoustiques des ventilateurs avec empilement est présentée dans la référence [99].

Concernant la problématique de réduction des temps de calculs, il est possible d'utiliser une simulation numérique RANS afin d'obtenir les chargements sur les pales. Puis une formulation intégrale comme celle de Ffowcs Williams & Hawkings permet d'obtenir le spectre acoustique émis par le rotor [68]. Cependant, pour un écoulement instationnaire, la méthode RANS ne permet pas la prédiction du bruit large bande. Celle-ci nécessite des méthodes numériques avancées nécessitant des temps de calculs trop longs. Carolus et al. [29] ont utilisé l'anémométrie à fil chaud pour obtenir une base de données des statistiques turbulentes pour différentes configurations d'écoulement amont. Ces résultats ont été comparés à une simulation de type SGE. La simulation aux grandes échelles prédit les effets de la turbulence amont sur les forces instationnaires pariétales et ainsi permet de calculer le bruit émis par le ventilateur. Sa comparaison avec les mesures acoustiques donne de bons résultats. La SGE est encore beaucoup trop coûteuse pour des utilisateurs industriels et le calcul de l'énergie cinétique turbulente depuis une simulation RANS est encore fort utile pour la prévision acoustique [70] [69].

Le dispositif expérimental permet de mesurer les trois composantes de la vitesse fluctuante. Ces mesures se font en aval des trois ventilateurs à empilements différents, comme présenté en section 2.2. Les mesures sont effectuées le long d'un rayon des ventilateurs par anémométrie à fil chaud. Un traitement des données permet d'obtenir les fluctuations de vitesses et ainsi calculer les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds, ainsi

que l'énergie cinétique turbulente. Puis, des simulations numériques pour résoudre les données des écoulements dans les trois ventilateurs sont réalisées (section 2.3). Finalement les résultats sont analysés et comparés dans la section 2.4.

2.2 Configuration expérimentale

Les ventilateurs utilisés dans cette étude sont trois prototypes développés pour une application de refroidissement de moteur automobile. De type axial et possédant une virolle, ils ne diffèrent que par l'empilement. Ils sont composés chacun de 8 pales. Voici quelques caractéristiques géométriques des trois ventilateurs :

- un rayon extérieur $R_{ext} = 187,5$ mm,
- un rayon intérieur $R_{int} = 85$ mm,
- un angle de calage à mi-envergure de 75° ,
- et la virole a une épaisseur de 2,5 mm.

Les pales sont conçues avec des profils NACA0065 arrondis au bord de fuite, dont l'épaisseur maximale est de 5,5 mm. Les pales sont empilées au bord d'attaque suivant trois lois géométriques différentes comme montré figure 2.1. La première est empilée radialement (G2rad), la deuxième est empilée dans le sens de la rotation (G2for) et la troisième est empilée dans le sens inverse de rotation (G2back). La loi d'empilement est symétrique entre G2for et G2back. La vitesse de rotation est de 2700 tr/min.

Les mesures sont effectuées au débit nominal, φ_n , et à 130% du débit nominal, $1,3\varphi_n$ pour les trois ventilateurs suivant les données du tableau 2.1.

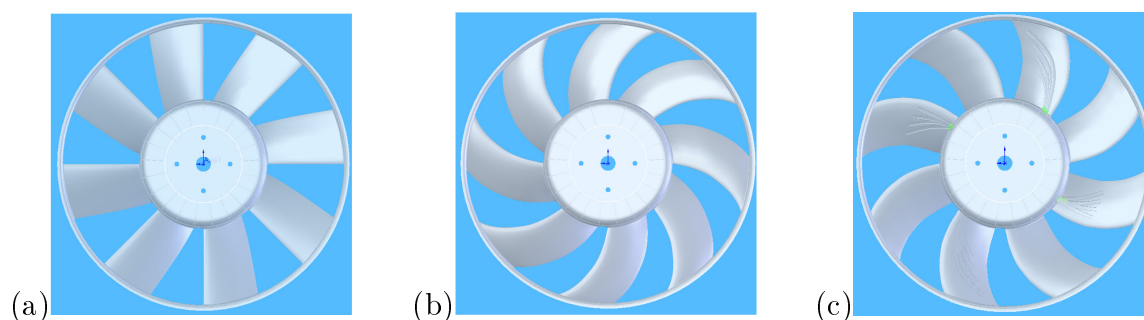


FIGURE 2.1 – Vue de face des trois ventilateurs, G2rad (a), G2for (b) and G2back (c), sens de rotation horaire

	G2for	G2rad	G2back
φ_n	0.223	0.248	0.247
$1.3\varphi_n$	0.289	0.330	0.314

TABLE 2.1 – Coefficients de débit choisis pour les comparaisons mesures/simulations des trois ventilateurs

2.2.1 Matériel de mesure

Dans cette étude, l'anémométrie à fils chauds est choisie pour mesurer les vitesses moyennes et instationnaires. La rapidité et la résolution temporelle nous permettent d'obtenir un signal sur une large bande de fréquence.

De par sa conception, un ventilateur axial devrait présenter un écoulement 2D : la composante radiale de la vitesse absolue devrait être nulle. Cette configuration est très rarement présente car un transfert d'énergie s'opère entre les tubes concentriques d'air, rendant nécessaire une description 3D de l'écoulement. Les composantes axiale, tangentielle et radiale du vecteur vitesse doivent donc être mesurées.

Une sonde à fils chauds 2D (Dantec 55R51) est utilisée pour mesurer les composantes de la vitesse. En mesurant à deux positions angulaires différentes, nous pouvons ainsi mesurer les trois composantes de la vitesse. Une rotation de 90° autour de l'axe de la sonde est alors effectuée. La méthodologie détaillée pour obtenir la structure 3D de l'écoulement avec une sonde 2D est décrite plus loin.

Le système de mesure est composé d'un support de sonde Dantec 5H24, de deux anémomètres miniCTA 54T30, d'une carte d'acquisition National Instrument PCI6048-E, d'un trigger optique ainsi que du logiciel Dantec CTA 3.4. Cette chaîne d'acquisition autorise une fréquence d'acquisition de 250 kHz. Le banc d'essai conçu au laboratoire suivant la norme ISO 5801 [100] permet de contrôler le débit afin d'effectuer les mesures au point de fonctionnement souhaité, en choisissant un diaphragme de diamètre adéquat (figures 2.2 et 2.3).

La sonde à fil chaud est placée suivant 11 points de mesure répartis uniformément le long de l'envergure (figure 2.4). L'axe de rotation est normal au plan de mesure, qui est situé 10 mm en aval du bord de fuite en pied de pale. L'axe de la sonde forme un angle β avec l'axe de rotation du ventilateur : il correspond à l'angle de la vitesse absolue à mi-envergure, dans le plan de mesure (figures 2.4 et 2.5). Cet angle est différent en fonction du ventilateur et du débit, c'est pourquoi il est différent pour chaque série de mesures. De

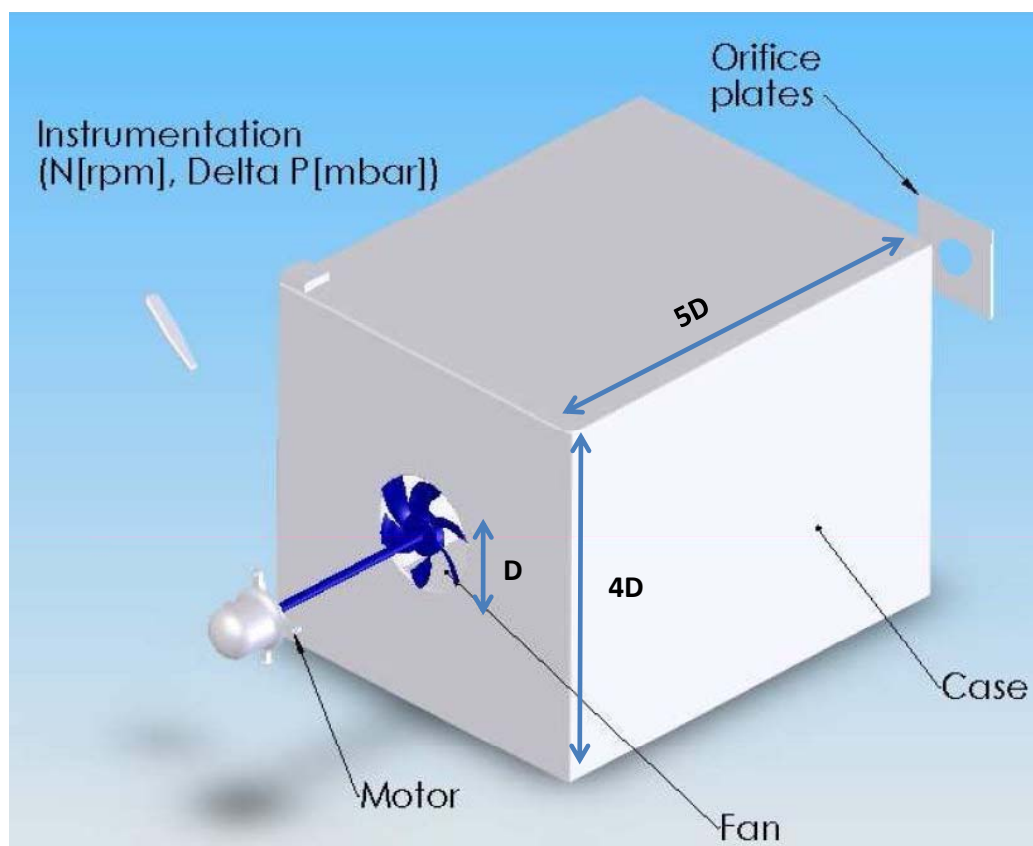


FIGURE 2.2 – Banc d’essai ISO 5801

plus il varie également suivant l’envergure. Cependant, modifier l’angle à tous les points de mesure est impossible. C’est pourquoi l’angle choisi est celui de la vitesse absolue β à mi-envergure.

Le système d’acquisition est configuré à une fréquence d’échantillonnage de 45 kHz, ce qui équivaut à 1000 échantillons par tour, car la vitesse de rotation du ventilateur est de 45 Hz. L’acquisition est effectuée sur 20 tours du ventilateur soit 20 000 échantillons. D’autre part, 10 mesures sont effectuées en chaque point [71].

2.2.2 Etalonnage et analyse des incertitudes

L’étalonnage consiste à établir une relation entre la tension mesurée aux bornes de la sonde et la vitesse de l’écoulement. Pour cela, la sonde est exposée à des écoulements de vitesse connue, U , en mesurant les tensions, E . Une courbe qui rejoint les points (E, U) représente la fonction de transfert utilisée pour convertir les données enregistrées de tensions en vitesses. Pour une meilleure précision, une distribution logarithmique de 20 points entre 1 et 25 $m.s^{-1}$ est choisie [102]. Puis le logiciel calcule la fonction de transfert sous la forme d’un polynôme du quatrième degré.

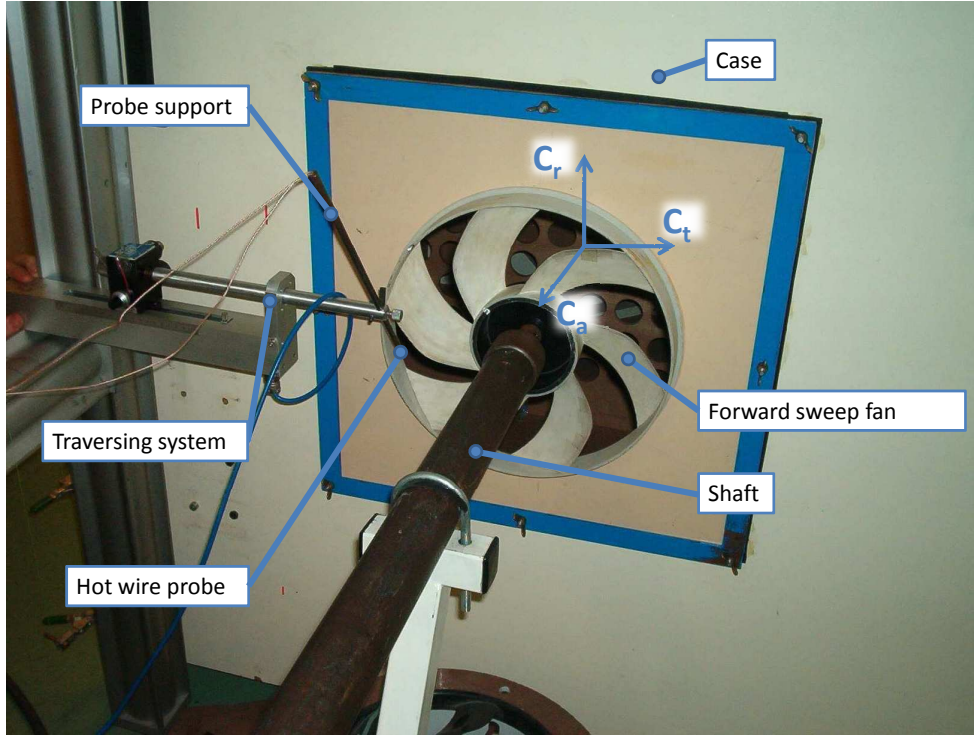


FIGURE 2.3 – Sonde à fil chaud et son support en aval du ventilateur

La sonde est étalonnée dans un jet d'air avant et après la mesure pour contrôler sa dérive. Le banc d'étalonnage est composé d'un cylindre de grand volume rempli d'air à pression constante et d'un trou sur ce cylindre d'où l'air s'échappe (en dehors du volume pour atteindre la pression atmosphérique). La vitesse du jet est calculée à partir de l'équation de Bernoulli et est égale à $U = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta P}{\rho}}$, où ρ est la densité de l'air et ΔP la pression relative dans le cylindre.

Après vingt étalonnages, il apparaît que l'erreur due à l'opérateur est négligeable comparé aux deux erreurs décrites ci-dessous. La première erreur est la détermination de la vitesse du jet : la précision de mesure du manomètre étant de 1 Pa , cela équivaut à une erreur sur le calcul de la vitesse de $0,208 \text{ m.s}^{-1}$ pour une vitesse de jet de 4 m.s^{-1} . En effet $\Delta P = 0,5 \rho U^2$ soit $d(U) = d(\Delta P)/(\rho U)$. La deuxième erreur est la différence entre la fonction de transfert réelle et la fonction de transfert polynomiale calculée. L'erreur maximum entre la courbe polynomiale du quatrième ordre et les points de mesure est de 3% pour les faibles vitesses (jusqu'à 4 m.s^{-1}). Pour les vitesses plus élevées, elle est d'environ 1 %.

Par exemple, cela mène à une erreur relative de 3% pour une vitesse de 20 m.s^{-1} et une erreur relative de 13 % pour une vitesse de 4 m.s^{-1} .

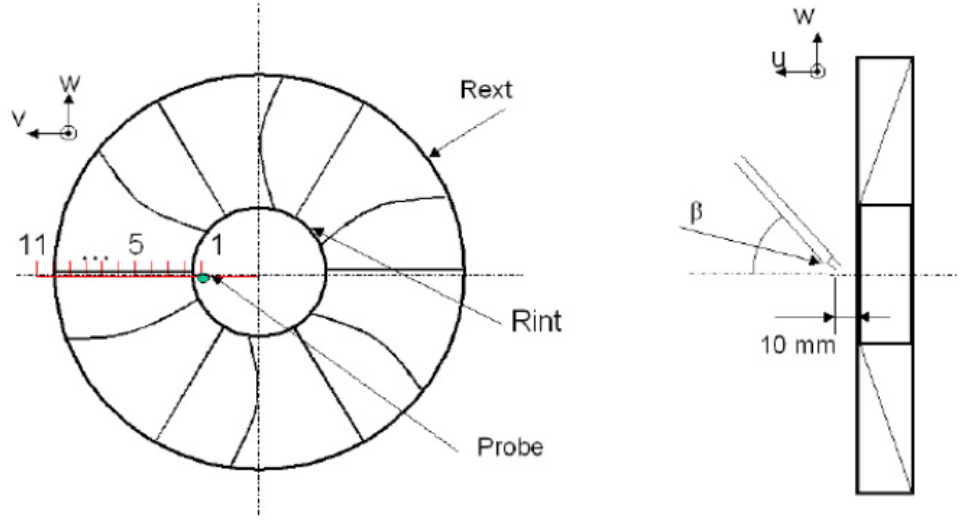


FIGURE 2.4 – Position de la sonde par rapport au ventilateur

2.2.3 Procédure de mesure

La figure 2.5 présente le système de coordonnées du ventilateur et celui de la sonde à fils chauds avec le positionnement des fils. Cette sonde 2D à 2 fils est conçue spécifiquement afin de mesurer simultanément deux composantes de la vitesse. Pour mesurer trois composantes il est nécessaire de prendre en compte l'influence de la troisième composante et de placer la sonde dans une position en accord avec l'orientation de l'écoulement. Les fils sont perpendiculaires l'un par rapport à l'autre de façon à ce que l'écoulement dans l'axe de la sonde (x) soit à 45° de chaque fil. Ils forment un X dans un plan parallèle au plan (u, v), qui est désigné comme Position 1. La Position 2 correspond à une rotation de 90° depuis la Position 1 autour de l'axe de la sonde (figure 2.6).

Dans un écoulement 3D très turbulent, tel notre cas, la composante binormale de la vitesse (perpendiculaire au plan de la sonde) n'est pas négligeable. Afin de prendre en compte ce fait, des équations similaires à celles utilisées pour des sondes à 3 ou 4 fils sont développées.

L'écoulement 3D dans le système de coordonnées de la sonde est caractérisé par les composantes de la vitesse (U, V, W). Les mesures sont effectuées de façon à obtenir les composantes dans les coordonnées des fils (U_1, U_2) et la composante binormale W en Position 1. Après rotation, les composantes dans les coordonnées des fils (U'_1, U'_2) et la composante binormale V sont mesurées en Position 2 (figure 2.6). Les composantes dans les coordonnées des fils ((U_1, U_2, U'_1, U'_2)) sont linéairement dépendantes des coordonnées de la

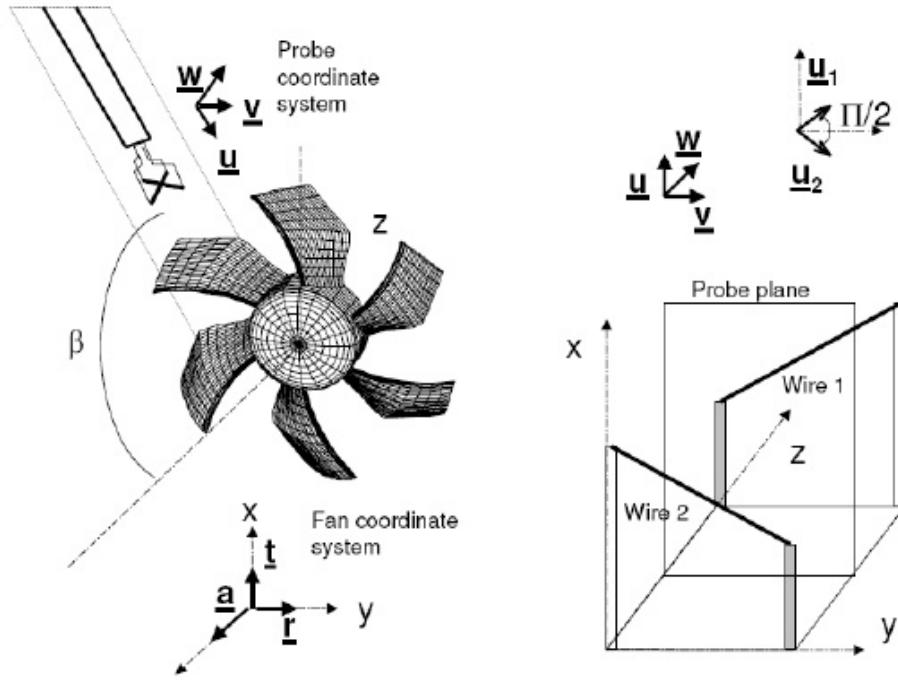


FIGURE 2.5 – Systèmes de coordonnées de la sonde, du ventilateur et des fils

sonde (U, V, W) de telle façon que quatre équations peuvent être écrites à partir des trois inconnues (U, V, W) .

Dans les positions 1 et 2, les composantes binormales correspondent respectivement aux composantes des vitesses W et V . La composante tangentielle va perturber la mesure des vitesses refroidissant effectivement les fils (U_{1eff}, U_{2eff}) et (U'_{1eff}, U'_{2eff}) .

Ces perturbations sont prises en compte en utilisant les facteurs (k_1, k_2) avec les composantes tangentielles (U_1, U_2) et (U'_1, U'_2) et les facteurs (h_1, h_2) avec les composantes binormales W et V , de façon à ce que les expressions générales en 3D pour les deux fils soient, avant et après rotation [71] :

$$U_{1eff}^2 = k_1^2 U_1^2 + U_2^2 + h_1^2 W^2 ; U_{2eff}^2 = U_1^2 + k_2^2 U_2^2 + h_2^2 W^2 \quad (2.1)$$

$$U'_{1eff}^2 = k_1^2 U_1'^2 + U_2'^2 + h_1^2 V^2 ; U'_{2eff}^2 = U_1'^2 + k_2^2 U_2'^2 + h_2^2 V^2 \quad (2.2)$$

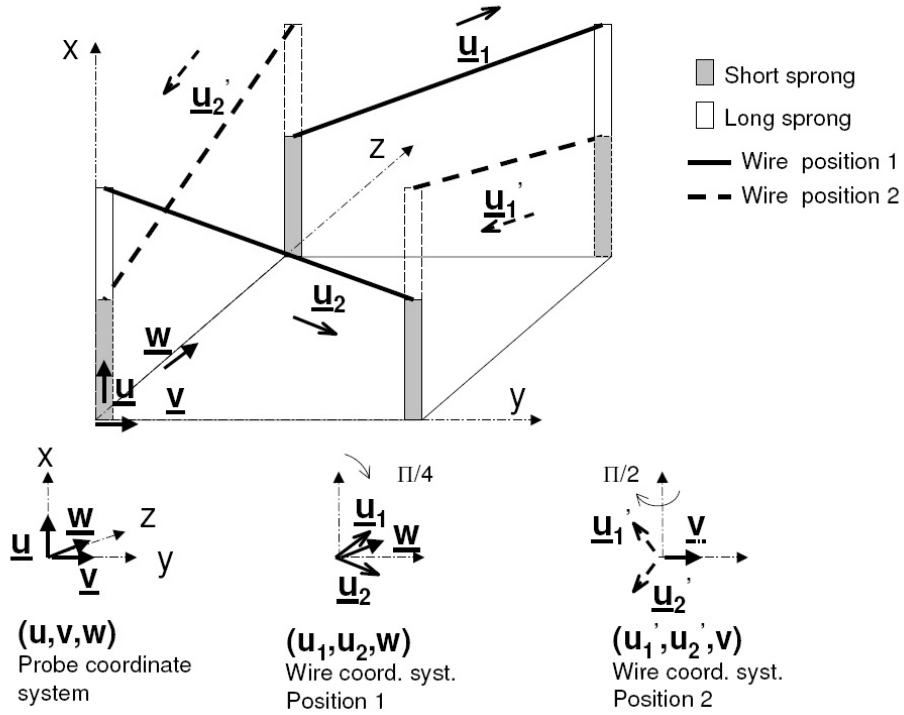


FIGURE 2.6 – Position 1 et position 2 de la sonde avec les systèmes de coordonnées associés

Nous pouvons négliger l'influence de la composante binormale et utiliser directement la procédure de mesure 2D. Le logiciel miniCTA calcule les composantes U et V en Position 1. Les composantes U_{90} et W sont ensuite obtenues en Position 2. U et U_{90} sont supposées très proches (une différence maximum de 15% est évaluée, voir la référence [5] pour plus de détails) de sorte à ce que les composantes de la vitesse soit exprimées depuis (U, V, W) dans le système de coordonnées du ventilateur avec les formules suivantes :

$$\begin{aligned} C_a &= U \cos \beta - W \sin \beta \\ C_r &= V \\ C_t &= U \sin \beta + W \cos \beta \end{aligned} \quad (2.3)$$

Avec C_a la composante axiale, C_r radiale et C_t tangentielle.

2.3 Simulations numériques

Une simulation numérique en trois dimensions de dynamique des fluides est réalisée en utilisant le code commercial Fluent 6.3. La résolution des schémas numériques, basée sur différents types d'éléments de maillage (hexaèdre, tétraèdre, pyramide), est la méthode des volumes finis. Un maillage structuré, non-structuré ou mixte peut être réalisé avec le pré-processeur Gambit 2.4. Dans cette étude un maillage non-structuré avec des éléments tétraédriques est effectué, notamment à cause de la complexité de la géométrie autour de la pale. Des variables pour la vitesse, la pression et l'enthalpie sont définies aux nœuds situés aux coins de chaque élément. Les équations de conservations sont calculées en intégrant sur deux éléments de maillage. Une discrétisation de l'écoulement et une intégration de premier ordre sont choisies. L'utilisation d'un schéma de résolution numérique complètement implicite est sélectionnée.

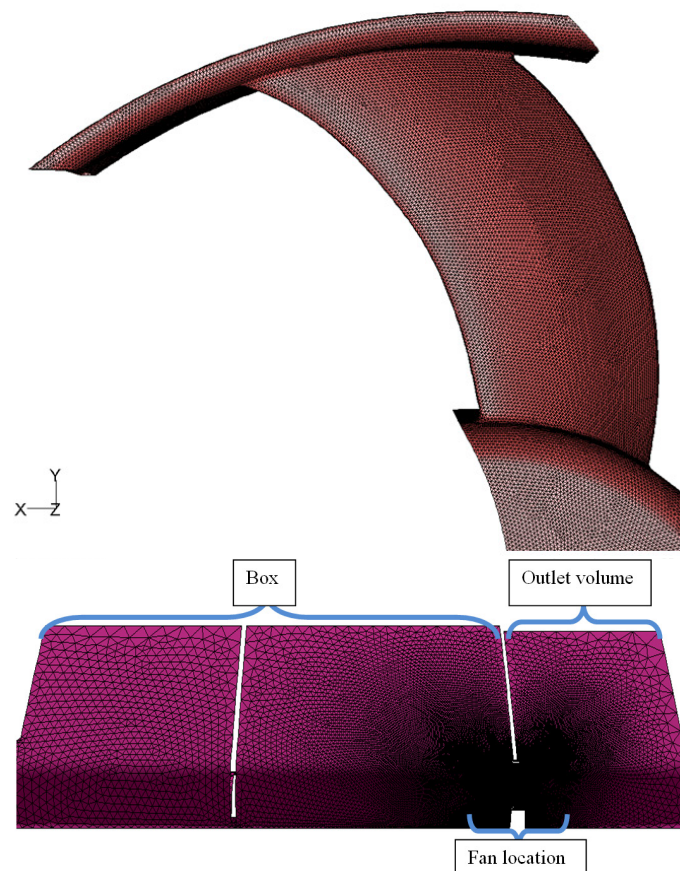


FIGURE 2.7 – Maillage sur le ventilateur (haut) et le domaine numérique (bas) avec le maillage raffiné près de la pale

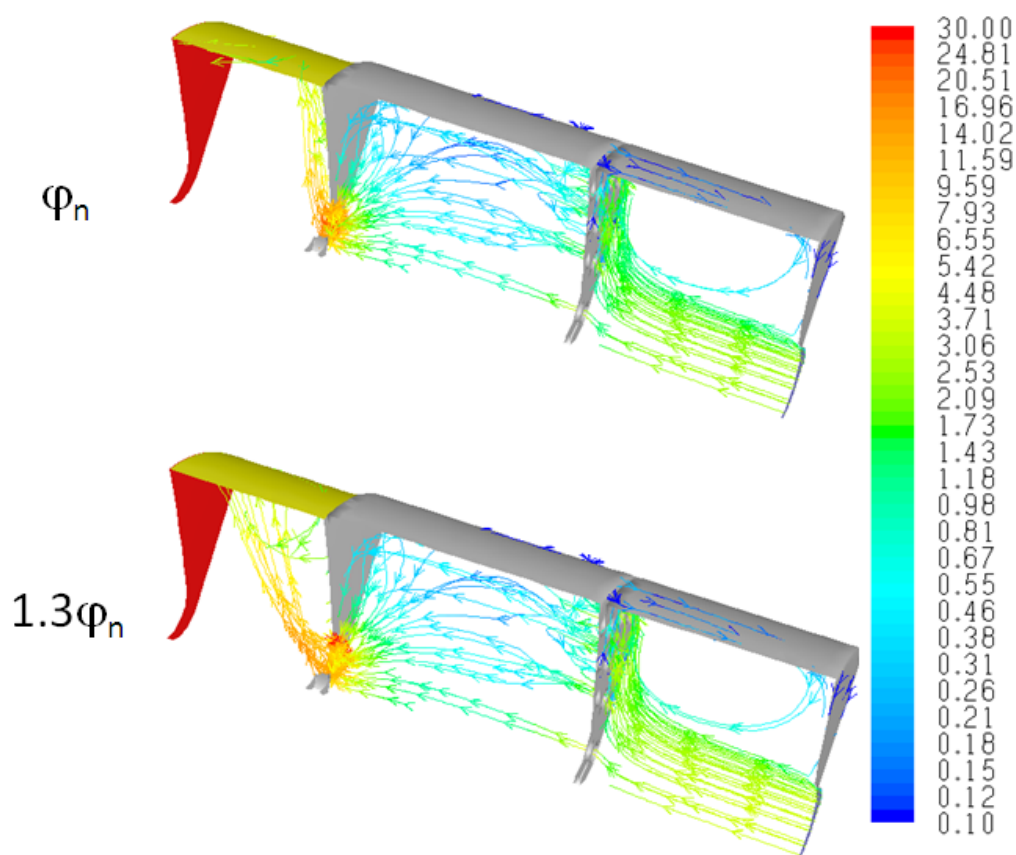


FIGURE 2.8 – Ligne de courant dans le caisson et en aval, colorée par la résultante de la vitesse (m/s)

2.3.1 Géométrie et maillage

Afin de comparer les résultats issus de la simulation numérique et des expériences, une géométrie numérique est créée afin de reproduire le banc d'essai expérimental montré figure 2.2 et 2.3. La figure 2.2 montre l'ensemble du banc d'essai avec la localisation du ventilateur. La simulation est réalisée sur un seul canal inter-aubage, soit $1/8$ du domaine en utilisant la condition limite de périodicité en rotation. Cette technique nous permet ainsi de diminuer la taille du maillage. Nous gagnons donc en précision, favorisant la convergence avec le modèle RSM. Un jeu radial de 4 mm est pris en compte entre la virole et la paroi du banc d'essai conformément à l'expérience. Trois géométries différentes sont créées, une pour chaque empilement. Le nombre total de mailles est de quatre millions, ce qui correspondrait à 32 millions pour la géométrie complète. La taille des mailles est très réduite près du ventilateur, de 0,4 à 1 mm, puis devient progressivement de plus en plus grande à mesure que l'on s'en éloigne. La figure 2.7 illustre le maillage près du ventilateur et pour tout le domaine numérique.

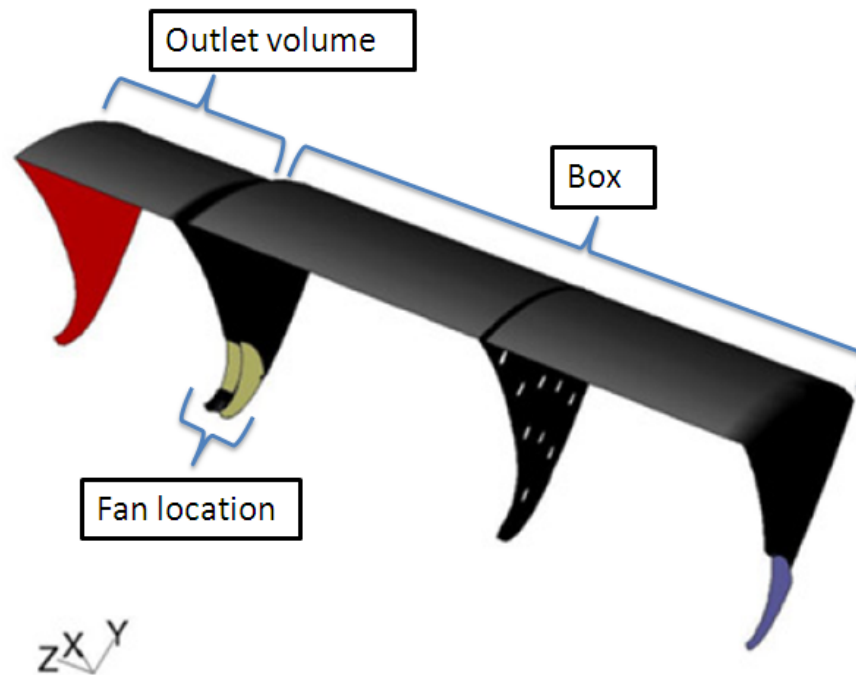


FIGURE 2.9 – Domaine de calcul et conditions limites pour le ventilateur G2for

Le domaine de calcul est divisé en trois parties. Le ventilateur aspire d'abord l'air depuis l'intérieur du caisson à la pression atmosphérique. Le travail de modélisation est focalisé sur des points, influant sur les résultats des mesures et des simulations, comme le jeu périphérique et le chanfrein du diaphragme d'entrée. Une étude de sensibilité a montré que leur présence n'est pas négligeable. La figure 2.8 montre les lignes de courants dans le domaine de calcul, colorées par la résultante des vitesses et à deux débits différents. Nous observons l'effet de la grille d'homogénéisation dans le caisson, qui contraint le profil de vitesse à être presque constant dans la section de mesure en amont du ventilateur. La vitesse moyenne est proche de zéro dans cette région, avant l'aspiration du ventilateur. Pour ce type de ventilateur, au débit nominal, l'écoulement aval est très centrifuge avec une composante radiale de la vitesse très élevée. A un débit supérieur, la composante radiale diminue pendant que la composante axiale s'accroît.

Sur la figure 2.9, les conditions limites bleues, grises, jaunes et rouges correspondent respectivement à l'entrée, aux parois, aux interfaces et à la sortie. Les interfaces sont situées entre le volume tournant du ventilateur et les volumes fixes du caisson et de la sortie. Le caisson possède les mêmes dimensions que le caisson réel, mais a une forme cylindrique

permettant d'appliquer la périodicité en rotation. Comme pour le protocole expérimental, la vitesse de rotation est réglée à 2700 tr/min soit 45 Hz et la pression statique est mesurée sur la paroi du caisson conformément à la norme ISO 5801. Par contre, le débit est fixé expérimentalement avec des diaphragmes de différents diamètres. Dans la simulation, une condition limite de vitesse d'entrée est utilisée afin de définir le débit. Cela est possible au vu de la valeur faible du nombre de Mach ($< 0,3$). La condition limite de pression de sortie est établie à la pression atmosphérique.

2.3.2 Modèle de turbulence

Le modèle Reynolds Stress Model (RSM) permet le calcul du tenseur des contraintes de Reynolds, $\overline{\rho u'_i u'_j}$, utilisant une équation de transport pour chaque composante du tenseur. Ce modèle est un modèle RANS à fermeture du second ordre permettant de résoudre les six équations du tenseur des contraintes de Reynolds. Ce tenseur représente l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen. Les contraintes de Reynolds sont ensuite utilisées pour la fermeture des équations de conservation de quantité de mouvement moyennées.

La forme exacte des équations de transport des contraintes de Reynolds peut être obtenue à partir de l'équation de conservation de quantité de mouvement. Il s'agit d'un calcul où les équations exactes de conservation de quantité de mouvement sont multipliées par les propriétés fluctuantes avant d'être moyennées. Ces types de modèles incluent naturellement les effets de courbure des écoulements, les changements brusques de contrainte et les écoulements secondaires, mais augmentent cependant la complexité et le coût des calculs, comparés à des modèles de fermeture du premier ordre.

Le tenseur des contraintes de Reynolds est défini comme [101] :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = -\bar{\rho} \begin{pmatrix} \overline{C'_a C'_a} & \overline{C'_a C'_r} & \overline{C'_a C'_t} \\ \cdots & \overline{C'_r C'_r} & \overline{C'_r C'_t} \\ \cdots & \cdots & \overline{C'_t C'_t} \end{pmatrix} = -\bar{\rho} \begin{pmatrix} (UU)_{stress} & (UV)_{stress} & (UW)_{stress} \\ \cdots & (VV)_{stress} & (VW)_{stress} \\ \cdots & \cdots & (WW)_{stress} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

L'énergie cinétique turbulente est définie comme [101] :

$$k = -\frac{1}{2} \overline{\rho u'_i u'_i} = -\frac{1}{2} \bar{\rho} (UU_{stress} + VV_{stress} + WW_{stress}) \quad (2.5)$$

Le critère de convergence est fixé à 10^{-5} pour les résidus des onze équations : la continuité, les trois composantes de la vitesse, la dissipation ε , ainsi que les six contraintes du tenseur de Reynolds. Les vitesses et les contraintes du tenseur de Reynolds sont relevées dans un plan, 10mm en aval du ventilateur, comme pour les mesures à fils chaud.

Voici l'équation à résoudre dans le cadre d'une fermeture du second ordre :

$$\frac{D\overline{u_i u_j}}{Dt} = P_{ij} + \Pi_{ij} + D_{ij} - \overline{\varepsilon_{ij}} \quad (2.6)$$

Les termes de production P_{ij} sont directement liés aux fonctions inconnues principales du problème et ne nécessitent pas de modélisation.

$$P_{ij} = - \left(\overline{u_i u_k} \frac{\partial \overline{U_j}}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_k} \right)$$

Par contre il faut schématiser les trois autres termes, la corrélation avec la fluctuation de pression Π_{ij} , la diffusion turbulente D_{ij} et le tenseur de pseudo dissipation $\overline{\varepsilon_{ij}}$.

$$\Pi_{ij} = -\frac{1}{\rho} \left(\overline{u_i \frac{\partial p}{\partial x_j}} + \overline{u_j \frac{\partial p}{\partial x_i}} \right)$$

$$D_{ij} = -\frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i u_j u_k})$$

$$\overline{\varepsilon_{ij}} = 2\nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k}}$$

2.4 Résultats et analyse

2.4.1 Caractéristiques globales

La caractéristique pression/débit est représentée sur la figure 2.10. Nous pouvons observer que les résultats issus de la simulation RSM pour les trois ventilateurs sont proches de l'expérience, notamment près du débit nominal. Certaines divergences sont constatées à très hauts débits, dues à la désadaptation de l'écoulement menant à un calcul très difficile à faire converger. Cinq débits sont calculés autour du débit nominal du ventilateur à empilement radial. La courbe bleue correspond au résultat de la simulation RSM pour la G2for. La pression statique fournie est inférieure à celle fournie par la G2rad. De plus, la performance de la G2back (courbe verte) est très proche de la G2rad.

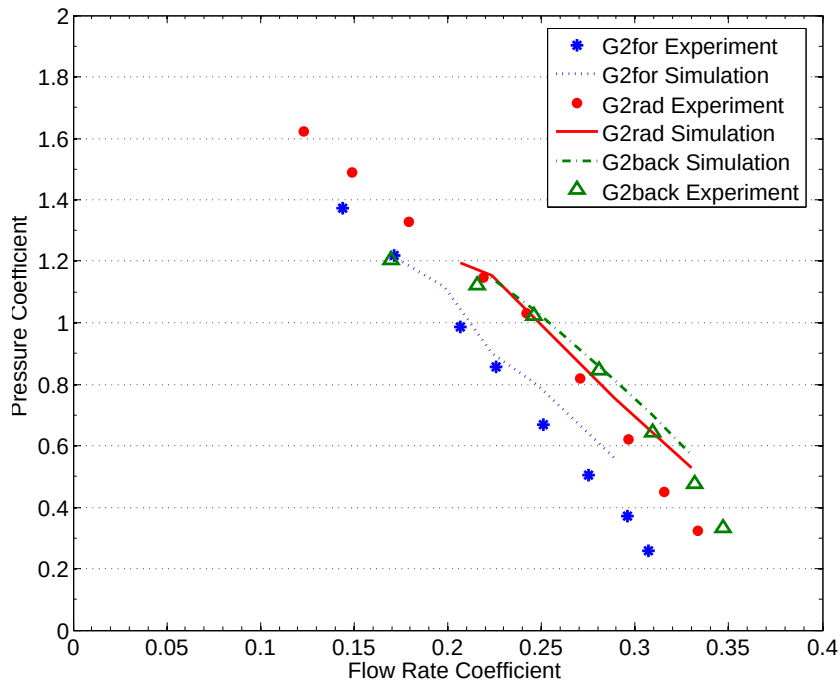


FIGURE 2.10 – Comparaison de la performance entre la simulation et l'expérience pour les trois ventilateurs

Le rendement est ensuite calculé avec la relation suivante :

$$\eta = \frac{\Delta P_{stat} \cdot Q_v}{\Omega \cdot C}$$

Le rendement statique est montré sur la figure 2.11. La différence entre l'expérience et la simulation est au maximum de 6%. La G2for a un coefficient de débit nominal inférieur à la G2rad ($\varphi_n=0,223$ contre $0,248$). De plus le rendement maximum pour la G2for est

inférieur à celui de la G2rad. Concernant la G2back, le rendement maximum est très proche de celui de la G2for, mais à un coefficient de débit plus élevé ($\varphi_n=0,247$). Ces résultats dépendent des caractéristiques géométriques des ventilateurs, puisque dans une autre étude [72] l'empilement avant donnait le meilleur rendement. De plus le rendement maximum pour la G2rad est le plus élevé, ainsi que la pression fournie.

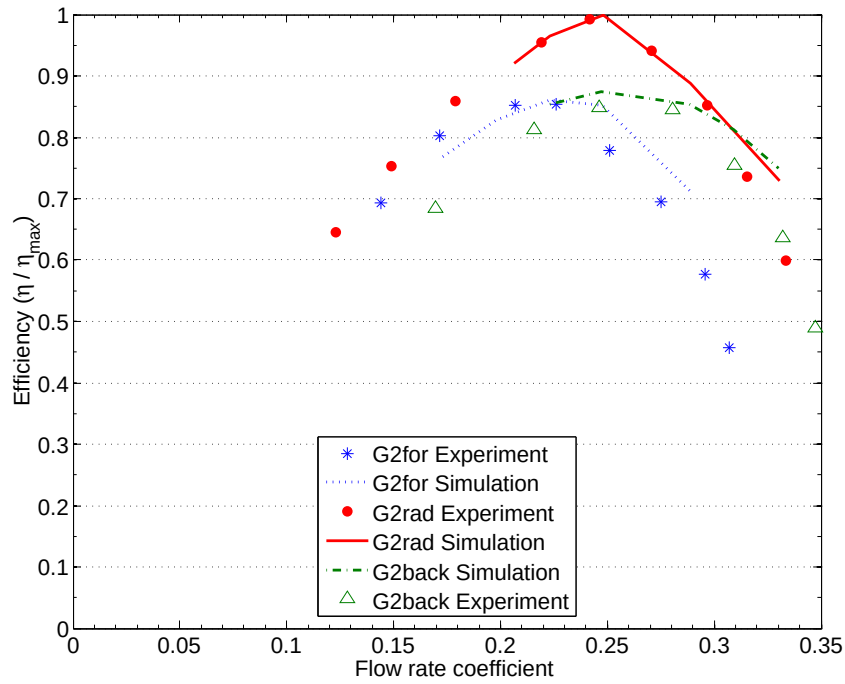


FIGURE 2.11 – Comparaison du rendement entre la simulation et l'expérience pour les trois ventilateurs

L'empilement vers l'avant est connu pour améliorer les caractéristiques acoustiques d'un ventilateur, mais l'aérodynamique est très différente. Dans une autre étude où les pales des ventilateurs étaient plus chargées [72], le ventilateur avec pales empilées vers l'avant était le plus efficace. Les ventilateurs étudiés dans [72] ont été conçus pour que les pales soient plus chargées, spécialement en tête de pale. Un ventilateur avec un empilement vers l'avant et chargé en tête de pale semble améliorer le rendement quand un ventilateur à empilement vers l'avant mais chargé de façon constante suivant l'envergure semble diminuer le rendement. L'influence de l'empilement dépend aussi des autres caractéristiques géométriques du ventilateur. En prenant en compte les caractéristiques globales, la simulation RSM avec la condition de périodicité en $2\pi/8$ est validée pour les trois ventilateurs. Cette technique permet de simuler des écoulements complexes avec un modèle à fermeture du second ordre, et ainsi obtenir des résultats comparables avec l'expérience.

2.4.2 Comparaison des profils de vitesses

Les profils de vitesses en aval du ventilateur sont calculés avec le modèle RSM et comparés avec ceux obtenus par mesure à fils chauds. Les mesures et les simulations sont effectuées pour les trois ventilateurs aux débits définis dans le tableau 2.1.

Ventilateur à empilement radial, G2rad

Les résultats pour le ventilateur G2rad sont présentés sur la figure 2.12. L'allure du profil de vitesse calculé est proche du profil de vitesse mesuré. Les divergences les plus notoires sont situées près du bol (moyeu) au débit nominal φ_n . Elles sont dues au fait que l'angle moyen de la vitesse absolue près du bol est assez différent de celui aux autres rayons, caractéristique de ce type de ventilateur. Ces divergences sont moins marquées au débit $1,3\varphi_n$, confirmant ainsi l'importance de la position de la sonde.

En considérant les erreurs de mesure dues à la procédure, la comparaison mesures/simulation est assez correcte. Le débit mesuré dans le banc d'essai normalisé et celui calculé à partir des mesures de la composante axiale de la vitesse, sont comparés afin de valider la cohérence des mesures à fils chauds. La différence maximum est de 2%.

L'écoulement aval est totalement 3D, aucune composante de la vitesse ne peut être négligée. Quand nous augmentons le débit, la composante axiale augmente et la radiale diminue. La composante tangentielle reste de niveau proche, mais avec une distribution spatiale légèrement modifiée.

L'accord est correct entre les mesures et la simulation pour l'allure et le niveau des profils de vitesses moyennes. D'un autre côté, il apparaît que les vitesses mesurées sont toujours supérieures à celles calculées. Cela peut provenir de la procédure de mesure. Avec une sonde 2D, la composante de la vitesse qui refroidit les fils est négligée à chaque position de mesure, donc les deux composantes mesurées ont un niveau plus grand que leur niveau réel. C'est pourquoi les deux composantes mesurées sont toujours plus grandes du fait de l'influence de la troisième. La figure 2.12 illustre cette recirculation près du bol au débit φ_n , qui disparaît en sur-débit ($1,3\varphi_n$).

Ventilateur à empilement avant, G2for

La figure 2.13 montre la recirculation près du moyeu au débit φ_n , disparaissant à $1,3\varphi_n$. La composante radiale est très faible dans le cas du ventilateur à empilement avant, particulièrement au surdébit $1,3\varphi_n$, et en comparaison aux deux autres empilements (figure 2.15).

Ventilateur à empilement arrière, G2back

Les commentaires sur la comparaison essais/simulation sont similaires à ceux des deux ventilateurs précédents. Cependant, le niveau de la composante axiale est plus constant sur l'envergure que celui des deux autres ventilateurs. La composante radiale est plus forte surtout en pied de pale.

Comparaison des résultats obtenus sur les trois ventilateurs

La figure 2.15 compare le profil de vitesse moyenne pour les trois empilements. La différence majeure entre les trois empilements vient de la composante radiale : elle est réduite avec G2for et augmentée avec G2back. L'empilement vers l'avant réduit cette composante radiale à un niveau très faible au débit $1,3\varphi_n$ en comparaison aux autres empilements. Une faible recirculation près du bol est toujours présente en sur-débit ($1,3\varphi_n$) avec la G2back. La vitesse tangentielle est très proche pour les trois ventilateurs, mais la G2rad a une composante tangentielle légèrement supérieure, en accord avec sa meilleure performance (voir chapitre 2.4.1).

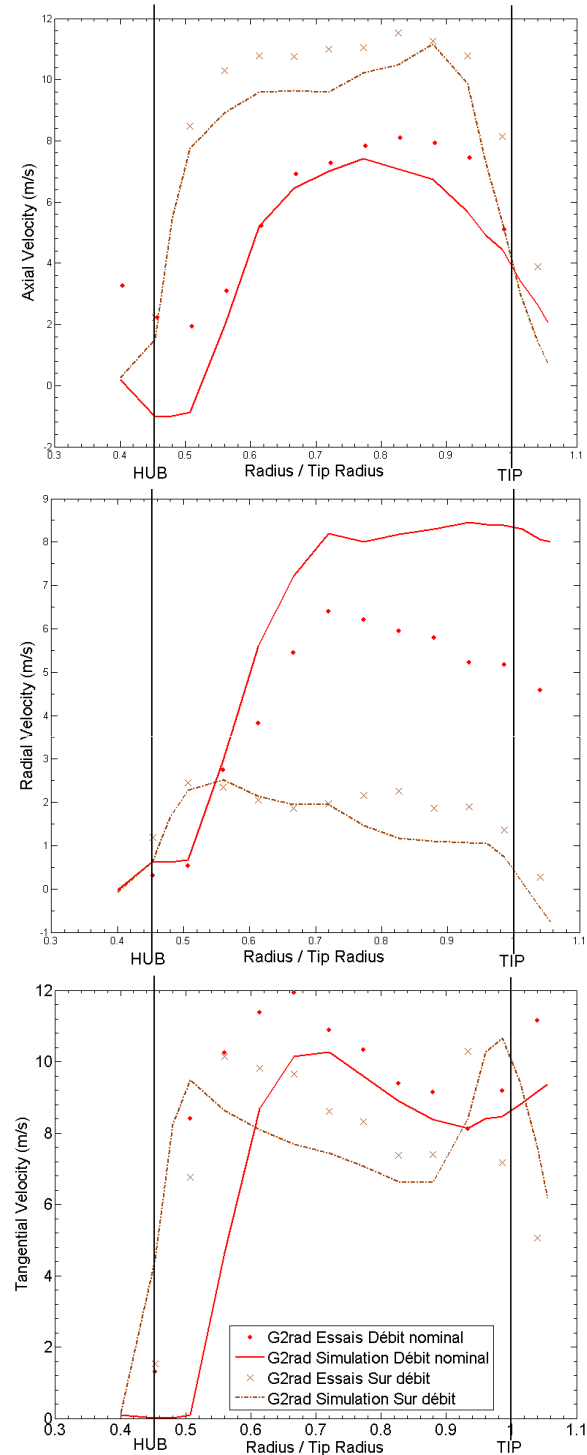


FIGURE 2.12 – Comparaison simulation/essais des profils des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse en aval du ventilateur G2rad

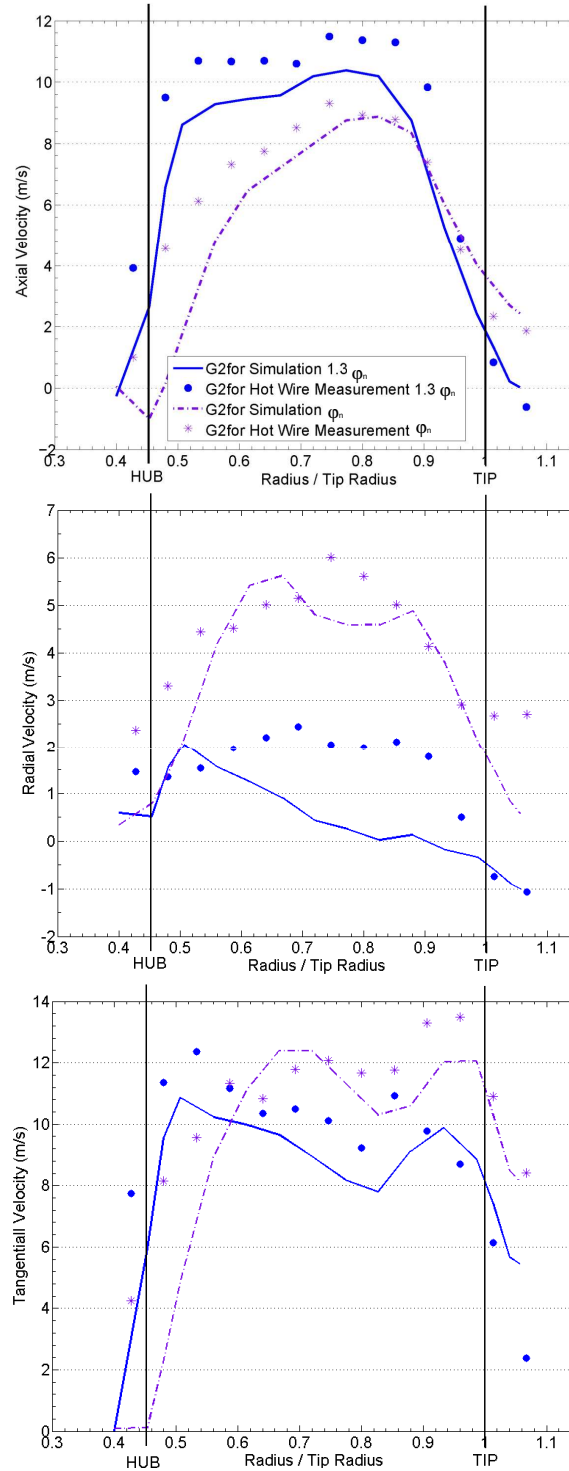


FIGURE 2.13 – Comparaison simulation/essais des profils des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse en aval du ventilateur G2for

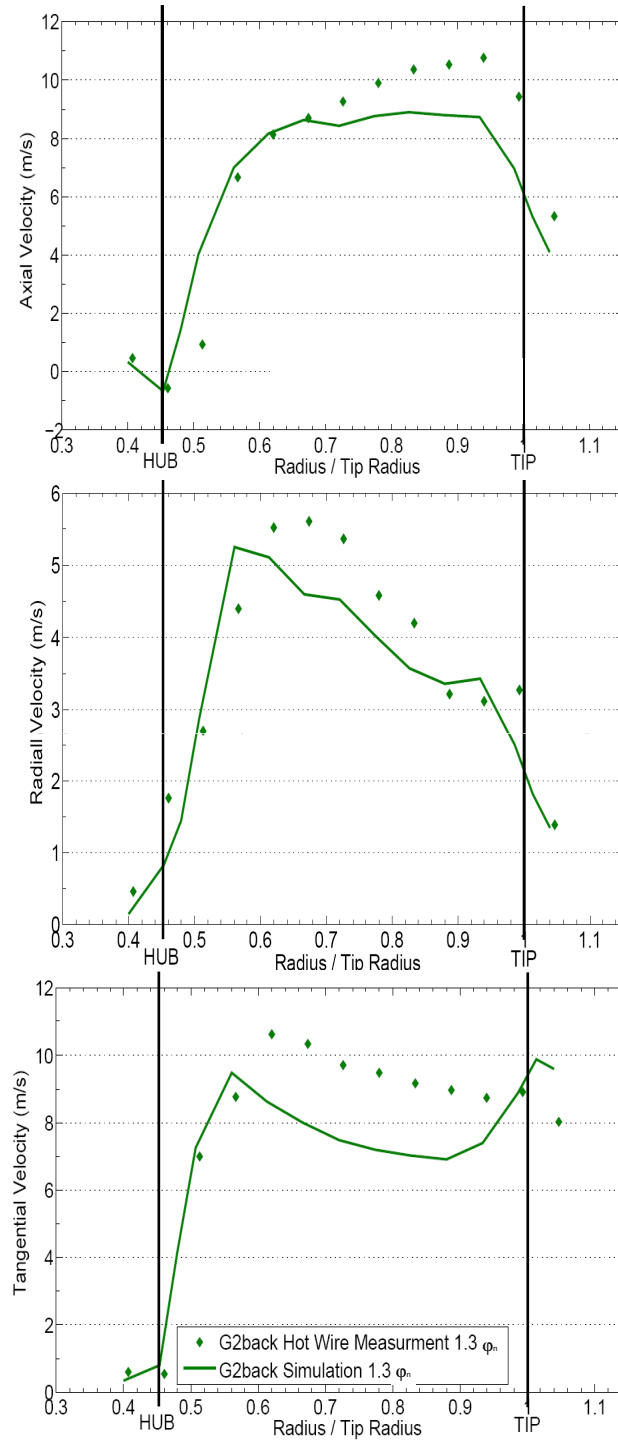


FIGURE 2.14 – Comparaison simulation/essais des profils des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse en aval du ventilateur G2back

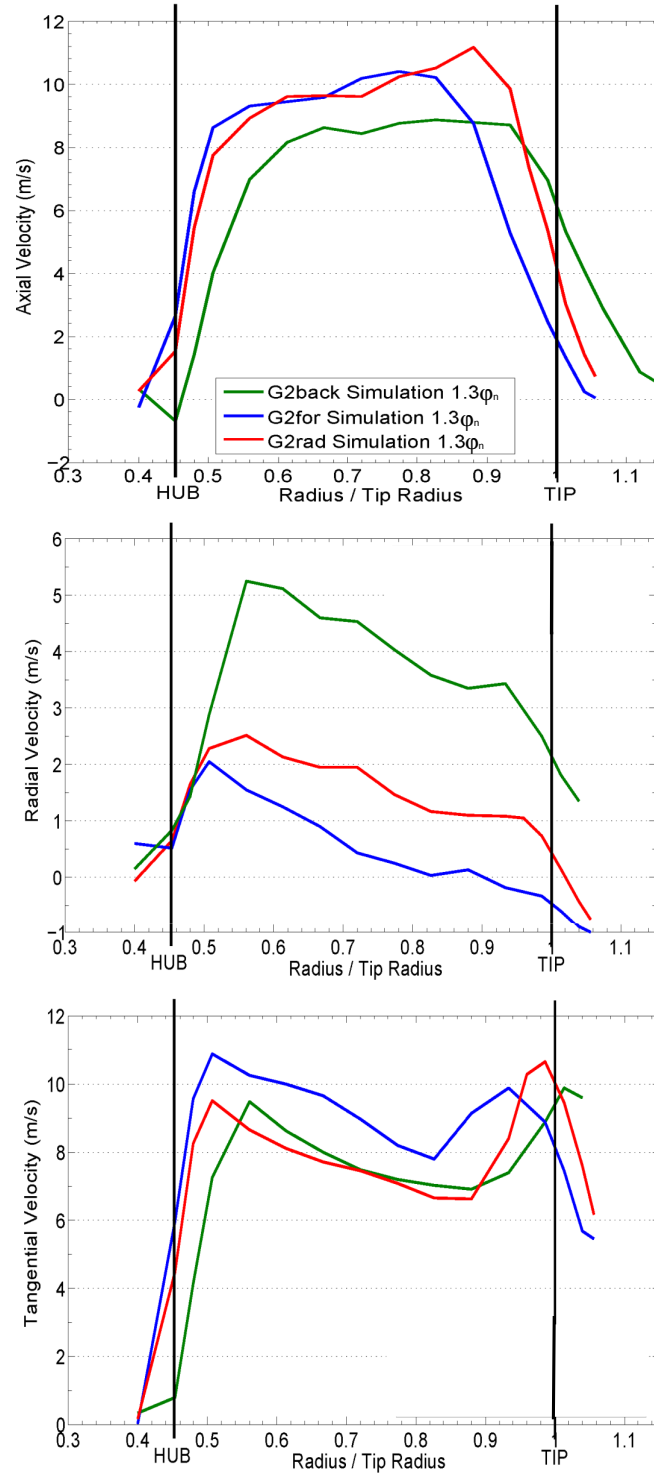


FIGURE 2.15 – Comparaison entre les trois ventilateurs des profils calculés des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse

2.4.3 Profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds

Ventilateur G2rad

Les composantes mesurées du tenseur des contraintes de Reynolds sont comparées ci-dessous à celles obtenues avec la simulation RSM. La figure 2.16 illustre la comparaison des profils des six composantes de ce tenseur pour le ventilateur G2rad, aux deux débits définis dans le tableau 2.1.

Trois zones distinctes sont observées : celle proche de la virole, celle proche du bol où se trouvent les maximums (pour toutes les composantes, diagonales et croisées), et la zone de mi-envergure où toutes les composantes sont proches de zéro. Les divers termes sont assez différents, ce qui met en évidence l'anisotropie de la turbulence dans notre cas. L'hypothèse d'une turbulence isotrope ne peut pas être retenue pour un écoulement 3D avec un corps tournant et des écoulements sur des surfaces courbes. Le modèle RSM est plus adapté pour ce type de calcul que les modèles à fermeture du premier ordre tel le modèle $k-\varepsilon$ ou $k-\omega$, souvent utilisés par ailleurs. Alors que la prévision des composantes diagonales du tenseur est correcte, il existe quelques divergences pour les composantes croisées du tenseur. Le niveau des composantes croisées est alors plus faible et il devient difficile de les mesurer, car ces fluctuations de vitesse deviennent très faibles par rapport à la partie moyenne de la vitesse.

Ventilateur G2for

Le niveau des composantes du tenseur de Reynolds est plus élevé pour la G2rad que pour la G2for (figure 2.17). Quand un débit plus grand semble augmenter le niveau de turbulence près de la virole, il réduit le niveau près du bol pour la G2rad. Le phénomène inverse se produit pour la G2for. Pour les deux ventilateurs, un débit plus élevé tend à déplacer le pic proche du bol encore plus vers le centre du ventilateur.

Ventilateur G2back

Les contraintes de Reynolds ont un niveau relativement élevé près du pied de pale, contrairement à la périphérie (figure 2.18). Le niveau des composantes diagonales est toujours plus élevé que celui des composantes croisées.

Comparaison des résultats obtenus sur les trois ventilateurs

La figure 2.19 expose les composantes du tenseur de Reynolds pour les 3 ventilateurs définies par l'équation 2.5. Les profils d'énergie cinétique turbulente représentés sur la figure 2.26 sont décrits dans la section 2.4.4.

L'allure des courbes est très proche pour les trois ventilateurs. Concernant les composantes diagonales, la zone proche du bol atteint un niveau plus élevé que le niveau de la zone proche de la virole. La G2back génère plus d'énergie turbulente près du bol et moins près de la virole. Les niveaux pour les ventilateurs G2rad et G2for sont très proches, excepté pour la composante $(VV)_{stress}$ dans la zone de tête de pale. Dans cette zone, la G2rad génère plus d'énergie cinétique turbulente. Les composantes $(UU)_{stress}$ et $(WW)_{stress}$ atteignent un niveau de $2,5 \text{ m}^2/\text{s}^2$ qui est presque le double du niveau maximum de la composante $(VV)_{stress}$. Les composantes croisées ont des niveaux négligeables, sauf pour la composante $(UW)_{stress}$ près du bol où le niveau atteint est de $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$.

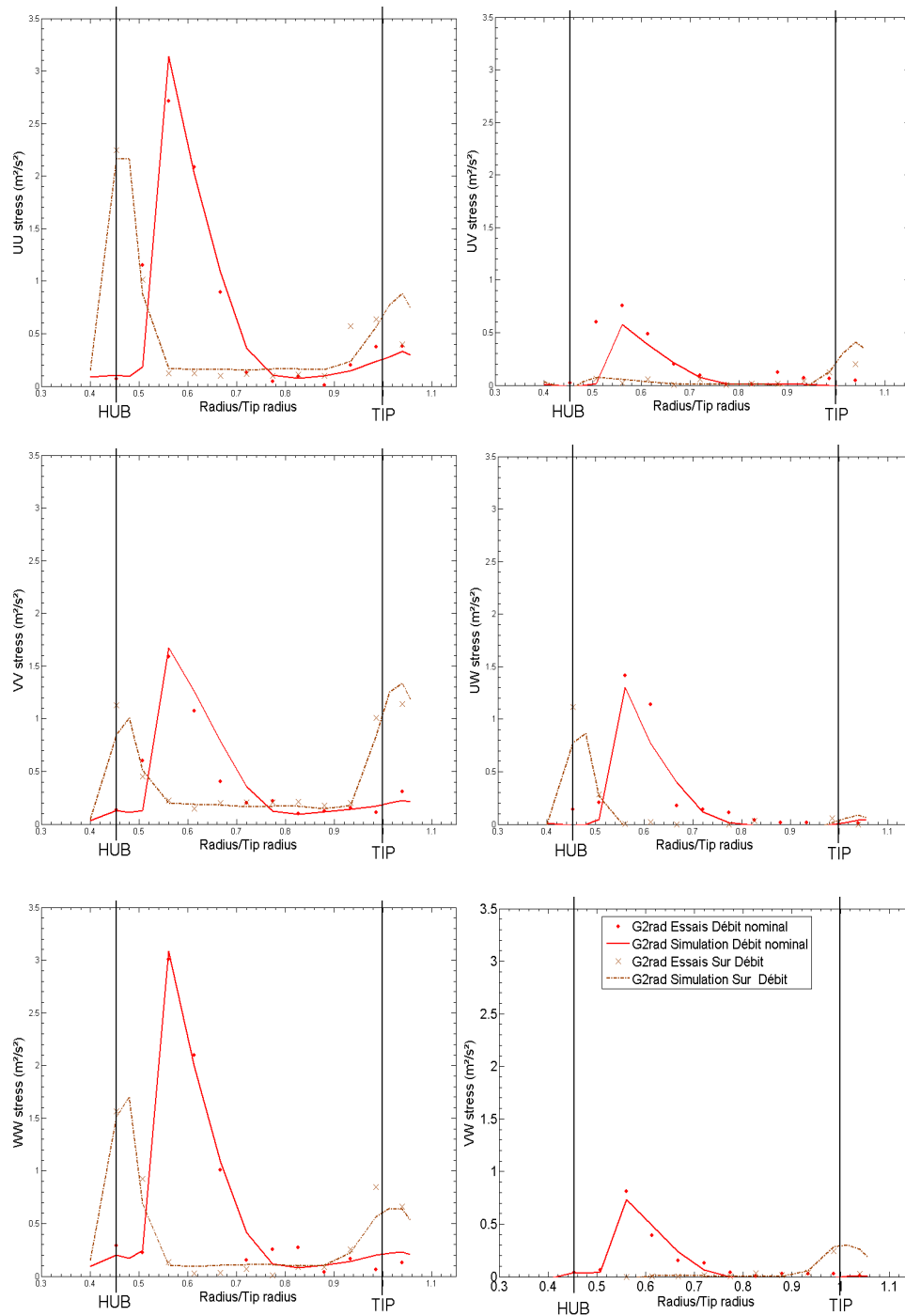


FIGURE 2.16 – Comparaison simulation/essais des profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds en aval du ventilateur G2rad

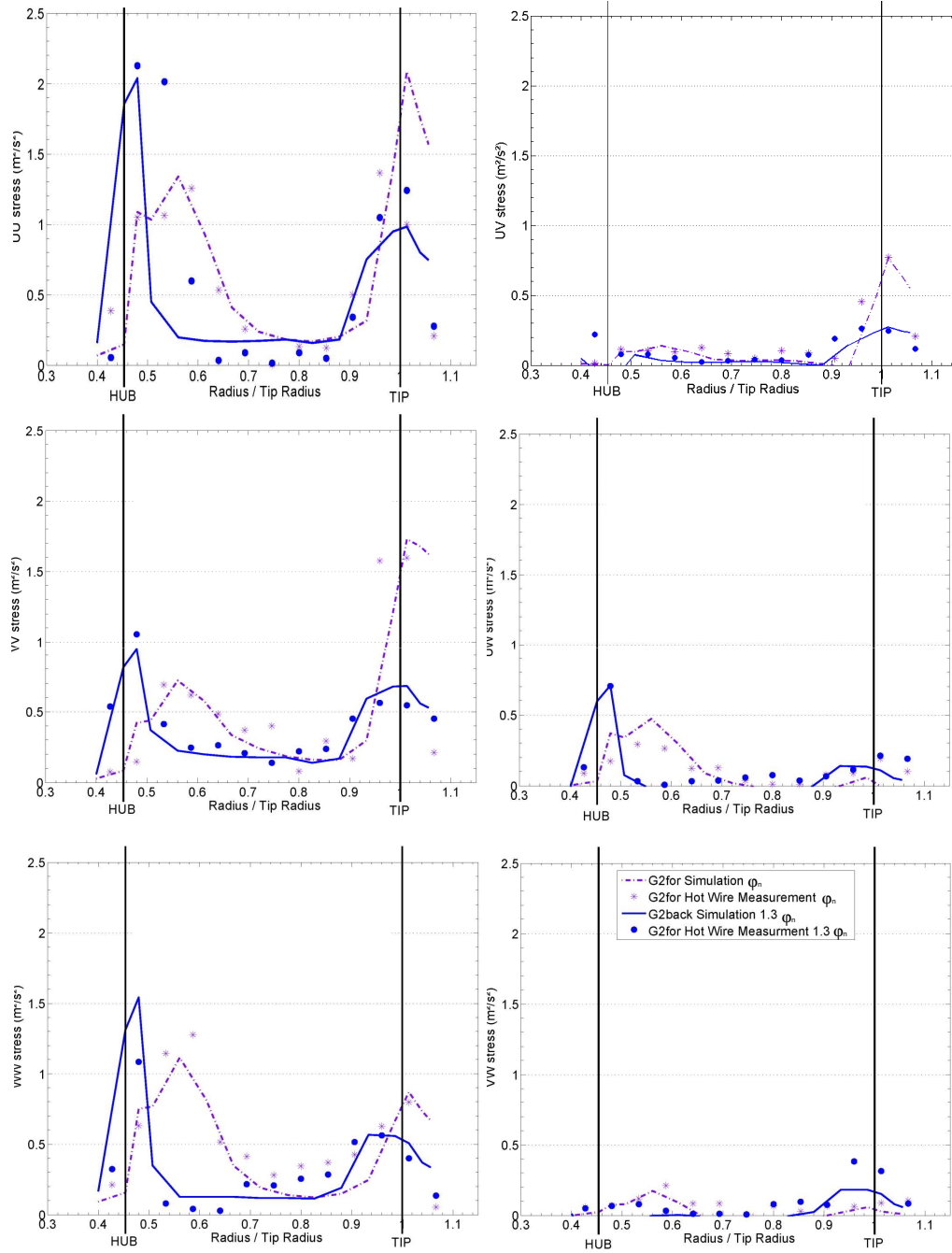


FIGURE 2.17 – Comparaison simulation/essais des profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds en aval du ventilateur G2for

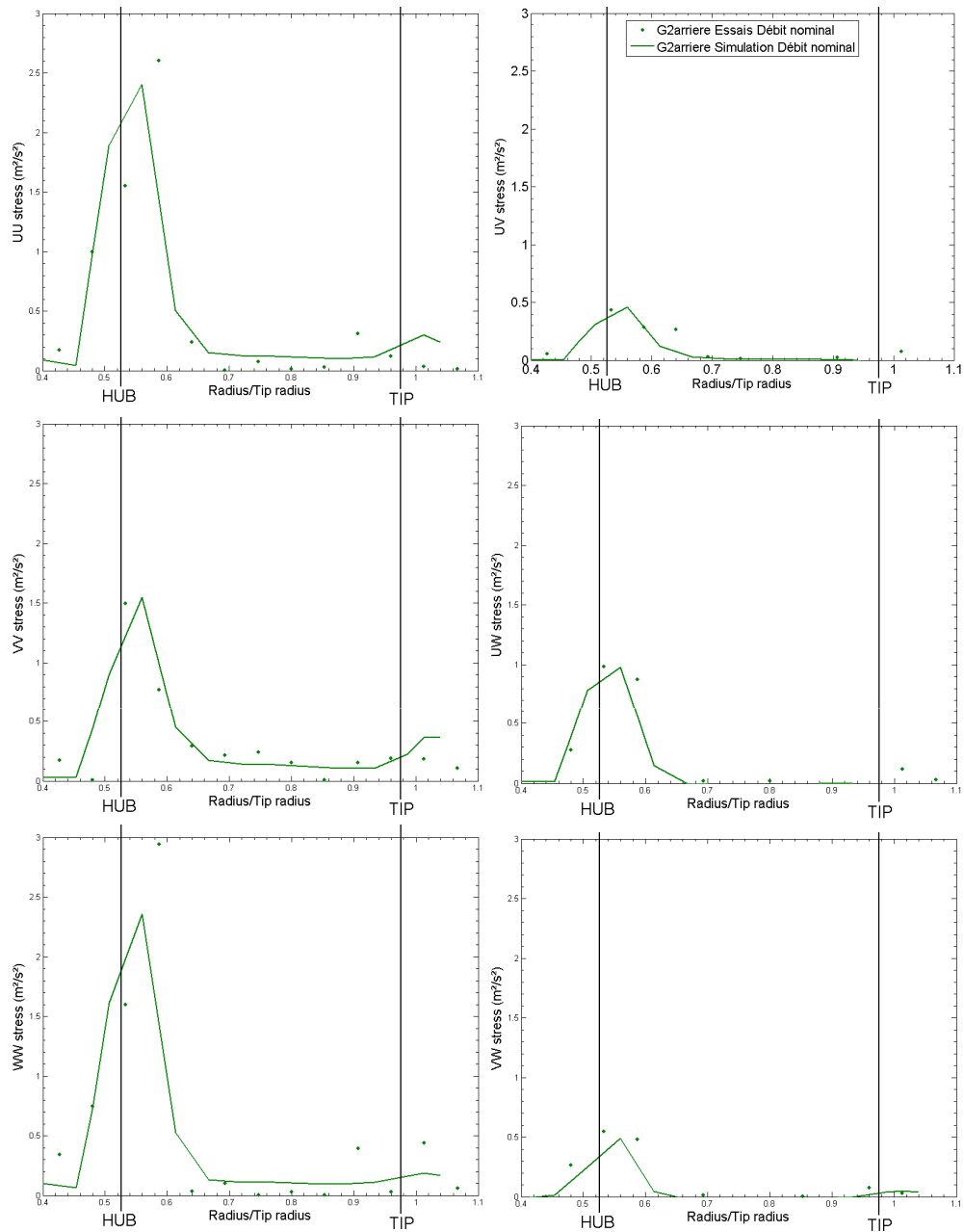


FIGURE 2.18 – Comparaison simulation/essais des profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds en aval du ventilateur G2back

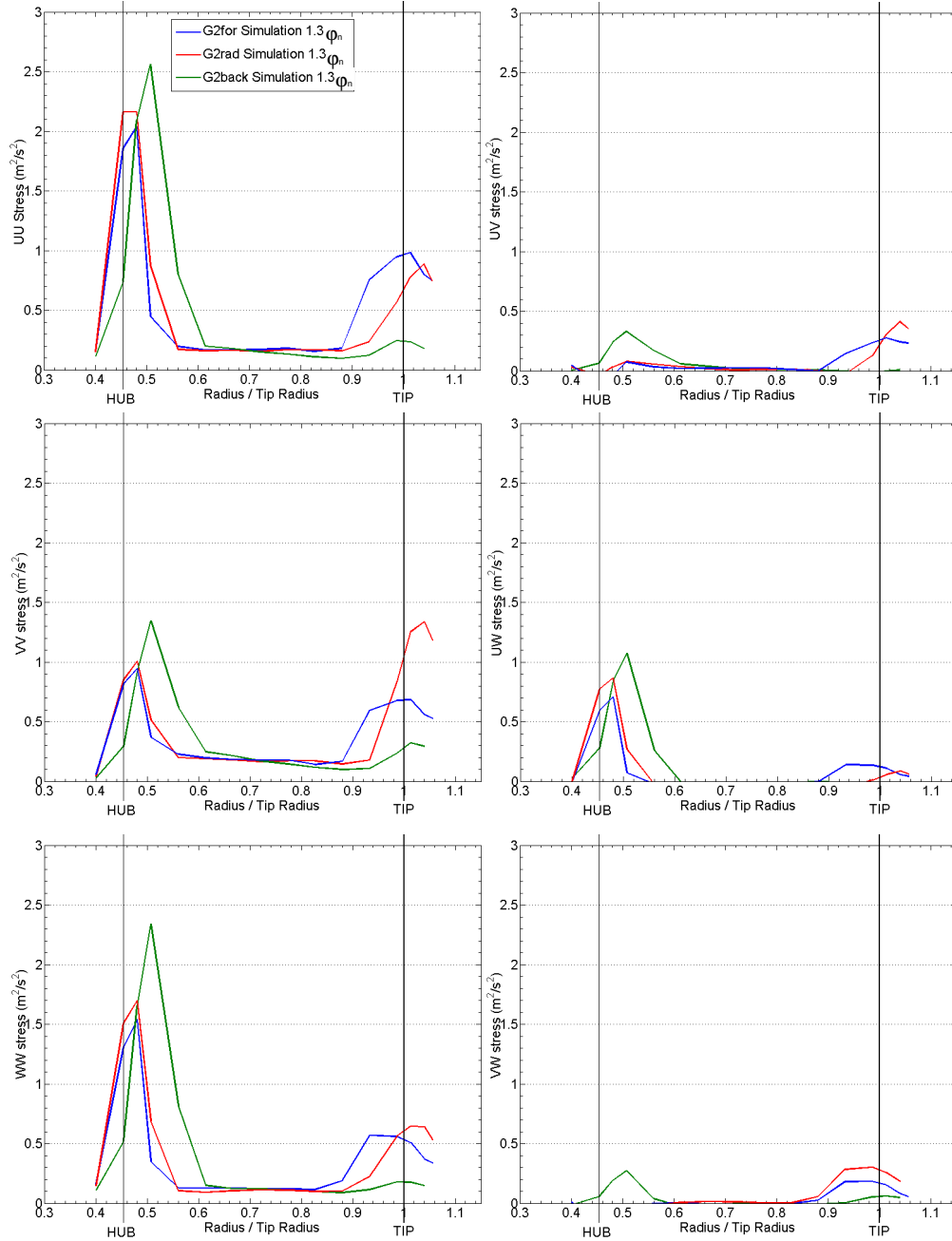


FIGURE 2.19 – Comparaison entre les trois ventilateurs des profils calculés des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds

2.4.4 Exploration des résultats issus de la simulation numérique

Il est intéressant de présenter d'autres résultats issus des calculs pour une meilleure compréhension des phénomènes gouvernant l'écoulement. La figure 2.20 indique les différentes surfaces où les résultats sont représentés.

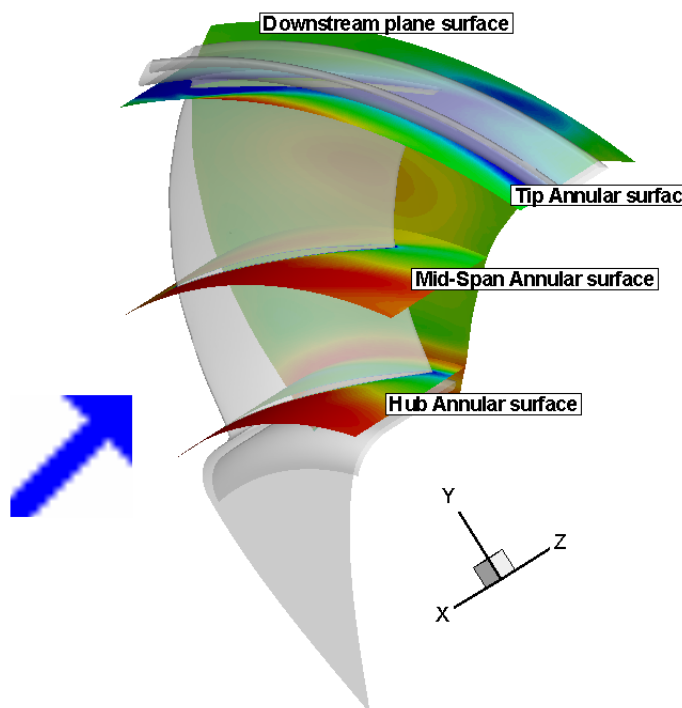


FIGURE 2.20 – Plans de visualisation pour les résultats de ce chapitre (exemple sur le ventilateur G2back)

Sur le graphique 2.21, le champ de l'énergie cinétique turbulente k ainsi que des vitesses axiales, radiales et tangentielles sont représentés à φ_n . Ils sont sur un plan normal à l'axe en aval du ventilateur, avec la géométrie en transparence pour montrer sa position. L'énergie cinétique turbulente est très faible sur presque toute la surface ($<1 \text{ m}^2/\text{s}^2$), et nous observons clairement les zones de haut niveau, près du bol et de la virole.

La G2rad, qui possède le plus de recirculation près du bol, a aussi le plus d'énergie cinétique turbulente. La G2for produit le plus d'énergie cinétique turbulente près de la virole, due à la position avancée du bord d'attaque dans cette région. Le contour de la vitesse axiale montre l'écoulement secondaire dans les zones du bol et de la virole (vitesse axiale négative). La traînée de la pale est visible avec une grande vitesse axiale (zone rouge). La vitesse radiale est élevée à ce débit (φ_n), de l'ordre de la vitesse axiale. Concernant la G2for et la G2rad, un niveau maximum de vitesse radiale est atteint près du bord d'attaque en pied de pale, alors que la géométrie de la G2back présente une répartition

plus homogène sur l'azimut. D'après le triangle des vitesses en sortie de pale, la composante tangentielle doit augmenter quand le rayon augmente : cela est vérifié sur le graphique car la composante tangentielle augmente du bol vers la tête de pale. Pour les trois configurations, nous observons une légère diminution de cette composante avant la tête de pale.

Le régime en sur-débit (figure 2.22) présente certaines évolutions par rapport au régime de débit nominal. L'énergie cinétique turbulente est plus faible dans la région de mi-envergure, mais est supérieure dans les régions de pied et tête de pale. Les zones de forte énergie cinétique turbulente sont donc sur une aire plus faible, mais avec un maximum plus élevé. Par contre, concernant le ventilateur G2back la variation est faible entre la répartition à φ_n et à $1,3\varphi_n$. La vitesse axiale est augmentée, ainsi que le débit de fuite près de la virole. La répartition spatiale est assez proche de celle à φ_n , sauf pour la G2rad où la zone de traînée est plus étendue notamment près de la tête de pale. La composante radiale de la vitesse est diminuée et l'on observe très facilement la différence entre l'empilement vers l'avant et l'empilement vers l'arrière. L'augmentation du débit a assez peu d'influence sur la composante tangentielle.

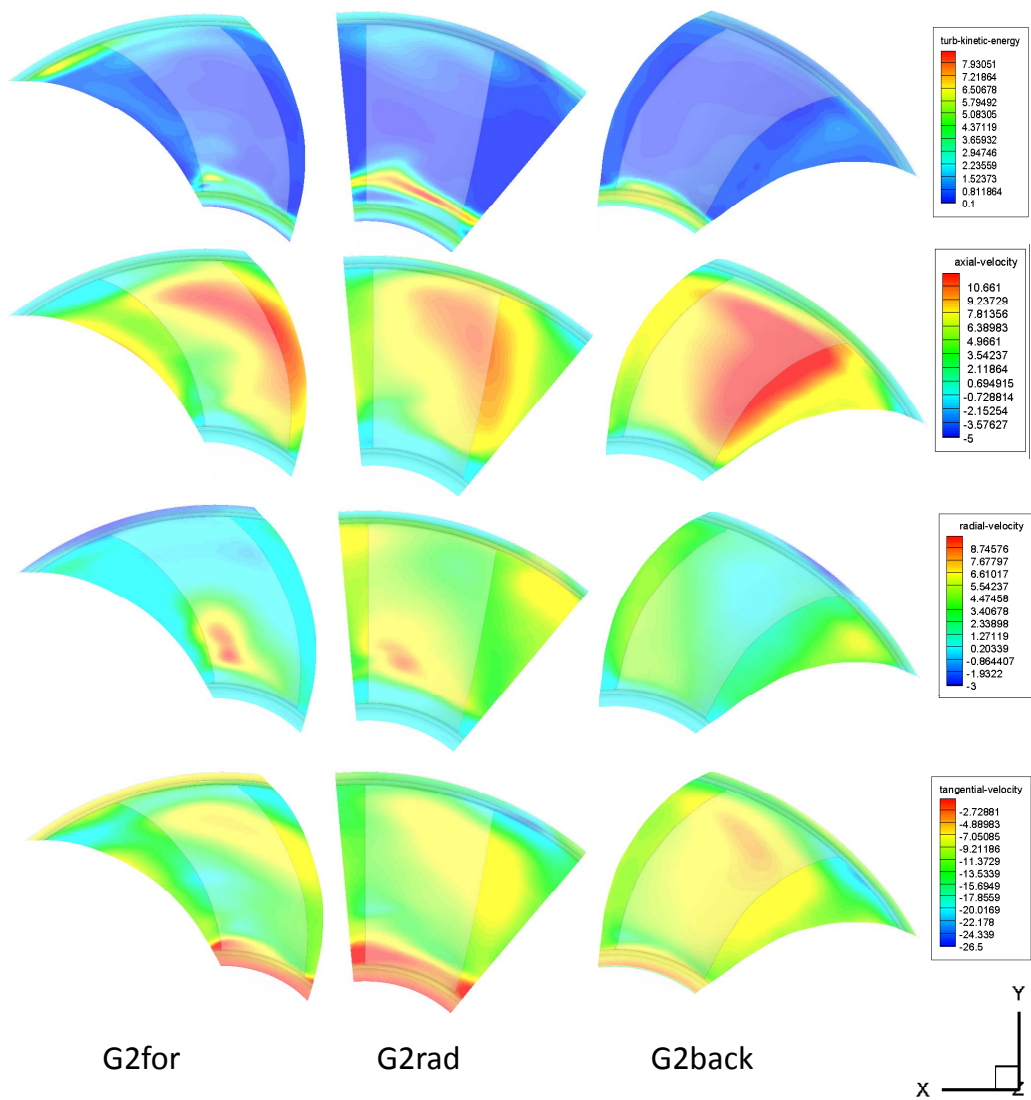


FIGURE 2.21 – Energie cinétique turbulente (k) et composantes de la vitesse (C_a , C_r et C_t) en aval du ventilateur au débit φ_n

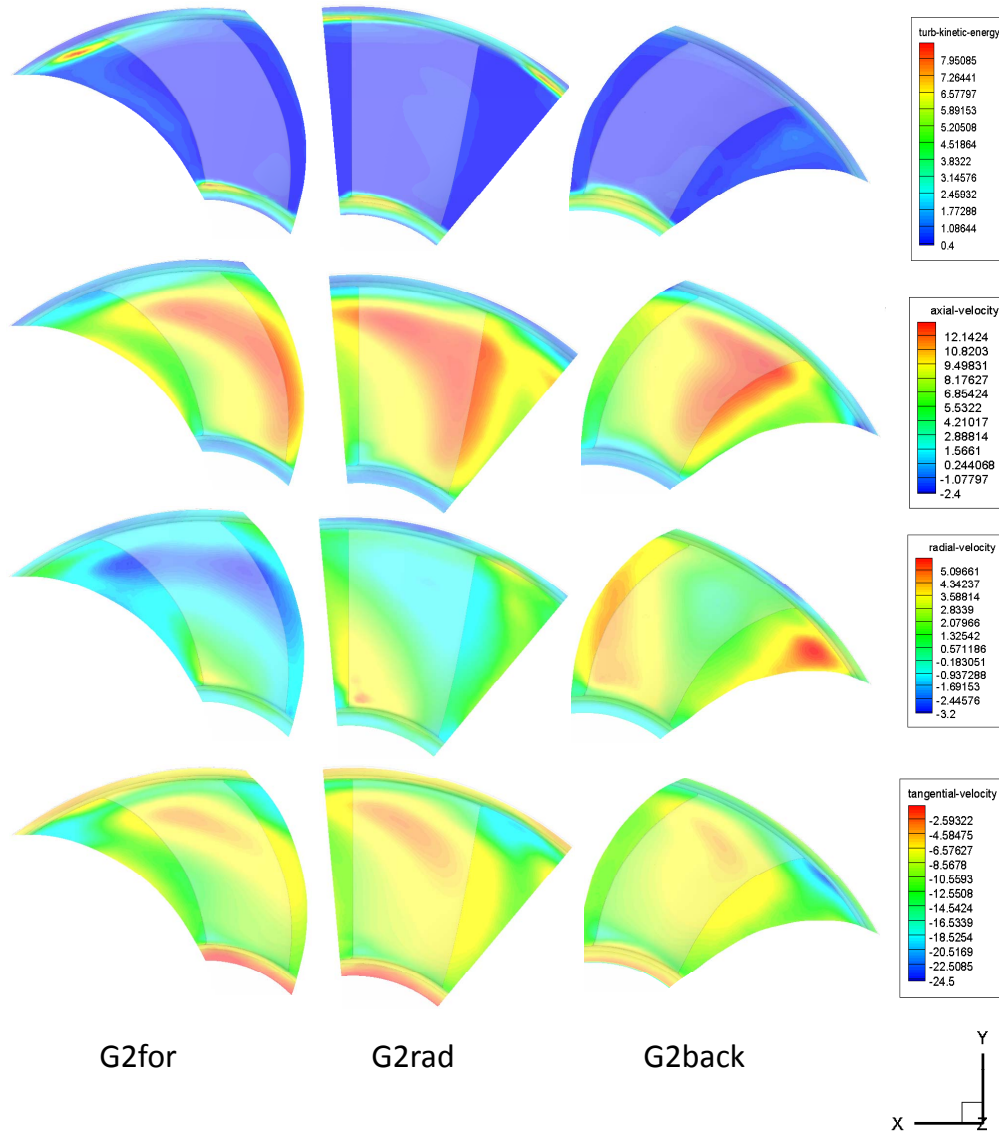


FIGURE 2.22 – Energie cinétique turbulente (k) et composantes de la vitesse (C_a , C_r et C_t) en aval du ventilateur au débit $1,3\varphi_n$

La figure 2.23 montre les vecteurs de vitesse absolue colorés par la résultante des vitesses à différents rayons, au débit nominal. Près du bol, la recirculation est plus forte pour la G2rad, en aval de la pale. La zone bleue près du bord d'attaque correspond au point d'arrêt de vitesse nulle. Cette aire se déplace le long de l'extrados à mi-envergure et disparaît près de la virole. La région en tête de pale voit les vitesses les plus élevées, avec la grande composante tangentielle. Seule la G2back connaît une vitesse élevée, sur l'extrados proche du bord d'attaque. Pour les trois ventilateurs, la recirculation en pied de pale disparaît au débit $1,3\varphi_n$ (figure 2.24).

Sur la figure 2.25, trois surfaces d'iso-énergie cinétique turbulente sont représentées dans le domaine de calcul. Le premier niveau, faible, de $0,05 \text{ m}^2/\text{s}^2$ est présent dans tout le domaine de calcul, en amont et en aval du ventilateur. Le niveau moyen $1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ n'est généré que par l'interaction fluide/structure du ventilateur, avec une grande production près du bol et de la virole comme décrit au paragraphe 2.4.3. Le niveau élevé $4 \text{ m}^2/\text{s}^2$ n'est produit que dans les zones à fortes turbulences, près du jeu radial et près de la fin du bol, et se propage assez peu en général. Nous observons que la propagation de l'énergie cinétique turbulente suit la direction de l'écoulement, très radial à φ_n , et plus axial à $1,3\varphi_n$. Pour les trois empilements, cette énergie produite près du bol est plus élevée à φ_n qu'à $1,3\varphi_n$, mais la distance avant dissipation totale est plus courte et plus radiale. La production d'énergie cinétique turbulente près de la virole est plus faible pour la G2rad que pour les deux autres empilements. Pour la G2for, les énergies cinétiques turbulentes générées respectivement près de la virole et près du bol se rencontrent en aval pour créer une zone de niveau énergétique élevé. Cela est vrai aux deux débits.

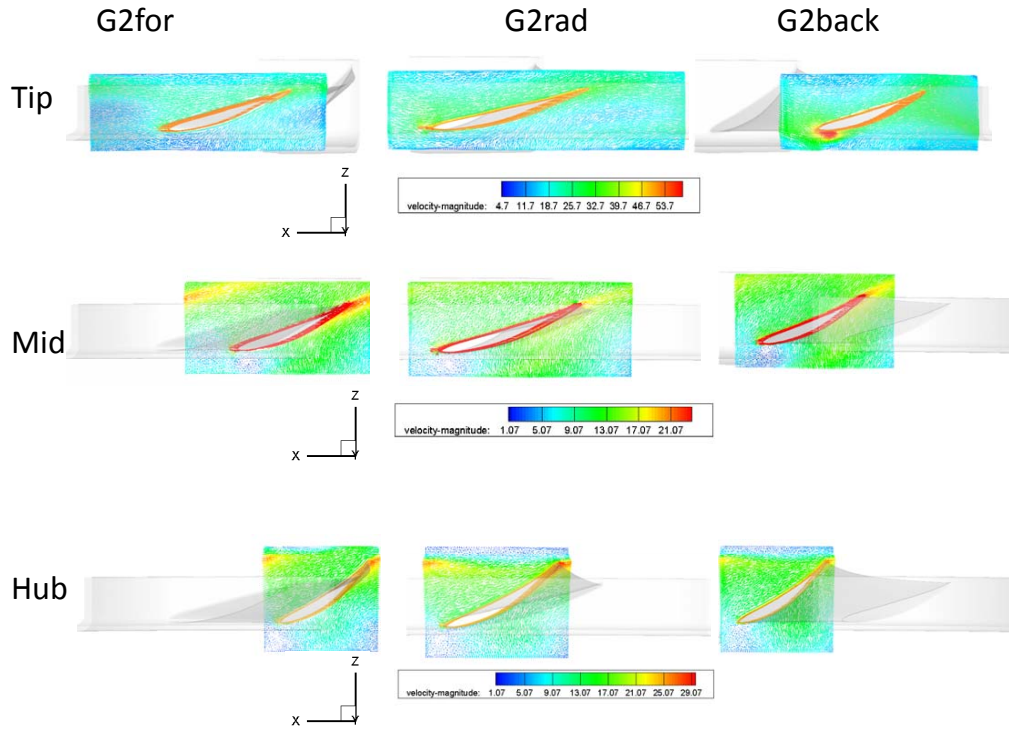


FIGURE 2.23 – Vecteurs de vitesse colorés par la vitesse absolue à trois rayons différents au débit φ_n

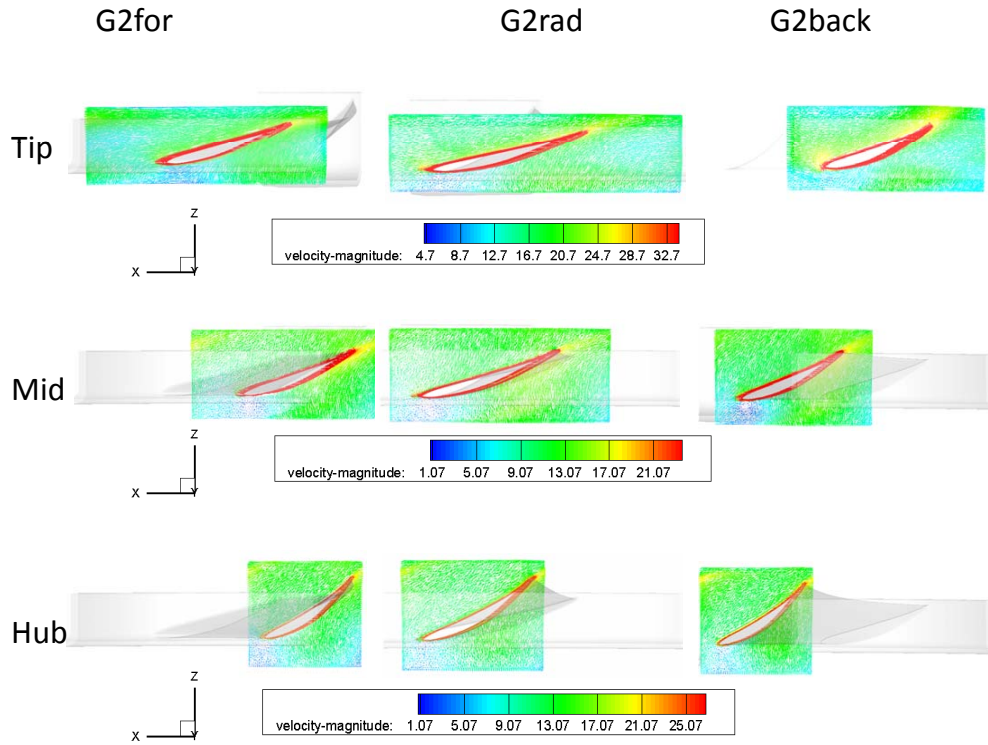


FIGURE 2.24 – Vecteurs de vitesse colorés par la vitesse absolue à trois rayons différents au débit $1,3\varphi_n$

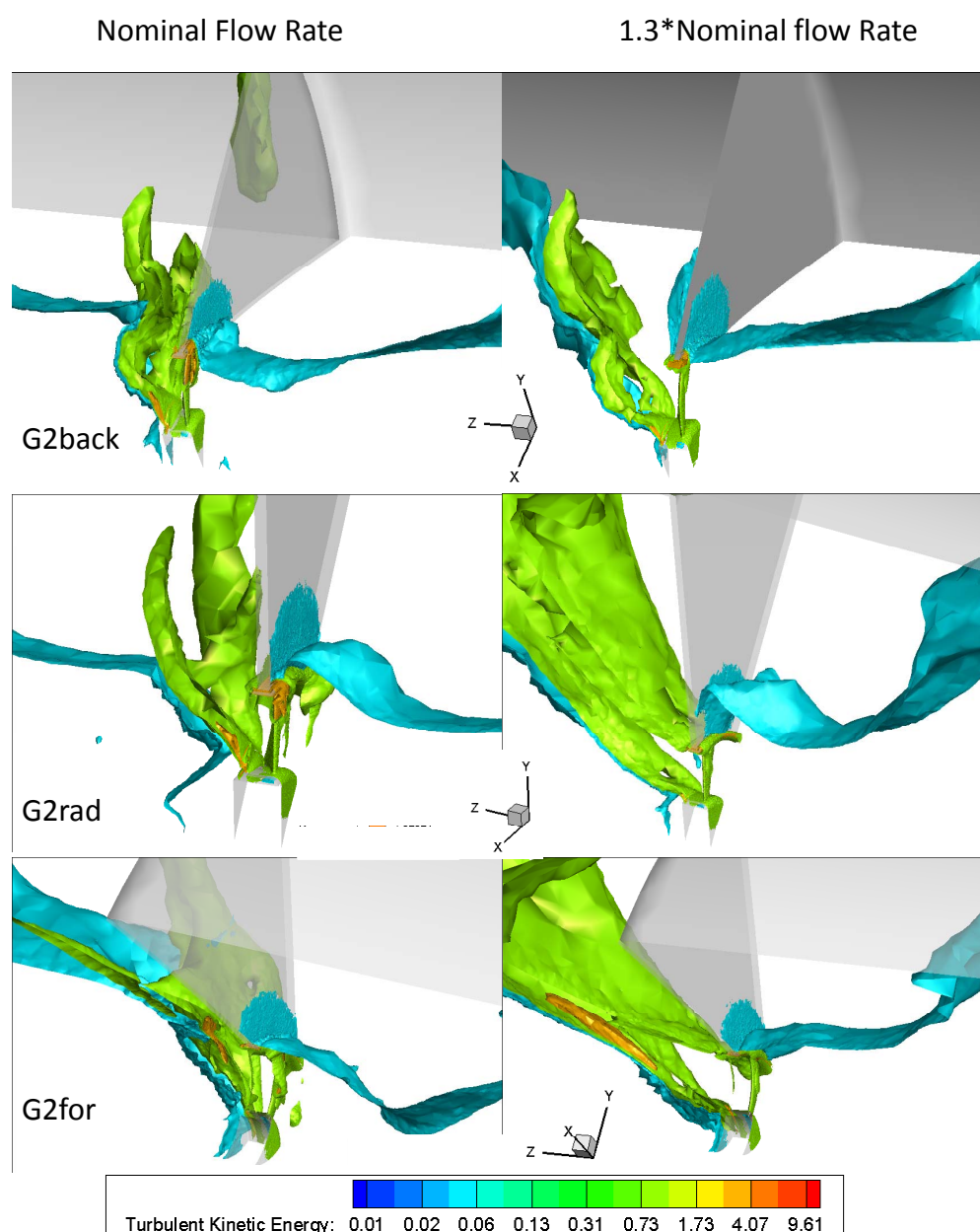


FIGURE 2.25 – Surface d'iso énergie cinétique turbulente $k = 0,05 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (bleu), $k = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (vert), $k = 4 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (orange)

Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente RSM/ $k-\omega$

Il est également intéressant de comparer l'énergie cinétique turbulente entre un modèle RSM et un modèle $k-\omega$, souvent utilisé pour la simulation des écoulements dans les turbomachines. La figure 2.26 montre le profil calculé de l'énergie cinétique turbulente en aval de la G2for et de la G2rad pour les deux modèles de turbulence. Les résultats des mesures à fils chauds sont aussi présentés. Nous observons que les calculs RSM sont beaucoup plus proches des résultats expérimentaux. L'allure est similaire, avec un niveau élevé près du pied de pale, mais le niveau est très surestimé par le modèle $k-\omega$. Cela confirme que l'hypothèse de turbulence isotrope est erronée dans cette configuration.

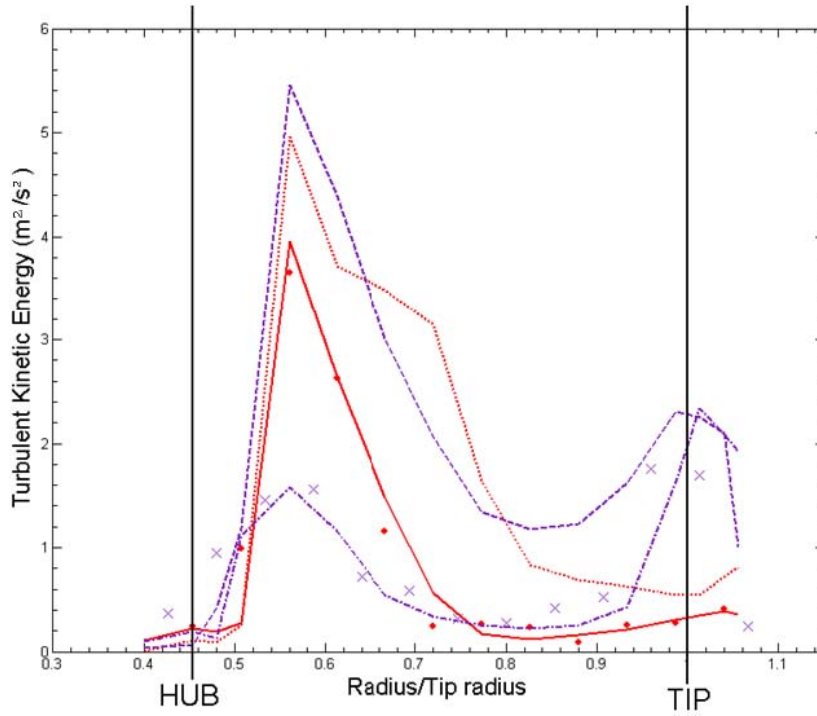


FIGURE 2.26 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente au débit φ_n pour deux modèles de turbulence. G2rad simulation RSM (—), G2rad experience (●), G2rad simulation $k-\omega$ (···), G2for simulation RSM (— · —), G2for experience (×), G2for simulation $k-\omega$ (---)

2.4.5 Vers une prédiction du bruit large bande

Les données des simulations numériques RANS sont insuffisantes pour une prédiction directe du bruit large bande. Cependant il existe des modèles analytiques permettant d'obtenir des données spectrales de l'écoulement à partir des résultats des simulations RANS. Ces données spectrales peuvent ensuite alimenter des modèles de prévision acoustique. L'intérêt de cette méthode est de ne pas utiliser des simulations numériques types SGE et SND, très gourmandes en temps et puissance de calculs, voire impossibles à obtenir pour des géométries très complexes.

Par exemple, il est possible de prédire le bruit à large bande de bord d'attaque à partir d'une description de l'écoulement amont. Le spectre monodimensionnel de turbulence de la vitesse en fonction du nombre d'onde longitudinal $S_{uu}(\kappa_x)$ et la longueur d'échelle intégrale de turbulence longitudinale Λ_a sont suffisants [70]. De plus, cette description de l'écoulement amont peut être obtenue grâce à l'énergie cinétique turbulente k et sa dissipation ε [69]. A partir d'un modèle de von Kàrmàn, nous pouvons déduire $S_{uu}(\kappa_x)$ et Λ_a [69] :

$$S_{uu}(\kappa_x) = \frac{9\alpha}{55} \frac{k}{\kappa_e} \left[1 + \left(\frac{\kappa_x}{\kappa_e} \right) \right] \quad (2.7)$$

$$\Lambda_a \approx 0,39 * \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad (2.8)$$

où κ_e est le nombre d'onde associé à l'énergie cinétique turbulente exprimé lui aussi à partir de k et ε [69] :

$$\kappa_e = 1,9 \left(\frac{\varepsilon}{k^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (2.9)$$

A partir de deux données issues d'une simulation numérique RANS il est possible d'obtenir une prédiction acoustique du bruit à large bande de bord d'attaque. L'avantage est que k et ε sont calculés facilement. Une bonne précision des résultats sur k et ε est donc très importante. C'est pourquoi le modèle RSM est très intéressant comparé aux modèles RANS du premier ordre puisqu'il calcule tous les termes du tenseur aux contraintes de Reynolds et prend donc en compte l'anisotropie de la turbulence. Nous voyons que le modèle RSM donne alors un meilleur résultat pour la prédiction de l'énergie cinétique turbulente que le modèle $k-\omega$ souvent utilisé en turbomachine (figure 2.26).

De façon similaire, le bruit à large bande de bord de fuite peut être prédit par des modèles analytiques nécessitant une description de l'écoulement dans la couche limite,

notamment le spectre de fluctuation de pression pariétale. Dans ce cas, les modèles analytiques de calcul du spectre de pression pariétale nécessitent les caractéristiques de la couche limite telle que l'épaisseur de couche limite δ et la contrainte de cisaillement à la paroi τ_p . Les caractéristiques de la couche limite peuvent être obtenues par calcul RANS [11]. Une description des modèles analytiques de prévision du spectre de pression pariétale est réalisée au chapitre 4.

2.5 Conclusion

Une simulation numérique a été réalisée avec un modèle de turbulence à fermeture du second ordre, afin d'obtenir des informations sur la turbulence générée par un ventilateur. Plus particulièrement, les données recherchées sont les distributions radiales des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds. Trois ventilateurs à empilements différents ont été conçus puis testés. Les résultats ont été comparés à ceux de la simulation. Ces trois ventilateurs avec trois empilements différents ont été étudiés avec les mêmes procédures expérimentales et la même modélisation numérique. Les résultats obtenus montrent donc clairement l'influence de l'empilement sur l'instationnarité de l'écoulement 3D, et sur les caractéristiques aérodynamiques globales.

Le caractère anisotrope de la turbulence est observé, pour les trois ventilateurs et à deux débits différents. En plus des composantes axiale et tangentielle de la vitesse, la composante radiale doit être mesurée pour ce type de turbomachine où l'hypothèse d'équilibre radial est souvent fausse.

La prédiction des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds est correcte, avec une bonne résolution spatiale, mais il existe quelques divergences concernant leurs intensités. De plus, il est montré que le modèle de turbulence RSM peut prédire l'énergie cinétique turbulente de manière plus précise que les modèles RANS à fermeture du premier ordre ($k-\omega$ sst et $k-\varepsilon$). L'énergie cinétique turbulente est de plus une donnée très importante pour une prédiction rapide du bruit émis par les turbomachines.

L'empilement vers l'avant tend à décroître la composante radiale de la vitesse, alors que l'empilement arrière tend à l'augmenter. L'empilement doit donc être choisi avec attention en fonction de l'utilisation de la machine. Dans notre cas, celui du refroidissement automobile, une composante radiale forte peut être utile pour refroidir une plus grande surface du bloc moteur. La G2back semble la meilleure pour cette application, en plus d'une énergie cinétique plus faible. Par contre la G2rad peut être préférée pour son meilleur rendement.

Chapitre 3

Mesure embarquée des fluctuations de pressions pariétales

Sommaire

3.1	Introduction	76
3.2	Définition du cahier des charges	78
3.3	Etude de la chaîne de mesure	78
3.4	Optimisation de la transmission du signal	81
3.4.1	Etalonnage des capteurs	85
3.5	Banc d'Essai de mesure embarquée	91
3.5.1	Description du banc d'essai	91
3.5.2	Procédure de mesures	94
3.6	Résultats	96
3.6.1	Résultats concernant la pression moyenne	96
3.6.2	Résultats concernant la pression instationnaire	103
3.7	Conclusion	108

3.1 Introduction

Comme nous l'avons vu auparavant dans le premier chapitre, très peu d'études concernant les mesures de pression pariétale sur les pales de ventilateurs ont été menées. Les quelques mesures effectuées précédemment sont très éloignées des conditions d'utilisation dans les ventilateurs. Ainsi, les géométries des ventilateurs sont simplifiées, les matériaux utilisés sont différents, le point de fonctionnement n'est pas mesuré, afin de faciliter l'expérimentation de mesure embarquée. En effet, les fluctuations de pression pariétale dans ce type de ventilateurs sont relativement faibles et l'espace nécessaire pour la mise en place du capteur est très limité. Par ailleurs, les mesures en rotation complexifient la chaîne de mesure. Pourtant, ces mesures sont essentielles afin de déterminer le champ de pression pariétale et obtenir ainsi des données d'entrée indispensables aux modèles de prévision acoustique de bruit de bord de fuite. Elles sont également utiles pour la validation des modèles empiriques provenant d'études sur profil fixe, afin de les adapter aux ventilateurs, ainsi que pour la validation des nouveaux calculs numériques (LES en particulier).

En outre, l'empilement est une solution technologique efficace pour modifier le comportement acoustique des ventilateurs. La simulation numérique, ainsi que les mesures, ont été utilisées afin de quantifier son influence sur les champs de pression pariétale.

Une campagne d'essais permettant d'atteindre les pressions pariétales instationnaires a été menée sur trois ventilateurs, dont les pales sont équipées d'une série de capteurs de pression de grande sensibilité. Les ventilateurs étudiés correspondent aux trois versions du ventilateur G2, présentées au chapitre 2. Les mesures sont réalisées selon différentes configurations : suivant l'envergure, suivant la corde, sur l'intrados et sur l'extrados. Les données sont recueillies en rotation à l'aide d'un collecteur tournant, puis enregistrées avec une carte d'acquisition et un logiciel dédié.

L'objectif étant de déterminer l'effet de l'empilement sur la distribution de la pression moyenne et instationnaire sur les pales, une simulation numérique est réalisée pour les différents empilements. Puis les résultats sont comparés avec l'expérience. La compréhension de l'influence de l'empilement des pales sur les caractéristiques aérodynamiques et notamment le champ de pression pariétale constitue le but principal de ce chapitre. Selon la bibliographie (voir chapitre 2), l'empilement vers l'avant est un outil efficace pour réduire les émissions acoustiques à large bande, qu'en est-il des fluctuations de pression ?

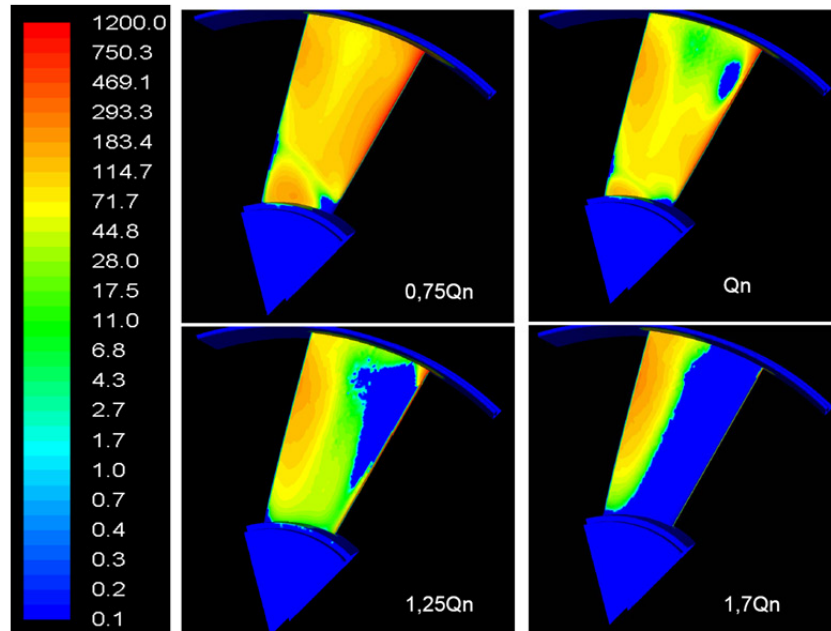


FIGURE 3.1 – Champ de pression moyenne en Pa sur l'intrados pour différents débits

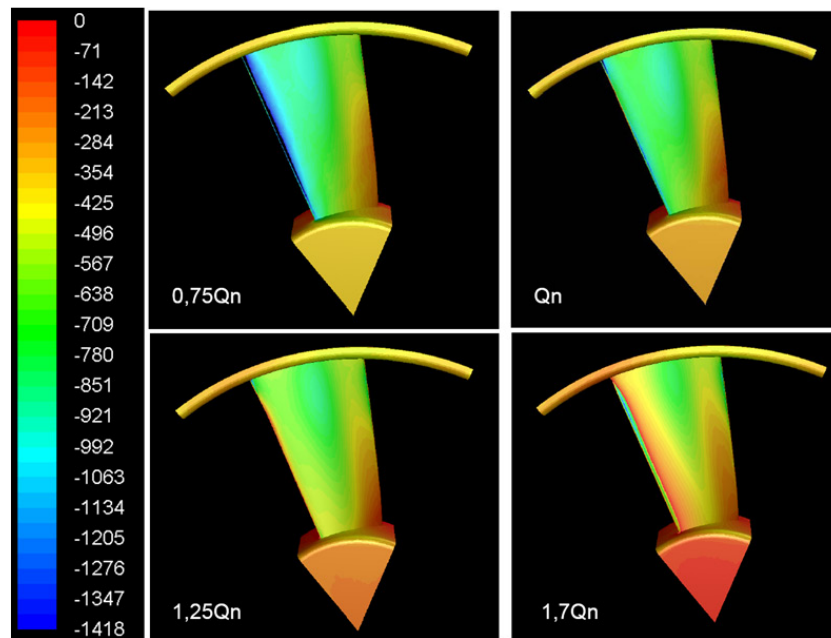


FIGURE 3.2 – Champ de pression moyenne en Pa sur l'extrados pour différents débits

3.2 Définition du cahier des charges

Ce travail de recherche a pour but d'examiner les fluctuations de pressions pariétales sur un ventilateur axial à faible nombre de Mach. Des capteurs de pression ultra-compacts sont montés affleurant la paroi afin de mesurer ces phénomènes, qui, au droit du bord de fuite, génèrent un bruit à large bande.

Avant de s'intéresser à la chaîne de mesure proprement dite, déterminons les caractéristiques de la grandeur à mesurer, afin de pouvoir choisir correctement chaque élément de cette chaîne. Les premières simulations sous Fluent de l'écoulement autour de l'hélice donnent un ordre de grandeur des pressions moyennes à mesurer (figures 3.1 et 3.2).

Dans cet exemple, les pressions pariétales au niveau de la pale s'échelonnent de -1418 Pa à +1200 Pa. Ces données sont le résultat d'une première simulation avec une hélice dont la géométrie n'est pas encore totalement arrêtée. On retiendra alors que les pressions à mesurer ont pour ordre de grandeur $\pm 1500 Pa$ autour de la pression atmosphérique. Concernant les pressions stationnaires, les fluctuations sont de l'ordre de quelques dizaines de pascals autour de la pression moyenne. Les mesures à effectuer devront ainsi être d'une grande précision, et chaque incertitude apportée par les différents éléments de la chaîne de mesure devra être analysée avec beaucoup d'attention, que ce soit au niveau de la mesure directe des pressions ou de la transmission du signal.

Par ailleurs, ce type de ventilateur fonctionne à des vitesses de rotation proches de 3000tr/min. Le banc d'essai devra donc être dimensionné pour cette vitesse en prenant en considération les effets de la rotation. Il faudra en conséquence veiller au meilleur équilibrage possible ainsi qu'à une diminution des masses en rotation. Ces types de ventilateurs sont réalisés en injection de matière plastique : il faut par conséquent éviter les régions massives lors de la conception, pour un refroidissement rapide du matériau. Il en résulte une géométrie de pale fine. C'est pourquoi le capteur doit être le plus compact possible pour être incrusté dans la pale.

3.3 Etude de la chaîne de mesure

Les fluctuations de pression pariétale sur ce type de ventilateur sont très faibles, et demandent une précision de mesure difficile à obtenir avec les technologies actuelles. Un travail important a alors été mené pour concevoir la chaîne de mesure de ce banc d'essai, afin d'obtenir une bonne précision de mesure, et notamment réduire les perturbations électriques et électromagnétiques environnantes. Les capteurs de pression utilisés ont été fabriqués sur mesure afin d'obtenir la meilleure sensibilité possible actuellement.

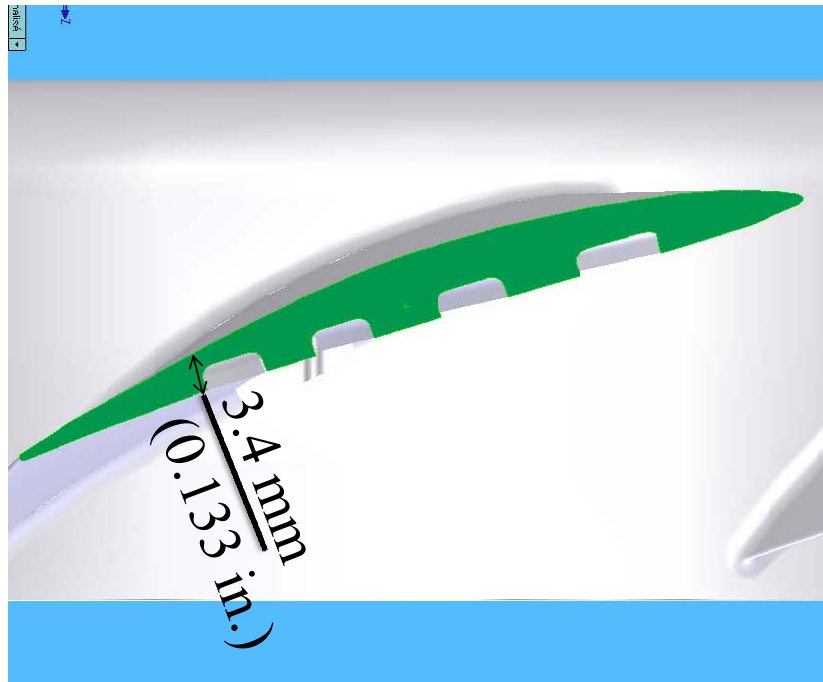


FIGURE 3.3 – Section de la pale du ventilateur à mi-envergure avec rainures d’insertions des capteurs

Pour les ventilateurs G2, la plage de mesure à prendre en compte pour le choix du capteur est d’environ ± 1 kPa autour de la pression atmosphérique. Il est difficile de trouver des capteurs de pression ayant une plage de mesure aussi faible, avec un minimum d’encombrement. Le fait que le capteur puisse être intégré dans la pale de l’hélice constitue une première difficulté. Le cahier des charges de l’hélice limite l’épaisseur de la pale à 5,5 mm. Afin de ne pas trop affaiblir la résistance mécanique de la pale, le capteur ne peut donc avoir une épaisseur supérieure au millimètre, d’autant plus que la pale est de plus en plus fine vers le bord de fuite (Figure 3.3).

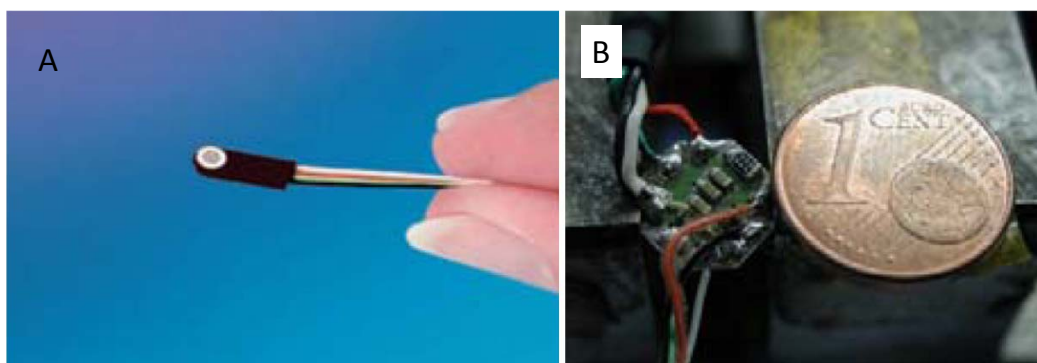


FIGURE 3.4 – Capteur de pression ultra-compact (A) et amplificateur (B)

La technologie adaptée à notre application est celle de type semi-conducteur piézorésistif car elle peut aboutir à des capteurs ultra-compacts (Figure 3.4). Ceux-ci sont en effet assez fins pour pouvoir s'insérer dans des rainures préalablement faites dans la pale. Il est important de mieux comprendre le fonctionnement de ces capteurs, afin de maîtriser leurs utilisation. Le capteur comprend un senseur composé d'un corps d'épreuve et d'un détecteur sensible aux variations de pression. Il traduit la pression à mesurer en des déformations ou contraintes que le détecteur transpose à son tour en une grandeur électrique mesurable. Afin d'être miniaturisé, le senseur de ce capteur est un semi-conducteur. Le capteur comprend également une structure monolithique composée d'un circuit intégré en pont de Wheatstone, le tout étant soudé par procédé électrostatique sur un substrat de silicium faisant fonction de membrane de déformation. Ce procédé est le silicium sur silicium (S.O.S.) diélectriquement isolé ; il présente d'excellentes caractéristiques sur le plan de la stabilité dans le temps ainsi que sur le plan thermique. Ce type de capteur utilise deux plaquettes de silicium, dont l'une est réalisée par photogravure pour l'impression du circuit intégré. L'autre plaquette est micro-usinée pour former un collecteur de force, qui transmet la pression appliquée sous forme de déformations au circuit imprimé. La sortie du capteur est ainsi constituée de 4 fils : 2 pour le signal et 2 pour l'alimentation (l'amplitude du signal est proportionnelle à cette alimentation). Chaque mesure résulte de la différence entre les pressions régnant des deux côtés de la membrane. Selon la pression de référence, différentes terminologies sont utilisées : capteur absolu, relatif et scellé. Voir la référence [73] pour un descriptif plus détaillé de cette technologie.

Deux fabricants proposent des capteurs compatibles avec notre application : la société Entran et la société Kulite. Ces capteurs existent en plusieurs versions, relatifs ou absolus. Leurs principales caractéristiques techniques sont présentées dans les tableaux 3.1. La sensibilité des capteurs est ramenée à un volt d'alimentation, sachant que la tension nominale d'alimentation est de 10 V. La plage de mesure minimum de ces capteurs est de ± 30 kPa autour de la pression atmosphérique, pour le capteur en mode relatif. Cependant, des capteurs sur mesure pour notre application ont pu être réalisés afin d'obtenir une plage de mesure de $\pm 13,5$ kPa, minimum possible actuellement avec cette technologie.

Les critères permettant de faire un choix entre ces différents capteurs sont les suivants :

1. la sensibilité : plus la sensibilité est grande, meilleure sera la précision de mesure pour de faibles pressions. Les capteurs fonctionnant en mode absolu possèdent une étendue de mesure beaucoup plus large que ceux fonctionnant en mode relatif, entraînant une diminution de leur sensibilité. Le capteur scellé à une atmosphère possède aussi une faible sensibilité.

Marque	Référence	Type	Etendue de mesure
Kulite	LQ-125A	Absolu	0-1035 mbar
Kulite	LQ-125D	Relatif	± 138 mbar autour de P_{atm}
Entran	EPE-C0	Relatif	± 130 mbar autour de P_{atm}
Entran	EPIH	Scellé à 1 atmosphère	± 130 mbar autour de P_{atm}

Marque	Référence	Sensibilité	Précision	Fréquence de résonance
Kulite	LQ-125A	0,0098 mV/V/mbar	0,5 % FSO	300 kHz
Kulite	LQ-125D	0,044 mV/V/mbar	0,5 % FSO	300 kHz
Entran	EPE-C0	0,12 mV/V/mbar	1,5 % FSO	80 kHz
Entran	EPIH	0,0069 mV/V/mbar	1,5 % FSO	125 kHz

TABLE 3.1 – Comparatif des caractéristiques principales des différents capteurs

- la précision : la précision donnée par les constructeurs correspond à un étalonnage effectué sur la pleine échelle de mesure. Or, même pour les capteurs fonctionnant en mode relatif, l'étendue de mesure est 10 fois plus grande que la plage de ± 10 mbar autour de la pression atmosphérique que l'on va utiliser.
- la facilité d'utilisation : les capteurs relatifs possèdent un tube de contre-pression qu'il faudra prendre en compte lors de l'insertion du capteur dans la pale.

C'est pourquoi, si l'on prend en compte une incertitude moyenne de 1% (tableaux 3.1), en terme de pression, cela correspond à une incertitude de mesure de l'ordre de 75 Pa, inacceptable dans notre cas. Ce manque d'informations concernant l'incertitude des capteurs dans notre fenêtre d'utilisation ($P_{atm} \pm 1$ kPa) ne permet pas de faire un choix arrêté quant au capteur le mieux adapté à notre application. Le prêt de capteurs LQ-125 relatif et absolu a permis de valider la précision de ces capteurs pour notre application. La validation a été réalisée au moyen d'un banc d'étalonnage spécifique conçu pour cette application et présenté dans la section 3.4.1.

3.4 Optimisation de la transmission du signal

Le capteur délivre en sortie un signal électrique de quelques millivolts. Afin d'interpréter les fluctuations des pressions en un point de la pale, il est indispensable d'amplifier ce signal afin que les données ne soient pas noyées dans le bruit. Il faut donc placer un amplificateur (figure 3.4) le plus proche possible de la sortie du capteur. Ce signal doit être ensuite acheminé jusqu'à un analyseur afin de pouvoir traiter les données.

3.4 Optimisation de la transmission du signal

Deux solutions ont été étudiées afin de transmettre le signal de la partie tournante (arbre et hélice en mouvement) à la partie fixe (analyseur) :

- utiliser des fils pour le transfert d’informations et utiliser ainsi un collecteur tournant (figure 3.7). La chaîne de mesure serait alors celle décrite sur la figure 3.5 ;

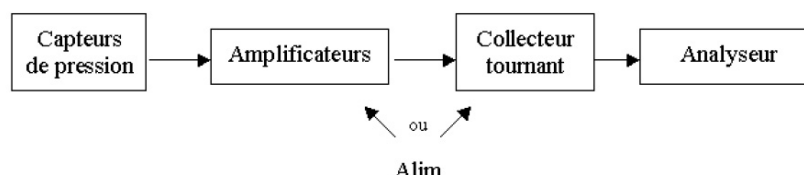


FIGURE 3.5 – Schéma de la chaîne de mesure avec collecteur tournant

- utiliser une transmission du signal à distance (télémessure). La chaîne de mesure serait alors celle décrite par le schéma de la figure 3.6.

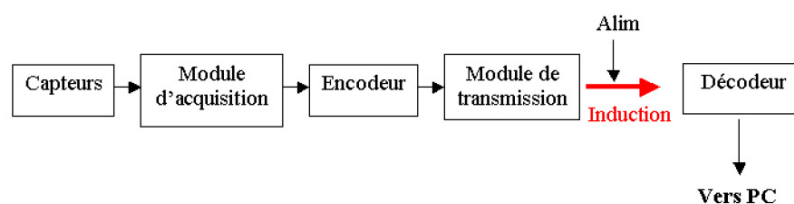


FIGURE 3.6 – Schéma de la chaîne de mesure avec télémessure

Dans la configuration utilisant le collecteur tournant, l’amplificateur situé sur la partie tournante est placé entre le capteur et le collecteur. Celui-ci, grâce aux frottements de balais qui établissent un contact électrique entre la partie tournante solidaire de l’arbre et la partie fixe solidaire du bâti, transmet l’information à l’analyseur. Il est possible d’alimenter directement les amplificateurs sans passer par le collecteur. Ensuite, les amplificateurs fourniront la tension de fonctionnement adéquate aux capteurs. Pour cela il est possible de placer des batteries (piles boutons) dans le creux de l’arbre. L’autre possibilité étant de transmettre l’alimentation par le collecteur tournant, diminuant ainsi les masses en rotation.

Dans la configuration par télémessure, le signal délivré par le capteur est acquis par le module d’acquisition, puis codé numériquement sur 12 bits, avant d’être transmis par induction à un décodeur qui reconvertira le signal en analogique. L’alimentation se fait via un bobinage enroulé sur l’arbre.

Plusieurs critères sont pris en compte pour choisir la chaîne de mesure. Concernant la qualité de la transmission du signal, l’avantage de la télémessure par rapport à la première

solution est que la chaîne complète, depuis la sortie du capteur jusqu'à l'entrée de l'analyseur, est fournie par un seul constructeur, garantissant ainsi une qualité sur l'ensemble de la chaîne. Cependant les constructeurs restent assez évasifs quant à la précision des éléments de la chaîne de mesure, notamment pour l'influence du bruit électronique sur les faibles tensions transmises. De plus, la télémessure est limitée en terme de bande passante et ne peut dépasser les 5 kHz, alors qu'idéalement nous aimerions analyser le signal sur une bande passante allant de 100 Hz à 10 kHz. D'autre part, le volume total du système utilisant la télémessure, de par la taille et le nombre de chaque composant, est beaucoup plus encombrant que celui utilisant le collecteur tournant. Finalement, le prix total de la chaîne de transmission (capteurs et analyseur non inclus) est trois fois plus onéreux que celle utilisant le collecteur tournant. Le choix s'est donc porté sur le collecteur tournant.

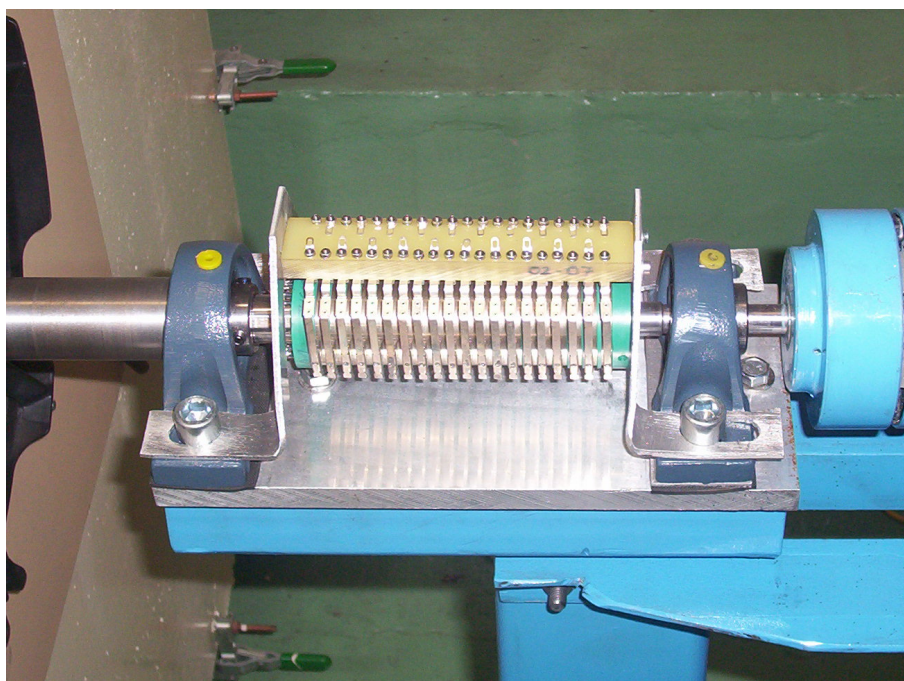


FIGURE 3.7 – Collecteur tournant 20 voies monté sur le banc d'essai. Partie tournante en vert, partie fixe en jaune

Le collecteur tournant va ainsi permettre de transmettre les informations données par le capteur de la partie mobile à la partie fixe. Il faut tout d'abord déterminer le nombre de points de mesures afin d'établir le nombre de voies nécessaire au niveau du collecteur tournant. Il n'existe apparemment pas de facteur limitant en amont de la chaîne, si ce n'est la géométrie de l'hélice puisqu'on ne peut pas placer une infinité de capteurs sur les pales. C'est donc en aval que le facteur limitant va se trouver. En effet, l'analyseur que l'on va utiliser ne comporte que 8 voies et le nombre de capteurs ne pourra donc excéder

le nombre de 8 puisque l'on désire acquérir simultanément les informations. La sortie de chaque capteur est constituée de 4 fils : 2 pour l'alimentation et 2 pour l'information. Cependant, pour limiter le nombre de fils, tous les capteurs seront alimentés en parallèle.

Le collecteur doit également avoir la particularité de supporter une vitesse de 3000 tr/min (vitesse nominale de l'arbre pour les essais) et de se manchonner sur l'arbre (le placer en bout d'arbre n'est pas possible au vu de notre montage). Enfin, ce dernier doit pouvoir supporter une tension de 24 V environ pour alimenter l'amplificateur, sachant que l'intensité qui traversera le collecteur sera très faible (impédance de la chaîne de quelques ohms). Nous avons sélectionné un collecteur tournant répondant à ces critères, doté de contacts argent/argent afin d'obtenir une excellente qualité de transmission (figure 3.7).

Ensuite, le choix de l'amplificateur est déterminant. Tout d'abord, les fluctuations de pression mesurées par le capteur ne correspondent qu'à une fluctuation du signal en sortie de l'ordre du dixième de millivolt (cela dépend évidemment de la sensibilité du capteur). On cherchera donc à amplifier au maximum ce signal. Cependant l'augmentation du gain de l'amplificateur se fait au détriment de sa bande passante : plus le gain est élevé, plus la bande passante est étroite. Il faudra donc trouver un compromis entre gain et bande passante. L'encombrement et le poids de l'amplificateur sont deux critères de sélection supplémentaires. En effet, une des principales difficultés de la conception du banc d'essai est de pouvoir intégrer un système de métrologie embarquée. Les amplificateurs seront montés dans le bol du ventilateur car c'est le seul volume en rotation où il est possible d'ajouter un élément sans perturber l'écoulement. Il sera donc nécessaire de choisir des amplificateurs de faible taille afin d'en placer huit dans le bol. De plus, une faible masse permettra de minimiser les phénomènes de balourds. L'amplificateur sélectionné est le FGP A1, représenté sur la figure 3.4.

	Capteur seul	Capteur et amplificateur
Bruit total (mV)	0,25	1
Sensibilité (mV/mbar)	0,44	17,6
Bruit (Pa)	56,8	5,7

TABLE 3.2 – Influence du bruit sur les mesures

Son gain est fixé à 40, permettant une bande passante de 10kHz. Des essais sur capteur seul et sur un montage du capteur avec l'amplificateur ont été effectués afin de mesurer l'influence du bruit électronique. Les résultats sont reportés dans le tableau 3.2. Ces mesures réalisées sur le capteur Kulite relatif ont permis de vérifier que cet amplificateur entraîne

une diminution de l'influence du bruit électronique d'un facteur 10. Le bruit total contenant une composante aléatoire (bruit blanc) et une composante sinusoïdale est mesuré crête à crête. La présence du capteur amplifie le bruit d'un facteur 4, alors que la sensibilité est augmentée d'un facteur 40. L'influence du bruit sur les mesures est donc divisée par 10 et estimée à 5,7 Pa.

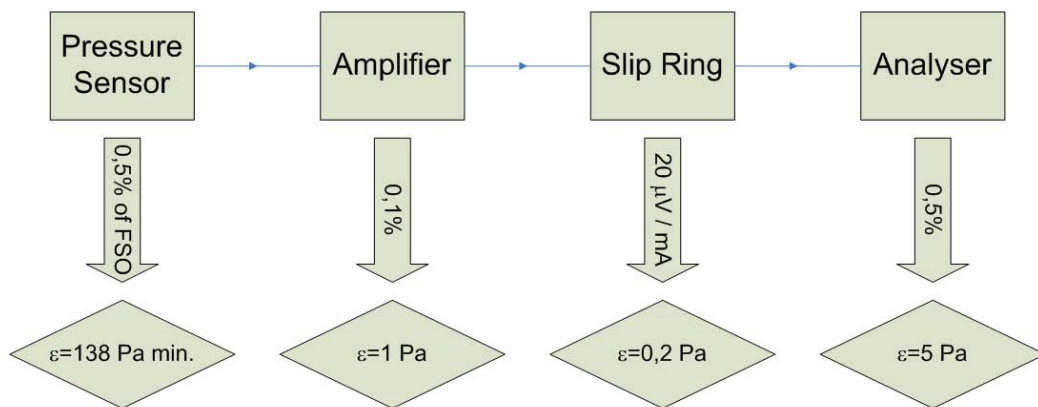


FIGURE 3.8 – Erreur de chaque composant de la chaîne de mesure d'après les données des constructeurs

La figure 3.8 illustre l'erreur de chaque composant de la chaîne de mesure d'après les données des constructeurs. L'erreur provenant du capteur est de 138 Pa, ce qui est bien trop élevé. Mais le capteur de pression constitue la principale source d'erreur et son étalonnage va permettre de connaître la précision réelle du capteur relativement à notre plage de mesure.

3.4.1 Etalonnage des capteurs

Afin de pouvoir tester les capacités réelles des deux capteurs sur notre plage d'utilisation, un banc d'étalonnage a été conçu et fabriqué. En effet, pour appliquer une pression connue au niveau des capteurs, nous avons besoin d'un volume étanche doté d'un système de variation de pression. Ce banc d'étalonnage doit aussi permettre de relever la tension de sortie en fonction de la pression appliquée au capteur.

Conception d'un banc d'étalonnage

Chaque capteur est étalonné séparément sur un banc spécialement conçu pour cette application. Nous utilisons une chambre de d'étalonnage, un voltmètre de référence de précision 10^{-5} V et un manomètre de référence de précision 10^{-1} Pa . La pression est maintenue fixe dans la chambre grâce à un débit de fuite contrôlé permettant d'avoir

3.4 Optimisation de la transmission du signal

une pression stable dans le temps et ainsi lutter contre les micro-fuites. En effet, celles-ci peuvent être très gênantes pour une précision d'étalonnage de 10^{-1} Pa. Il faut donc porter une attention particulière à l'étanchéité de la chambre d'étalonnage afin d'effectuer un étalonnage de référence.

Le boîtier doit pouvoir contenir les huit capteurs afin d'effectuer l'étalonnage simultané de l'ensemble des capteurs. Cette chambre étanche est représentée sur la figure 3.9. Afin de fixer la pression dans la chambre d'étalonnage, on utilise un raccord avec 2 entrées sur lesquelles viendront se fixer le générateur de pression d'une part et un manomètre pour mesurer la pression intérieure d'autre part. Par ailleurs, un tube est monté sur la paroi de la chambre d'étalonnage afin d'y relier le tube de contre-pression du capteur différentiel. La pression de référence du capteur différentiel sera ainsi la pression atmosphérique. Une fente latérale est prévue pour le passage des fils électriques.

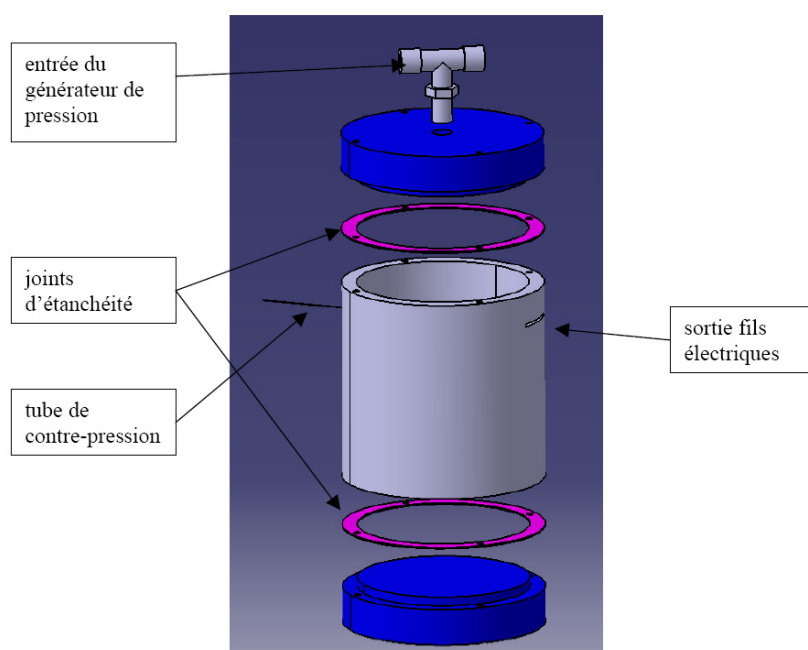


FIGURE 3.9 – Boîtier étanche

Afin de faciliter la connectique des capteurs et pour les alimenter en parallèle, un circuit imprimé a été réalisé, permettant d'étalonner simultanément les huit capteurs. De plus, ce circuit permet d'étalonner les capteurs seuls sous une tension d'alimentation de 10 V, et l'ensemble capteur-amplificateur sous une tension de 24 V. L'alimentation est réalisée par des batteries car il s'agit du type d'alimentation qui génère le moins de bruit électrique.

Description de la phase d'étalonnage

Nous disposons de deux capteurs Kulite afin de pouvoir les étalonner sur la plage de pression $P_{atm} \pm 10$ mbar. Il s'agit d'un capteur absolu et d'un capteur relatif dont les caractéristiques sont celles décrites dans les tableaux 3.1.

Les capteurs situés dans la chambre d'étalonnage sont alimentés par une tension mesurée précisément avant et après la manipulation, afin de tenir compte de sa décharge, étant donné que le signal de sortie est proportionnel à la tension d'entrée. Après avoir ajusté le zéro des manomètres à la pression atmosphérique, une vanne du générateur de pression permet de faire varier avec précision et stabilité la pression dans la chambre d'étalonnage. La courbe d'étalonnage pression/tension est tracée afin de calculer l'erreur de linéarité (figure 3.10). Plusieurs étalonnages sont effectués pour obtenir l'erreur de répétabilité, et en faisant croître et décroître la pression afin d'estimer l'erreur d'hystérésis. Nous obtenons ainsi l'erreur statique totale du capteur.

Essais de linéarité des capteurs

Le domaine de linéarité correspond au domaine pour lequel la caractéristique est un segment de droite. Dans ce domaine, la variation de la grandeur de sortie est proportionnelle à la variation du mesurande. Si le capteur est parfaitement linéaire, sa caractéristique est une portion de droite. Dans la réalité, un capteur décrit comme linéaire présente toujours une faible non-linéarité (figure 3.11). En fait, la caractéristique est comprise dans une bande autour de la réponse linéaire parfaite. On caractérisera l'écart de linéarité comme étant le plus grand écart entre la courbe d'étalonnage réelle et la meilleure droite obtenue par la méthode des moindres carrés. Cet écart de linéarité s'exprime souvent en pourcentage de l'étendue de mesure. Les nuages de points mesurés pour les deux capteurs ainsi que la courbe de tendance linéaire sont tracés sur la figure 3.10.

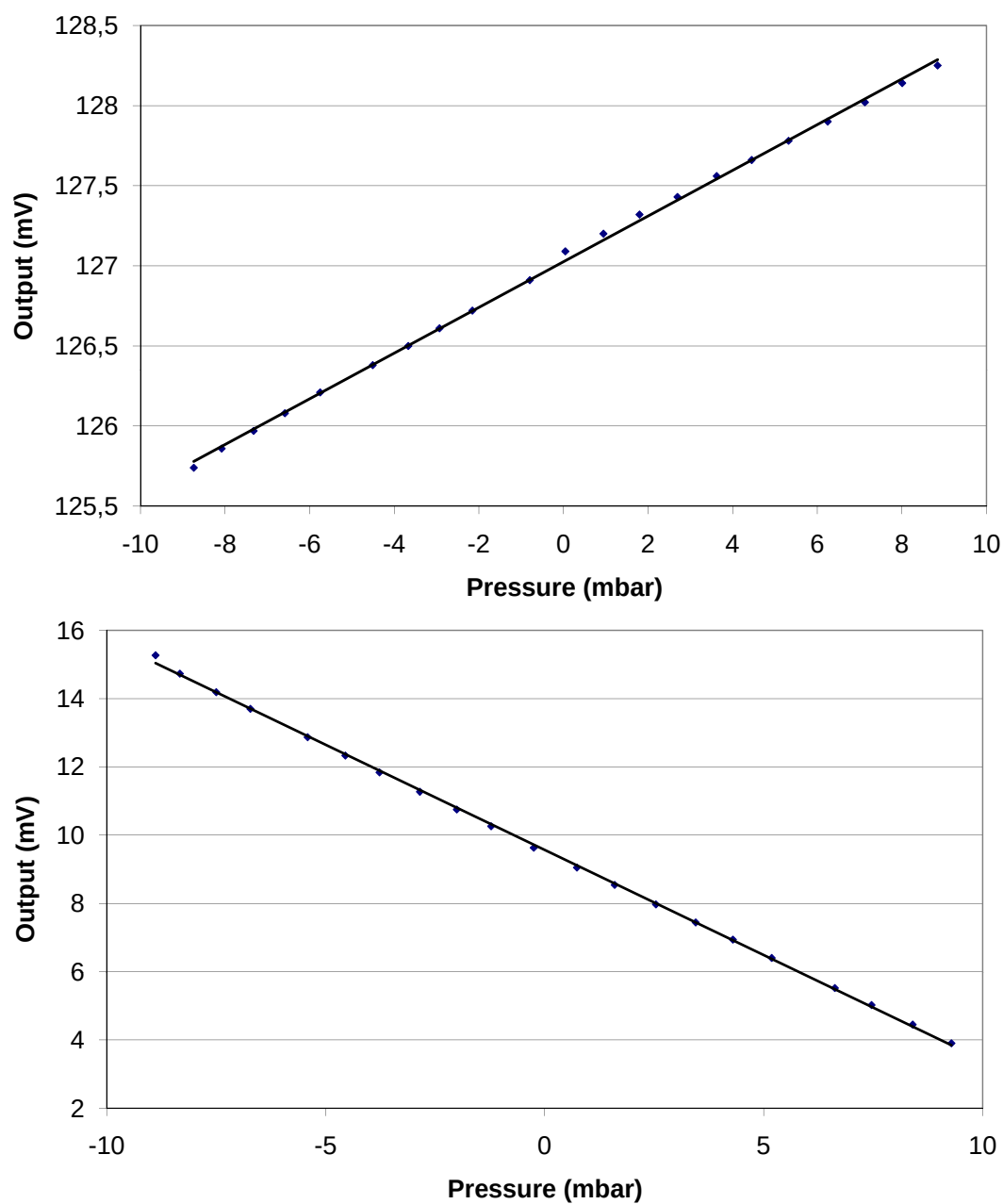


FIGURE 3.10 – Courbe d'étalonnage du capteur absolu (haut) et du capteur relatif (bas). Tension de sortie en fonction de la pression d'entrée

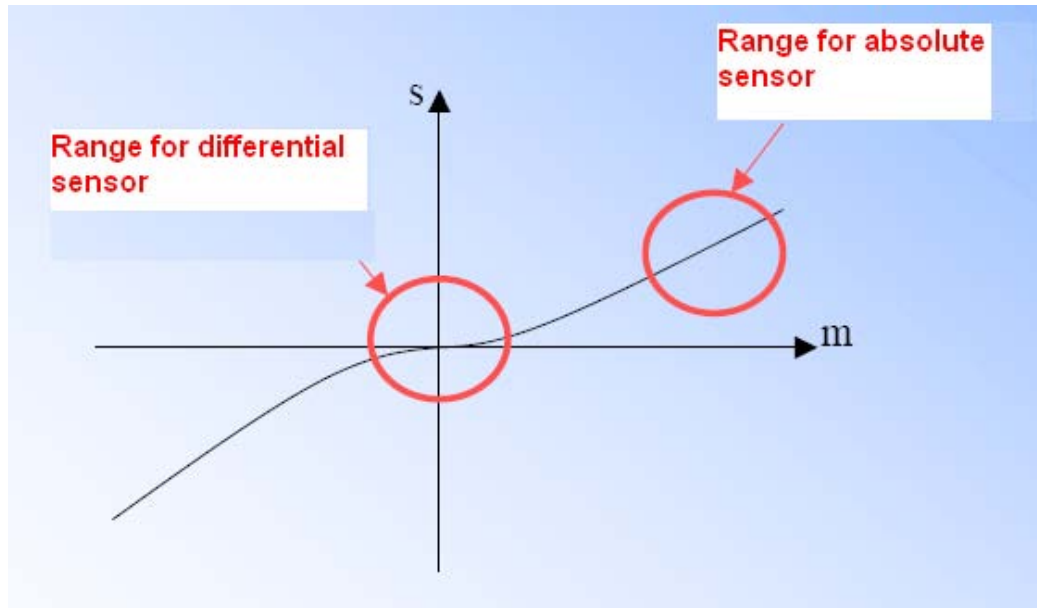


FIGURE 3.11 – Plage de mesure utilisée pour le capteur absolu et le capteur relatif par rapport à la plage totale de mesure des capteurs

La courbe de réponse typique d'un capteur (figure 3.11) indique que le capteur absolu sera utilisé dans la partie haute de son étendue de mesure, alors que le capteur relatif sera utilisé dans la partie moyenne de son étendue de mesure. En général, la zone haute de la plage de mesure d'un capteur a une meilleure linéarité. Cependant, la plage de référence utilisée pour nos mesures correspond à 2 % de la plage de mesure totale du capteur absolu, comparé à 7% de la plage de mesure totale du capteur relatif. L'erreur de linéarité est rapportée à un pourcentage de l'étendue de mesure. Finalement, l'erreur de linéarité mesurée du capteur relatif est de 1,3 %, celle du capteur absolu est de 1,9 %. Malgré le fait que le capteur absolu utilise la partie haute de sa plage de mesure, son erreur de linéarité est supérieure. Cela est dû à la très faible part d'utilisation de sa plage de mesure totale, seulement 2% (tableau 3.3).

	Plage de mesure utilisée	Sensibilité constructeur
Absolu	2 % FSO	0,00979 mV/V/mbar
Relatif	7 % FSO	0,04406 mV/V/mbar

TABLE 3.3 – Comparatif de la plage de mesure utilisée et de la sensibilité constructeur entre les deux capteurs

Les valeurs obtenues sont donc supérieures à celles données par le constructeur (voir tableaux 3.1), ce qui semble tout à fait normal puisque notre plage de mesure est bien inférieure à l'étendue totale de mesure des capteurs. La précision étant le critère le plus important, le capteur relatif semble le plus adéquat pour équiper le banc d'essai.

Mesure de sensibilité

La sensibilité correspondant très précisément à la tangente en un point de la courbe d'étalonnage, il est ainsi possible d'établir un comparatif avec les données du constructeur, en considérant les essais de linéarité des capteurs (tableau 3.3).

	Sensibilité mesurée(1)	Ecart relatif	Sensibilité mesurée(2)	Ecart relatif
Absolu	0,009876 mV/V/mbar	0,8 %	0,009899 mV/V/mbar	1,1 %
Relatif	0,04404 mV/V/mbar	0,05 %	0,04377 mV/V/mbar	0,66 %

TABLE 3.4 – Sensibilité mesurée pour deux essais et écart relatif avec les données du constructeur

Les sensibilités sont converties en mV/V/mbar afin de s'affranchir de l'influence de la tension d'entrée, qui peut être légèrement différente entre les multiples essais, le signal de sortie étant proportionnel à l'alimentation. Cela permet d'établir l'écart relatif entre les essais d'étalonnage et les données du constructeur (tableau 3.4).

Les résultats semblent donc satisfaisants, puisque, malgré une fenêtre de mesure bien plus petite que la plage de mesure des capteurs, les résultats sont assez peu éloignés des données du constructeur. Les mesures ont montré que le capteur relatif possède une meilleure linéarité que le capteur absolu, ainsi qu'une sensibilité plus grande. La sensibilité du capteur relatif étant bien plus grande que celle de l'absolu, on choisira donc d'utiliser des capteurs relatifs : le tube de contre-pression devra alors être logé dans la rainure destinée aux capteurs afin de rejoindre le bol du ventilateur. La pression de référence des capteurs relatifs est la pression atmosphérique de référence au niveau du bol.

Finalement, l'incertitude de mesure prenant en compte les erreurs de mesure du capteur (linéarité, répétabilité et hystérésis), les erreurs dues à l'amplificateur, au collecteur tournant et à l'analyseur, ainsi que le bruit électronique est alors estimée à ± 25 Pa. Cela représente une incertitude de 2,5% sur notre plage de mesure.

3.5 Banc d'Essai de mesure embarquée

3.5.1 Description du banc d'essai



FIGURE 3.12 – Photographie du banc d'essai avec le ventilateur installé dans le caisson normalisé

Cette section décrit le banc conçu au LEMFI, représenté sur la figure 3.12, ainsi que le protocole de mesure. Le collecteur tournant à vingt voies permettant l'acquisition des mesures en rotation est un élément déterminant de la chaîne de mesure. Pour une bonne qualité de mesure, un réglage fin du collecteur est effectué. Le positionnement des balais fixes par rapport aux pistes tournantes du collecteur est réalisé par l'intermédiaire de cavaliers permettant un réglage longitudinal et en hauteur. Le positionnement de la partie tournante du collecteur sur l'arbre est vérifié au comparateur pour une concentricité d'un dixième de millimètre sur le rayon. Un moteur électrique à courant continu entraîne l'arbre en rotation. Ce moteur permet de fixer la vitesse de rotation, proportionnelle à sa tension d'alimentation, et limite les perturbations électromagnétiques. En effet, notre premier choix s'était porté sur un moteur asynchrone asservi en vitesse, permettant une vitesse de rotation constante avec une précision de six tours par minute. Cependant les essais ont montré que l'asservissement en vitesse génère des perturbations électromagnétiques dans notre domaine fréquentiel de mesure. C'est pourquoi un moteur à courant continu, moins

précis dans le réglage de la vitesse de rotation, a été préféré afin d'éliminer les perturbations électromagnétiques. Le tout est placé sur une structure réglable permettant un positionnement du ventilateur par rapport au caisson d'essai aérodynamique.



FIGURE 3.13 – Vue arrière du ventilateur G2for instrumenté par 4 capteurs, avec les amplificateurs positionnés dans le bol spécifique

Les capteurs sont insérés dans les pales des ventilateurs affleurant à la paroi. Le câblage ainsi que les tubes de contre-pression joignent le bol du ventilateur en passant par des rainures prévues dès la conception des ventilateurs (figure 3.13). Les tubes de contre-pression de diamètre 0,85 mm doivent être souples afin d'épouser la géométrie de la pale. Les tubes utilisés sont des cathéters provenant de l'industrie médicale. Le système de fixation au bol du ventilateur a été conçu pour permettre l'insertion des amplificateurs le plus proche possible des capteurs et du centre de rotation. Le câblage est ensuite relié à la partie tournante du collecteur par l'intermédiaire de l'arbre rainuré permettant le passage des fils à l'intérieur du palier. La carte d'acquisition est reliée aux balais du collecteur afin d'enregistrer les signaux de pression. Un trigger optique, relié au système d'acquisition, permet une synchronisation des mesures.

Huit capteurs sont montés simultanément affleurant la paroi (figure 3.13 et 3.14). Ils sont inclus dans une rainure de la pale, quatre par pale, sur deux pales opposées afin d'équilibrer les masses en rotation. Il existe deux configurations :

1. La configuration suivant la corde où quatre capteurs sont sur l'extrados et les quatre autres sur l'intrados de la pale opposée, suivant la corde à mi-envergure.
2. La configuration suivant l'envergure où quatre capteurs sont sur l'extrados et les quatre autres sur l'intrados de la pale opposée, suivant une même envergure. Cette envergure est choisie de façon à ce que les capteurs puissent être le plus proche possible du bord de fuite (75% de la corde dans notre cas).

La première configuration permettra de quantifier l'évolution des fluctuations de pressions du bord d'attaque au bord de fuite. Elle est située à mi-envergure afin de limiter les perturbations des écoulements secondaires proches du bol et proches de la virole, visualisées sur les résultats du chapitre 2. Par ailleurs, l'évolution des coefficients de pression en fonction de la corde obtenue par la simulation numérique sera confrontée aux mesures. La deuxième configuration est utile pour obtenir les fluctuations de pressions pariétales proches du bord de fuite, à différentes sections. Ainsi, ces mesures permettront d'alimenter le modèle de prédiction du bruit de bord de fuite décrit au chapitre 4.

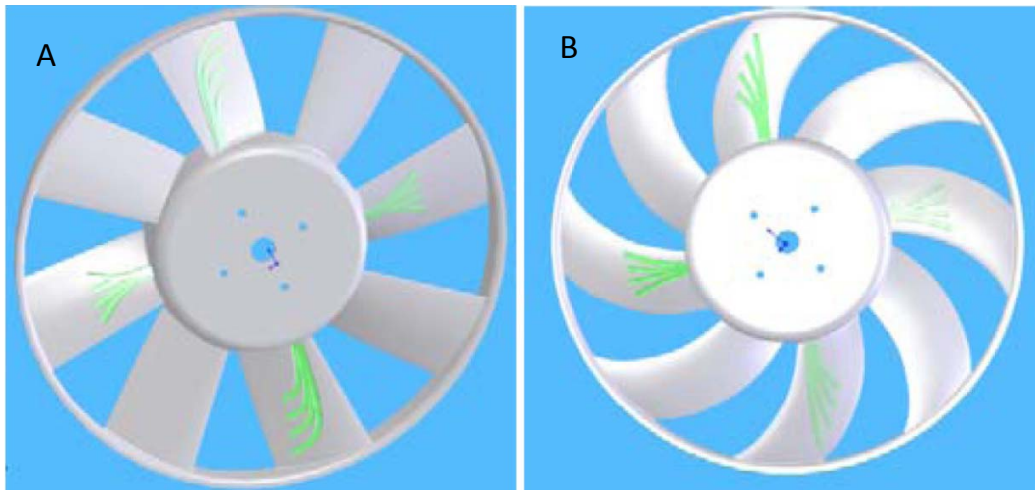


FIGURE 3.14 – CAO des ventilateurs G2rad (A) et G2for (B) avec le rainurage permettant l'implantation des capteurs en vert

Ce banc d'essai possède plusieurs avantages pour la mesure embarquée des fluctuations de pressions. Comparativement à des études précédentes utilisant des microphones déportés [7], ou débouchant sur une cavité ayant le comportement d'un résonateur de Helmholtz [11], les capteurs montés affleurant la paroi permettent une mesure fine, non-intrusive, sur une large bande de fréquence. Ensuite, le matériau (polymère) et la géométrie du

ventilateur (pales fines, bol et virole) sont conformes à un ventilateur réalisé en série. Ainsi la déformation du ventilateur est prise en compte contrairement à certaines études sur prototypes réalisés en alliage. De plus, il est possible d'effectuer les essais à un point de fonctionnement connu et de comparer différents points de fonctionnement du ventilateur car le banc d'essai permet la mesure de la vitesse de rotation et du débit.

3.5.2 Procédure de mesures

Après la mise en place des capteurs sur le ventilateur étudié, une attente d'une heure est primordiale pour respecter le temps de chauffe de l'électronique embarquée. Puis le zéro des capteurs relatifs est fixé à la pression atmosphérique juste avant la mesure. Le ventilateur est ensuite amené à la vitesse de rotation d'essai de 2700 tr/min, avant de calculer le débit de fonctionnement à partir de la mesure de pression dans le caisson et du diamètre du diaphragme. Ce dernier est choisi d'après les essais de caractérisation des performances (voir Chapitre 2). Cela afin d'effectuer une mesure au débit nominal φ_n et une autre à $1,3\varphi_n$. L'acquisition des signaux est ensuite lancée et démarre au top du trigger optique, donc toujours à la même position pour chaque mesure sur chaque ventilateur.

La configuration de la carte d'acquisition est effectuée en fonction de nos besoins. Le codage analogique/numérique est effectué sur 16 bits. Cela permet une incertitude de mesure, pour une plage de tension de 10 V, de 1,1 Pa. Nous constatons qu'une carte d'acquisition classique de 12 bits ne serait pas suffisante, portant l'incertitude à 18,8 Pa. La fréquence d'échantillonnage d'acquisition est de $f_e = 51,2$ kHz. La durée d'acquisition est fixée de façon à enregistrer au moins un million de points. Le post-traitement est ensuite effectué sur Matlab pour le traitement et l'analyse des signaux.

Afin de prendre en compte l'influence de la rotation et des perturbations électromagnétiques inévitables, une correction du signal mesuré par les capteurs est indispensable. La force centrifuge exercée sur la membrane du capteur entraîne un décalage de la pression moyenne. Les perturbations électromagnétiques se caractérisent par des pics visibles sur les spectres à différentes fréquences. Ces phénomènes ne font pas partie des pressions aérodynamiques recherchées et doivent être éliminés du signal. Nous proposons une correction basée sur l'utilisation d'un capteur obturé.

A chaque acquisition, le signal d'un capteur obturé est enregistré afin de corriger les signaux des autres capteurs. Ce capteur obturé mesure les effets des perturbations électromagnétiques, ainsi que les effets de la force centrifuge sur la membrane sensible. Il ne mesure donc pas les pressions aérodynamiques. En soustrayant le signal des capteurs mesurant les phénomènes aérodynamiques par le signal du capteur obturé, nous corrigeons les effets des perturbations électromagnétiques ainsi que les effets de la force centrifuge pour obtenir uniquement la mesure de la pression. La soustraction est effectuée sur le signal brut, donc dans le domaine temporel. C'est pour cette raison qu'il est important que le signal de correction soit pris simultanément à ceux des capteurs corrigés par ce signal. Sur la figure 3.15 est représentée la densité spectrale de puissance d'un signal de fluctuation de la pression pariétale, puis celle corrigée par le signal du capteur obturé.

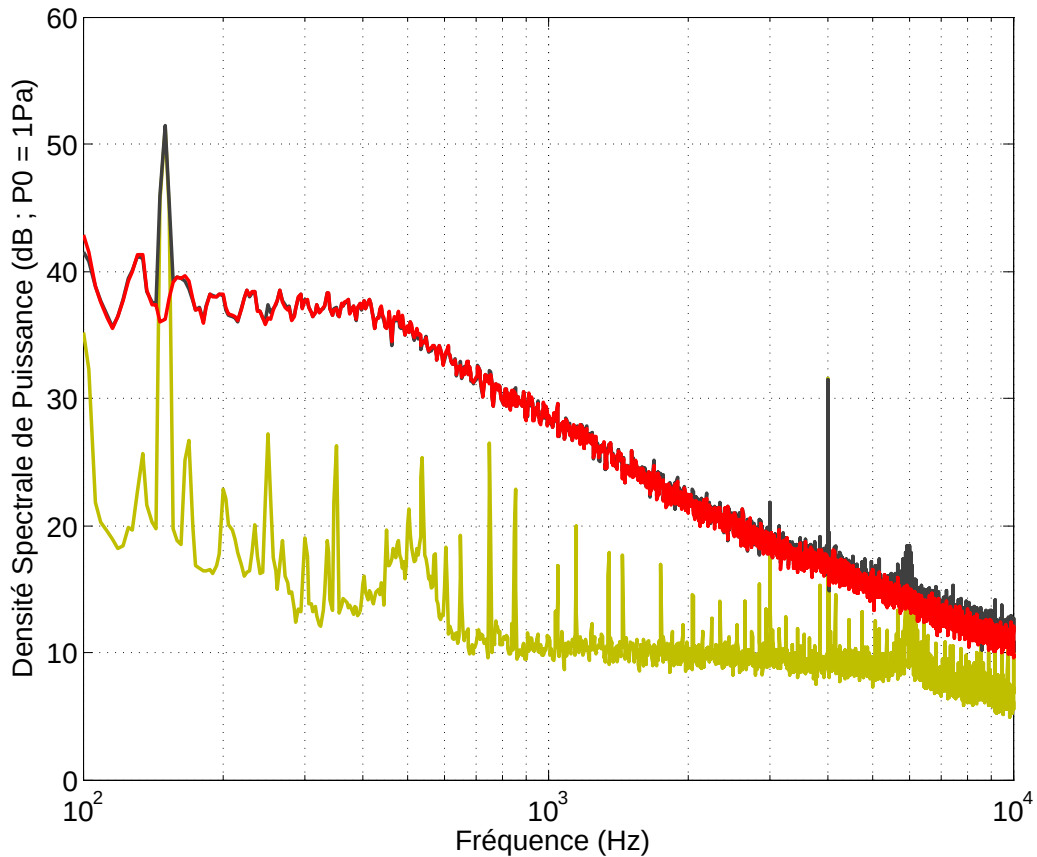


FIGURE 3.15 – Densité spectrale de puissance d'un signal brut (noir), et d'un signal corrigé (rouge) par le signal d'un capteur obturé (jaune)

3.6 Résultats

Les résultats sont présentés en deux parties. La première partie concerne les pressions moyennes mesurées. Elles sont comparées au champ de pression statique sur les pales obtenu par la simulation numérique. Puis les mesures en configuration suivant la corde sont comparées à la répartition du coefficient de pression calculé. Dans la deuxième partie les résultats concernant la pression instationnaire sont présentés. Une comparaison est effectuée entre les densités spectrales des pressions aérodynamiques, en fonction des différentes positions de mesures.

Les différentes positions des capteurs sont nommées suivant la règle suivante : la première lettre majuscule définit la configuration, S pour la configuration suivant l'envergure et C pour la configuration suivant la corde. Ensuite, les deux lettres minuscules définissent une mesure sur l'extrados "ss" ou une mesure sur l'intrados "ps". Finalement, le chiffre indique la position du capteur de 1 à 4, de façon croissante du bord d'attaque vers le bord de fuite et du pied de pale vers la tête de pale. Ainsi, les positions des capteurs sur les pales avec leurs nominations sont représentées figure 3.16 et figure 3.17.

3.6.1 Résultats concernant la pression moyenne

Les figures 3.16 et 3.17 présentent le champ de pression statique sur les pales obtenu par la simulation numérique décrite au chapitre 2. Les comparaisons sont effectuées entre les différents types d'empilements et aux débits φ_n et $1,3\varphi_n$. Les champs de pression statique indiquent un fort gradient de pression au bord d'attaque et au bord de fuite, pour tous les ventilateurs, sur l'intrados et l'extrados. Le champ de pression sur l'intrados se caractérise par une valeur proche de zéro sur la surface de la pale, une zone de pression négative est même présente pour l'empilement radial et l'empilement arrière. Cette zone située à mi-corde au débit nominal se déplace près du bord d'attaque en sur-débit. La pression en valeur absolue est plus grande au débit nominal, car l'écoulement est mieux adapté au fonctionnement du ventilateur. La dépression la plus grande sur l'extrados est située en tête de pale, indiquant que cette zone contribue le plus à la performance du ventilateur. En pied de pale, la pression près du bord de fuite est proche de zéro pour l'extrados.

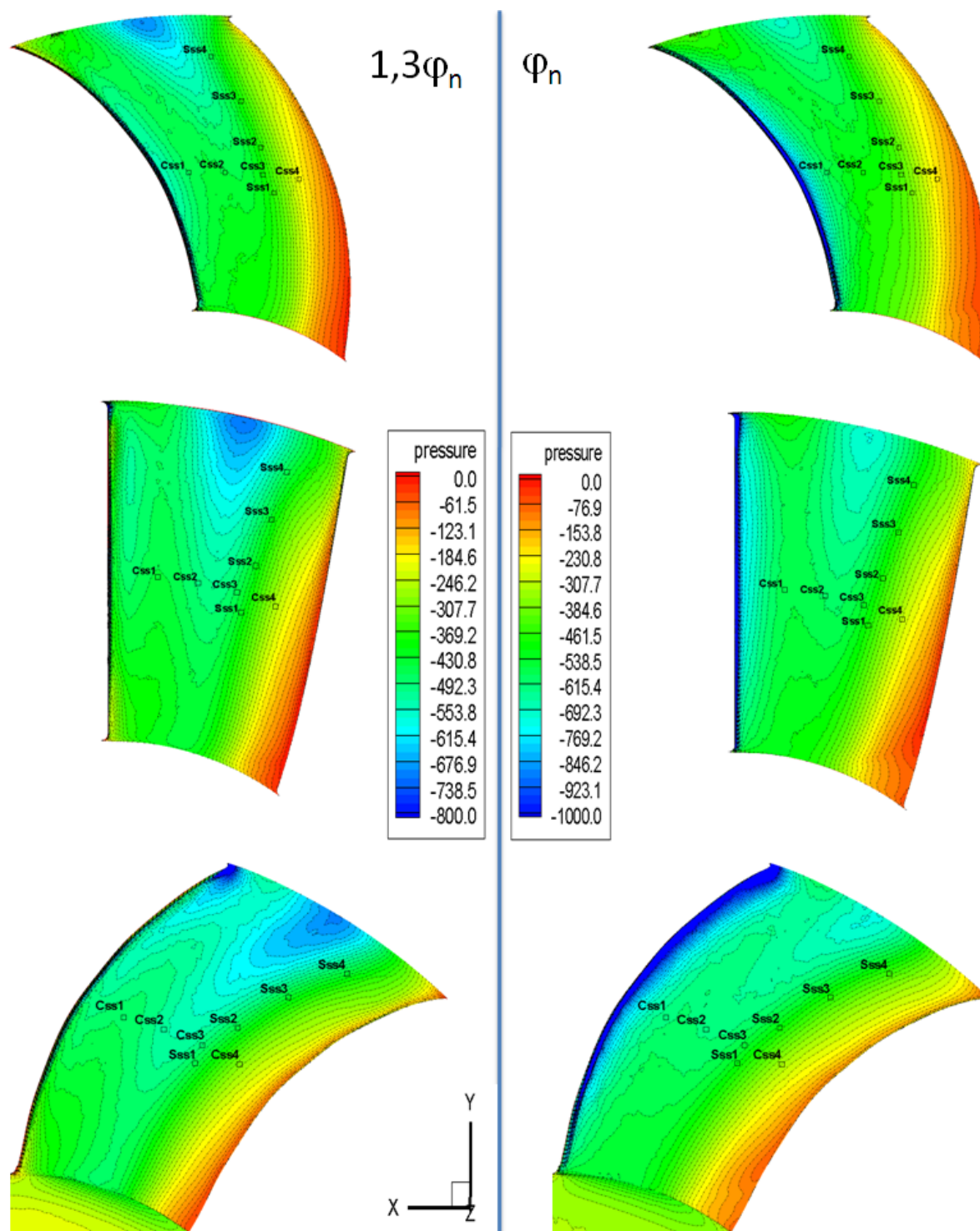


FIGURE 3.16 – Champs des pressions théoriques sur l'extrados des pales des trois ventilateurs G2, aux deux différents débits, avec positionnement des points de mesure

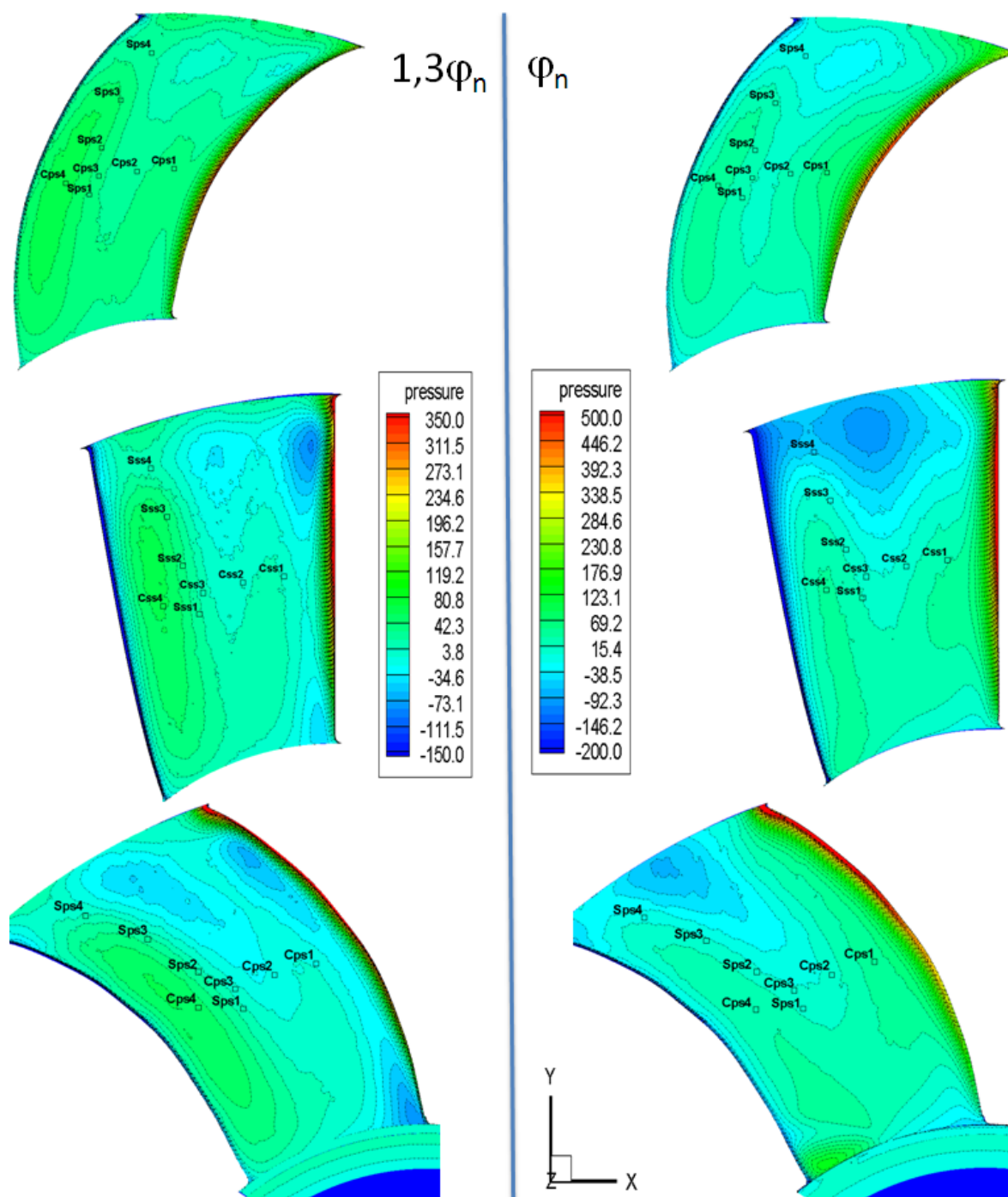


FIGURE 3.17 – Champs des pressions théoriques sur l'intrados des pales des trois ventilateurs G2, aux deux différents débits, avec positionnement des points de mesure

Les mesures des capteurs situés suivant la corde ne devraient pas être influencées par les variations de pression dues aux écoulements fortement tri-dimensionnels en pied et en tête de pale, car ils sont placés à mi-envergure. Les capteurs en configuration suivant l'envergure sont le plus souvent sur la même ligne d'iso-pression. Cette ligne correspond à la géométrie de l'empilement au bord d'attaque. A l'inverse, le gradient de pression est élevé entre les capteurs placés le long de la corde.

Les comparaisons entre les pressions moyennes mesurées et calculées sont faites dans les tableaux 3.5. Nous trouvons un bon accord entre la mesure et la simulation. Les pressions obtenues par la simulation numérique RSM sont toujours dans l'intervalle d'incertitude des mesures de ± 25 Pa. La précision relative est meilleure pour les mesures sur l'extrados, où la valeur absolue des pressions moyennes est la plus forte. Par contre, concernant l'intrados, l'erreur relative entre simulation et mesure est supérieure car les pressions moyennes sont proches de la pression atmosphérique (donc du zéro relatif). A noter que le gradient de pression est très fort près du bord d'attaque et près du bord de fuite.

L'évolution du coefficient de pression C_p suivant la corde est représentée figure 3.18 aux débits φ_n et $1,3\varphi_n$. Ces graphiques confirment les constations effectuées d'après les champs de pressions, à savoir un C_p proche de zéro sur l'intrados, excepté près du bord d'attaque et du bord de fuite. Ceci est valable pour tous les empilements. Par contre, le profil du C_p sur l'extrados permet de différencier les débits et les empilements. Le C_p sur l'extrados de la pale à empilement radial a le niveau absolu le plus élevé, -0,8 en moyenne sur la première moitié de la corde, suivi de la pale à empilement vers l'arrière, -0,7 et enfin la pale à empilement vers l'avant, -0,6. Pour tous les ventilateurs, l'augmentation du débit entraîne une diminution du C_p comme prédit par le calcul. La présence d'une bosse à 60% de la corde dans le profil du C_p sur l'extrados indiquerait une bulle de décollement laminaire caractéristique des écoulements à bas nombre de Reynolds. Cette bosse semblerait indiquer un point de transition de la couche limite laminaire vers turbulente. Les résultats de la simulation sont proches de la mesure, et particulièrement sur l'intrados. Cependant, c'est l'inverse si l'on regarde l'écart relatif (tableau 3.5). En effet, les valeurs des pressions proches de zéro sur l'intrados sont très difficiles à approcher expérimentalement.

La figure 3.19 montre l'évolution de la pression moyenne pariétale en fonction de l'envergure, avec une comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux. Nous observons la valeur de la pression proche de zéro sur l'intrados le long de l'envergure, excepté près de la tête de pale. Seul l'extrados permet d'observer l'influence de l'empilement sur les pressions pariétales. Le niveau de pression est plus élevé pour l'empilement radial, confirmant les résultats présentés sur les figures 3.16 et 3.17.

Position	Calculs φ_n	Mesures φ_n	Ecart	Calculs $1,3\varphi_n$	Mesure $1,3\varphi_n$	Ecart
Sss1	-512	-497	3,0%	-460	-435	5,8%
Sss2	-520	-509	2,2%	-465	-432	7,6%
Sss3	-520	-509	2,2%	-475	-457	3,9%
Sss4	-525	-519	1,2%	-510	-498	2,4%
Css1	-567	-554	2,4%	-444	-465	4,5%
Css2	-589	-587	0,3%	-498	-519	4,1%
Css3	-530	-505	5,0%	-460	-435	5,8%
Css4	-300	-321	6,5%	-250	-280	10,7%

Position	Calculs φ_n	Mesures φ_n	Ecart	Calculs $1,3\varphi_n$	Mesure $1,3\varphi_n$	Ecart
Sss1	-355	-340	4,4 %	-335	-319	5,0 %
Sss2	-370	-361	2,5 %	-335	-328	2,1 %
Sss3	-385	-391	1,5 %	-350	-365	4,1 %
Sss4	-430	-426	0,9 %	-410	-423	3,1 %
Css1	-550	-584	5,8%	-455	-451	0,9%
Css2	-505	-500	1,0%	-460	-489	5,9%
Css3	-395	-394	0,3%	-370	-347	6,6%
Css4	-210	-206	1,9%	-195	-184	6,0%

Position	Calculs φ_n	Mesures φ_n	Ecart	Calculs $1,3\varphi_n$	Mesure $1,3\varphi_n$	Ecart
Sss1	-520	-530	1,9%	-460	-448	2,7%
Sss2	-500	-526	4,9%	-450	-439	2,5%
Sss3	-475	-480	1,0%	-440	-439	0,2%
Sss4	-440	-460	4,3%	-445	-421	5,7%
Css1	-627	-599	4,7%	-480	-468	2,6%
Css2	-619	-630	1,8%	-526	-500	5,2%
Css3	-555	-590	5,9%	-495	-506	2,2%
Css4	-335	-340	1,5%	-300	-324	7,4%

TABLE 3.5 – Comparaison Mesure/Simulation des pressions statiques moyennes sur la pale du ventilateur G2rad (haut), G2for (milieu) et G2back (bas), aux deux différents débits, sur l'extrados, avec les écarts relatifs calcul/essais.

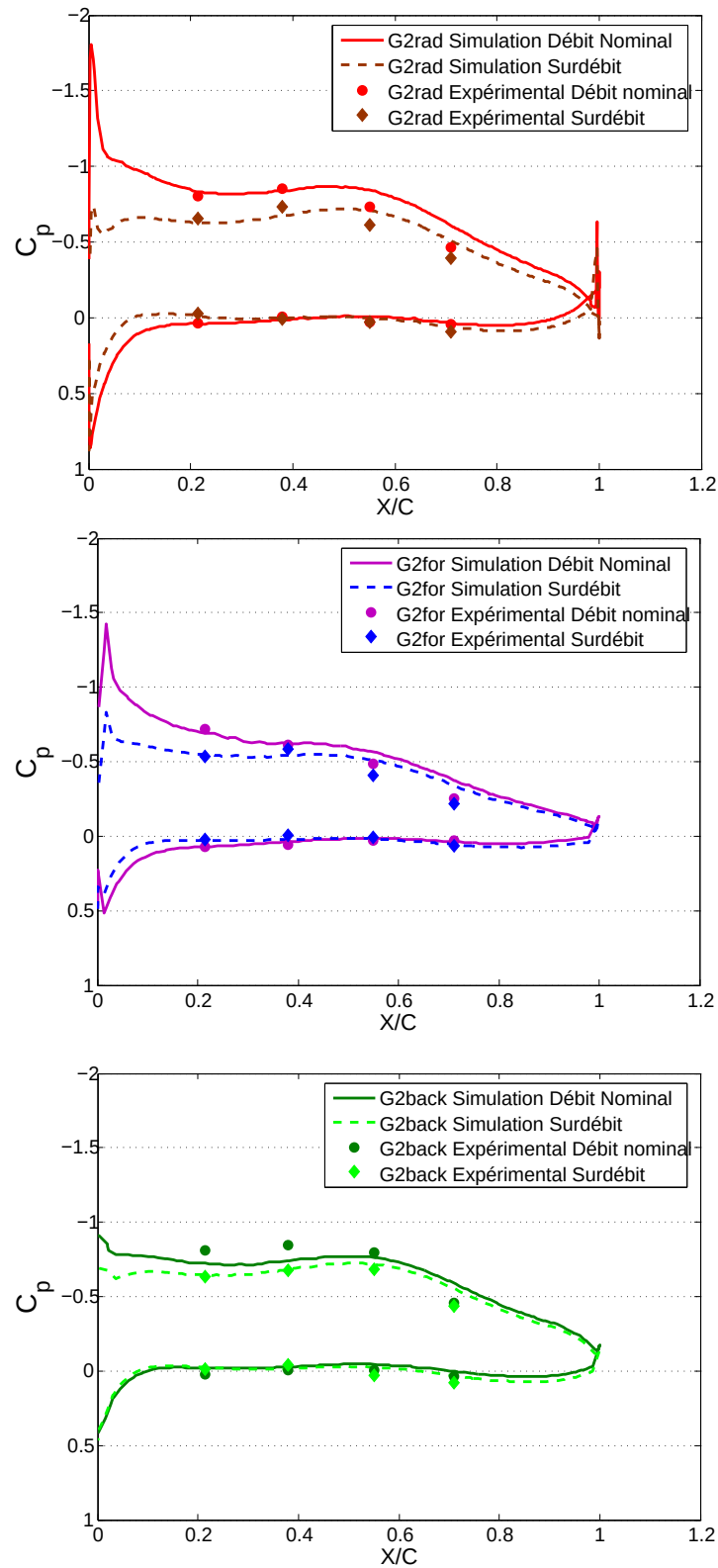


FIGURE 3.18 – Coefficient de pression en fonction de la corde à mi-envergure aux deux débits. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour les ventilateurs G2rad, G2for et G2back

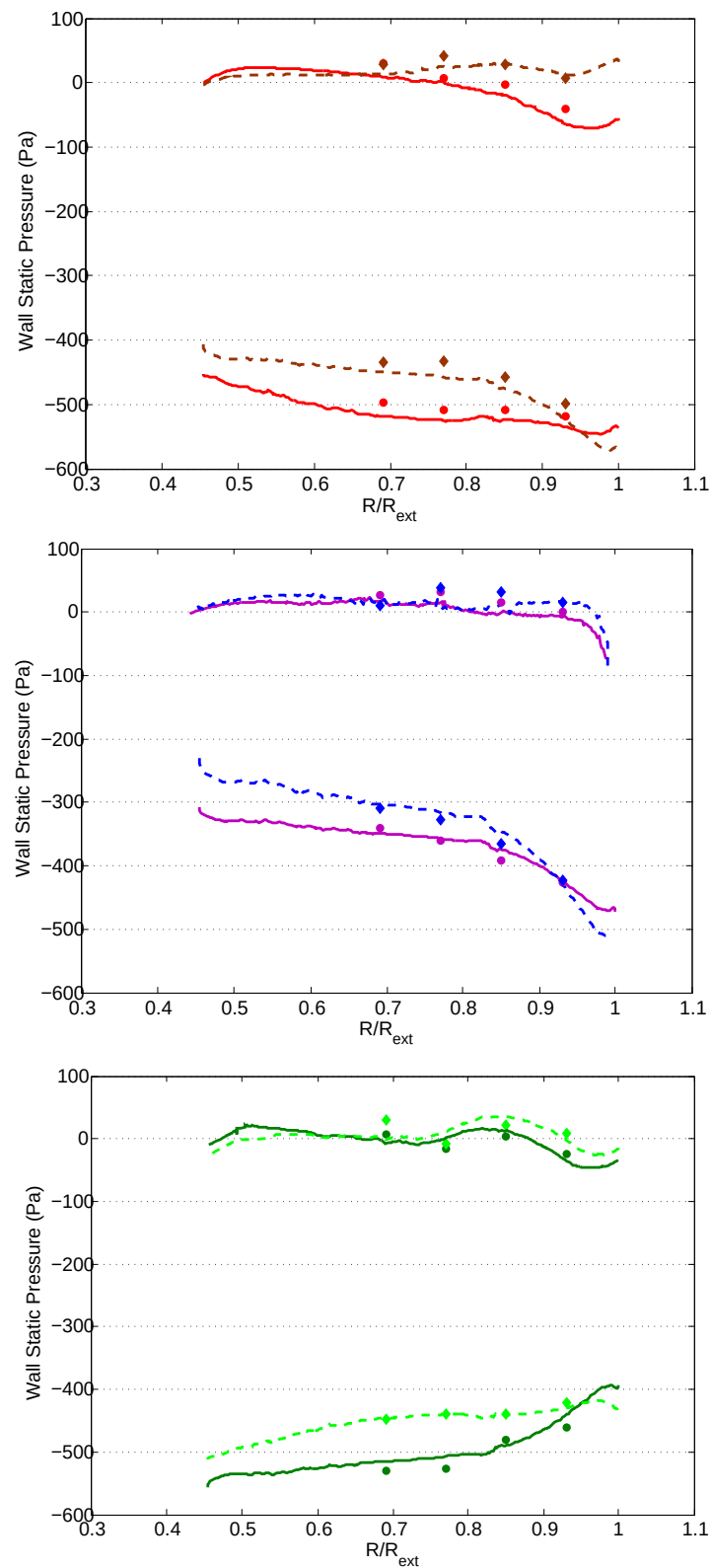


FIGURE 3.19 – Pression statique pariétale en fonction de l’envergure. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour les ventilateurs G2rad (—; •), G2for (—; •) et G2back (—; •) aux débits φ_n (—; •) et $1,3\varphi_n$ (—; •)

3.6.2 Résultats concernant la pression instationnaire

Afin de comparer de façon quantitative et qualitative les différents signaux de pressions instationnaires obtenus, les densités spectrales de puissance sont calculées. Ces DSP de pressions pariétales vont servir par la suite de référence pour une comparaison avec des modèles de prévision des spectres de pression pariétale. Tous les spectres de ce chapitre sont présentés sous forme de périodogrammes moyennés suivant la méthode de Welch [97]. Cette méthode consiste en un fenêtrage de Hamming avec un recouvrement de 50%. La composante moyenne de la pression est soustraite du signal. Les niveaux des DSP sont exprimés en dB avec une pression de référence de $P_0 = 1$ Pa, et une bande de fréquence de référence $\Delta f_0 = 1$ Hz calculée suivant la formule :

$$DSP_{[dB]} = 10 \text{Log} \left(\frac{DSP_{[Pa^2/Hz]}}{P_0^2 / \Delta f_0} \right) \quad (3.1)$$

Les périodogrammes sont calculés sur 128^2 points pour obtenir un $\Delta f = 3,125$ Hz, notre fréquence d'échantillonnage étant de 51,2 kHz. Ces paramètres permettent une représentation précise des périodogrammes.

Les densités spectrales de puissance, représentées sur les figures 3.20 à 3.22 correspondent aux résultats des mesures, dans toutes les configurations décrites précédemment, au débit nominal. Les signaux sont corrigés et exploitables directement. Nous observons que les amplitudes des fluctuations de pression sont plus élevées pour les points de mesures sur l'extrados. Le niveau est plus élevé dans les basses fréquences jusqu'à 1 kHz puis diminue et devient très faible après 10 kHz. L'allure de ces courbes semble proche de celles vues dans de précédents travaux [28] effectués sur un ventilateur de géométrie comparable aux nôtres. Les quatre signaux issus d'une même configuration ont une allure proche. La décroissance est plus rapide suivant la corde que suivant l'envergure. Les niveaux des DSP sont assez semblables, quoiqu'un peu plus élevés pour le ventilateur G2rad. De même, les DSP sont plus élevées sur l'extrados, ce qui est en accord avec la bibliographie [29]. Pour la configuration en envergure, les niveaux de DSP sont de plus en plus élevés quand on se rapproche de la tête de pale. Il est plus difficile d'obtenir une hiérarchie similaire pour les mesures suivant la corde car l'empilement semble avoir une influence plus importante. En effet, la position où la DSP est la plus élevée dépend du ventilateur.

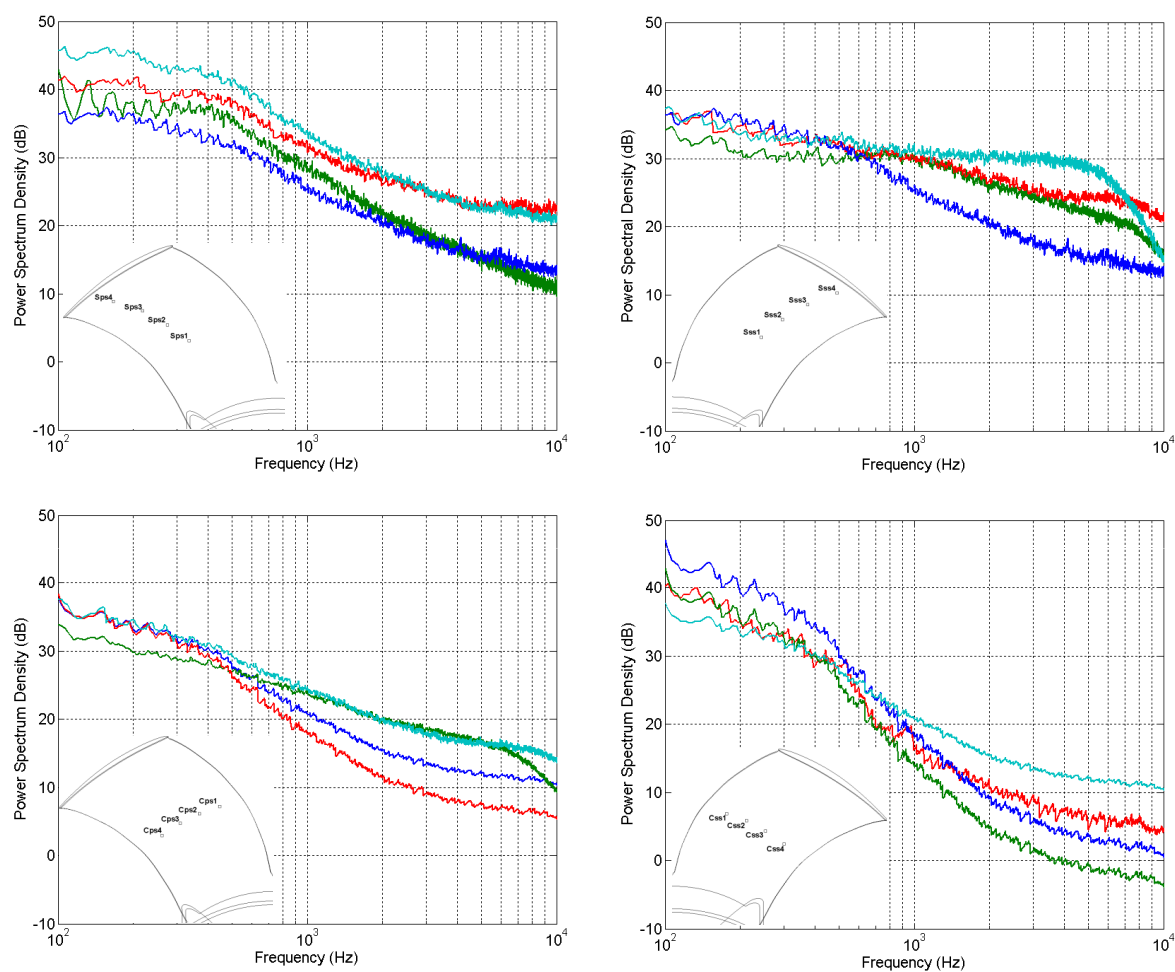


FIGURE 3.20 – Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaire mesurée, sur l’extrados colonne de droite et sur l’intrados colonne de gauche, en configuration suivant l’envergure en haut et en configuration suivant la corde en bas, ventilateur G2back. Capteur 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—)

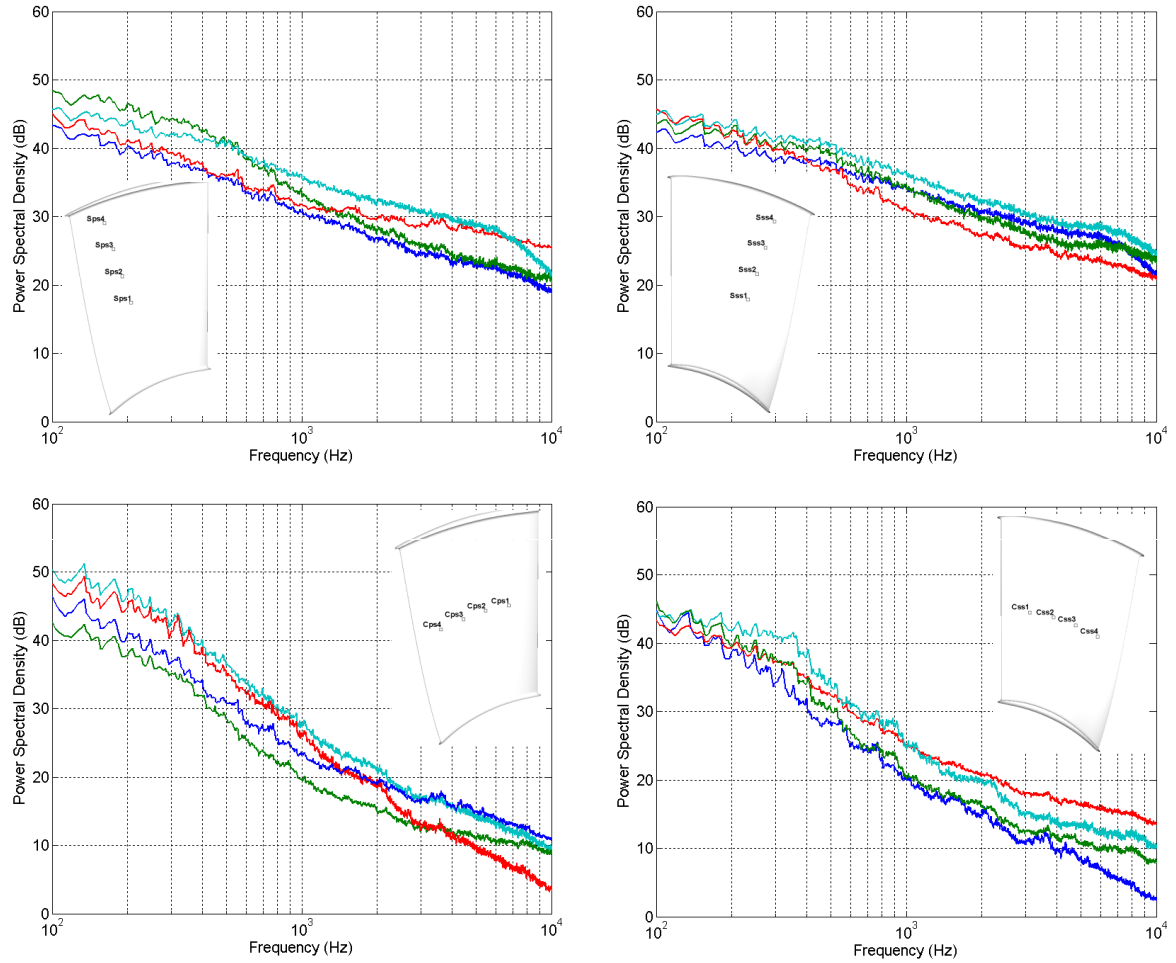


FIGURE 3.21 – Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaire mesurée, sur l’extrados colonne de droite et sur l’intrados colonne de gauche, en configuration suivant l’envergure en haut et en configuration suivant la corde en bas, ventilateur G2rad. Capteur 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—)

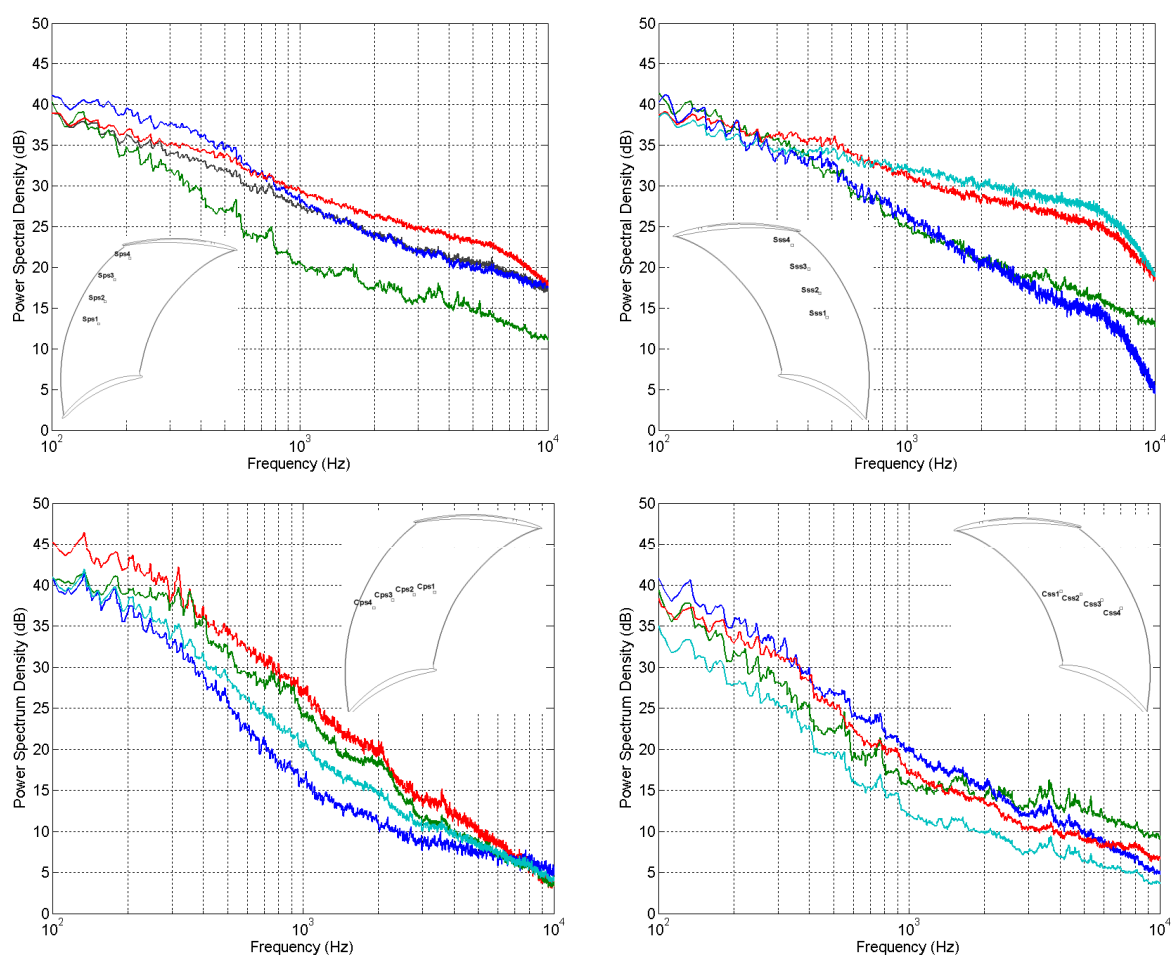


FIGURE 3.22 – Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaire mesurée, sur l’extrados colonne de droite et sur l’intrados colonne de gauche, en configuration suivant l’envergure en haut et en configuration suivant la corde en bas, ventilateur G2for. Capteur 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—)

Les mesures ont été effectuées aux deux débits différents définis au chapitre 2. Les mesures représentées ici sont celles effectuées au débit nominal. En sur-débit le niveau des DSP est supérieur à celui des densités spectrales au débit nominal de seulement 1 à 2 dB, et les allures des courbes sont semblables. L'allure des coefficients de pression (figure 3.18) confirme le comportement proche de la couche limite au deux débits. Cependant il y a une différence assez importante sur l'extrados au bord d'attaque. N'ayant pas de capteur situé dans les premiers 10% de la corde, nous n'avons pas pu confirmer ce phénomène expérimentalement.

Il est possible de visualiser l'évolution de la pente des spectres en fonction de la fréquence. La pente à basse fréquence (jusqu'à 600 Hz) correspond aux grandes structures turbulentes. Une pente intermédiaire caractérise les tourbillons de taille moyenne et la pente à haute fréquence (à partir de 6000 Hz) les plus petites échelles de turbulence. La pente aux basses fréquences est une zone de recouvrement où les spectres peuvent être rendus universels avec un adimensionnement par les variables internes et externes de la couche limite. Cette zone fréquentielle est liée à une activité de la turbulence suivant la loi logarithmique de la couche limite turbulente. Sa taille dépend du nombre de Reynolds. Le nombre de Reynolds étant ici assez faible, cette zone est petite dans notre cas. Cette loi a été observée expérimentalement par Simpson [44]. Aux moyennes fréquences, la pente est caractéristique d'une turbulence moyennement isotrope. La dernière pente correspond au comportement caractéristique de la turbulence dans la sous couche visqueuse de la couche limite, très proche de la paroi.

Les mesures effectuées à proximité de la périphérie de la pale montrent une plus grande dispersion dans les spectres, attribuée à une inhomogénéité de la statistique de pression pariétale. De plus, les pentes sur ces spectres sont fortement différentes de celles trouvées sur la configuration suivant la corde. Un redressement du spectre en moyennes fréquences a également été observé par Goody et Simpson [44] dans le cas d'un écoulement tridimensionnel. Ces résultats nous laissent supposer la présence d'un écoulement tridimensionnel lié à la présence de la virole et à la recirculation dans le jeu périphérique, expliquant l'anisotropie de la turbulence. De plus, les pentes des spectres sont différentes de celles des écoulements à mi-envergure, dont les caractéristiques sont proches d'écoulements bidimensionnels.

3.7 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre le banc d'essai ayant permis d'effectuer les mesures de pressions pariétales, moyennes et instationnaires, sur des ventilateurs de refroidissement automobile. Cette métrologie embarquée a été optimisée dans le but d'obtenir la plus faible incertitude de mesure possible tout en prenant en compte les contraintes de fonctionnement. Le matériau choisi pour les ventilateurs, l'épaisseur faible des pales, sont des contraintes supplémentaires s'ajoutant à l'acquisition des mesures en rotation et aux faibles pressions fluctuantes de ce type de ventilateur. L'incertitude de mesure est de $\pm 2,5\%$.

L'étude des deux débits montre qu'une augmentation de 30% du débit engendre une diminution des pressions pariétales moyennes. Cette diminution est décroissante du bord d'attaque vers le bord de fuite, devenant négligeable à 80% de la corde. Cependant, la variation de débit ne semble pas influencer le point de transition de la couche limite, situé à 60% de la corde dans notre cas.

L'influence de l'empilement sur le champ de pression a été caractérisée. L'empilement vers l'arrière tend à augmenter les niveaux des pressions pariétales dans la zone de tête de pale, alors que l'empilement vers l'avant tend à diminuer les pressions dans cette zone. Bien que l'empilement ait un effet négligeable sur le coefficient de pression sur l'intrados, son effet est important sur l'extrados. Le coefficient de pression sur l'extrados est réduit de 10% par l'empilement arrière, et de 20% par l'empilement avant par rapport à celui de l'empilement radial. Cela est en accord avec les résultats du chapitre 2 situant la performance du ventilateur à empilement radial au dessus de celle des deux autres ventilateurs.

Les résultats de la simulation concernant les champs de pression moyenne sont validés par l'expérience. En effet, les données de la simulation sont situées dans l'intervalle d'incertitude de mesure.

L'analyse des densités spectrales de puissance a permis de confirmer une cohérence des résultats par rapport à la bibliographie. Le décroissance des spectres en fonction de la fréquence s'effectue avec trois pentes différentes. Ces pentes sont fonction des tailles des structures turbulentes. Dans notre cas, la pente à basses fréquences caractéristique des grandes structures turbulentes, est située sur une petite bande de fréquence car le nombre de Reynolds de l'écoulement est faible. L'étude des intercorrélations entre les signaux de pression pariétale des capteurs suivant l'envergure a été effectuée. Les spectres obtenus sont décorrelés sur toute la bande de fréquence jusqu'à 10 kHz. Cela confirme que le découpage de la pale suivant l'envergure en quatre sections est suffisant, car la largeur des sections est alors supérieure à longueur de cohérence transversale. Le modèle d'Amiet présenté dans

le chapitre suivant sera calculé pour les quatres sections de pales.

Dans le chapitre suivant, les DSP des pressions pariétales mesurées vont pouvoir être comparées à celles provenant de modèles de prévision semi-empiriques. Ces modèles semi-empiriques issus de la littérature sont basés sur des essais effectués sur profil mince.

Chapitre 4

Prédiction du bruit de bord de fuite dans un ventilateur axial

Sommaire

4.1	Introduction	112
4.2	Extension du modèle d'Amiet d'un profil isolé vers les pales tournantes d'un ventilateur	112
4.2.1	Description du modèle d'Amiet de bord de fuite	112
4.2.2	Extension aux pales tournantes d'un ventilateur	115
4.3	Modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pres- sion pariétale	121
4.3.1	Spectres de pression pariétale pour une couche limite sans gradient de pression	123
4.4	Etude paramétrique des modèles semi-empiriques de prévi- sion des spectres de pression pariétale	126
4.4.1	Variables de la couche limite obtenues par les modèles semi-empiriques	126
4.4.2	Variables de la couche limite obtenues par simulation numérique RANS	129
4.4.3	Comparaisons entre les spectres de pression pariétale mesurés et ceux issus des modèles semi-empiriques	134
4.5	Etude du modèle d'Amiet étendu aux pales tournantes d'un ventilateur	136
4.5.1	Comparaison avec une mesure acoustique	143
4.6	Conclusion	144

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons décrire la démarche permettant de calculer la densité spectrale de puissance (DSP) acoustique en champ lointain générée par un ventilateur. Le bruit considéré est le bruit de bord de fuite, donc uniquement à large bande. De plus, cette démarche utilisera la formulation analytique d'Amiet pour la prévision du bruit de bord de fuite, à partir des données statistiques des fluctuations de pression pariétale proches du bord de fuite. L'extension du modèle d'Amiet d'un profil fixe isolé vers les pales d'un ventilateur a fait récemment l'objet d'une thèse au sein du LEMFI [6]. Différentes données d'entrées sont utilisées : les densités spectrales de puissance mesurées, et celles obtenues par différents modèles analytiques décrits ci-après.

4.2 Extension du modèle d'Amiet d'un profil isolé vers les pales tournantes d'un ventilateur

4.2.1 Description du modèle d'Amiet de bord de fuite

En utilisant la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince, Amiet a pu développer un modèle de prévision de la DSP acoustique en champ lointain, pour le bruit d'interaction amont [14]. Ce modèle a ensuite été étendu pour le cas du bruit de bord de fuite [15]. D'autre part, le champ des vitesses turbulentes est supposé ne pas être influencé par la présence du bord de fuite. Cette hypothèse permet d'exprimer directement le bruit de bord de fuite en fonction des caractéristiques spectrales de la pression fluctuante sur les pales, induite par la couche limite turbulente. La turbulence convectée dans la couche limite, au-delà du bord de fuite, est prise en compte à travers son effet sur la pression pariétale. Le repère est centré au milieu de la pale au bord de fuite (figure 4.1).

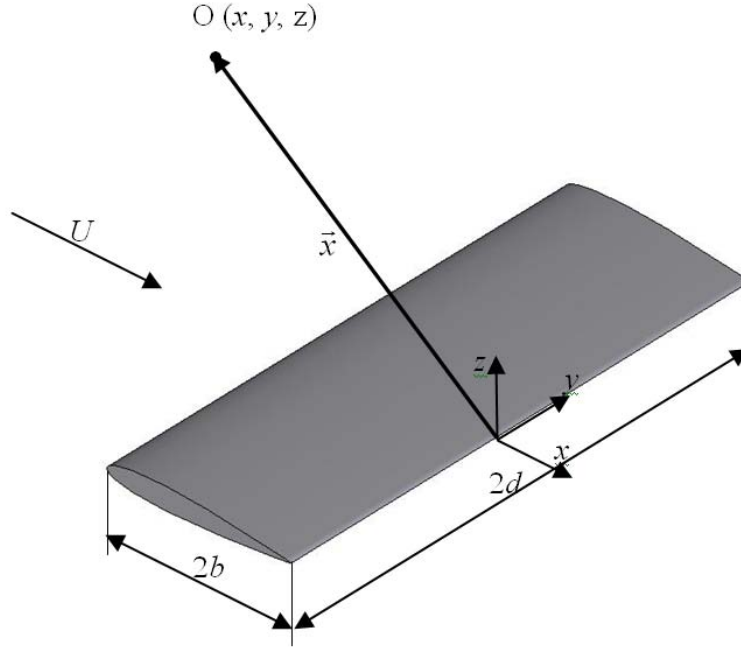


FIGURE 4.1 – Repère utilisé pour le modèle d'Amiet de bord de fuite

Les perturbations sont considérées stationnaires par rapport à la vitesse de convection U_c . La différence de pression entre les deux côtés de la plaque plane en un point, due à une perturbation de nombre d'onde k_c , s'écrit comme suit :

$$\Delta p(x, k_c, t) = 2P_0 \bar{g}'(x, k_c) e^{-ik_c(x - U_c t)} \quad (4.1)$$

où $k_c = \omega/U_c$ est le nombre d'onde convectif, P_0 est l'amplitude de la perturbation.

La fonction de transfert dans ce cas, en accord avec les recherches de Schlinker et Amiet [18], s'écrit sous la forme :

$$\bar{g}'(\tilde{x}, k_c) = -1 + (1 + i)E_f^*[-\tilde{x}(\bar{k}_c + \mu(1 + M))] \quad (4.2)$$

où $\bar{k}_c = k_c b$, $\mu = M\omega b/(U\beta^2)$ et $\beta = \sqrt{1 - M^2}$.

Dans l'équation 4.1, la pression est supposée antisymétrique des deux côtés de la plaque. Afin de calculer la pression générée par la convection de la couche limite turbulente, le profil fixe est considéré comme une plaque plane semi-infinie avec présence d'un bord de fuite, mais sans bord d'attaque.

Si l'on considère une pression aléatoire, la décomposition de Fourier de la pression associée aux nombres d'onde (k_x, k_y) s'écrit :

$$\Delta p(k_x, k_y, x, y, t) = 2P(k_x, k_y)\overline{g'}(x, k_x, k_y)e^{-i[k_x(x-U_c t)+k_y y]} \quad (4.3)$$

En intégrant sur toutes les composantes de la décomposition de Fourier de la pression, on obtient la pression fluctuante sur la pale :

$$\Delta p(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2P(k_x, k_y)\overline{g'}(x, k_x, k_y)e^{-i[k_x(x-U_c t)+k_y y]} dk_x dk_y \quad (4.4)$$

De la même façon que pour le bruit de l'interaction de la turbulence amont [14], l'interspectre de la pression pariétale est relié au spectre acoustique en champ lointain en utilisant la formulation de Kirchhoff. L'expression finale pour le champ acoustique est similaire à celle du bruit de la turbulence amont, à l'exception des données d'entrée qui sont liées non pas aux fluctuations de la vitesse turbulente de l'écoulement incident, mais plutôt aux données statistiques de la pression fluctuante pariétale Φ_{pp} :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left[\frac{k_z b}{2\pi\sigma^2} \right]^2 d\Phi_{pp}(\omega) l_y(w) \left| \overline{L'}(x, \frac{\omega}{U}, 0) \right|^2 \quad (4.5)$$

Dans l'expression finale 4.5, la fonction de transfert aéroacoustique spécifique au bruit de bord de fuite $\overline{L'}$ est définie comme :

$$\Theta \overline{L'} = 1 - e^{-i2\Theta} + A(1 + i) \quad (4.6)$$

$$\text{Avec } A = \sqrt{\frac{\overline{K_x} + \mu(M+1)}{\mu(1 + \frac{x}{\sigma})}} E_f^* \left[2\mu(1 + \frac{x}{\sigma}) \right] e^{-i2\Theta} - E_f^* [2(\overline{K_x} + \mu(M+1))]$$

où $\Theta = \overline{K_x} + \mu(x/\sigma - M)$ et $\overline{K_x} = \omega b/U_c$.

4.2.2 Extension aux pales tournantes d'un ventilateur

La modélisation du bruit rayonné par des pales en rotation exige l'extension de la théorie de prédiction du bruit à large bande, rayonné par un profil isolé. Le nombre de Mach varie selon l'envergure de la pale du ventilateur. Par conséquent, celle-ci est découpée en segments considérés comme des plaques planes. Ainsi, la formulation de calcul du bruit produit par une pale en mouvement rectiligne est utilisée pour le calcul du niveau acoustique généré par un segment de pale en rotation à une position angulaire donnée. En effet, la génération du bruit par une pale tournante est supposée assimilable à celle d'un profil isolé disposé dans un écoulement turbulent tant que la période de rotation est assez grande par rapport au temps de génération du bruit. En d'autres termes, cette démarche est valable lorsque la fréquence de la source est très élevée par rapport à la fréquence de rotation. Elle est justifiée par l'expression de Lowson [80] : celle-ci sépare clairement les deux termes contribuant à la génération du bruit, à savoir le taux de variation temporelle de la distribution de la charge agissant sur le fluide et l'accélération du système dans lequel la force agit.

Ensuite, le spectre du bruit de bord de fuite d'un segment de pale est calculé en différentes positions angulaires. Le spectre acoustique retenu pour un segment de pale donné est la moyenne de tous ces spectres pondérée par le facteur Doppler. Cela permet de tenir compte des différents temps de retard passés par le rotor par rapport à l'observateur. Finalement, les spectres des différentes sections sont alors intégrés sur l'envergure. Cette approche analytique prend en compte les effets les plus importants, notamment la non-compacité des sources, l'effet de rotation et l'effet de compressibilité.

Théorie du bruit rayonné par une pale tournante

On considère un segment de pale d'un ventilateur situé à un rayon R et à un angle de rotation φ , tournant à une vitesse de rotation Ω . L'observateur O est dans le plan défini par l'axe Z et l'axe X . L'angle entre Z et la direction de O est noté θ (Figure 4.2).

Le segment est supposé parallèle au mouvement local relatif du fluide. Un second système de coordonnées (x', y', z') est défini, avec y' porté par le rayon du ventilateur, x' porté par le plan moyen du segment de pale. L'axe x' forme un angle α avec le plan (X, Y) , $\tan \alpha = \frac{\overline{C_a}}{\Omega R}$ et γ l'angle de calage du profil.

D'une manière générale, la fonction d'autocorrélation de la pression acoustique en champ lointain vaut :

$$R_{pp}(\tau, \varphi, \vec{x}) = E[p(t, \varphi, \vec{x})p(t + \tau, \varphi, \vec{x})] \quad (4.7)$$

4.2 Extension du modèle d'Amiet d'un profil isolé vers les pales tournantes d'un ventilateur

Le paramètre τ est le temps d'autocorrélation.

La fonction d'autocorrélation a un maximum pour $\tau = 0$. R_{pp} et S_{pp} sont les transformées de Fourier l'une de l'autre :

$$S_{pp}(\omega_0, \varphi, \vec{x'}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{pp}(\tau, \varphi, \vec{x'}) e^{-i\omega_0\tau} d\tau \quad (4.8)$$

où ω_0 est la pulsation dans le repère fixe.

Contrairement à un profil isolé, l'écoulement autour d'une pale tournante est influencé par les pales voisines. Dans le cas d'une turbulence amont, cette interaction se manifeste si le temps de convection d'un tourbillon est plus grand que celui du passage d'une pale, car un même tourbillon est intercepté par plusieurs pales. Le bruit à large bande comprendra alors des remontées autour des fréquences de passage des pales, normalement attribuées au bruit de raie. Dans le cas du bruit de bord de fuite, la couche limite turbulente à l'origine du bruit est générée indépendamment sur chaque pale. C'est pourquoi l'aérodynamique d'une pale est supposée ici non affectée par la présence des pales voisines. Par conséquent, l'intercorrélation des forces aérodynamiques est négligée. Le spectre acoustique calculé comportera uniquement la composante à large bande.

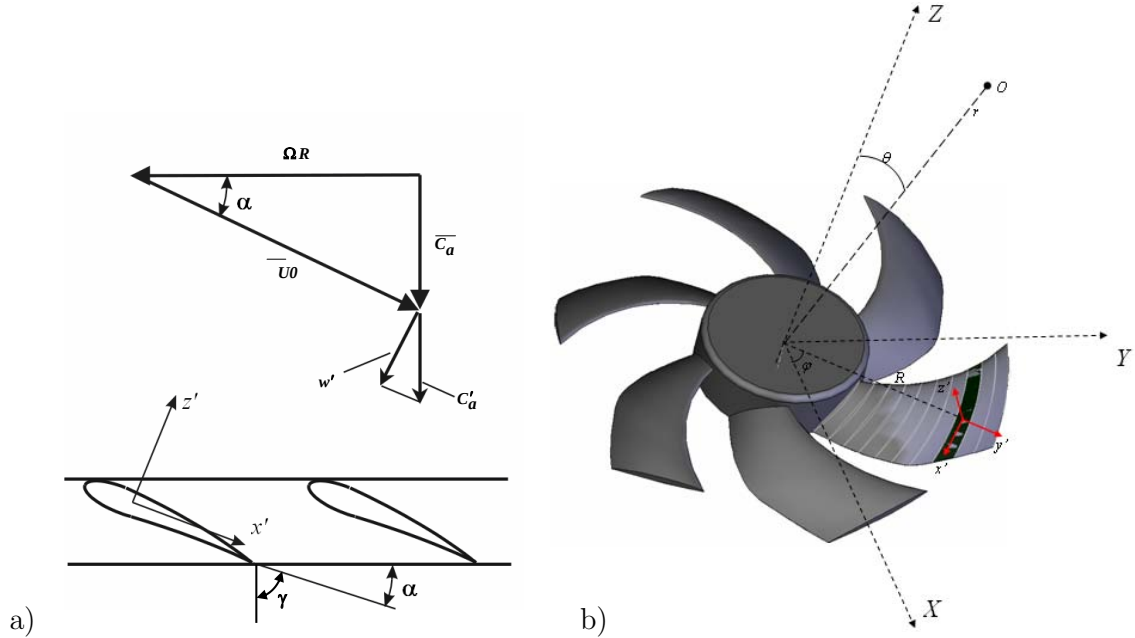


FIGURE 4.2 – a) Triangle des vitesses dans une grille d'aubes. b) Méthode de discrétisation des pales et repères pour l'extension du modèle d'Amiet aux ventilateurs [6]

Le modèle d'Amiet de bruit de bord de fuite pour un profil isolé est donc calculé pour chaque segment de pale puis étendu à un repère tournant. Le segment est considéré comme un profil indépendant en translation à la vitesse relative locale, soumis à la turbulence incidente. En effet, si la fréquence de la source est suffisamment supérieure à la fréquence de rotation, la réponse d'une pale tournante à un écoulement turbulent incident avec une statistique de turbulence bien définie est la même que celle d'un profil isolé. Pour une source ponctuelle $F(\omega)$ se déplaçant à un nombre de Mach M , la pression acoustique rayonnée en champ lointain p' à une distance r de la source s'écrit :

$$(4\pi c_0)p' = r^{-2}(1 - M_r)^{-2}\vec{r} \left\{ \ddot{\vec{F}} + \dot{M}_r \vec{F} / (1 - M_r) \right\} \quad (4.9)$$

où M_r la projection du nombre de Mach de la source dans la direction source-observateur.

La contribution $\ddot{\vec{F}}$ est dominante sur la contribution du terme d'accélération $\dot{M}_r \vec{F} / (1 - M_r)$ si $\omega \gg \Omega$, et M_r très inférieur à 1. En d'autres termes, cette hypothèse est valable pour des fréquences supérieures aux premiers harmoniques de la fréquence de rotation. Ainsi, sous cette hypothèse, le bruit dû aux effets d'accélération est négligeable par rapport au bruit dû aux fluctuations des sources. Le mouvement circulaire peut alors être considéré, localement, équivalent à un mouvement rectiligne. Par conséquent, l'expression de l'autospectre de pression acoustique en champ lointain, dans le cas d'un profil isolé disposé dans un écoulement turbulent, est appliquée pour déterminer le spectre $S_{pp}(\omega_0, \varphi, \vec{x})$ généré par un segment de pale en rotation. $S_{pp}(\omega_0, \varphi, \vec{x})$ est le spectre acoustique rayonné par le segment de pale de mi-envergure d_s et de mi-corde b_s s'il était à un angle φ et qu'il continuait à se déplacer en mouvement rectiligne suivant la vitesse relative $\overline{U_0}$:

$$S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega) = \left[\frac{kz'b_s}{2\pi\sigma'^2} \right]^2 d_s \Phi_{pp}(\omega) l_{y'}(w) |\overline{L'}(x, \frac{\omega}{\overline{U_0}}, 0)|^2 \quad (4.10)$$

L'équation 4.10 donne le spectre acoustique que mesurerait un microphone fixe par rapport au profil. La pulsation de la source dans le repère tournant est notée ω , alors que ω_0 désigne la pulsation dans le repère fixe. Le facteur Doppler relie les deux pulsations tel que :

$$\frac{\omega_0}{\omega} = \frac{1}{1 + M_t \sin \varphi \sin \theta} = \frac{1}{1 - M_n} \quad (4.11)$$

En l'introduisant, l'expression du spectre dans le repère fixe (X,Y,Z) est ainsi obtenue. Pour des applications à faibles nombres de Mach, l'effet de déphasage dû au facteur Doppler n'est pas significatif. Il est cependant maintenu dans les calculs.

Comme la pale est en mouvement circulaire, le spectre 4.10 est calculé pour différentes positions angulaires φ . Puis le spectre acoustique retenu pour un segment de pale est la moyenne des spectres 4.10 pondérée par le facteur Doppler 4.11, calculé ainsi :

$$S_{pp}(\omega_0, \vec{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S_{pp}(\omega, \varphi, \vec{x}) \frac{\omega}{\omega_0} d\varphi \quad (4.12)$$

Le spectre acoustique généré par un profil en mouvement rectiligne est exprimé en fonction des coordonnées instantanées plutôt que des coordonnées retardées, équation 4.5. Il est donné dans un système à l'intérieur duquel le profil est situé dans le plan (x, y) avec l'envergure suivant l'axe y et la corde suivant l'axe x (figure 4.1). Les coordonnées équivalentes sont définies pour la présente approche dans le repère (x', y', z') (figure 4.2). Le vecteur $\vec{x}$ représente la position de l'observateur par rapport au repère local (x', y', z') . Il faut donc calculer cette position en fonction des coordonnées exprimées dans le repère fixe.

Des vecteurs intermédiaires $\vec{x}''$ et $\vec{x}'''$ sont alors définis afin de calculer le changement de repère. Les coordonnées du vecteur $\vec{x}'''$ correspondent aux coordonnées obtenues après rotation du segment de pale, soit une rotation autour de l'axe Z d'un angle φ . Les coordonnées du vecteur $\vec{x}''$ correspondent à la prise en compte des différents angles de calages de chaque section de pale, soit une rotation d'angle α des coordonnées du vecteur $\vec{x}'''$ autour de y''' de telle sorte que x'' se situe le long de la corde. Les coordonnées du vecteur $\vec{x}'$ sont elles définies par translation d'une distance R sur l'axe y'' de façon à ce qu'il se situe au rayon du segment de pale correspondant.

Voici les matrices définissant les changements de repères pour une rotation d'un angle $(\varphi - \pi/2)$ autour de l'axe Z :

$$\vec{x}''' = [XYZ] \begin{bmatrix} \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ -\cos\varphi & \sin\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X\sin\varphi - Y\cos\varphi \\ X\cos\varphi + Y\sin\varphi \\ Z \end{bmatrix}$$

Et pour la rotation d'un angle $(\alpha = \pi/2 - \gamma)$ autour de l'axe y''' :

$$\vec{x}'' = \begin{bmatrix} (X\sin\varphi - Y\cos\varphi)\sin\gamma - Z\cos\gamma \\ X\cos\varphi + Y\sin\varphi \\ (X\sin\varphi - Y\cos\varphi)\cos\gamma - Z\sin\gamma \end{bmatrix}$$

La translation d'une distance R sur l'axe y'' :

$$\vec{x'} = \begin{bmatrix} (X \sin \varphi - Y \cos \varphi) \sin \gamma - Z \cos \gamma \\ X \cos \varphi + Y \sin \varphi - R \\ (X \sin \varphi - Y \cos \varphi) \cos \gamma - Z \sin \gamma \end{bmatrix}$$

Soit au final :

$$\vec{x'} = \begin{bmatrix} (X \sin \varphi - Y \cos \varphi) \sin \gamma - Z \cos \gamma \\ X \cos \varphi + Y \sin \varphi - R \\ (X \sin \varphi - Y \cos \varphi) \cos \gamma - Z \sin \gamma \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

L'expression finale pour le bruit rayonné en champ lointain de B segments de pales, de mi-envergure d_s et de mi-corde b_s en rotation à un rayon R est alors :

$$S_{pp}(\omega_0, \vec{x'}) = \frac{B d_s(R)}{2\pi} \left[\frac{k b_s(R)}{2\pi} \right]^2 \int_0^{2\pi} \left(\frac{z'}{\sigma'^2} \right)^2 \frac{\omega}{\omega_0} \Phi_{pp}(\omega) l'_y(\omega) |\overline{L'}(x', \frac{\omega}{U_0}, 0)|^2 d\varphi \quad (4.14)$$

Une intégration sur l'envergure de la pale est ensuite effectuée. Les intégrales sont réalisées par des sommations numériques. Il est à rappeler que le modèle est établi pour un rotor non caréné.

Calcul de l'intensité et de la puissance acoustique

Les niveaux de pression acoustique sont calculés à partir de la densité spectrale S_{pp} avec une pression de référence $p_0 = 2.10^{-5} Pa$. Afin d'effectuer les comparaisons avec les données expérimentales, définies uniquement sur les fréquences positives, la densité spectrale de puissance des pressions acoustiques obtenue avec l'équation 4.14 est multipliée par 2. De la même façon, afin d'exprimer les résultats en fréquence, la S_{pp} exprimée en pulsation est multipliée par 2π .

Dans la même optique, il peut être intéressant de calculer la puissance acoustique. Cela est possible en intégrant l'intensité acoustique sur une sphère ayant pour centre le ventilateur, voir figure 4.3. L'intensité acoustique $\overline{I}_n$ est exprimée en fonction de la DSP de la pression acoustique suivant la formule :

$$\overline{I}_n = \frac{\overline{p'^2}}{\rho_0 c_0} = \frac{2(2\pi) S_{pp}(2\pi f)}{\rho_0 c_0} \quad (4.15)$$

De cette façon il est possible de calculer la puissance acoustique :

$$\overline{W} = \sum_{j=1}^M \overline{I}_n(j) \Delta S(j) \quad (4.16)$$

Avec $\Delta S = 2\pi R^2 \sin(\theta) d\theta$

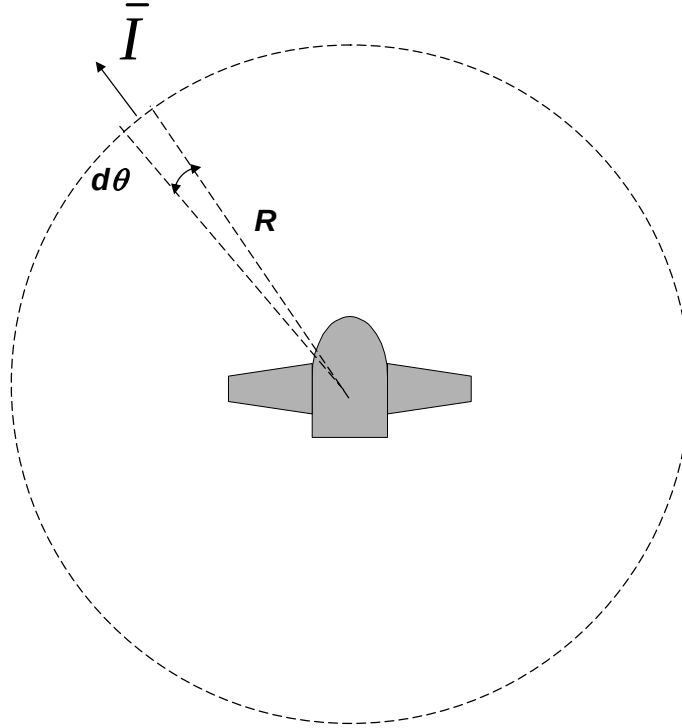


FIGURE 4.3 – Sphère d'intégration pour le calcul de la puissance acoustique [6]

Les données d'entrée nécessaires pour le calcul des spectres acoustiques sont les caractéristiques géométriques du ventilateur et les données statistiques de la couche limite, notamment l'intercorrélation des fluctuations de pressions pariétales $\Phi_{pp}(\omega)$ et la longueur de cohérence transversale $l_y(\omega)$. L'obtention de ces données aux différentes sections de la pale, proches du bord de fuite, est nécessaire. L'intercorrélation des fluctuations de pressions pariétales peut provenir des mesures décrites au chapitre 3, et des modèles semi-empiriques provenant de la littérature.

4.3 Modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale

Modèle de Corcos

Corcos a proposé une formulation analytique afin d'obtenir le spectre en nombres d'ondes du champ de pression pariétale, à l'aide de mesures sur des plaques planes sans gradient de pression [33]. La turbulence est supposée homogène, convectée longitudinalement avec une fonction de décroissance des corrélations longitudinales $A(\xi, \omega)$ et transversales $B(\eta, \omega)$:

$$\Pi(k_x, k_y, \omega) = \frac{\Phi_{pp}(\omega)}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \omega) e^{i(k_x - \omega/U_c)\xi} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} B(\eta, \omega) e^{ik_y\eta} d\eta \quad (4.17)$$

où ξ est la distance longitudinale et η la distance transversale.

Les fonctions $A(\xi, \omega)$ et $B(\eta, \omega)$ sont obtenues à partir des données expérimentales de Willmarth & Wooldridge [98] :

$$A(\xi, \omega) = e^{-\omega|\xi|/(a_c U_c)} \quad B(\eta, \omega) = e^{-\omega|\eta|/(b_c U_c)} \quad (4.18)$$

avec $a_c = 9,09$ et $b_c = 1,4$.

La densité spectrale en pulsation et nombre d'onde transverse s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \Pi_0(k_y, \omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} \Pi(k_x, k_y, \omega) dk_x \\ &= \frac{\Phi_{pp}(\omega)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B(\eta, \omega) e^{ik_y\eta} d\eta \\ &= \frac{\Phi_{pp}(\omega)}{2\pi} \int_0^{\infty} B(\eta, \omega) \cos(k_y\eta) d\eta \end{aligned} \quad (4.19)$$

Ce résultat est relié au spectre en nombre d'onde par la vitesse de convection U_c :

$$\begin{aligned} \Pi_0(k_y, \omega/U_c) &= U_c \Pi_0(\omega, k_y) \\ &= \frac{U_c}{\pi} \Phi_{pp}(\omega) l_y(\omega, k_y) \end{aligned} \quad (4.20)$$

où $l_y(\omega, k_y)$ est la longueur de cohérence transversale :

$$l_y(\omega, k_y) = \frac{\omega/(b_c U_c)}{k_y^2 + \omega^2/(b_c U_c)^2} \quad (4.21)$$

En supposant une décroissance exponentielle de la cohérence avec la fréquence et la distance entre deux points de mesures, cette modélisation amène à exprimer simplement la longueur de cohérence transversale comme :

$$l_y(\omega) = \frac{b_c U_c}{\omega} \quad (4.22)$$

avec b_c la constante de Corcos déterminée expérimentalement. La vitesse de convection U_c , peu sensible à la fréquence, vaut environ $U_c \approx 0.8U_0$. Dans son étude, Corcos obtient une constante b_c égale à 1,4. Cette formule 4.22 est valable pour une couche limite turbulente dans un écoulement uniforme sans gradient important de pression.

Modèle de Schlinker-Amiet

Schlinker et Amiet [18] ont établi une formule semi-empirique pour l'obtention du spectre des pressions pariétales, à partir des analyses théoriques et des mesures de couche limite de Willmarth [98] :

$$\frac{\Phi_{pp} U_e}{\delta^*} = \left(\frac{1}{2} \rho_0 U_e^2\right)^2 \frac{2.10^{-5}}{1 + \varpi + 0.217\varpi^2 + 0.00562\varpi^4} \quad (4.23)$$

La pulsation spécifique ϖ est définie telle que $\varpi \equiv \omega \delta^* / U_e$. Cette formulation nécessite uniquement la connaissance de deux paramètres, δ^* et U_e , qui sont des variables externes de la couche limite.

Schlinker et Amiet ont aussi utilisé la formule de Corcos 4.22 afin d'obtenir la longueur de cohérence transversale $l_y(\omega)$. A partir de leurs essais, ils ont mesuré un coefficient b_c égal à 2,1. Sa valeur est donc supérieure de 50% à celle du coefficient obtenu par Corcos.

Modèle de Chase-Howe

Howe [61] se base sur le modèle théorique développé par Chase [30] pour décrire le comportement spectral du champ de pression en paroi, à faible nombre de Mach, dans le domaine hydrodynamique, c'est-à-dire pour $k \gg \omega/c_0$. Il propose la formulation suivante :

$$\frac{\Phi_{pp} U_e}{\tau_p^2 \delta^*} = \frac{2(\omega \delta^* / U_e)^2}{[(\omega \delta^* / U_e)^2 + 0,0144]^{3/2}} \quad (4.24)$$

Par rapport au modèle de Schlinker-Amiet, le modèle de Chase-Howe introduit une variable interne de la couche limite, la contrainte de cisaillement en paroi τ_p .

Modèle de Goody

Par une approche semi-empirique, Goody propose un modèle capable de s'adapter en fonction du nombre de Reynolds. Le point de départ est constitué par le modèle de Chase-Howe [61] et par les résultats expérimentaux de sept équipes de recherche.

Goody propose un modèle utilisant les variables mixtes. La longueur caractéristique pour les variables externes est l'épaisseur de la couche limite δ , et non l'épaisseur de déplacement δ^* . Ce choix se justifie par le fait que les plus grosses structures sont de l'ordre de grandeur de δ . Cependant, la mesure de δ est moins précise que celle de δ^* . Finalement, Goody propose la formulation suivante :

$$\frac{\Phi_{pp} U_e}{\tau_p^2 \delta} = \frac{C_2 (\omega \delta / U_e)^2}{[(\omega \delta / U_e)^{0,75} + C_1]^{3,7} + [C_3 (\omega \delta / U_e)]^7} \quad (4.25)$$

où $C_1 = 0,5$, $C_2 = 3$ et $C_3 = 1,1 R_T^{-0,57}$ avec $R_T = (\delta / U_e) / (\nu / u_\tau^2) = (u_\tau \delta / \nu) \sqrt{C_f / 2}$ qui représente le rapport entre l'échelle de temps caractéristique de la région externe et celle de la région interne. Le modèle est ainsi capable de reconstituer une région de recouvrement variable avec le nombre R_T . Il établit également un comportement asymptotique indépendant du nombre de Reynolds lorsque ω tend vers l'infini et que le spectre est exprimé en fonction des variables internes.

4.3.1 Spectres de pression pariétale pour une couche limite sans gradient de pression

Il existe deux régions distinctes dans la couche limite, chacune d'elle possédant ses variables [104]. Dans la région interne, l'influence de la viscosité est importante, et les variables internes τ_p , ν et u_τ rendent compte de cette influence sur le spectre de pression pariétale à hautes fréquences. Le spectre à basses fréquences est plutôt influencé par les variables externes, δ , δ^* et U_e . La zone de recouvrement est située entre ces deux gammes de fréquences, là où les lois de vitesses déficitaires et de paroi sont simultanément valables. Ainsi, trois normalisations sont possibles pour le spectre de la pression pariétale sous une couche limite turbulente : par les variables internes, externes et mixtes. Une normalisation efficace permettra de superposer tous les spectres issues des calculs ou des essais sur différentes configurations.

Keith et al.[65] ont regroupé les données expérimentales et numériques de dix équipes de recherches puis ont comparé les trois différentes normalisations.

Normalisation par les variables internes

L'échelle de longueur dans la région interne de la couche limite est définie par ν/u_τ et l'échelle de temps par ν/u_τ^2 . Les résultats de Keith montrent que la normalisation avec ces variables n'est pas efficace en basses fréquences.

Normalisation par les variables externes

Les variables externes sont construites à l'aide d'une échelle de temps δ^*/U_e et d'une échelle de pression basée sur la pression dynamique $\frac{1}{2}\rho_0 U_e^2$. Cette normalisation est plus efficace en basses fréquences que la normalisation par les variables internes, mais n'est pas efficace en hautes fréquences. C'est celle utilisée dans le modèle de Schlinker-Amiet (équ. 4.23).

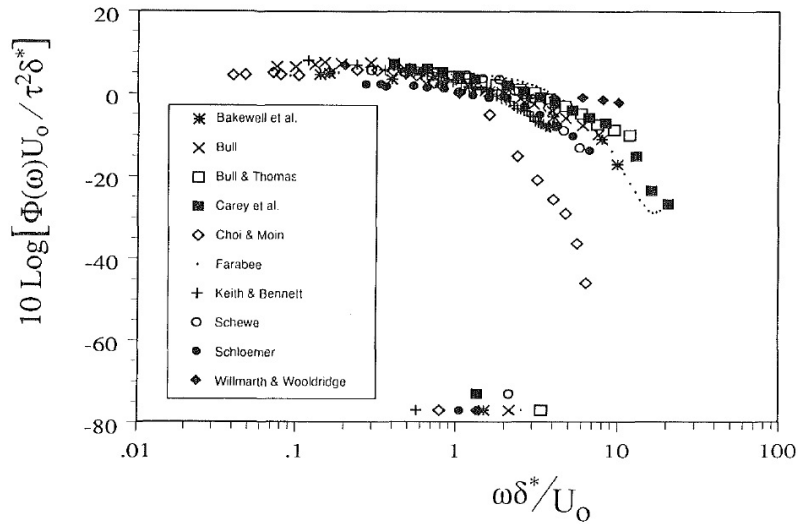


FIGURE 4.4 – Spectres de pression pariétale de différentes équipes de recherche adimensionnés par les variables mixtes [65]

Normalisation par les variables mixtes

Afin de corriger les erreurs des deux normalisations précédentes, Keith propose une normalisation par les variables mixtes. Le spectre est normalisé par $U_e/(\tau_p^2 \delta^*)$ et la pulsation par δ^*/U_e . Ainsi Keith (figure 4.4) a observé une meilleure superposition des différents spectres par rapport aux deux normalisations précédentes.

Le modèle de Chase-Howe utilise les variables mixtes. Cela est profitable puisqu'il permet une dispersion réduite des données expérimentales [65]. Il restitue ainsi à hautes fré-

quences une pente ω^{-1} , puis lorsque ω tend vers l'infini, le spectre de pression évolue proportionnellement ω^{-5} . Cependant, la taille de la zone de recouvrement est fonction du nombre de Reynolds de l'écoulement.

Le modèle proposé par Goody [45] prend lui en compte les effets dus au nombre de Reynolds. La pente dans la zone de recouvrement est $\omega^{0,7}$. Ce résultat diffère légèrement du résultat théorique attendu par Chase-Howe. Ainsi, les exposants du dénominateur sont modifiés. Une constante multiplicative est ajoutée afin d'obtenir un meilleur accord avec les données expérimentales. L'augmentation du nombre de Reynolds induit un accroissement de la zone de recouvrement. Le modèle de Goody possède également l'avantage d'avoir un comportement différent lorsque les variables internes ou externes sont utilisées avec la normalisation.

Cependant, pour l'application au mécanisme de bruit de bord de fuite, la couche limite turbulente sur un profil ou sur une aube est soumise à un gradient de pression défavorable, c'est-à-dire un gradient positif. Tous ces modèles ont été proposés à partir de mesures sur plaque plane, sans gradient de pression. Il faut donc connaître l'effet du gradient de pression sur les spectres de pression pariétale.

4.4 Etude paramétrique des modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale

Les modèles de prévision des spectres de pression pariétale nécessitent des paramètres concernant les variables internes et/ou externes de la couche limite turbulente. Afin de déterminer ces variables, il est possible d'utiliser des modèles empiriques issus des différentes campagnes de mesures sur profil fixe, présentées au premier chapitre. Il peut aussi être intéressant d'obtenir ces variables par un calcul RANS, comme suggéré au chapitre 2. En effet, ce calcul permet de prendre en compte la géométrie réelle de la pale du ventilateur, contrairement aux modèles semi-empiriques.

Le cas d'étude présenté dans cette section est une pale du ventilateur G2. Celle-ci est divisée en quatre sections, chaque section comportant l'emplacement d'un capteur défini au chapitre 3. Cela afin de comparer ultérieurement les spectres de pressions pariétales mesurées et calculées. Chaque section de la pale est considérée comme un profil en mouvement rectiligne. Au centre de chaque section, où est situé le capteur en configuration suivant l'envergure, les différentes variables nécessaires à l'application des modèles sont relevées.

4.4.1 Variables de la couche limite obtenues par les modèles semi-empiriques

La vitesse incidente à chaque section de pale U_0 , qui est aussi la vitesse relative de l'écoulement dans le repère du ventilateur, est déduite du triangle des vitesses (figure 4.2). La vitesse axiale est considérée constante sur l'envergure. La prérotation éventuelle de l'écoulement est négligée ainsi que la vitesse radiale, ce qui équivaut à dire que la vitesse absolue amont est purement axiale. Le nombre de Reynolds suivant la corde Re_b est calculé à chaque section avec la vitesse incidente U_0 . En effet, pour ce cas, la vitesse extérieure à la couche limite U_e est considérée la même que la vitesse incidente U_0 . A partir du nombre de Reynolds Re_b , l'épaisseur de la couche limite δ et l'épaisseur de déplacement de la couche limite δ^* sont fournies par les formules communément admises pour une couche limite turbulente [104][105] :

$$\frac{\delta}{2b} = \frac{0,38}{Re_b^{1/5}} \quad (4.26)$$

$$\frac{\delta^*}{2b} = \frac{0,0477}{Re_b^{1/5}} \quad (4.27)$$

avec le nombre de Reynolds $Re_b = 2bU_0/\nu$.

La vitesse de frottement u_τ s'écrit : $u_\tau = 0,04U_0$ et la contrainte de cisaillement en paroi est définie par : $\tau_p = \rho_0 u_\tau^2$. Les résultats pour le débit nominal φ_n et le surdébit $1,3\varphi_n$ sont ordonnés respectivement dans les tableaux 4.1 et 4.2.

Quel que soit le ventilateur G2, les résultats sont identiques car l'empilement n'est pas pris en compte dans ces calculs. La valeur de la vitesse débitante $\overline{C_a}$ dans les ventilateurs de refroidissement automobile ne représente que 10 à 20% de la vitesse d'entraînement ΩR . Une augmentation de 30% du débit n'influe donc que de 1% sur la vitesse relative U_0 . Il en résulte alors que les variables de la couche limite trouvées pour deux débits de fonctionnements différents sont très proches (tableaux 4.1 et 4.2).

Rayon (mm)	174,5	159,5	144,5	129,5
Corde (mm)	75	72,5	71	68
ΩR (m.s ⁻¹)	49,34	45,10	40,86	36,61
$\overline{C_a}$ (m.s ⁻¹)	6,61	6,61	6,61	6,61
U_0 (m.s ⁻¹)	49,78	45,58	41,39	37,21
Re_b	2,56.10 ⁵	2,26.10 ⁵	2,01.10 ⁵	1,73.10 ⁵
δ (mm)	2,362	2,340	2,346	2,315
δ^* (mm)	0,292	0,289	0,290	0,286
u_τ (m.s ⁻¹)	1,99	1,82	1,66	1,49
τ_p (Pa)	4,86	4,07	3,36	2,71

TABLE 4.1 – Variables à chaque section de pale du ventilateur G2, au débit φ_n

Rayon (mm)	174,5	159,5	144,5	129,5
Corde (mm)	75	72,5	71	68
ΩR (m.s ⁻¹)	49,34	45,10	40,86	36,61
$\overline{C_a}$ (m.s ⁻¹)	8,59	8,59	8,59	8,59
U_0 (m.s ⁻¹)	50,08	45,91	41,75	37,61
Re_b	2,57.10 ⁵	2,28.10 ⁵	2,03.10 ⁵	1,75.10 ⁵
δ (mm)	2,360	2,337	2,342	2,310
δ^* (mm)	0,291	0,289	0,290	0,286
u_τ (m.s ⁻¹)	2,00	1,84	1,67	1,50
τ_p (Pa)	4,92	4,13	3,42	2,77

TABLE 4.2 – Variables à chaque section de pale du ventilateur G2, au débit $1,3\varphi_n$

Le graphique 4.5 montre la comparaison entre les interspectres des pressions pariétales calculées par les modèles de Goody, Chase-Howe et Schlinker-Amiet. Seuls les résultats

pour la section 1 (la plus proche du moyeu) et la section 4 (la plus proche de la virole) sont tracés. La vitesse incidente U_0 et la corde étant croissantes du bol vers la virole, les modèles prévoient un spectre de pressions pariétales lui aussi croissant du bol vers la virole. C'est pourquoi les spectres des sections 2 et 3 ont un niveau intermédiaire entre les sections 1 et 4 et sont donc omis pour des questions de clarté du graphique.

Le modèle le plus simple, celui de Schlinker-Amiet, prévoit un niveau constant du spectre de basses fréquences jusqu'à 1000 Hz, puis une décroissance de 11 dB entre 1000 et 100000 Hz. Les modèles de Goody et Chase-Howe prévoient une augmentation du niveau du spectre jusqu'à un maximum situé à 3000 Hz, puis une diminution respective de 7 dB et de 12 dB entre 3 et 100 kHz. Le modèle de Schlinker-Amiet prédit un niveau plus élevé que les deux autres modèles en basse fréquence, et un niveau plus faible en haute fréquence. Ces spectres sont tracés jusqu'à 100 kHz afin de bien visualiser leur décroissance. Cependant, cette valeur est très grande pour un phénomène dû à la turbulence. Les spectres expérimentaux du chapitre 3 et ceux de la littérature ont une décroissance vers les hautes fréquences supérieure à la décroissance observée sur la figure 4.5.

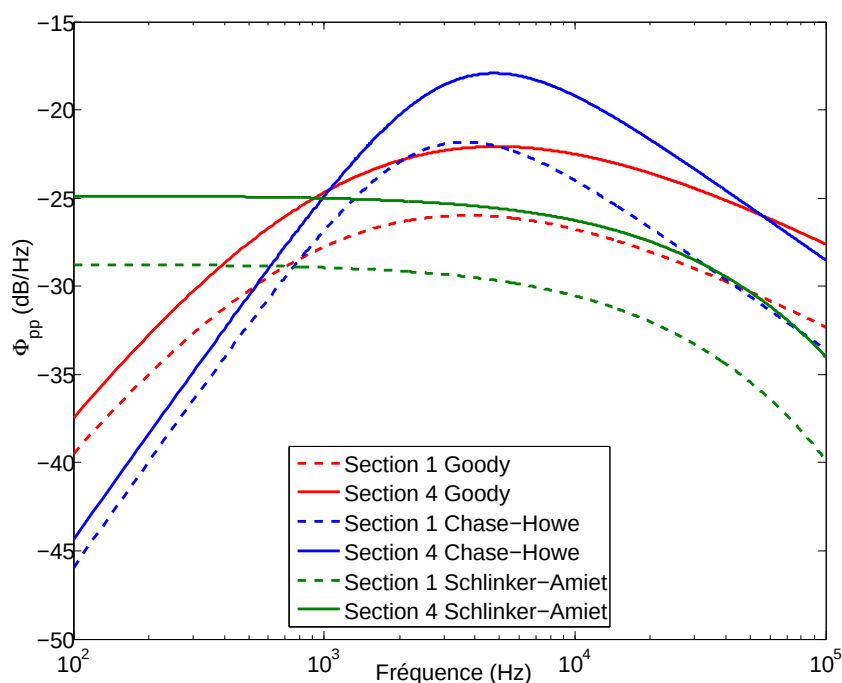


FIGURE 4.5 – Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles, pour les sections des ventilateurs G2

4.4.2 Variables de la couche limite obtenues par simulation numérique RANS

Une simulation numérique avec un modèle RANS permet d'acquérir les variables internes et externes nécessaires à l'application des modèles semi-empiriques de prévision du spectre de pression pariétale. Les données sont relevées sur les simulations RSM décrites au chapitre 2. Dans les tableaux 4.3 et 4.4 sont comparées les données relevées sur la section de pale la plus proche de la périphérie aux débits φ_n et $1,3\varphi_n$. Les tableaux 4.5 et 4.6 montrent la comparaison des données obtenues sur la section la plus proche du bol.

La première remarque est que la vitesse amont U_0 calculée empiriquement est surestimée par rapport à la vitesse calculée par simulation RANS. Le débit a une influence plus importante sur la vitesse amont U_0 dans le calcul par simulation RANS, notamment en tête de pale. En effet, en tête de pale, la vitesse U_0 calculée empiriquement est supérieure d'environ 20% à la vitesse calculée par simulation au débit nominal. Cette différence n'est plus que de 10% en sur-débit. En pied de pale, l'influence de la variation du débit est beaucoup plus faible.

Ensuite, cette vitesse est différente en fonction de l'empilement, surtout en tête de pale où la différence atteint 3 m.s^{-1} entre l'empilement avant et l'empilement arrière, alors qu'en pied de pale la différence est de 1 m.s^{-1} . D'autre part, les différents modèles de prévision du spectre de pressions pariétales sont basés sur la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince. Il n'y a donc qu'une vitesse extérieure à la couche limite U_e , identique côté intrados et côté extrados. Dans le cas des ventilateurs, le profil ayant une épaisseur et une cambrure non nulles, cette vitesse U_e est alors différente entre l'intrados et l'extrados, tout en étant différente de U_0 .

Dans notre cas, il est difficile de mesurer précisément l'épaisseur de la couche limite δ . Le maillage, bien que très raffiné près des parois, n'est pas un maillage structuré de type couche limite. Ce type de maillage est très complexe à réaliser autour d'une pale 3D d'un ventilateur dont l'angle de calage, la cambrure, l'épaisseur et la corde varient très fortement le long de l'envergure. Il serait intéressant d'effectuer un maillage dont la discrétisation spatiale permettrait de mesurer la couche limite à un dixième de millimètre près, puis de comparer les résultats avec ceux présentés ici. Cependant, l'estimation de la vitesse de déplacement de la couche limite u_τ et de la contrainte de cisaillement en paroi τ_p semble donner des résultats cohérents.

4.4 Etude paramétrique des modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale

	Empirique	RANS G2rad	RANS G2for	RANS G2back
U_0 ($m.s^{-1}$)	49,78	40,5	41,53	38,50
U_e intrados ($m.s^{-1}$)		32,4	38,70	32,23
U_e extrados ($m.s^{-1}$)		41,6	47,83	48,11
Re_b	$2,56.10^5$	$2,08.10^5$	$2,13.10^5$	$1,98.10^5$
δ (mm)	2,362	7,000	7,200	7,500
δ^* (mm)	0,292	0,875	0,900	0,938
τ_p (Pa)	4,86	5,2	3,78	4,77
u_τ ($m.s^{-1}$)	1,99	2,06	1,76	1,97

TABLE 4.3 – Comparaisons des variables obtenues pour la section de tête de pale du ventilateur G2, au débit φ_n

	Empirique	RANS G2rad	RANS G2for	RANS G2back
U_0 ($m.s^{-1}$)	50,08	45,38	46,75	44,80
U_e intrados ($m.s^{-1}$)		40,36	43,70	40,70
U_e extrados ($m.s^{-1}$)		52,92	52,83	49,13
Re_b	$2,57.10^5$	$2,33.10^5$	$2,40.10^5$	$2,30.10^5$
δ (mm)	2,359	6,500	7,800	8,000
δ^* (mm)	0,291	0,813	0,975	1,000
τ_p (Pa)	4,92	6,15	5,78	5,87
u_τ ($m.s^{-1}$)	2,00	2,24	2,17	2,19

TABLE 4.4 – Comparaisons des variables obtenues pour la section de tête de pale du ventilateur G2, au débit $1,3\varphi_n$

	Empirique	RANS G2rad	RANS G2for	RANS G2back
U_0 ($m.s^{-1}$)	37,20	32,75	33,48	33,20
U_e intrados ($m.s^{-1}$)		28,0	31,16	31,30
U_e extrados ($m.s^{-1}$)		37,1	38,93	38,80
Re_b	$1,73.10^5$	$1,52.10^5$	$1,56.10^5$	$1,55.10^5$
δ (mm)	2,315	4,500	5,700	4,200
δ^* (mm)	0,286	0,563	0,713	0,525
τ_p (Pa)	2,71	4,25	2,78	3,17
u_τ ($m.s^{-1}$)	1,49	1,86	1,51	1,61

TABLE 4.5 – Comparaisons des variables obtenues pour la section de pied de pale du ventilateur G2, au débit φ_n

4.4 Etude paramétrique des modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale

	Empirique	RANS G2rad	RANS G2for	RANS G2back
U_0 ($m.s^{-1}$)	37,61	32,3	33,78	32,70
U_e intrados ($m.s^{-1}$)		30,8	32,25	28,80
U_e extrados ($m.s^{-1}$)		38,8	38,36	36,60
Re_b	$1,75.10^5$	$1,50.10^5$	$1,57.10^5$	$1,52.10^5$
δ (mm)	2,310	5,700	4,700	5,500
δ^* (mm)	0,285	0,713	0,588	0,688
τ_p (Pa)	2,77	3,4	3,28	3,77
u_τ ($m.s^{-1}$)	1,50	1,67	1,63	1,75

TABLE 4.6 – Comparaisons des variables obtenues pour la section de pied de pale du ventilateur G2, au débit $1,3\varphi_n$

Les graphiques 4.6 et 4.7 montrent la comparaison entre les spectres de pression pariétale calculés avec les différents modèles et les variables issues des calculs RANS. Les résultats sont respectivement au débit nominal et en sur-débit. Globalement, ces spectres ont un niveau supérieur à celui des spectres calculés par la méthode empirique. La décroissance du niveau vers les hautes fréquences commence à une fréquence plus faible, 1000 Hz au lieu de 3000 Hz. La pente de ces spectres est plus cohérente que celle des spectres calculés par les données empiriques. Une différence est constatée entre les spectres des différents ventilateurs, le niveau du spectre du ventilateur G2for étant inférieur aux autres. Cette différence s'atténue en sur-débit. En comparant les graphiques 4.6 et 4.7, nous observons que le débit a cette fois une influence non négligable sur les spectres. Le modèle le moins sensible aux variations des conditions de calcul est celui de Schlinker-Amiet, qui semble peu adapté au cas présenté ici.

4.4 Etude paramétrique des modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale

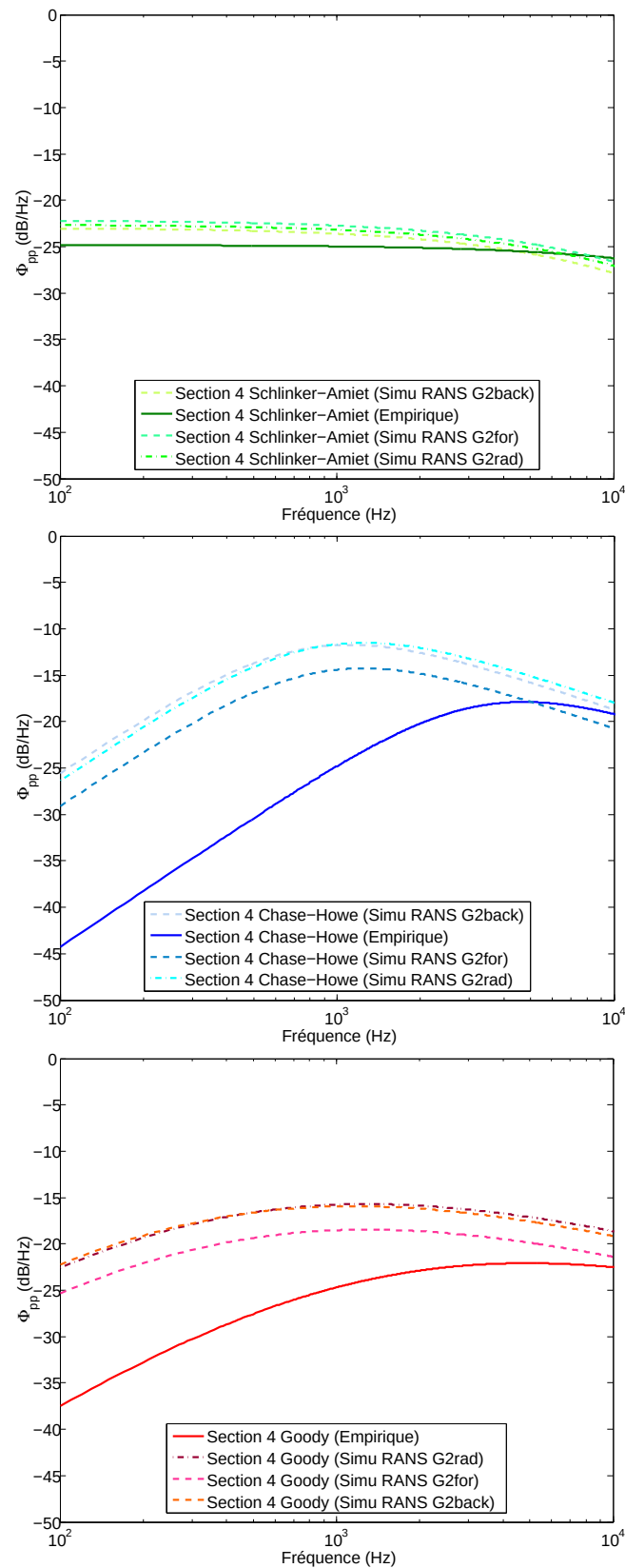


FIGURE 4.6 – Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles et méthodes de calculs, au débit nominal

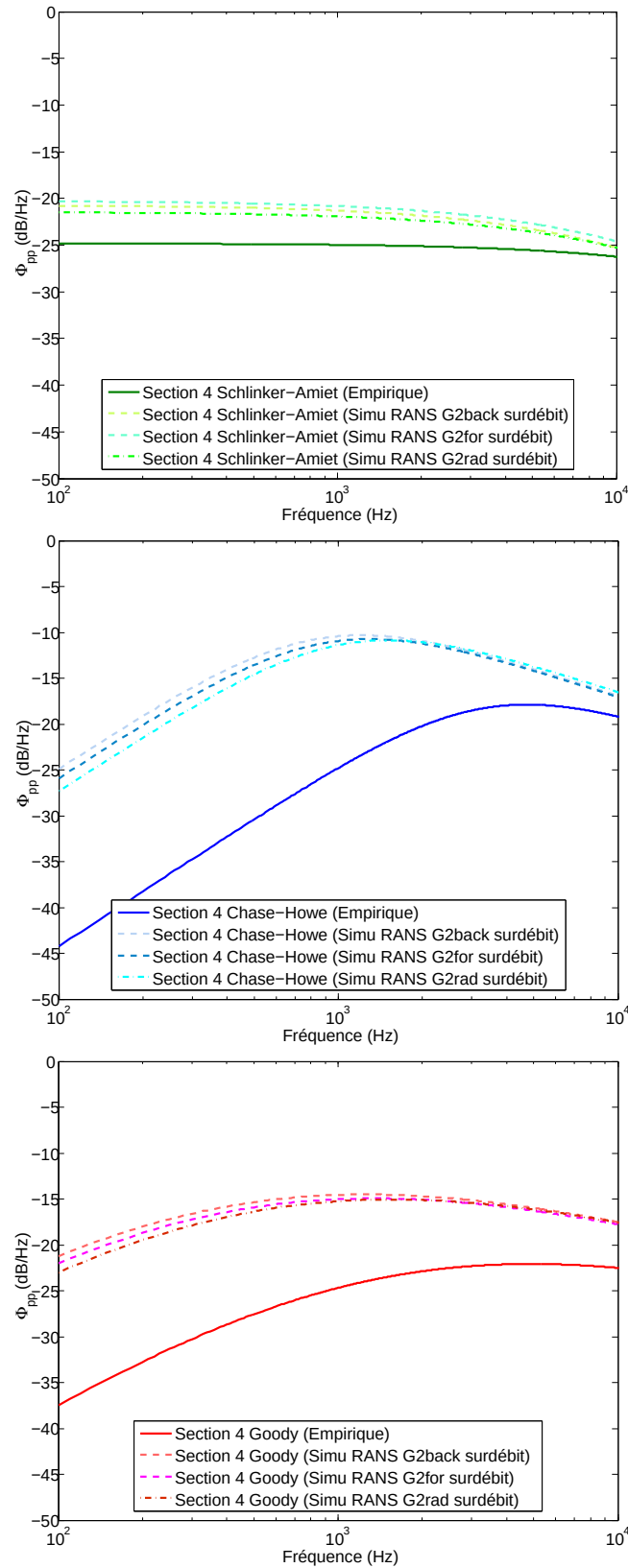


FIGURE 4.7 – Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles et méthodes de calculs, en sur-débit

4.4.3 Comparaisons entre les spectres de pression pariétale mesurés et ceux issus des modèles semi-empiriques

Afin de situer la précision des modèles de prévision des spectres de pressions pariétales, il est nécessaire de les comparer aux spectres mesurés (figure 4.8). Pour chaque ventilateur, les spectres issus des trois modèles, Schlinker-Amiet, Chase-Howe et Goody, sont comparés aux spectres expérimentaux. Les modèles sont alimentés par les variables de la couche limite obtenues dans les simulation RANS. Le spectre du modèle de Chase-Howe calculé avec les variables empiriques est aussi représenté.

Ces résultats montrent que les spectres semi-empiriques ont un niveau inférieur aux spectres expérimentaux, surtout aux basses fréquences (100 - 1000 Hz). Ces modèles ont été développés pour des écoulements sur plaque plane, donc sans gradient de pression. Négliger le gradient de pression entraîne un niveau de spectre inférieur à celui mesuré expérimentalement [11], où le gradient de pression est présent. Cependant, l'accord entre les modèles et l'expérience est correct sur les hautes fréquences (1 - 10 kHz), particulièrement pour le modèle de Chase-Howe. Les spectres expérimentaux sont ceux mesurés sur la section 4 par les capteurs en configuration suivant l'envergure, sur l'intrados et l'extrados. Le spectre de pression pariétale de Schlinker-Amiet est très éloigné de l'expérience. Ce modèle, basé uniquement sur la vitesse amont et l'épaisseur de déplacement de la couche limite est trop simplifié. De plus, le spectre de Chase-Howe obtenu à partir de la méthode empirique est très éloigné de l'expérience, cela confirme les limites de cette méthode.

Effet du gradient de pression adverse

Schloemer [91] remarque que le gradient de pression modifie les propriétés statistiques de la pression mesurée en paroi. Une étude expérimentale lui permet d'observer que le niveau spectral est accru lorsque la couche limite est soumise à un gradient de pression adverse. Ce constat est également valable lorsque le spectre de pression est normalisé. Les résultats publiés par Na [9] pour une simulation directe de l'écoulement en canal soumis à un gradient de pression confirment les résultats de Schloemer. L'effet du gradient de pression est de l'ordre de 10 dB à basse fréquence [91]. C'est une raison possible du niveau faible à basse fréquence des modèles de prévision des spectres de pression pariétale par rapport au niveau des spectres mesurés sur une pale de ventilateur. En effet, la couche limite sur les pales du ventilateur est soumise à un gradient de pression adverse.

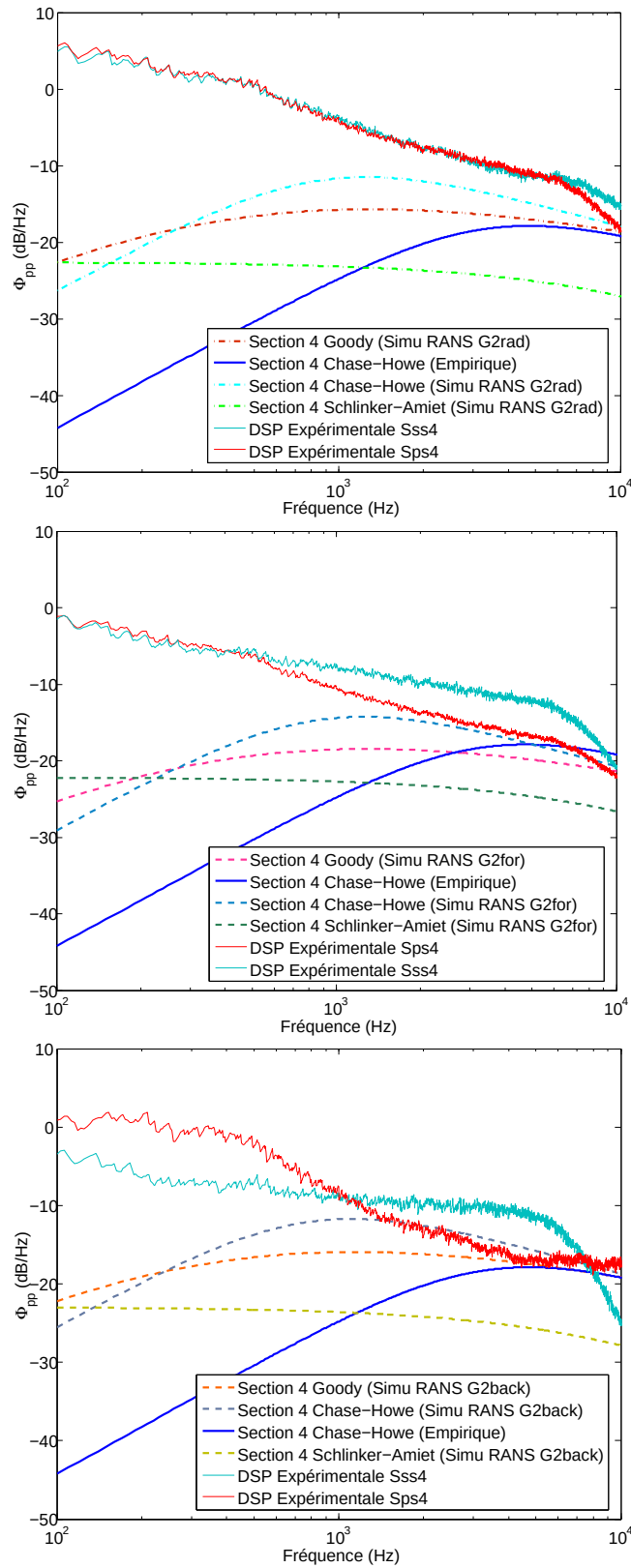


FIGURE 4.8 – Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles et ceux obtenus par l'expérience pour la section 4 (périphérique) des ventilateurs G2rad, G2for et G2back

4.5 Etude du modèle d'Amiet étendu aux pales tournantes d'un ventilateur

Un calcul utilisant le modèle d'Amiet de bord de fuite étendu aux pales tournantes d'un ventilateur a été réalisé. Les spectres de pression pariétale sont déduits de l'expérimentation et des modèles semi-empiriques. Les variables de la couche limite sont issues des calculs RANS. Tous les spectres acoustiques sont calculés pour plusieurs positions de l'observateur. La distance entre l'observateur et le ventilateur est fixe, égale à 1 m, mais l'angle θ entre l'axe du ventilateur et le vecteur observateur varie.

Conformément aux résultats des spectres de pression pariétale, les niveaux de puissance acoustique des modèles sont inférieurs aux niveaux des spectres expérimentaux, pour tous les ventilateurs (figure 4.9). En effet, les modèles analytiques pour le bruit de bord de fuite supposent que la DSP de pression acoustique rayonnée en champ lointain est proportionnelle à la DSP de pression en paroi via une échelle de cohérence. Dans le cas du modèle de Chase-Howe et de Goody les spectres calculés et mesurés sont relativement proches aux hautes fréquences. La courbe du niveau de puissance acoustique calculée avec le spectre de pression pariétale de Schlinker-Amiet est la plus éloignée. Son allure est similaire à celle du spectre expérimental, plus élevé aux basses fréquences, puis décroissant vers les hautes fréquences. Les spectres des modèles de Goody et Chase-Howe diffèrent avec un maximum situé à une fréquence moyenne de 1000 Hz. Le spectre acoustique issu du spectre de pressions pariétales de Chase-Howe est proche du spectre acoustique issu du spectre de pressions pariétales expérimentales dans la plage de fréquence 2-10 kHz. Il est inférieur de 3 dB pour les ventilateurs G2rad et G2for, et de 5 dB pour le ventilateur G2back. Le ventilateur G2rad génère une puissance acoustique supérieure à celles des ventilateurs G2for et G2back d'environ 4 dB, ce niveau variant en fonction de la fréquence.

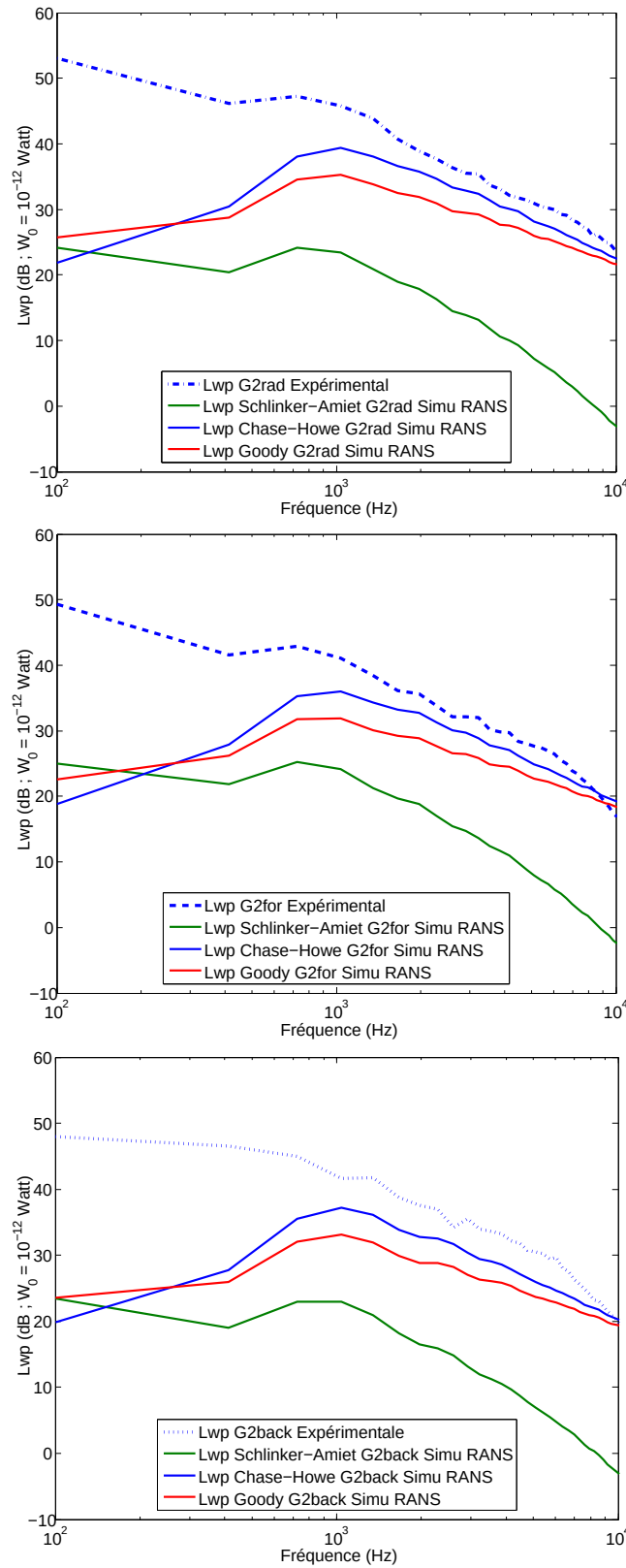


FIGURE 4.9 – Niveau de puissance acoustique calculé par le modèle d'Amiet de bord de fuite. Comparaison entre les différentes méthodes d'obtention des spectres de pression pariétale. Ventilateur G2rad, G2for et G2back

La figure 4.10 permet d'analyser l'influence de paramètres empiriques utilisés dans le modèle d'Amiet de bord de fuite. Ces paramètres sont la constante de Corcos, b_c , utilisée pour le calcul de la longueur de cohérence longitudinale l_y , et la constante utilisée pour le calcul de la vitesse de convection U_c dans la formule 4.22. Pour ce coefficient nous choisissons les valeurs de 0,8 et 0,6 qui sont les valeurs les plus courantes citées dans la littérature. Les valeurs choisies pour b_c sont celle de Schlinker-Amiet ($b_c = 2,1$) et celle de Corcos ($b_c = 1,4$).

L'exemple présenté est le ventilateur radial, dont le spectre de pression pariétale est celui du modèle de Goody. La modification du coefficient b_c ne modifie pas l'allure du spectre acoustique, seulement le niveau. Dans ce cas, modifier le coefficient de 2,1 à 1,4 diminue le niveau de puissance acoustique de 2 dB. Cependant b_c semble avoir une influence faible puisqu'une diminution de 33% de ce coefficient entraîne une diminution du niveau de puissance acoustique de 2 dB. Une diminution du coefficient utilisé pour le calcul de U_c de 30% entraîne aussi une faible diminution du niveau de puissance acoustique. Par contre, ce coefficient va jouer sur l'allure du spectre, car il entre dans la formulation de la fonction de transfert aéroacoustique du modèle d'Amiet. Ces coefficients ont été déterminés empiriquement à partir de mesures sur profil fixe. Si l'on désire obtenir une prédiction du niveau acoustique à 1 dB près, il serait nécessaire de connaître la valeur de ces coefficients pour le ventilateur concerné. Les valeurs proposées ici constituent un bon point de départ pour un premier calcul de puissance acoustique à 3 dB près.

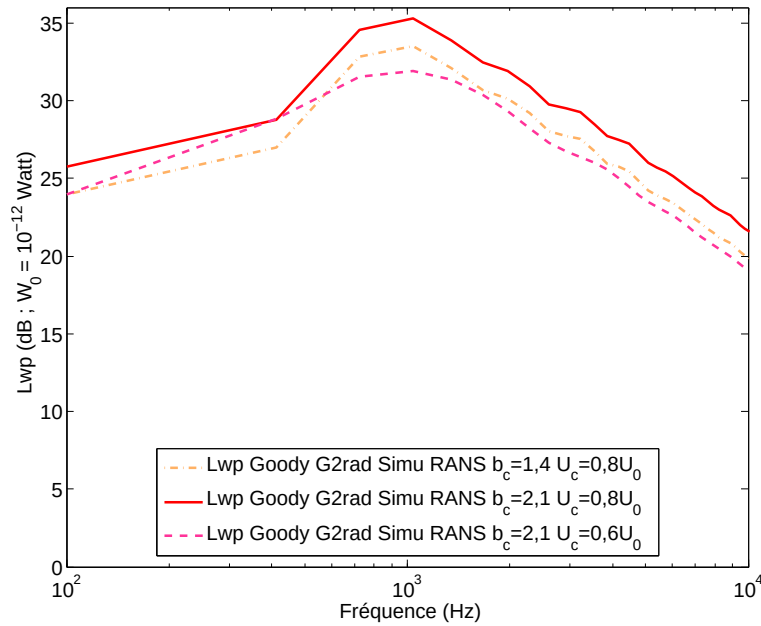


FIGURE 4.10 – Etude des paramètres du modèle d'Amiet, exemple sur le ventilateur G2rad avec spectre de pression pariétale de Goody

La directivité est caractérisée par l'amplitude de rayonnement définie par le terme $\overline{Lk}bz/\sigma = \sqrt{S_{pp}/\Phi_{pp}}$. Celle-ci représentée sur la figure 4.11 montrant une faible différence entre celle du ventilateur G2rad et celle du ventilateur G2for. Aux fréquences proches de 1000 Hz, un lobe de directivité en amont et un en aval du ventilateur sont présents. Progressivement, deux lobes vont se former à l'amont pour un lobe à l'aval vers les fréquences de 2600-3800 Hz. Puis trois lobes en amont et deux en aval à 5100 Hz. Globalement, la directivité renforce l'émission sur l'axe du ventilateur, avec un niveau légèrement plus élevé en aval.

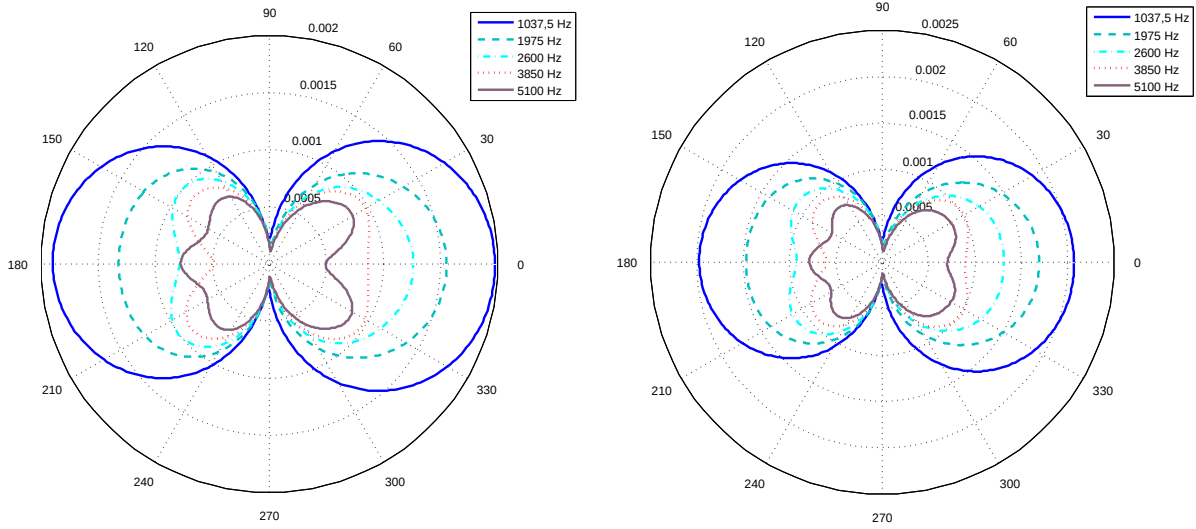


FIGURE 4.11 – Directivité du bruit de bord de fuite émis par le ventilateur à différentes fréquences. Ventilateur G2rad à gauche et G2for à droite

Les figures 4.12 et 4.13 représentent les densités spectrales de puissance des pressions acoustiques en fonction de l'angle θ de la position de l'observateur. Elles sont calculées par le modèle d'Amiet de bord de fuite à 1 mètre du ventilateur. Les résultats issus des spectres de pression pariétale des modèles de Schlinker-Amiet et de Chase-Howe sur le ventilateur G2rad sont représentés figure 4.12. Ceux issus des modèles de Chase-Howe et de Goody sur le ventilateur G2for le sont sur la figure 4.13.

Ces graphiques permettent d'observer la directivité des émissions acoustiques de bord de fuite des ventilateurs. Le niveau le plus fort est pour un observateur situé en amont et en aval du ventilateur, soit des angles $\theta = 0^\circ$ et 180° . Le niveau le plus faible est pour un observateur situé dans le plan du ventilateur, soient des angles $\theta = 90^\circ$ et 270° . Il est possible d'observer les lobes de directivités en amont. Pour les niveaux de DSP acoustique les plus élevés, de 100 à 2000 Hz, un lobe de directivité est présent. Ensuite il se forme deux, puis trois...jusqu'à 5 lobes à 10 kHz. Sur ces graphiques il est plus difficile de visualiser les lobes se formant en aval, mais il est possible de voir qu'ils se forment à des fréquences plus grandes par rapport aux lobes de directivités amont. En effet, quand deux lobes sont présents en amont, il y en a un seul en aval. A 10 kHz, il y a 5 lobes en amont pour quatre lobes en aval.

L'allure des DSP des pressions acoustiques est similaire à celle des niveaux de puissance acoustique décrits précédemment, c'est-à-dire dépendant du modèle semi-empirique utilisé. Les niveaux des DSP acoustiques sont plus élevés d'environ 5 dB pour le ventilateur G2rad comparé au ventilateur G2for.

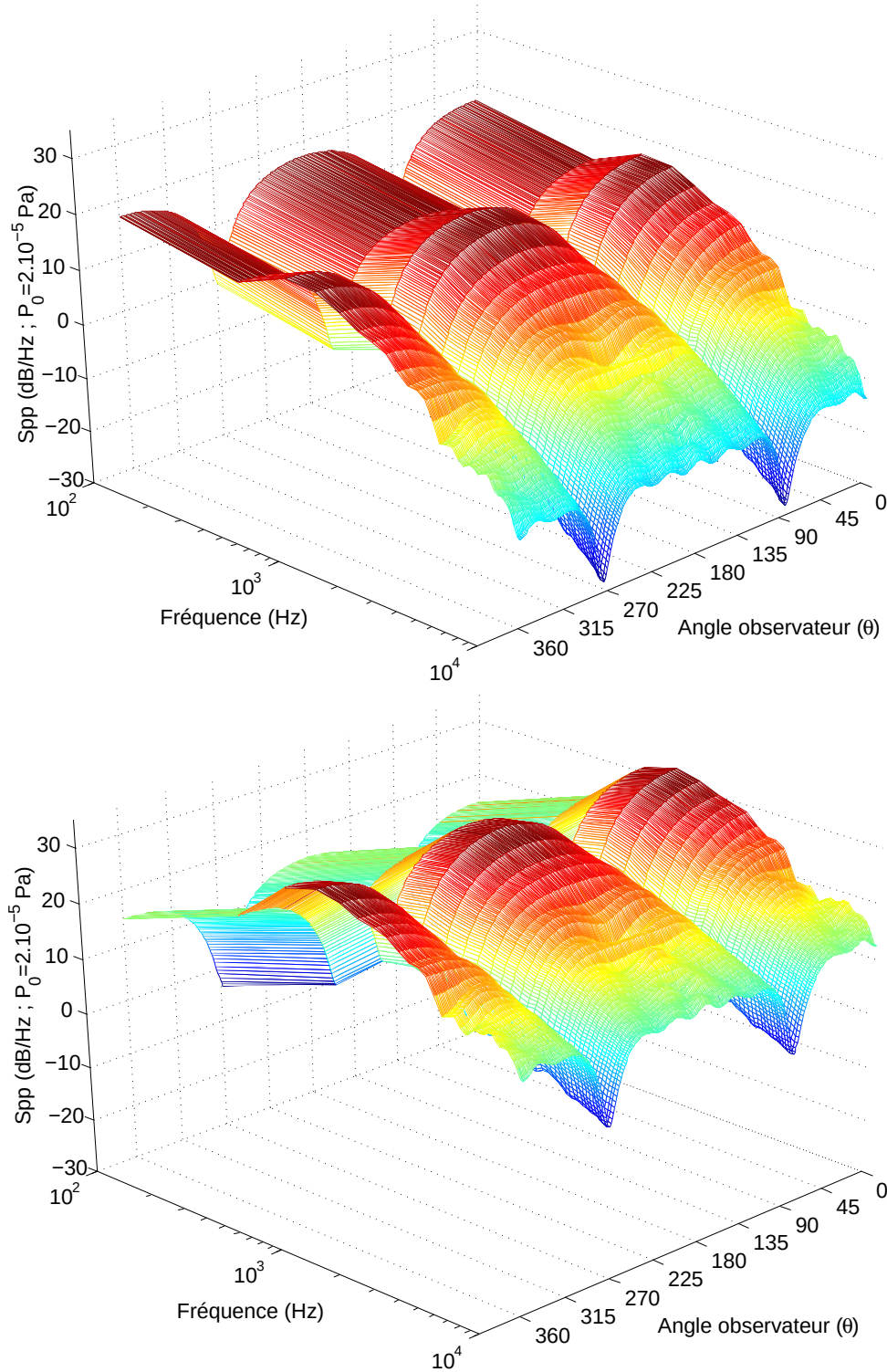


FIGURE 4.12 – Densités spectrales de puissance des pressions acoustiques en fonction de l'angle θ de la position de l'observateur émises par le ventilateur G2rad. Spectres de pressions pariétales du modèle de Schlinker-Amiet en haut, et de Chase-Howe en bas

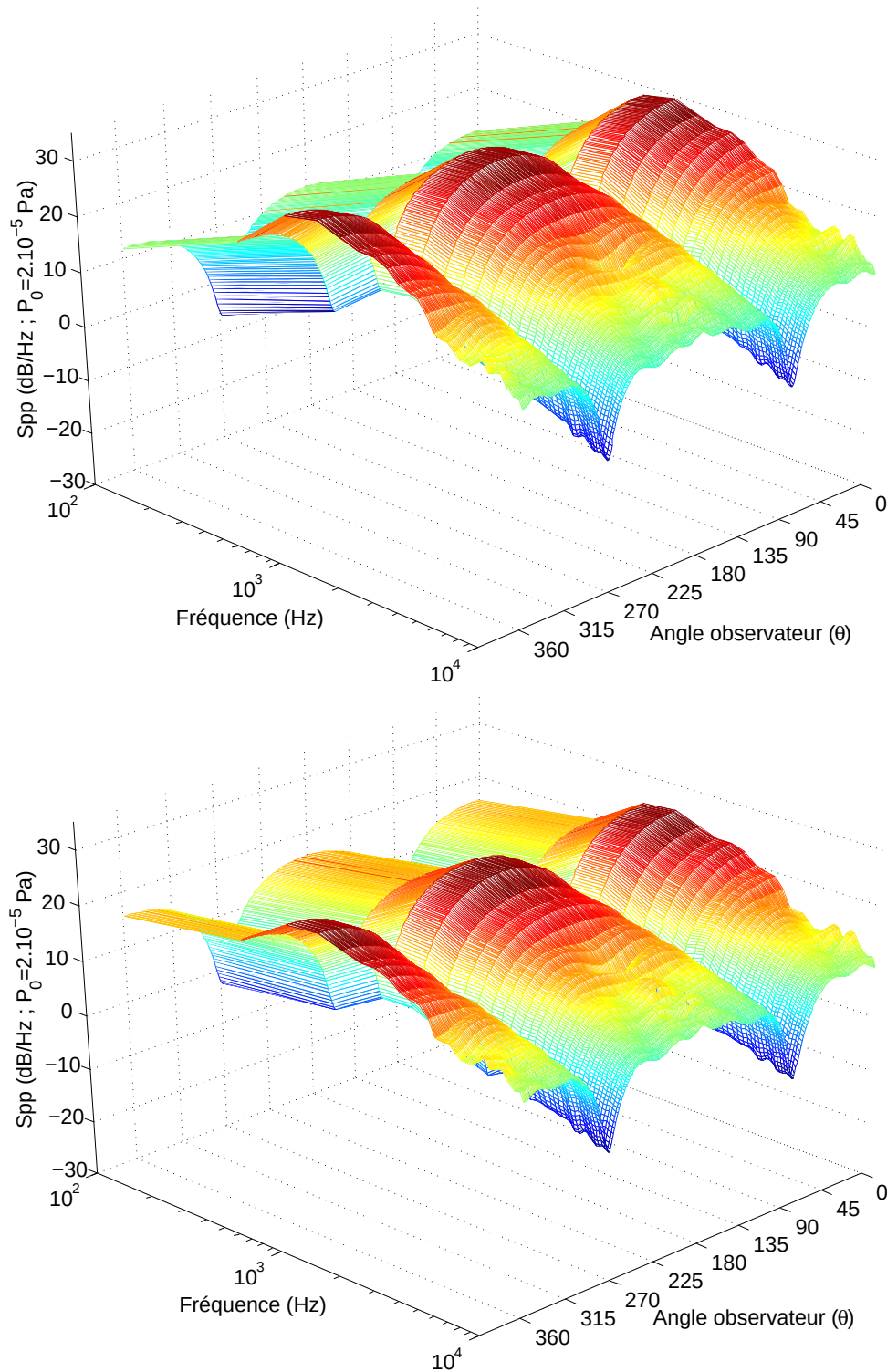


FIGURE 4.13 – Densités spectrales de puissance des pressions acoustiques en fonction de l'angle θ de la position de l'observateur émises par le ventilateur G2for. Spectres de pressions pariétales du modèle de Chase-Howe en haut, et de Goody en bas

4.5.1 Comparaison avec une mesure acoustique

Afin de conclure sur l'utilisation du modèle d'Amiet de bord de fuite adapté aux ventilateurs, il est nécessaire d'effectuer une comparaison avec des mesures acoustiques. Il est cependant difficile d'effectuer une mesure acoustique rigoureuse sur une large plage de débit. En effet, le modèle d'Amiet calcule le bruit en champ libre, donc aucun effet d'installation n'est pris en compte. Pour des raisons de faisabilité, les mesures ont été effectuées sans mesure du débit, dans une chambre semi-anéchoïque. Les mesures n'ont pu être réalisées qu'à des conditions différentes des conditions de calculs, la vitesse de rotation du ventilateur étant de 2500 tr/min au lieu de 2700 tr/min et le microphone situé à 2 m au lieu de 1 m. Les niveaux acoustiques d'un essai réalisé aux mêmes conditions que celles des calculs auraient donc été supérieurs aux niveaux présentés ici. Les résultats de ces mesures pour le ventilateur G2for sont représentés sur la figure 4.14.

Nous observons une bonne adéquation entre le spectre acoustique mesuré et celui du modèle d'Amiet de bord de fuite calculé à partir du spectre de Chase-Howe. Ces résultats sont obtenus pour le ventilateur G2for. Cependant, les niveaux acoustiques sont mesurés dans des conditions différentes de celles des calculs. Le spectre mesuré avec des conditions similaires aux calculs et essais de mesure embarquée devrait être plus proche de la courbe représentant le calcul à partir des spectres de pression pariétale mesurés.

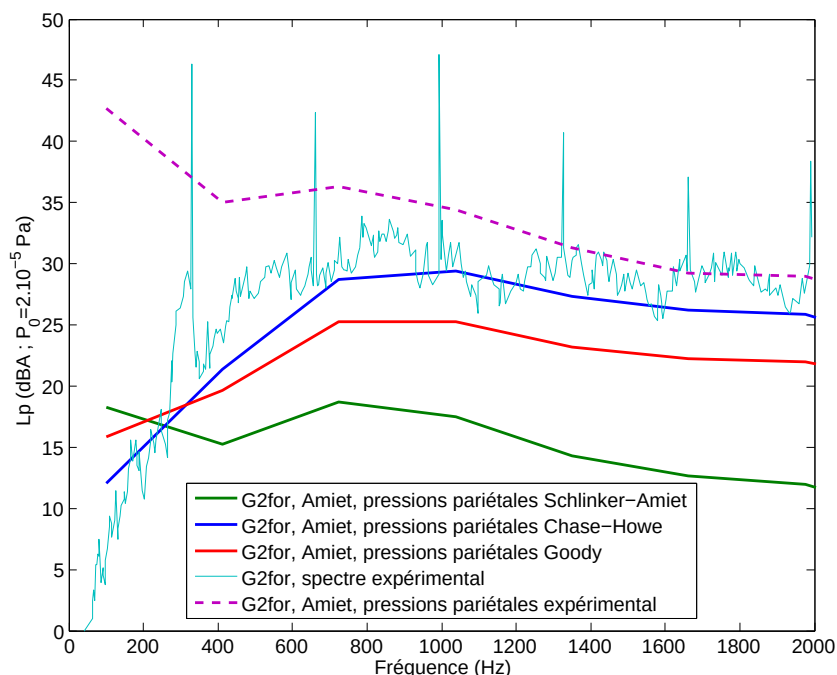


FIGURE 4.14 – Comparaison entre un spectre acoustique mesuré et les spectres issus du modèle d’Amiet de bord de fuite obtenus avec les différents spectres de pressions pariétales

4.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de comparer trois modèles semi-empiriques de prévision des spectres de pression pariétale avec des mesures. Ces modèles sont alimentés par des variables de la couche limite près du bord de fuite, obtenues par une méthode semi-empirique et par une simulation numérique RANS. Les comparaisons permettent de conclure que la méthode semi-empirique n’est pas adaptée et donne des résultats trop éloignés de l’expérience, notamment du fait des hypothèses trop restrictives. Les variables issues de la couche limite calculées par simulation RANS permettent d’obtenir des résultats très encourageants. Cette méthode est à explorer plus en détail et semble prometteuse pour prévoir de façon assez rapide les spectres de pression pariétale sur un ventilateur. Cependant les modèles semi-empiriques décrits dans ce chapitre ont été développés pour des écoulements sur plaque plane, sans gradient de pression. Cela entraîne un niveau des spectres prédits inférieurs au niveau des spectres mesurés.

Le modèle de Schlinker-Amiet est le moins adapté des trois modèles étudiés dans ce chapitre. Sa définition trop simple en limite l’utilité dans notre cas. Il serait utile de modi-

fier les modèles de Chase-Howe et de Goody afin qu'ils prennent en compte le gradient de pression. Pour cela il faudrait effectuer une campagne d'essais sur un profil et des conditions similaires à celles rencontrées dans les ventilateurs. Une base de données serait alors constituée pour déterminer de nouveaux coefficients pour ces modèles. Le modèle de Chase-Howe présente de meilleurs résultats que le modèle de Goody. Une des raisons pourrait être le choix d'utiliser l'épaisseur de déplacement de la couche limite δ^* plutôt que l'épaisseur de la couche limite δ . En effet, l'erreur de mesure ou de calcul effectuée sur δ a plus d'impact que l'erreur sur δ^* , le déficit de vitesse étant généralement faible dans la région externe de la couche limite.

Ensuite, le modèle d'Amiet de prévision du bruit de bord de fuite est utilisé. Il permet d'obtenir les DSP de pression acoustique en champ lointain à partir de la DSP de pressions pariétales proches du bord de fuite. Ce modèle est utilisé pour calculer les DSP acoustiques en plusieurs positions de l'observateur, permettant d'évaluer la directivité et le niveau de puissance acoustique. Ce niveau de puissance acoustique sera utile pour d'éventuelles comparaisons avec des mesures acoustiques. La seule mesure présentée dans ce chapitre ne permet pas de valider les calculs effectués mais permet d'être confiant quant à la qualité des calculs réalisés.

Conclusions

Synthèse

Ce travail est une contribution à la modélisation du bruit à large bande rayonné par les ventilateurs subsoniques. Ainsi, un modèle développé pour la prédiction du bruit d'un profil isolé est étendu aux pales tournantes d'un ventilateur axial de refroidissement. Ce travail se concentre sur l'une des deux sources prépondérantes dans leurs contributions au bruit rayonné : l'interaction du bord de fuite avec la couche limite turbulente. L'autre source, l'interaction de la turbulence amont avec le bord d'attaque, a été étudiée précédemment au LEMFI au cours d'une thèse [6]. Dans l'état actuel des connaissances et des moyens de calculs disponibles, la stratégie la plus adaptée pour modéliser le bruit à large bande dans les turbomachines est l'utilisation de modèles analytiques. De par la nature aléatoire de cette composante du bruit, le choix s'est porté sur un modèle statistique. L'approche retenue repose sur la formulation analytique d'Amiet, développée sur la base de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince. Cette approche est capable de restituer avec une précision acceptable le bruit rayonné, malgré les simplifications faites sur la géométrie.

Ce résultat fondamental est intimement lié à leurs descriptions suffisamment réalistes des mécanismes générateurs de bruit. L'étude bibliographique a montré le manque de données expérimentales sur les fluctuations de pression pariétale, sources du bruit de bord de fuite dans les ventilateurs. C'est pourquoi il a été décidé de concevoir un banc d'essai permettant l'acquisition des champs de pression pariétale sur les pales de ventilateurs.

Dans le deuxième chapitre, une étude de l'aérodynamique expérimentale, et théorique faisant appel à la simulation numérique, a été effectuée sur trois ventilateurs de refroidissement automobile. Ces trois ventilateurs axiaux possèdent trois lois d'empilements différentes. En effet, l'empilement est connu pour avoir une influence sur le bruit rayonné par les ventilateurs. Les résultats aérodynamiques et acoustiques des différents ventilateurs seront donc comparés afin d'améliorer les connaissances sur l'influence de l'empilement. Cette étude a permis de déterminer les différentes caractéristiques aérodynamiques, et notamment la turbulence aval générée par ces ventilateurs.

Les données expérimentales ont été comparées avec des données numériques issues d'une simulation numérique RANS, avec modèle de turbulence du 2^{ème} ordre. Ces données expérimentales proviennent des mesures effectuées sur un banc normalisé permettant de fixer le débit et de relever les performances correspondantes des ventilateurs. De plus, des mesures anémométriques à fil chaud, en aval des ventilateurs, ont permis de connaître les profils des vitesses ainsi que le niveau des contraintes du tenseur de Reynolds. Reliées aux fluctuations de vitesses, celles ci peuvent être obtenues numériquement grâce au modèle de turbulence du 2^{ème} ordre. Cette étude a également montré l'existence de deux zones à forts niveaux de contraintes de Reynolds : près du bol et près de la virole du ventilateur. L'étude des profils des vitesses montre que ces deux zones correspondent à des zones de recirculation, où l'écoulement est fort complexe.

L'instrumentation des pales d'un ventilateur axial représente une contribution originale de ce travail. Malgré les difficultés rencontrées lors de la mise en oeuvre de capteurs embarqués pour la mesure de la statistique des pressions en paroi, une base de données a pu être constituée. Elle comprend, en différents points de la pale, sur l'extrados et l'intrados, le spectre de pression en paroi pour les trois ventilateurs à empilements différents. Le chapitre 3 décrit le travail d'étude et d'optimisation lors de la conception de ce banc d'essai. Ce travail est primordial afin d'obtenir un maximum de précision et de fiabilité. Cette conception s'est avérée difficile à réaliser, en raison de la complexité de ce type de mesures.

Basé sur la formulation d'Amiet, un calcul acoustique a permis de déterminer la densité spectrale acoustique en champ lointain. Les études précédentes ont montré que la direction privilégiée de la propagation du bruit, dû à l'interaction de la turbulence amont, est vers l'aval. Les résultats obtenus ici indiquent que le bruit de bord de fuite est plutôt rayonné vers l'amont. La modélisation du bruit généré par des pales tournantes est basée sur l'extension de la théorie du profil isolé. La condition de fréquences d'émission du bruit supérieures à la fréquence de rotation de la pale, permet d'assimiler le mouvement rotatif d'un segment de pale à mouvement rectiligne. Cette modélisation prend en compte les phénomènes les plus importants, notamment la non-compacité des sources et les effets de compressibilité. La connaissance des caractéristiques de la couche limite est nécessaire afin d'utiliser les modèles de prévision des spectres de pression pariétale pour calculer ensuite le bruit émis en champs lointain. Ces variables de la couche limite peuvent être obtenues de façon empirique ou bien par calcul RANS. Il apparaît que les spectres issus des données RANS sont beaucoup plus proches des spectres expérimentaux. Cette méthode est donc très prometteuse et mérite d'être approfondie.

Par conséquent, le modèle pourrait être utilisé dans le pré-dimensionnement des turbo-

machines ou dans des études paramétriques. Les écarts constatés entre les calculs et les mesures pourraient avoir comme origine les hypothèses simplificatrices du modèle, notamment l'absence de gradient de pression dans la couche limite. Les mesures réalisées présentent inévitablement des incertitudes influençant ainsi les résultats. Ces mesures montrent que le bruit propre du profil est dominant vers les hautes fréquences. Dans la distribution de la puissance globale mesurée, l'interaction de la turbulence amont n'a pas d'influence significative sur le bruit rayonné vers les très hautes fréquences, renforçant ainsi l'idée que le bruit d'interaction de turbulence amont n'est pas dominant vers les hautes fréquences.

	G2rad	G2for	G2back
Puissance aérodynamique	+	-	+
Rendement	+	-	-
Vitesse radiale aval	+	-	++
Turbulence avale	++	+	-
Niveau acoustique	+	-	-

TABLE 4.7 – Evaluation qualitative des paramètres permettant de comparer les empilements, du plus faible – au plus fort ++.

Le tableau 4.7 permet de comparer les trois ventilateurs. Le ventilateur à empilement radial peut être préféré pour ses meilleures performances aérodynamiques (puissance et rendement), alors que le G2for peut être préféré pour ses émissions acoustiques les plus faibles. G2back possède un écoulement aval avec une forte composante radiale, ce qui peut être utile pour refroidir le bloc moteur plus efficacement. De plus il est un bon compromis entre performance aérodynamique et acoustique.

Perspectives

Les corrélations empiriques et les méthodes analytiques sont actuellement les moyens les plus efficaces pour une modélisation du bruit à large bande et sont applicables dès la phase de conception des turbomachines. Ces méthodes tiennent compte des principaux phénomènes physiques : non compacité des sources, effet de compressibilité, caractère instationnaire. Cependant, elles s'accompagnent d'hypothèses simplificatrices souvent très restrictives. Comme dans le présent travail, où une extension d'un modèle établi pour un profil isolé à la turbomachine a été proposée, des études importantes doivent être menées afin de tenir compte des caractéristiques géométriques et des conditions réelles de fonctionnement de la turbomachine : empilement, angle d'incidence non nul, écoulements secondaires, gradient de pression dans la couche limite et effets d'installation.

Le couplage d'une simulation numérique RANS et d'un calcul acoustique analytique, est

une piste prometteuse à approfondir. La simulation RANS permet de caractériser l'écoulement turbulent amont pour le bruit de bord d'attaque, ainsi que la couche limite dans le cas du bruit de bord de fuite. L'utilisation de calculs RANS pour fournir des spectres de pression en paroi au bord de fuite semble toujours être un pari délicat à mener. Un outil de simulation plus précis pour décrire les sources acoustiques sur une pale de ventilateur n'est toutefois pas envisagé à court ou moyen terme. Le travail commencé au cours de cette thèse, pour dégager des paramètres influençant le profil de vitesse dans la couche limite, est également à poursuivre. Le besoin d'une base de données comprenant les paramètres internes et externes de la couche limite ainsi que le spectre de pression mesuré en paroi est indispensable. Couplé à l'effort sur la description de lois de similitudes dans la couche limite en présence de gradient de pression, il devrait permettre de proposer des modèles semi-empiriques de spectre de pression normalisé prenant en compte les effets de Reynolds et de gradient de pression.

Actuellement, les modélisations aéroacoustiques supposent une propagation en champ libre. Tenir compte des effets d'installation dans la propagation, notamment la réflexion du bruit par les surfaces rigides et sa réfraction par l'écoulement moyen, est une difficulté supplémentaire à laquelle on doit répondre par le biais de techniques numériques ou analytiques.

Par ailleurs, le développement des modèles doit s'accompagner de validation par des méthodes de mesures fines et adaptées : les moins intrusives pour les mesures aérodynamiques et les moins bruitées pour les mesures acoustiques. La meilleure configuration est d'effectuer l'ensemble de ces mesures dans un même banc d'essai. Les dispositifs de contrôle de débits induisent souvent des effets d'installations difficiles à prendre en compte dans les modèles théoriques. Des techniques expérimentales de séparation des différentes contributions des mécanismes générateurs de bruit sont à développer. L'idée est de remonter à la contribution de chaque source à partir de techniques de corrélations de signaux mesurés dans différentes positions.

Concernant l'instrumentation embarquée d'une pale de ventilateur, une nouvelle technologie de capteurs devra être trouvée, afin d'améliorer la précision pour des fluctuations de pression très faibles. De plus, s'affranchir des effets de la force centrifuge serait profitable. Des capteurs pelliculaires pourraient être une solution.

L'application de ces outils au bruit de bord de fuite d'une pale à géométrie complexe, présentant notamment un fort dévers, a soulevé de nombreuses questions, notamment concernant la prise en compte de l'angle de dévers de la pale. En effet, le modèle analytique d'Amiet ne permet pas de prendre en compte une vitesse de convection des structures tur-

bulentes non alignée avec la vitesse d'entraînement de la pale. De plus, le découpage de la pale en tronçons rectangulaires rend impossible d'avoir à la fois la corde orientée selon une normale au rayon et dans le même temps, l'envergure alignée avec le bord de fuite déversé. Une étude complète des effets de l'angle de dévers serait intéressante dans le prolongement de ce travail, d'autant que les pales déversées sont couramment utilisées afin de réduire le niveau sonore du rayonnement acoustique. Le modèle analytique est également limité aux écoulements non-décollés, c'est-à-dire pour lesquels une vitesse de convection est toujours définie. Pour des pales en régime décroché, le modèle n'est plus adapté et une extension de celui-ci pourrait être utile. Elle permet la prévision du bruit rayonné par un ventilateur sur toute sa gamme de fonctionnement, y compris dans des régimes d'écoulement où il n'est plus adapté.

Bibliographie

- [1] Kouidri S. Etude théorique et expérimentale de l'influence des paramètres constructifs sur les caractéristiques aéroacoustiques des ventilateurs axiaux. Thèse ENSAM-CER-Paris, 1993.
- [2] Belamri T. Analyse aube à aube de l'écoulement instationnaire multigrilles par la méthode des singularités - application aux turbomachines à fluides à fluide incompressible. Thèse ENSAM-CER-Paris, 1999.
- [3] Maaloum A. Modélisation des phénomènes instationnaires en turbomachine, Application à l'aéroacoustique des ventilateurs. Thèse ENSAM-CER-Paris, 2002.
- [4] Bouquet T. Etude du comportement aéraulique et acoustique des ventilateurs centrifuges à action. Thèse ENSAM-CER-Paris, 2004.
- [5] Khelladi S. Contribution à la modélisation aéroacoustique des ventilateurs centrifuges à grande vitesse. Thèse ENSAM-CER-Paris, 2005.
- [6] Fedala D. Modélisation du bruit à large bande rayonné par un profil isolé - application aux turbomachines. Thèse ENSAM-CER-Paris, 2007.
- [7] Bonamy C. Analyse expérimentale de l'aérodynamique proche paroi et modélisation du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile en écoulement subsonique. Thèse de l'Université de Poitiers, 2007.
- [8] Mish PF. An experimental investigation of unsteady surface pressure on single and multiple airfoil. Thèse Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2003.
- [9] Na Y. Direct numerical simulation of turbulent boundary layers with adverse pressure gradient and separation. Thèse, Stanford University, 1996.
- [10] Osborne C. Compressibility Effects in the Unsteady Interaction Between Blade Rows. Thèse, Graduate School of Aerospace Engineering, Cornell Univ, Ithaca, N.Y, 1971.
- [11] Rozenberg Y. Modélisation analytique du bruit aérodynamique à large bande des machines tournantes : utilisation de calcul moyennés de mécanique des fluides. Thèse, Ecole Centrale de Lyon, 2007.

- [12] Adamczyk JJ et Brand RS. Scattering of sound by an airfoil of finite span in a compressible stream. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 25, no. 1, pp. 139-156, 1972.
- [13] Amiet RK. Compressibility effects in unsteady thin airfoil theory. *AIAA Journal*, vol. 12, no. 2, pp 252-255, 1974.
- [14] Amiet RK. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 41, no. 4, pp. 407-420, 1975.
- [15] Amiet RK. Airfoil Response to an Incompressible Skewed Gust of Small Spanwise Wave-Number. *AIAA Journal*, vol. 14, no. 4, pp. 541-542, 1976.
- [16] Amiet RK. High-frequency thin airfoil theory for subsonic flow. *AIAA Journal*, vol. 14, no. 8, pp. 1076-1082, 1976.
- [17] Amiet RK et Sears WR. The Aerodynamic Noise of Small Perturbation Subsonic Flow. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 44, pt. 2, pp. 227-235, 1979.
- [18] Schlinker RH et Amiet RK. Helicopter rotor trailing edge noise. NASA Contractor/Report CR 3470. 1981
- [19] Patterson RW et Amiet RK, 1976. Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence. NASA CR 2733, 1976.
- [20] Patterson RW et Amiet RK. Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence. 3rd AIAA Aero-Acoustics Conference, Palo Alto, CA, July 20-23, 1976, AIAA paper 76-571, 1976.
- [21] Atassi HM. Sears problem for a lifting airfoil revisited-new results. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 141, pp. 109-122, 1984.
- [22] Atassi HM et Grzedzinski J. Unsteady disturbances of streaming motions around bodies. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 209, pp. 385-403, 1989.
- [23] Fang J et Attassi HM. Numerical solutions for unsteady subsonic vortical flows around loaded cascades. *Journal of Turbomachinery*, vol. 115, pp. 810-816, 1993.
- [24] Goldstein ME et Attassi H. A complete second order theory for the unsteady flow about an airfoil due to a periodic gust. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 74, pt. 4, pp. 741-765, 1976.
- [25] Scott JR et Atassi HM. A finite-difference, frequency domain numerical scheme for the solution of the gust response problem. *Journal of Computational Physics*, vol. 119, pp75-93, 1995.
- [26] Scott JR, Atassi HM et Susan-Resiga F. A new domain decomposition approach for the gust response problem. 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2003.

- [27] Carolus T. Acoustic performance of low pressure axial fan rotors with different blade chord length and radial load distribution. Proceedings DGLR/AIAA, 14th Aeroacoustics Conference, 809-815, 1992.
- [28] Carolus T, Stremel M. Blade surface pressure fluctuations and acoustic radiation from axial fan rotor due to turbulent inflow. The 9th international symposium on transport phenomena and dynamics of rotating machinery, Honolulu, Hawaii, 2002.
- [29] Carolus T, Schneider M and Reese H. Axial Flow fan broadband noise and prediction. Journal of Sound and Vibration, 300, 50-70, 2007.
- [30] Chase DM. Modeling the wave vector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. Journal of Sound and Vibration, vol. 70, no. 1, pp. 29-67, 1980.
- [31] Commerford GL et Carta FO. An exploratory investigation of the unsteady aerodynamic response of a two-dimensional airfoil at high reduced frequency. United Aircraft Research Laboratories, East Hartford, Connecticut, Report UAR-J182, 1970.
- [32] Commerford GL et Carta FO. Unsteady Aerodynamic Response of a Two Dimensional Airfoil at High Reduced Frequency. AIAA Journal, Vol 12, No.1, pp. 43-48, 1973.
- [33] Corcos GM. Resolution of pressure in turbulence. Journal of the Acoustical Society of America, vol 35, no. 2, pp. 192-199, 1963.
- [34] Cummings RA, Morgan WB and Boswell RJ. Highly skewed propellers. Transactions of the ASME, 80, 1972.
- [35] Ffowcs Williams JE et Hall LH. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. Journal of Fluid Mechanics, 40, 657-670, 1970.
- [36] Filotas LT. Response of an infinite wing to an oblique sinusoidal gust. Basic Aerodynamic Noise Research, pp. 231-246, 1969.
- [37] Fleeter S, Capece V et Chiang HD. Unsteady Aerodynamic Gust Response Including Steady Flow Separation. AIAA Journal, Vol 28, No. 6, pp 1024-1031, 1989.
- [38] Fujita H. Noise characteristics and outlet flow field of axial flow fans. Noise-Con Proceedings, Purdue University, 1979.
- [39] Fukano T, Kodama Y et Takamatsu Y. Noise generated by low-pressure axial flow fans, Part 1. Journal of Sound and Vibration, 56(2), 261-277, 1977.
- [40] Fukano T, Kodama Y and Takamatsu Y. Noise generated by low-pressure axial flow fans, Part 2. Journal of Sound and Vibration, 50(1), 75-88, 1978.
- [41] Fukano T, Kodama Y et Takamatsu Y. Noise generated by low-pressure axial flow fans, Part 3. Journal of Sound and Vibration, 56(2) , 261-277 ,1978.

- [42] Fukano T, Kodama Y et Takamatsu Y. The effect of the tip clearance on the noise of low pressure axial and mixedflow fans. *Journal of Sound and Vibration*, 105, 299-308, 1986.
- [43] Fukano T et Kodama Y. Prediction of sound power of the low pressure axial and diagonal flow fans. *Fan noise symposium*, Senlis, 1992.
- [44] Goody MC et Simpson RL. Surface pressure fluctuations beneath two- and three-dimensional turbulent boundary layers. *AIAA Journal*, vol. 38, no. 10, pp. 1822-1831, 2000.
- [45] Goody MC. An empirical spectral model of surface pressure fluctuations that includes Reynolds number effects. 8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado, June 2002.
- [46] Graham JMR. Lifting surface theory for the problem of an arbitrarily yawed sinusoidal gust incident on a thin airfoil in incompressible flow. *Aeronautical Quarterly*, May, pp. 182-198, 1970.
- [47] Graham JMR. Similarity rules for thin airfoils in non-stationary subsonic flows. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 43, pt. 4, pp. 753-766, 1970.
- [48] Jackson R, Graham JMR et Maull DJ. The lift on a wing in a turbulent flow. *Aeronautical Quarterly*, vol. 24, pp. 155-166, 1973.
- [49] Graham JMR et Kullar I. Small perturbation expansions in unsteady airfoil theory. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 83, part 2, pp. 209-224, 1977.
- [50] Kullar I et Graham JMR. Acoustic effects due to turbulence passing through cascades of thin aerofoils. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 110, No. 1, pp. 143-160, 1986.
- [51] Guédel A. Bruit des ventilateurs. *Techniques de l'ingénieur*, BM 4 177 et BM 4 178.
- [52] Guédel A, Yazigi N. Influence of blade sweep on the noise of a low-speed tubeaxial fan. *Fan Noise Symposium*, CETIM Senlis, 167-178, 1992.
- [53] Glegg SAL. The response of a swept blade row to a three-dimensional gust. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 227, no. 1, pp. 29-64, 1999.
- [54] Hall KC et Verdon JM. Gust response analysis for cascades operating in nonuniform mean flows. *AIAA Journal*, vol. 29, no. 9, pp. 1463-1471, 1991.
- [55] Hanson DB. The spectrum of rotor noise caused by atmospheric turbulence. *Journal of Acoustic Society of America*, 41, 1974.
- [56] Hanson DB. Near-field frequency-domain theory for propeller noise. *AIAA Journal*, 23(4), 499-504, 1984.

- [57] Hanson DB. Theory for broadband noise of rotor and stator cascades with inhomogeneous inflow turbulence including effects of lean and sweep. NASA Report CR-2001-210762, 2001.
- [58] Henderson GH et Fleeter S. Forcing function effects on unsteady aerodynamic gust response. Part 2 - Low solidity airfoil response", *Journal of Turbomachinery*, vol. 115, pp.751-759, 1993.
- [59] Henderson GH et Fleeter S. Vortical gust response of a low solidity vane row including steady loading and dynamic stall effects. *Journal of Turbomachinery*, vol. 119, July, pp. 482-490, 1997.
- [60] Horlock JH. Fluctuating lift forces on airfoils moving through transverse and chordwise gusts. *Journal of Basic Engineering*, vol. 90, pp. 494-500, 1968.
- [61] Howe MS. *Acoustics of fluid-structures interactions*, Cambridge University Press, 1998.
- [62] Hunnabal PJ. Control of tonal noise generation in axial flow fans by optimising geometry of fixed and rotating components. *Fan Noise Symposium*, CETIM Senlis, 475-482, 1992.
- [63] Kaji S, Okazaki T. Axial-flow compressor noise studies. *Journal of Sound and Vibration*, 1, 281-307, 1970.
- [64] Kaji S et Okazaki. Propagation of sound waves through a blade row. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 11, pp. 355-375, 1970.
- [65] Keith WL, Hurdis DA et Abraham BM. A comparison of turbulent boundary layer wall-pressure spectra. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 114(3), p. 338-347, 1992.
- [66] Kerschen EJ. Noise generation by a finite span swept airfoil. *AIAA paper No. 83*, 1983.
- [67] Envia A, Kerschen EJ. Noise generated by convected gusts interacting with swept airfoil cascades. *AIAA paper no. 86-1872*, 10th Aeroacoustics Conference, Seattle, Washington, 1986.
- [68] Kouidri S, Fedala D, Belamri T and Rey R. Comparative study of the aeroacoustic behavior of three axial flow fans with different sweeps. *Proceedings of the ASME FEDSM'05*, Houston, USA, June 2005.
- [69] Fedala D, Koudri S, Bakir F and Rey R. Prediction du bruit des ventilateurs par un couplage d'une methode analytique et de la CFD. *Colloque Bruit aerodynamique des ventilateurs*, 25-26 Octobre, 2006.
- [70] Fedala D, Koudri S, Rey R, Carolus T et Schneider M. Incident turbulence interaction noise from an axial fan. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, (2006-2477), 2006.

- [71] Kergourlay G, Kouidri S, Rankin GW, Belamri T and Rey R. Experimental investigation of the 3D unsteady flow field downstream of axial fans. *Flow Measurement and Instrumentation*, 17, 303-314, 2006.
- [72] Hurault J, Kouidri S, Bakir F and Rey R. Experimental and Numerical Investigation of Downstream Turbulence in Axial Flow Fan. 3rd International Symposium Fan Noise, Lyon, France, September 2007.
- [73] Kurtz AD, Kane A, Goodman S, Landmann W, Geras L et Ned AA. High accuracy piezoresistive internal combustion engine transducers. Automotive testing expo, Messe Stuttgart, Germany, May 2004.
- [74] Lewy S. Mesure des sources sonores dans une maquette de soufflante subsonique de turboréacteur, par capteurs de pression pelliculaires. 1er Congrès Français d'Acoustique, Lyon, 10-13 avril 1990.
- [75] Lighthill MJ. On sound generated aerodynamically : I. General theory. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, vol. 222, 1-32, 1952.
- [76] Lighthill MJ. On sound generated aerodynamically : II. Turbulence as a source of sound. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, vol. 211, pp564-587, 1954.
- [77] Liepman HW. Extension of the statistical approach to buffeting and gust response of wings of finite span. *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 22, pp. 197-200, 1955.
- [78] Longhousse RE. Control of tip vortex noise of axial flow fans by rotating shrouds. Fan noise symposium, Senlis, 58, 201-214, 1978.
- [79] Lowson MV. Theoretical analysis of compressor noise. *Journal of Acoustic Society of America*, 47, 1970.
- [80] Lowson MV. The sound field for singularities in motion. *Proc. Royal Soc., Series A : Mathematical and Physical Sciences*, 286(1407) :559 - 572, 1965.
- [81] Ma R. Unsteady periodic turbulence interaction in a tip leakage flow downstream of a simulated axial compressor rotor. Thèse, Aerospace and Ocean Engineering Dept., Virginia Tech, Blacksburg VA, 2003.
- [82] Majumdar SJ et Peake N. Noise generation by the interaction between ingested turbulence and a rotating fan. *Journal of Fluids Mechanics*, 359, 181-216, 1998.
- [83] Miles JW. Quasi-Stationary Airfoil Theory in Subsonic Compressible Flow. *Quarterly of Applied Mathematics*, vol. 8, pp 181, 1950.
- [84] Morfey PC. Lift fluctuations associated with unsteady chordwise flow past an airfoil. *ASME Journal of Basic Engineering*, vol. 92, pp. 663-665, 1970.

- [85] Mugridge BD. Sound radiation from airfoils in turbulent flow. *Journal of Sound and Vibration*, vol. 13, pp. 362-363, 1970.
- [86] Ribner HS. Statistical Theory of Buffeting and Gust Response : Unification and Extension. *Journal of Aeronautical Sciences*, vol. 23, pp 1075-1118, 1956.
- [87] Reissner E. On the application of Mathieu functions in the theory of subsonic compressible flow past oscillating airfoils. NACA TN 2363, 1951.
- [88] Roach PE. The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids. *Heat and Fluid Flow*, 8(02) :82-92, 1986.
- [89] Roger M. et Moreau S. Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing edge noise model. part 1 : theory. *Journal of Sound and Vibration*, 286(3), p. 477-506, 2005.
- [90] Satyanarayana B, Henderson RE et Gostelow JP. A Comparison Between Experimental and Theoretical Fluctuating Lift on Cascades at Low Frequency Parameters. ASME, 1974.
- [91] Schloemer HH. Effects of pressure gradients on turbulent-boundary-layer wallpressure fluctuations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 42(1), p. 93-113, 1967.
- [92] Von Karman T et Sears WR. Airfoil theory for non-uniform motion. *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 5, no. 10, pp. 379-390, 1938.
- [93] Sears WR. Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical application. *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 18, no. 3, pp. 104-108, 1941.
- [94] Sharland. Sources of noise in axial flow fans. *Journal of Sound and Vibration*, 3(302-322), 1964.
- [95] Sing C et Widnall S. Prediction of Unsteady Airloads for Oblique Blade-Gust Interaction in Compressible Flow. *AIAA Journal*, vol. 12, no. 9, pp. 1228-1235, 1974.
- [96] Tyler JM, Sofrin TG. Axial flow compressor noise studies. *SAE Translation*, 70 , 309-332 ,1962.
- [97] Welch PD. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra : A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms. *IEEE Trans. Audio Electroacoustics*, Vol. AU-15, pp. 70-73,1967.
- [98] Willmarth WW et Woolridge CE. Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 14, 1962.
- [99] Wright T and Simmons WE. Blade sweep for low-speed axial fans. *Journal of Turbomachinery* 112 (1), 151-158, 1990.

- [100] AFNOR. ISO 5801 : Industrial fans, performance testing using standardized airways. 1999.
- [101] Wilcox D.C. Turbulence Modeling for CFD, DCW Industries Inc., 1994.
- [102] MiniCTA anemometer package. Dantec Dynamics. 2004
- [103] Bendat JS et Piersol AG. Measurement and analysis of random data. John Wiley & Sons, Inc., page 365, 1966.
- [104] Cousteix J. Turbulence et couche limite. Editions Cepadues, 1989.
- [105] Schlichting H. Boundary-layer theory. McGraw-Hill, 6th edition, 1968.

Table des figures

1.1	Spectre acoustique en bandes fines d'un ventilateur axial	7
1.2	Schéma des phénomènes instationnaires dans un rotor (NASA Lewis Research Center)	9
1.3	Modélisation des fluctuations de vitesses incidentes (Fedala [6])	10
1.4	Diffraction de la couche limite au bord de fuite	11
1.5	Lâcher tourbillonnaire de Von Karman	12
1.6	Instabilités de la couche limite laminaire	13
1.7	Décollement de la couche limite sur l'extrados	13
1.8	Tourbillon en pied et tête de pale (NASA Lewis Research Center)	14
1.9	Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince (Mish [8])	18
1.10	Bruit émis par un profil à différentes vitesses incidentes, comparaison modèle/essais, Patterson et Amiet [19]	25
1.11	Schéma d'une grille d'aubes disposée dans un écoulement uniforme [53]. Vue 2D (a) et vue 3D (b)	27
1.12	Coordonnées du modèle de prédiction du bruit de bord de fuite de Howe [61]	30
2.1	Vue de face des trois ventilateurs, G2rad (a), G2for (b) and G2back (c), sens de rotation horaire	38
2.2	Banc d'essai ISO 5801	40
2.3	Sonde à fil chaud et son support en aval du ventilateur	41
2.4	Position de la sonde par rapport au ventilateur	42
2.5	Systèmes de coordonnées de la sonde, du ventilateur et des fils	43
2.6	Position 1 et position 2 de la sonde avec les systèmes de coordonnées associés	44
2.7	Maillage sur le ventilateur (haut) et le domaine numérique (bas) avec le maillage raffiné près de la pale	45
2.8	Ligne de courant dans le caisson et en aval, colorée par la résultante de la vitesse (m/s)	46
2.9	Domaine de calcul et conditions limites pour le ventilateur G2for	47

2.10	Comparaison de la performance entre la simulation et l'expérience pour les trois ventilateurs	50
2.11	Comparaison du rendement entre la simulation et l'expérience pour les trois ventilateurs	51
2.12	Comparaison simulation/essais des profils des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse en aval du ventilateur G2rad	54
2.13	Comparaison simulation/essais des profils des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse en aval du ventilateur G2for	55
2.14	Comparaison simulation/essais des profils des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse en aval du ventilateur G2back	56
2.15	Comparaison entre les trois ventilateurs des profils calculés des composantes axiales, radiales et tangentielles du vecteur vitesse	57
2.16	Comparaison simulation/essais des profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds en aval du ventilateur G2rad	60
2.17	Comparaison simulation/essais des profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds en aval du ventilateur G2for	61
2.18	Comparaison simulation/essais des profils des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds en aval du ventilateur G2back	62
2.19	Comparaison entre les trois ventilateurs des profils calculés des composantes du tenseur des contraintes de Reynolds	63
2.20	Plans de visualisation pour les résultats de ce chapitre (exemple sur le ventilateur G2back)	64
2.21	Energie cinétique turbulente (k) et composantes de la vitesse (C_a , C_r et C_t) en aval du ventilateur au débit φ_n	66
2.22	Energie cinétique turbulente (k) et composantes de la vitesse (C_a , C_r et C_t) en aval du ventilateur au débit $1,3\varphi_n$	67
2.23	Vecteurs de vitesse colorés par la vitesse absolue à trois rayons différents au débit φ_n	69
2.24	Vecteurs de vitesse colorés par la vitesse absolue à trois rayons différents au débit $1,3\varphi_n$	69
2.25	Surface d'iso énergie cinétique turbulente $k = 0,05 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (bleu), $k = 1 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (vert), $k = 4 \text{ m}^2/\text{s}^2$ (orange)	70
2.26	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente au débit φ_n pour deux modèles de turbulence. G2rad simulation RSM (—), G2rad experience (•), G2rad simulation $k - \omega$ (•••), G2for simulation RSM (— • —), G2for experience (×), G2for simulation $k - \omega$ (— • —)	71

3.1	Champ de pression moyenne en Pa sur l'intrados pour différents débits . .	77
3.2	Champ de pression moyenne en Pa sur l'extrados pour différents débits . .	77
3.3	Section de la pale du ventilateur à mi-envergure avec rainures d'insertions des capteurs	79
3.4	Capteur de pression ultra-compact (A) et amplificateur (B)	79
3.5	Schéma de la chaîne de mesure avec collecteur tournant	82
3.6	Schéma de la chaîne de mesure avec télémessure	82
3.7	Collecteur tournant 20 voies monté sur le banc d'essai. Partie tournante en vert, partie fixe en jaune	83
3.8	Erreur de chaque composant de la chaîne de mesure d'après les données des constructeurs	85
3.9	Boîtier étanche	86
3.10	Courbe d'étalonnage du capteur absolu (haut) et du capteur relatif (bas). Tension de sortie en fonction de la pression d'entrée	88
3.11	Plage de mesure utilisée pour le capteur absolu et le capteur relatif par rapport à la plage totale de mesure des capteurs	89
3.12	Photographie du banc d'essai avec le ventilateur installé dans le caisson normalisé	91
3.13	Vue arrière du ventilateur G2for instrumenté par 4 capteurs, avec les ampli- ficateurs positionnés dans le bol spécifique	92
3.14	CAO des ventilateurs G2rad (A) et G2for (B) avec le rainurage permettant l'implantation des capteurs en vert	93
3.15	Densité spectrale de puissance d'un signal brut (noir), et d'un signal corrigé (rouge) par le signal d'un capteur obturé (jaune)	95
3.16	Champs des pressions théoriques sur l'extrados des pales des trois venti- lateurs G2, aux deux différents débits, avec positionnement des points de mesure	97
3.17	Champs des pressions théoriques sur l'intrados des pales des trois venti- lateurs G2, aux deux différents débits, avec positionnement des points de mesure	98
3.18	Coefficient de pression en fonction de la corde à mi-envergure aux deux débits. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour les ventilateurs G2rad, G2for et G2back	101
3.19	Pression statique pariétale en fonction de l'envergure. Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux pour les ventilateurs G2rad (—), G2for (—) et G2back (—) aux débits φ_n (—; ●) et $1,3\varphi_n$ (—; ◇)	102

3.20	Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaire mesurée, sur l'extrados colonne de droite et sur l'intrados colonne de gauche, en configuration suivant l'envergure en haut et en configuration suivant la corde en bas, ventilateur G2back. Capteur 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—) . . .	104
3.21	Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaire mesurée, sur l'extrados colonne de droite et sur l'intrados colonne de gauche, en configuration suivant l'envergure en haut et en configuration suivant la corde en bas, ventilateur G2rad. Capteur 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—) . . .	105
3.22	Densité spectrale de puissance des signaux de pression instationnaire mesurée, sur l'extrados colonne de droite et sur l'intrados colonne de gauche, en configuration suivant l'envergure en haut et en configuration suivant la corde en bas, ventilateur G2for. Capteur 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—) . . .	106
4.1	Repère utilisé pour le modèle d'Amiet de bord de fuite	113
4.2	a) Triangle des vitesses dans une grille d'aubes. b) Méthode de discrétisation des pales et repères pour l'extension du modèle d'Amiet aux ventilateurs [6]	116
4.3	Sphère d'intégration pour le calcul de la puissance acoustique [6]	120
4.4	Spectres de pression pariétale de différentes équipes de recherche adimensionnées par les variables mixtes [65]	124
4.5	Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles, pour les sections des ventilateurs G2	128
4.6	Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles et méthodes de calculs, au débit nominal	132
4.7	Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles et méthodes de calculs, en sur-débit	133
4.8	Comparaison entre les interspectres des pressions pariétales obtenus par les différents modèles et ceux obtenus par l'expérience pour la section 4 (périphérique) des ventilateurs G2rad, G2for et G2back	135
4.9	Niveau de puissance acoustique calculé par le modèle d'Amiet de bord de fuite. Comparaison entre les différentes méthodes d'obtention des spectres de pression pariétale. Ventilateur G2rad, G2for et G2back	137
4.10	Etude des paramètres du modèle d'Amiet, exemple sur le ventilateur G2rad avec spectre de pression pariétale de Goody	138
4.11	Directivité du bruit de bord de fuite émis par le ventilateur à différentes fréquences. Ventilateur G2rad à gauche et G2for à droite	139

4.12	Densités spectrales de puissance des pressions acoustiques en fonction de l'angle θ de la position de l'observateur émises par le ventilateur G2rad. Spectres de pressions pariétales du modèle de Schlinker-Amiet en haut, et de Chase-Howe en bas	141
4.13	Densités spectrales de puissance des pressions acoustiques en fonction de l'angle θ de la position de l'observateur émises par le ventilateur G2for. Spectres de pressions pariétales du modèle de Chase-Howe en haut, et de Goody en bas	142
4.14	Comparaison entre un spectre acoustique mesuré et les spectres issus du modèle d'Amiet de bord de fuite obtenus avec les différents spectres de pressions pariétales	144

Liste des tableaux

2.1	Coefficients de débit choisis pour les comparaisons mesures/simulations des trois ventilateurs	39
3.1	Comparatif des caractéristiques principales des différents capteurs	81
3.2	Influence du bruit sur les mesures	84
3.3	Comparatif de la plage de mesure utilisée et de la sensibilité constructeur entre les deux capteurs	89
3.4	Sensibilité mesurée pour deux essais et écart relatif avec les données du constructeur	90
3.5	Comparaison Mesure/Simulation des pressions statiques moyennes sur la pale du ventilateur G2rad (haut), G2for (milieu) et G2back (bas), aux deux différents débits, sur l'extrados, avec les écarts relatifs calcul/essais.	100
4.1	Variables à chaque section de pale du ventilateur G2, au débit φ_n	127
4.2	Variables à chaque section de pale du ventilateur G2, au débit $1,3\varphi_n$	127
4.3	Comparaisons des variables obtenues pour la section de tête de pale du ventilateur G2, au débit φ_n	130
4.4	Comparaisons des variables obtenues pour la section de tête de pale du ventilateur G2, au débit $1,3\varphi_n$	130
4.5	Comparaisons des variables obtenues pour la section de pied de pale du ventilateur G2, au débit φ_n	130
4.6	Comparaisons des variables obtenues pour la section de pied de pale du ventilateur G2, au débit $1,3\varphi_n$	131
4.7	Evaluation qualitative des paramètres permettant de comparer les empilements, du plus faible – au plus fort ++.	149

Métrologie aérodynamique instationnaire embarquée pour la modélisation du bruit à large bande dans les turbomachines

RESUME : Les nuisances sonores sont devenues une importante préoccupation environnementale. L'accroissement des exigences de confort et le durcissement des réglementations tant européennes que mondiales ont rendu la réduction du bruit aérodynamique des turbomachines un enjeu primordial pour de nombreuses industries. Ce travail a pour objectif principal le développement d'outils de modélisation de la composante à large bande du bruit des ventilateurs de façon à l'intégrer comme critère d'optimisation dès leur phase de conception. L'empilement (dévers) étant connu pour avoir une influence sur les émissions acoustiques des ventilateurs, trois ventilateurs à empilements différents seront comparés tout au long de ce mémoire. Un banc d'essai permettant l'acquisition des pressions moyennes et instationnaires sur les pales des ventilateurs est conçu puis fabriqué.

Ces données sont nécessaires comme entrées d'un modèle de prévision du bruit de bord de fuite. Les spectres de pression mesurés sont comparés à différents modèles puis utilisés pour obtenir le spectre acoustique en champ lointain à partir du modèle d'Amiet de bord de fuite. Ce modèle prévu pour un profil fixe est adapté pour un ventilateur. Puis une simulation numérique RANS avec modèle de turbulence du deuxième ordre, de ces trois ventilateurs, est réalisée afin d'obtenir : les performances globales des ventilateurs à différents débits, la morphologie de l'écoulement notamment les profils des vitesses aval, les composantes du tenseur des contraintes de Reynolds, les champs de pression sur les pales et les variables de la couche limite. Toutes ces données sont comparées avec différentes mesures sur un banc normalisé permettant la mesure du débit de fonctionnement.

Mots clés : Aéroacoustique, Turbomachine, Ventilateur axial, Bruit large bande, Bruit de bord de fuite, Métrologie embarquée, Mesure de pression pariétale, Anémométrie à fil chaud, Tenseur des contraintes de Reynolds, Modèle d'Amiet.

Unsteady wall pressure measurement for broadband noise modeling in turbomachinery

ABSTRACT: Noise pollution is one of the most significant environmental concerns. The increase in comfort requirements and rigorous of European and global regulations make the noise reduction one of the most important issues for several industries. The main objective of this work is the development of modeling tools for broadband noise component radiated by axial fans in order to include it as an optimization criterion during their design process. Sweep is known to be influent on the noise radiated by a fan. Three fans with different sweep are compared in this report. A test bench able to carry out mean and unsteady pressure on the blade of the fans is designed and built. These data are needed as input in a trailing edge noise prediction model. Measured pressure spectra are compared with those obtain from models, and then used to obtain the far field acoustic spectra.

Amiet's trailing edge noise model is used. This model is developed for airfoil, so it is adapted for fans. A RANS numerical simulation with a second order turbulence model is carried out on the three fans to get: overall efficiency at different flow rates, downstream velocities components profiles, components of the Reynolds stress tensor, pressure field on a blade and boundary layer data. All these data are compared with several experiments performed in a standard test bench allowing the air flow rate measurement.

Keywords : Aeroacoustic, Turbomachinery, Axial fan, Broadband noise, Trailing edge noise, Wall pressure measurement, Hot wire anemometry, Reynolds stress tensor, Amiet model.