



Modélisation du bruit à large bande rayonné par un profil isolé : application aux turbomachines

Djaafer Fedala

► To cite this version:

Djaafer Fedala. Modélisation du bruit à large bande rayonné par un profil isolé : application aux turbomachines. Sciences de l'ingénieur [physics]. Arts et Métiers ParisTech, 2007. Français. NNT : 2007ENAM0034 . pastel-00003209

HAL Id: pastel-00003209

<https://pastel.hal.science/pastel-00003209>

Submitted on 20 Dec 2007

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.



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

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur

de

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité "Mécanique"

présentée et soutenue publiquement

par

Djaafer FEDALA

le 30 novembre 2007

**MODÉLISATION DU BRUIT À LARGE BANDE RAYONNÉ PAR
UN PROFIL ISOLÉ - APPLICATION AUX TURBOMACHINES**

Directeur de thèse : Smaïne KOUIDRI

Co-encadrement de la thèse : Robert REY

Jury :

M. Michel DUMAS, Docteur - Ingénieur de Recherche SNECMA Moteur... Examineur
M. Georges GEROLYMOS, Professeur, IJLRA, UPMC-Paris VI Examineur
M. Charles HIRSCH, Professeur, Vrije Universiteit Brussel..... Rapporteur, Président
M. Smaïne KOUIDRI, Professeur, LIMSIS, UPMC..... Examineur
M. Serge LEWY, Directeur de Recherche, DSNA, ONERA..... Rapporteur
M. Eric MANOHA, Ingénieur de Recherche, DSNA, ONERA Examineur
M. Robert REY, Professeur, LEMFI, ENSAM, Paris Examineur

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique des Fluides Interne
ENSAM, CER de Paris

Remerciements

Ce travail est le fruit de plusieurs soutiens et collaborations. Tout d'abord, je remercie vivement Monsieur Smaïne Koudri, Professeur des Universités, de m'avoir proposé un sujet dans une thématique aussi passionnante et d'avoir assuré l'encadrement scientifique de cette thèse. Je lui exprime aussi ma gratitude de m'avoir orienté et de m'avoir laissé beaucoup de liberté d'entreprise. Il m'a inculqué le goût d'ouverture à l'extérieur, la volonté d'échange avec d'autres équipes de recherche et la participation à des manifestations scientifiques. Je tiens à lui faire part de toute mon amitié et de ma reconnaissance.

Mes remerciements vont ensuite vers Monsieur Robert Rey, Professeur des Universités et Directeur du LEMFI, qui a bien voulu m'accueillir au sein de son laboratoire, qui facilite toujours les différentes démarches et met tous les moyens en œuvre pour la réussite des travaux de recherche. Sa grande maîtrise des écoulements internes dans les turbomachines et ses qualités pédagogiques m'ont aidé dans la compréhension de plusieurs aspects de ces machines.

J'exprime mes remerciements à Monsieur Farid Bakir, Professeur des Universités, pour l'intérêt qu'il a montré pour mes travaux, pour les riches discussions que nous avons eues et pour avoir su partager ses connaissances scientifiques dans les turbomachines. J'ai eu beaucoup de plaisir à travailler avec lui, notamment dans le cadre du cours de conception et optimisation des turbomachines.

Je remercie Monsieur Ricarodo Noguera, Maître de Conférences et Habilité à Diriger des Recherches, d'avoir été le responsable de mon monitorat à l'ENSAM et ainsi profiter de sa riche expérience pédagogique.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur Thomas Carolus, Professeur de l'Université de Siegen, qui n'a pas hésité à m'accueillir dans le cadre d'un séjour scientifique. Je le remercie des fructueux échanges que nous avons pu avoir. Je salue aussi toute l'équipe de l'IFT Siegen, notamment le Docteur Marc Schneider et le Docteur Hauke Reese.

Je suis reconnaissant à Messieurs Serge Lewy et Charles Hirsch 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 de sa lecture plus qu'attentionnée. Je remercie tous les autres membres du jury de thèse, Michel Dumas, Georges Gerolymos et Eric Manoha d'avoir accepté de participer à l'expertise de mon travail.

Je remercie le jeune Docteur Mohand Younsi de sa constante amitié et de son aide. J'ai eu le plaisir de partager beaucoup de temps et de loisirs avec lui.

Je remercie aussi Monsieur Sofiane Khelladi, Maître de Conférences à l'ENSAM, pour les riches échanges et discussions et pour sa sympathie.

J'ai été ravi de travailler aux côtés de Gerald Kergouley, Jeremy Hurault, Raphael Compos, Jeans Pierre Merle, Moisés Solis et Hakim Elhadjen. Mes remerciements s'adressent aussi à Marc Joulin et Farid Oukaci.

Je remercie les élèves avec qui j'ai travaillé de près ou de loin, notamment Guillaume Tellier, Shehrayer Mohamed, Nicolas Thouault et Tarik Agri.

J'exprime ma gratitude aux enseignants de l'INGM, notamment Messieurs : Abderrahmane Djerrada, Belaïd Brachemi et Mohamed Hadj Ameer qui ont contribué à l'amont de l'aboutissement de ce travail et à tant d'autres.

Je dédie ce travail à mes parents, à mon grand père, à mes frères et sœurs, en les remerciant de leur soutien et de la confiance qu'ils n'ont jamais cessé de me témoigner.

D. FEDALA Paris le 7 décembre 2007

Résumé

MODELISATION DU BRUIT A LARGE BANDE RAYONNE PAR UN PROFIL ISOLE - APPLICATION AUX TURBOMACHINES

RESUME : Les nuisances sonores sont devenues une importante préoccupation environnementale. L'accroissement des exigences de confort et le durcissement des réglementations européennes et mondiales ont rendu la réduction du bruit aérodynamique des turbomachines un enjeu primordial pour plusieurs 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'étude est concentrée sur les deux sources reconnues pour leurs contributions significatives dans le bruit rayonné : l'interaction des pales avec l'écoulement turbulent amont et la diffraction de la couche limite turbulente au niveau du bord de fuite. Dans un premier temps, une approche reposant sur la formulation analytique d'Amiet pour la prédiction du bruit d'un profil isolé disposé dans un écoulement turbulent est mise en oeuvre. L'effet de l'épaisseur n'est pas pris en compte dans la formulation initiale d'Amiet. Une correction gaussienne a été proposée sur la base des travaux de Gershfeld améliorant ainsi considérablement les résultats de calculs. Une extension vers la turbomachine est ensuite proposée et validée expérimentalement. Un ventilateur axial est disposé à l'amont de différents écoulements incidents turbulents générés par cinq dispositifs de contrôle de turbulence. La turbulence incidente est caractérisée par le modèle spectral de von Kármán à partir des mesures à fils chauds. La confrontation des spectres de puissance acoustique calculés à ceux mesurés donne un accord satisfaisant sur une large bande fréquentielle audible. Dans la deuxième partie, une modélisation hybride combinant des Simulations des Grandes Echelles avec une solution intégrale dans le domaine temporel de l'analogie de Ffowcs Williams & Hawkings est développée. Une validation complétée par une étude des erreurs numériques du code acoustique développé sur la base de la formulation intégrale 1A de Farassat avec une surface perméable de Di Francescontonio a été réalisée. Les simulations LES bidimensionnelles de l'écoulement turbulent autour d'un profil ont reproduit la transition de la couche limite turbulente et le détachement tourbillonnaire au bord de fuite. L'analyse des spectres de pression pariétale a révélé que l'écoulement amont a un important effet sur les fluctuations de pression pariétale et leurs localisations.

Mots-clés : aéroacoustique, bruit large bande, Amiet, profil, turbomachine, ventilateur, Ffowcs Williams Hawkings, SGE, turbulence, spectre de von Kármán, bruit d'interaction de turbulence amont, bruit de bord de fuite.

ABSTRACT : Noise pollution is one of the most significant environmental concerns. The increase in comfort requirements and rigorous of European and global regulations made of 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. This study is concentrated on two sources recognized for their significant contributions in the radiated noise : interaction of the blades with the turbulent inflow and scattering of the turbulent boundary layer eddies when convected past trailing edge. Firstly, an approach based on Amiet's analytical formulation for noise prediction of an isolated airfoil placed in a turbulent flow is carried out. Thickness effect is not taken into account in the initial Amiet's formulation. A gaussian correction was proposed based on Gershfeld studies which improved significantly the computational results. An extension towards turbomachinery is then proposed and validated experimentally. An axial fan is placed downstream of various incident turbulent flows generated by five turbulence controlling devices. Incident turbulence is characterized by the von Kármán spectral model which is fed with hot wire measurements. Comparison of the calculated sound power spectra with the experimental ones yields a reasonable or even satisfying agreement over a large range of the audible frequency. In the second part, a hybrid model combining of Large Eddy Simulations with an integral solution in time domain of Ffowcs Williams & Hawkings equation is developed. A validation completed by a study of numerical errors of the acoustic code based on Formulation 1A of Farassat with a permeable surface of Di Francescontonio was performed. Two-dimensional LES of the turbulent flow around an airfoil NACA0012 reproduced the boundary layer transition and the vortex shedding. Wall-pressure spectra analysis revealed that the inflow conditions have a strong effect on the airfoil response.

Keywords : aeroacoustics, broadband noise, Amiet, airfoil, turbomachinery, fan, Ffowcs Williams Hawkings, LES, von Kármán spectrum, turbulence, turbulence interaction noise, trailing edge noise.

Avant-propos

”La pratique la plus parfaite procède de la théorie la mieux pensée”, Réaumur

”Ne pas savoir risquer, c’est cesser d’être un chef”, Gérard Devouassoux

”A thesis is a statement of your position on a research question together with the story of how you got there”

”The heart of the PhD experience is the psychological transition from a state of being instructed on what is already known to a state of personally discovering things that were not previously known” cited by : John Ziman, ’Competition Undermines Creativity’, The Times Higher Education Supplement, 16 July 1993, p.16

Table des matières

Remerciements	i
Résumé	iii
Avant-propos	v
Table des figures	xi
Nomenclature	xvii
Introduction générale	1
1 Le bruit à large bande dans les turbomachines	5
1.1 Introduction	6
1.1.1 La contribution harmonique	7
1.1.2 La contribution turbulente	8
1.2 État de l’art	9
1.2.1 Corrélations empiriques ou semi-empiriques	10
i. Corrélation d’Eck	10
ii. Corrélations de Brooks	11
1.2.2 Méthodes analytiques	12
i. Modèle de Sharland	12
ii. Modèle de Glegg	13
iii. Formulations d’Amiet	15
1.2.3 Méthodes hybrides	16
i. Les méthodes intégrales	17
i.1) Analogie de FW&H	17

i.2) Formulation de Kirchhoff	18
ii. Propagation dans un écoulement non uniforme	19
ii.1 Équations d'Euler perturbées	19
ii.2 Théorie de la distorsion rapide	20
iii. Couplage de méthodes adaptées à des domaines spécifiques	21
1.2.4 Simulation numérique directe	22
1.3 Principaux mécanismes de génération du bruit à large bande	23
1.3.1 Bruit d'ingestion de turbulence	23
1.3.2 Bruit propre du profil	24
i. Interaction d'une couche limite turbulente avec un bord de fuite .	24
ii. Le bruit de lâcher tourbillonnaire	25
ii. Bruit d'instabilité de la couche limite laminaire	25
1.3.3 Bruit de décollement sur l'extrados	26
1.3.4 Bruit des écoulements secondaires	27
1.4 Conclusion	28
2 Formulation d'Amiet du bruit à large bande rayonné par un profil isolé	29
2.1 Introduction	30
2.2 Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince	31
2.2.1 Problème	31
2.2.2 Formulation d'Amiet	34
2.2.3 Réponse pariétale à une turbulence monodimensionnelle	37
2.2.4 Réponse pariétale à une turbulence bidimensionnelle	38
2.3 Bruit d'interaction avec la turbulence amont	41
2.3.1 Caractérisation de l'écoulement turbulent amont incident	45
2.4 Bruit de bord de fuite	48
2.5 Application à un profil NACA0012	51
2.5.1 Directivité	51
2.5.2 Prise en compte de l'effet de réfraction par la couche de cisaillement .	52
2.5.3 Résultats et interprétations	54
2.5.4 Effet de l'angle d'incidence	57
2.5.5 Prise en compte de l'effet de l'épaisseur	58

2.6	Conclusion	60
3	Extension du modèle d'Amiet du profil isolé vers la turbomachine	61
3.1	Introduction	62
3.2	Théorie du bruit rayonné par une pale tournante	63
3.3	Validation expérimentale	69
3.3.1	Ventilateur étudié	69
3.3.2	Domaine fréquentiel de validité de la théorie	70
i.	Validité de la théorie d'Amiet	70
ii.	Validité de l'hypothèse de source à haute fréquence	71
3.3.3	Dispositif expérimental	73
3.3.4	Mesures acoustiques	74
3.3.5	Mesures aérodynamiques	75
3.4	Résultats et interprétations	78
3.4.1	Résultats aérodynamiques	78
3.4.2	Spectres de puissance acoustique	80
3.4.3	Directivité et niveau de pression acoustique	83
3.4.4	Spectres en champ libre	84
3.4.5	Prise en compte de l'effet de l'épaisseur	87
3.5	Conclusion	89
4	Mise en œuvre numérique d'une approche temporelle hybride SGE / FW&H	93
4.1	Simulation des grandes échelles	94
4.1.1	Équations de Navier-Stokes filtrées	96
4.1.2	Fermeture du tenseur des échelles de sous-maille	96
4.1.3	Les conditions aux limites à l'entrée pour la SGE	98
4.1.4	Résolution de la sous-couche visqueuse	99
4.2	Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings	100
4.2.1	Formulation différentielle	100
i.	Preliminaires	101
ii.	L'équation de Ffowcs Williams & Hawkings	103
4.2.2	Solution temporelle intégrale 3D de l'équation de FW&H	105

4.2.3	Approche numérique	110
i.	Quadrature	110
ii.	Approche du temps avancé	113
4.2.4	Validation et étude des erreurs numériques	114
i.	Cas test d'Isom	114
ii.	Cas test de Tam	121
4.3	Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE	125
4.3.1	Écoulement homogène à l'entrée	126
i.	Modélisation numérique	126
ii.	Résultats et interprétations	127
4.3.2	Écoulement turbulent à l'entrée	131
i.	Modélisation numérique	131
ii.	Résultats et interprétations	132
4.4	Couplage SGE/FW&H	135
4.5	Conclusion	137

Conclusion générale	139
----------------------------	------------

Annexe A : Prédiction du bruit des ventilateurs par un couplage d'une méthode analytique et de la CFD	149
--	------------

Table des figures

1.1	Spectre de bruit d'un ventilateur.	6
1.2	Schéma représentant les phénomènes instationnaires dans la roue mobile d'un ventilateur axial (NASA, Lewis Research Center).	7
1.3	Schéma des différentes approches de modélisation aéroacoustique.	9
1.4	Schéma présentant une grille d'aubes disposée dans un écoulement uniforme : a) vue 2D, b) vue 3D.	13
1.5	Schéma des méthodes hybrides.	16
1.6	Fluctuation de la pression par calcul DNS dans un système hypersustentateur, NASA Langley Research Center.	22
1.7	Bruit dû aux fluctuations de vitesse incidente.	23
1.8	Bruit dû à la couche limite turbulente.	24
1.9	Formation de lâcher tourbillonnaire au bord de fuite.	25
1.10	Instabilité de la couche limite laminaire.	25
1.11	Décollement de la couche limite turbulente.	26
1.12	Ecoulements secondaires.	27
2.1	Effet d'une structure turbulente incidente sur la distribution de la charge sur un profil, reproduite à partir de Schneider ¹	30
2.2	Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil, reproduite à partir de Mish ²	31
2.3	Turbulence bidimensionnelle incidente sur un profil.	38
2.4	Schéma et repère de calcul pour le bruit d'interaction de la turbulence amont.	41
2.5	Spectre de turbulence.	45

2.6	Spectre de turbulence amont pour différentes vitesses incidentes, intensité de turbulence 4%, échelle intégrale de turbulence de 0,03 m; — von Kármán, - - - - Liepmann.	48
2.7	Profil considéré et repère de calcul pour le bruit de bord de fuite.	48
2.8	Schéma du dispositif expérimental d'Amiet ³	51
2.9	Directivité du bruit d'interaction de la turbulence amont (à gauche) et du bruit de bord de fuite (à droite).	51
2.10	Schéma de la correction d'Amiet de l'effet d'une couche de cisaillement. . . .	52
2.11	Corrections d'angle et d'amplitude pour la configuration expérimentale d'Amiet ⁴ , $h/r_m = 0,177$	54
2.12	Comparaison du spectre de bruit mesuré et calculé; Symboles, expérimental ^{4,5} ; —, prédiction.	55
2.13	Directivité du rayonnement acoustique pour différentes fréquences.	56
2.14	Comparaison du bruit de l'interaction de la turbulence amont, —, du bruit de bord de fuite, — o —.	57
2.15	Schéma représentant un profil symétrique dans la modélisation de Gershfeld. .	58
2.16	Comparaison du spectre de bruit mesuré et calculé avec correction de l'effet d'épaisseur; Symboles, expérimental.; — prédiction avec correction d'effet de l'épaisseur, - - - - prédiction sans correction.	59
3.1	Paramètres d'étude : a) triangle des vitesses. b) segment de pale d'un ventilateur axial et repère de calcul.	63
3.2	Représentation du calcul de la puissance acoustique.	68
3.3	Ventilateur étudié : a) Photo et repères de calcul. b) Dessin de définition. . .	69
3.4	Performances aérodynamiques du ventilateur, $\psi_p = \Delta p / (\pi^2 D^2 N^2 / 2)$	70
3.5	Représentation d'une source en rotation.	71
3.6	Contribution des termes sources.	72
3.7	Disposition du ventilateur dans le conduit.	73
3.8	Les cinq arrangements à l'amont du ventilateur.	74
3.9	Dispositif de mesure de la puissance acoustique selon la norme ISO 374513. .	74
3.10	Coefficient d'autocorrélation typique (OE, à R = 110 mm), Schneider ¹	76

3.11 Mesures aérodynamiques : a) vitesse axiale moyenne. b) intensité de turbulence. c) échelle intégrale circonférentielle de turbulence. d) échelle intégrale longitudinale de turbulence. e) rapport des deux échelles.	78
3.12 Spectres de turbulence mesurés (lignes continus) et ceux calculés par le modèle de von Kármán, équation (3.30) (lignes discontinues) au rayons : a) $R = 73$ mm. b) $R = 73$ mm, correction exponentielle. c) $R = 143$ mm. d) $R = 143$ mm, correction exponentielle.	80
3.13 Spectres du niveau de puissance acoustique pour les différents dispositifs : a) OE. b). GA. c) HC. d) RPG2. e) RPG1. f) récapitulatif de l'expérimental (Les raies aux multiples de la fréquence de passage des pales dans les mesures sont enlevées.)	81
3.14 Distribution de la puissance acoustique sur différentes bandes fréquentielles : barres colorées, mesures. barres transparentes, prédiction.	83
3.15 Directivité du niveau de pression acoustique à 2m du rotor : a) configuration GA. b) Grille RPG2.	84
3.16 Points de mesure du spectre de pression acoustique, supposés moins affectés par la présence du conduit.	85
3.17 Spectres de pression acoustique en champ lointain mesuré et calculé : a) OE à P1. b) RPG2 à P1. c) OE à P2. d) RPG2 à P2. e) OE à P3. f) RPG2 à P3.	86
3.18 Spectres de puissance acoustique pour les différents dispositifs avec correction de l'effet de l'épaisseur : a) OE. b). GA. c) HC. d) RPG2. e) RPG1.	88
4.1 La fonction définissant la surface de contrôle.	101
4.2 Relation entre le temps retardé (source) et le temps de réception.	113
4.3 a) Géométrie de la pale utilisée b) zoom à la périphérie, l'épaisseur relative diminue vers les extrémités de la pale.	115
4.4 Pression acoustique des deux pales, a) Mach à la périphérie = 0,4 , b) Mach à la périphérie = 0,8	116
4.5 Erreur relative moyenne en fonction du nombre de pas de temps par période de rotation et ordre de la dérivée.	117
4.6 Erreur moyenne absolue suivant la distance source-observateur.	118
4.7 Erreur moyenne relative suivant la distance source-observateur.	118
4.8 Directivité du maximum du module du bruit monopolaire et du bruit d'Isom	119

4.9	Directivité de l'erreur moyenne relative.	119
4.10	Directivité du niveau de la pression maximale du monopolaire et du bruit d'Isom.	120
4.11	Pression acoustique pour un nombre de Mach à la périphérie de 0.2	120
4.12	Erreur relative moyenne en fonction du nombre de Mach.	121
4.13	Le rotor défini par Tam.	121
4.14	Résultats pour $\Omega = 0,85$: a) Pression acoustique calculée par F1A, b) Signal du fondamental du bruit calculé par F1A comparé à la pression analytique de Tam, équation (4.90). c) Directivité du fondamental calculée par F1A compa- rée à la solution analytique de Tam, équation (4.92).	123
4.15	Résultats pour $\Omega = 0,6$: a) Pression acoustique calculée par F1A, b) Signal du fondamental du bruit calculé par F1A comparé à la pression analytique de Tam, équation (4.90). c) Directivité du fondamental calculée par F1A compa- rée à la solution analytique de Tam, équation (4.92).	124
4.16	Domaine de calcul de la simulation 2D SGE.	126
4.17	Vue du maillage 2D : a) vue globale b) zoom au bord de fuite.	127
4.18	Coefficient moyen de pression du profil NACA0012 : symboles; exp. Lee et Kang ⁶ à $Re = 6,0 \cdot 10^5$, — SGE à $Re = 9,45 \cdot 10^5$	128
4.19	Champ d'amplitude de la vorticité [s^{-1}] et les lignes de courant par SGE. . .	128
4.20	Valeur efficace de la pression pariétale sur le profil NACA 0012.	129
4.21	Champ aérodynamique instantané : a) Contour des vitesses b) Vecteurs vitesse au bord de fuite c) Champ de pression statique d) lignes d'iso-pression. . . .	129
4.22	Spectres de pression pariétale obtenus par SGE comparés à ceux calculés par le modèle d'Amiet : a) bord d'attaque b) $x/2b = 0,3$ c) $x/2b = 0,52$ d) $x/2b$ $= 0,88$	130
4.23	Spectre des composantes des vitesses fluctuantes à l'entrée, à $z = 0$	131
4.24	Comparaison du champ d'amplitude de vorticité instantané autour du profil NACA 0012, sans et avec turbulence incidente.	132
4.25	Champ d'amplitude instantané de vorticité et lignes de courant autour du bord de fuite, cas de présence de turbulence incidente.	132
4.26	Comparaison des coefficients de pression, avec et sans turbulence incidente. .	133
4.27	Valeur efficace de la pression pariétale, avec et sans turbulence incidente. . .	133

4.28 Spectres de pression pariétale obtenus par SGE à différentes positions : a) bord d'attaque b) $x/2b = 0,3$ c) $x/2b = 0,52$ d) $x/2b = 0,88$	134
4.29 Schéma des calculs acoustiques.	135
4.30 Spectres de niveau de pression acoustique calculés et mesuré.	136

Nomenclature

Symboles Latins

b	Mi-corde du profil, [m]
c_0	Vitesse du son, [m s ⁻¹]
$\bar{C}_a$	Vitesse axiale dans la direction de l'axe de rotation d'un ventilateur, [m s ⁻¹]
d	Mi-envergure du profil, [m]
dS	Élément de surface de contrôle, [m ²]
$D(\theta)$	Directivité définie par Tam en coordonnées sphériques, [-]
$E[...]$	Moyenne d'ensemble, [...]
$\mathbf{E}(k)$	Spectre tridimensionnel de l'énergie turbulente, équation (2.64), [(m ² s ⁻²)/m ⁻¹]
$f = 0$	Fonction définissant la surface de contrôle dans la formulation de FW&H
g	Variable de la fonction de Green en champ libre $g = \tau - t + r/c_0$, [s]
$\bar{g}$	Fonction de réponse du profil, [-]
$H(f)$	Fonction de Heaviside
$J_m(x)$	Fonction de Bessel d'ordre m et d'argument x
k	Vecteur des nombres d'onde $k = (k_x, k_y, k_z)$, [m ⁻¹]
$\mathbf{k}$	Énergie cinétique turbulente, [m ² s ⁻²]
k_e	Nombre d'onde associé à l'énergie turbulente, [m ⁻¹]
k_x, k_y	Nombre d'onde longitudinal et dans la direction d'envergure, [m ⁻¹]
$\bar{k}_i$	Nombre d'onde adimensionnel $\bar{k}_i = k_i b$, [-]
$\bar{k}_i^*$	Nombre d'onde réduit $\bar{k}_i^* = k_i b / \beta$, [-]
K_x	Nombre d'onde nominal dans la direction longitudinale $K_x = \omega / U$, [m ⁻¹]
$l_y(\omega)$	Échelle de cohérence des fluctuations de vitesse dans la direction de l'envergure, [m]
L_i	Composantes des forces aérodynamiques surfaciques s'appliquant sur le fluide, $L_i = [(p - p_0) \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho V_i (V_j - V_j^s)] n_j$, [Pa]
L_r	$= L_i \frac{r_i}{r}$, [Pa]
$\bar{L}$	Fonction de transfert intégrale du profil, [-]
M	Nombre de Mach d'une surface source par rapport à un repère absolue lié au milieu au repos, de composantes M_i , [-]
M_n	Projection du nombre de Mach dans la direction de la normale à la surface

$M_n = M_i n_i$, [-]	
$\dot{M}_i$	$= \frac{1}{c_0} \frac{\partial V_i^s}{\partial \tau}$, [s ⁻¹]
$\dot{M}_r$	$= M_i \frac{r_i}{r}$, [s ⁻¹]
M_t	Nombre de Mach tangentiel, [-]
mtr	Nombre de pas de temps, [-]
$\hat{n}$	Vecteur unitaire normal sortant de la surface de contrôle, [-]
p	Pression statique, [Pa]
$\dot{p}$	Pression acoustique, [Pa]
$\dot{p}_L$	Contribution dipolaire de la pression acoustique, [Pa]
$\dot{p}_T$	Contribution monopolaire de la pression acoustique, [Pa]
$\hat{p}$	Composante de Fourier de la pression, [Pa/Hz]
r	Distance source-observateur $r = x_i - x_i^s $, [m]
$\hat{r}$	Vecteur unitaire dans la direction source-observateur $r_i = x_i - x_i^s /r$, [-]
R	Position radiale d'un segment de pale, [m]
$\hat{R}$	Vecteur unitaire radiale, $\hat{R} = \vec{R}/R$, [-]
R_{uu}	Intercorrélation de la vitesse axiale u , équation (2.71), [m ² s ⁻²]
S_{qq}	Interspectre de la pression pariétale fonction de ω , équation (2.48), [Pa ² /Hz]
S_{pp}	Densité spectrale de la pression acoustique fonction de ω , [Pa ² /Hz]
S_{uu}	Densité spectrale de u fonction de k_x , équation (2.73), [(m ² s ⁻²)/m ⁻¹]
S_{ww}	Densité spectrale de w fonction de k_x , [(m ² s ⁻²)/m ⁻¹]
T_{ij}	Tenseur de Lighthill $T_{ij} = \rho V_i V_j - \tau_{ij} + [(p - p_0) - c_0^2(\rho - \rho_0)] \delta_{ij}$
u, w	Composantes axiale et transversale de la vitesse turbulente, [m s ⁻¹]
U	Vitesse axiale moyenne, [m s ⁻¹]
U_c	Vitesse de convection, [m s ⁻¹]
V_i	Composantes de la vitesse du fluide, [m s ⁻¹]
V_i^r	Terme source de la vitesse relative du fluide par rapport à la surface de contrôle $V_i^r = \frac{\rho V_i}{\rho_0} + (1 - \frac{\rho}{\rho_0}) V_i^s$, pour une surface de contrôle solide $V_i^r = V_i = V_i^s$, [m s ⁻¹]
V_i^s	Composantes de la vitesse de la surface de contrôle dans la formulation de FW&H
V_n^s	Projection de la vitesse de la surface dans la direction de sa normale, [m s ⁻¹]
V_r	$= V_i \frac{r_i}{r}$, [m s ⁻¹]
V_r^s	$= V_i^s \frac{r_i}{r}$, [m s ⁻¹] $V_i^s = \frac{\partial x_i}{\partial t}$, [m s ⁻¹]
$\vec{x}$	Vecteur position de l'observateur, [m]
$\vec{x}^s$	Vecteur position de la source, [m]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes axiale, dans la direction de l'envergure et dans verticale par rapport un repère fixé au profil, [m]
$\acute{x}, \acute{y}, \acute{z}$	Coordonnées cartésiennes axiale, dans la direction de l'envergure et dans verticale par rapport un repère local fixé à un segment de pale en rotation, [m]
$\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$	Coordonnées adimensionnalisées par la corde b , [-]

Symboles Grecs

β^2	$= 1 - M^2$, [-]
ΔP	Fluctuation de la différence de pression entre le côté haut et la côté bas du profil, [Pa]
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie turbulente
Φ	Potentiel de vitesse, [m ² s ⁻¹]
Φ_{ww}	Spectre bidimensionnel de w fonction de (k_x, k_y) , équation (2.69), [m ² s ⁻² / m ⁻²]
φ	Angle de directivité dans le plan (x, y), [rd]
Γ	Fonction gamma, [-]
λ	Longueur d'onde acoustique, [m]
Λ_a	Échelle intégrale de turbulence dans la direction longitudinale, [m]
Λ_t	Échelle intégrale de turbulence dans la direction circonférentielle, [m]
μ	$= M\bar{k}_x/\beta^2$, [-]
ϑ	Volume de contrôle, [m ³]
ρ_0	Masse volumique du fluide au repos, [kg m ⁻³]
τ	Temps retardé (temps source), [s]
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses, [Pa]
ω_0	Pulsation de réception, [rd s ⁻¹]
ω	Pulsation de la source, [rd s ⁻¹]

Abréviations

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Nombre ou condition de Courant-Friederichs-Lewy
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
FW&H	Ffowcs Williams et Hawkins
LEMFI	Laboratoire de Mécanique des Fluides Interne
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations
RDT	Rapid Distortion Theory
RMS	Root Mean Square
SGE	Simulations des Grandes Échelles
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations

Introduction générale

Les nuisances sonores sont devenues une importante préoccupation environnementale. L'accroissement des exigences de confort et le durcissement des réglementations européennes et mondiales ont transformé la réduction du bruit aérodynamique des turbomachines en un enjeu primordial pour plusieurs industries. Divers secteurs sont concernés : le refroidissement automobile et des circuits électroniques, le conditionnement d'air dans les transports aériens ou terrestres ainsi que dans le bâtiment, la ventilation des installations industrielles, la climatisation ou la réfrigération. La discrétion sonore d'une turbomachine constitue désormais un critère de sélection et de qualité. Par ailleurs, le cahier des charges soumis aux constructeurs des ventilateurs inclut des limitations de plus en plus sévères du niveau de bruit maximal. Ces limitations de bruit s'accompagnent souvent d'une demande d'augmentation de la puissance aérodynamique et de réduction d'encombrement. Il est donc nécessaire de prédire le bruit généré par un ventilateur dès sa phase de conception.

Ce travail s'inscrit dans la logique de développement d'outils de modélisation de bruit aérodynamique dans les turbomachines engagé au LEMFI depuis plusieurs années. Ainsi, une étude expérimentale et numérique de l'influence des paramètres constructifs sur les performances acoustiques et énergétiques des ventilateurs axiaux a été menée durant la thèse de Kouidri⁷ (1993). Dans les travaux de Belamri⁸ (1999), la résolution de l'écoulement instationnaire dans les turbomachines à fluide incompressible a permis de calculer les charges génératrices du bruit rayonné par un ventilateur axial. Cette étude est basée sur la méthode des singularités. La modélisation acoustique repose sur le formalisme de Lowson. Durant la thèse de Maaloum⁹ (2002), une approche hybride est appliquée aux ventilateurs axiaux. Les efforts aérodynamiques instationnaires nécessaires à l'application du formalisme de Ffowcs Williams & 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 FW&H est utilisée pour la prédiction du bruit de raie en champ lointain. La même approche a été développée par Khelladi¹⁰ (2005) 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 Bouquet¹¹ (2004), l'analogie aéroacoustique de Powell¹² 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.

L'ensemble des précédents travaux de recherche^{7-11,13} est principalement concentré sur la composante harmonique du bruit aérodynamique des ventilateurs. Quant à la présente contribution¹⁴⁻²⁰, elle est essentiellement dédiée au bruit à large bande. Au-delà de la compréhension des mécanismes générateurs de ce bruit, l'objectif principal est le développement d'outils originaux permettant sa modélisation et sa prédiction de façon à l'intégrer comme critère majeur dans la conception des ventilateurs.

De nature aléatoire, le bruit à large bande est une composante non négligeable, voire prépondérante, pour les ventilateurs fonctionnant en régime subsonique. Différents mécanismes sont connus pour leurs contributions significatives. Cependant, ils ne peuvent être dissociés les uns des autres. Le spectre de bruit s'étend sur une large bande fréquentielle et l'importance de chaque mécanisme dépend souvent des conditions de fonctionnement. Plusieurs auteurs ont œuvré dans ce domaine, Curle²¹, Liepmann²², Amiet²³, Fink²⁴, Casper et Farassat⁵, Howe²⁵. Ces études montrent que le bruit généré par une pale, disposée dans un écoulement turbulent, est dû principalement à la combinaison de plusieurs sources relativement distinctes :

- l'interaction du bord d'attaque avec l'écoulement turbulent amont
- le bruit généré au niveau du bord de fuite, dû au développement et au décollement de la couche limite turbulente.
- le bruit de lâcher tourbillonnaire associé à l'allée tourbillonnaire de von Kármán (émission tourbillonnaire)
- la génération du bruit par les écoulements secondaires et les tourbillons d'extrémités.

Il est reconnu qu'en présence de turbulence amont incidente, le bruit de bord d'attaque est prépondérant. Le bruit propre du profil est omniprésent et devient dominant en présence d'un écoulement incident homogène. Ce mémoire a trait à ces deux principales sources.

La grande disparité des échelles spatiales et des niveaux de fluctuation de l'aérodynamique d'une part et de l'acoustique d'autre part est à l'origine de la difficulté de la modélisation du bruit aérodynamique. Deux familles de modélisation du bruit à large bande sont développées puis validées. Dans un premier temps l'approche analytique d'Amiet est mise en œuvre. La modélisation repose sur la théorie aérodynamique instationnaire linéarisée d'un profil isolé et la formulation intégrale de Kirchhoff. Une extension du modèle du profil isolé vers les pales tournantes d'une turbomachine est réalisée et ensuite validée sur un ventilateur axial. Dans un deuxième temps, une stratégie hybride plus élaborée combinant des calculs SGE avec une solution dans le domaine temporel de l'analogie de FW&H est développée. L'étude s'est concentrée d'abord sur une géométrie simplifiée (un profil symétrique NACA0012) représentative des mécanismes de génération du bruit à large bande avant d'être étendue aux pales tournantes.

Plusieurs modèles de plus en plus élaborés sont développés. Cependant, leur validation expérimentale ou numérique fait souvent défaut. De ce fait, nous avons porté une attention particulière au travail de validation tout au long de cette thèse.

Ce mémoire est organisé en quatre chapitres :

- Dans le premier chapitre, une synthèse bibliographique a permis de dresser l'état de l'art des différentes modélisations du bruit à large bande. Les modèles présentés sont adaptés ou susceptibles d'être étendus à la prédiction du bruit à large bande d'une pale tournante. Les mécanismes de génération de cette composante de bruit sont ensuite décrits de façon détaillée.
- Dans le deuxième chapitre, le bruit à large bande rayonné par un profil mince disposé dans un écoulement turbulent est modélisé par la formulation d'Amiet. Les bases théoriques de l'aérodynamique linéarisée d'un profil mince sont exposées. Les résultats obtenus pour un profil symétrique NACA0012 sont validés par des résultats expérimentaux recueillis dans la littérature. Notre étude a permis de proposer une correction d'effet de l'épaisseur sur la base des travaux de Gershfeld²⁶.
- Une modélisation du bruit à large bande rayonné par un ventilateur subsonique est développée dans le troisième chapitre. Elle consiste en une extension du modèle d'Amiet pour un profil isolé vers les pales tournantes. Une validation expérimentale est ensuite réalisée sur un ventilateur axial disposé à l'aval de différents dispositifs de contrôle de turbulence. La caractérisation de l'écoulement turbulent incident est effectuée par anémométrie à fils chauds. L'influence des caractéristiques de l'écoulement turbulent amont est analysée théoriquement et expérimentalement. Les travaux de validation expérimentale ont été effectués en collaboration avec l'Institut für Fluid und Thermodynamik Fachgebiet Strömungsmaschinen Université de Siegen, Allemagne.
- Enfin dans le dernier chapitre, une modélisation hybride basée sur le couplage d'un calcul aérodynamique avancé avec une méthode intégrale linéaire exprimée dans le domaine temporel est mise en œuvre. Dans cette approche, les sources de bruit sont calculées par des Simulations numériques des Grandes Échelles (SGE). Elles sont ensuite propagées par la formulation de Ffowcs Williams & Hawkings²⁷.

Chapitre 1

Le bruit à large bande dans les turbomachines

Le but de ce chapitre est d'illustrer les stratégies de modélisation les mieux adaptées à la prédiction du bruit aérodynamique à large bande des ventilateurs. En premier lieu, une étude de l'état de l'art des travaux de recherche dans le domaine aéroacoustique est présentée. Ensuite, la physique des principaux mécanismes de génération du bruit à large bande dans les turbomachines est décrite. Enfin, un bilan de l'étude bibliographique menée est établi en concluant sur le choix des approches à suivre.

La modélisation du bruit aérodynamique a fait l'objet d'importants travaux de recherche. La capacité à prédire correctement les tendances de l'évolution du bruit suivant la variation d'un paramètre d'étude constitue une attente forte à l'égard d'un modèle et des exigences quantitatives avec une précision de l'ordre de 1 dB se font de plus en plus ressentir. Une autre exigence importante est l'optimisation du temps et des ressources de calcul. Dans le contexte industriel, l'objectif est d'inclure la contrainte de nuisance acoustique dès la phase de conception. Par conséquent, les méthodologies à développer ne doivent pas être trop pénalisantes concernant le coût. En effet, des stratégies coûteuses en ressources de calcul sont difficilement justifiables dans le cas d'un ventilateur dont le prix unitaire est assez faible. Par contre, lors du développement de méthodes pour la modélisation de dispositifs aéronautiques de type aile d'avion, le souci des ressources de calcul se pose à un degré moindre. Par ailleurs, les conditions de fonctionnement sont déterminantes pour le choix de la nature des sources à prendre en compte. Ainsi, le bruit quadripolaire est généralement négligé dans le cas des ventilateurs subsoniques.

1.1 Introduction

On désigne par bruit à large bande la composante du bruit présentant une forte étendue spectrale, généralement associée à des sources faiblement cohérentes. Dans les turbomachines, le spectre large bande correspond aux composantes comprises entre les pics, ces derniers, étant situés à la fréquence de passage des pales et à ses harmoniques. Les pics correspondent à un bruit de raies lié à la périodicité du passage des pales. La figure 1.1 montre un spectre type rayonné par un ventilateur à 9 pales tournant à 35000 tr/mn.

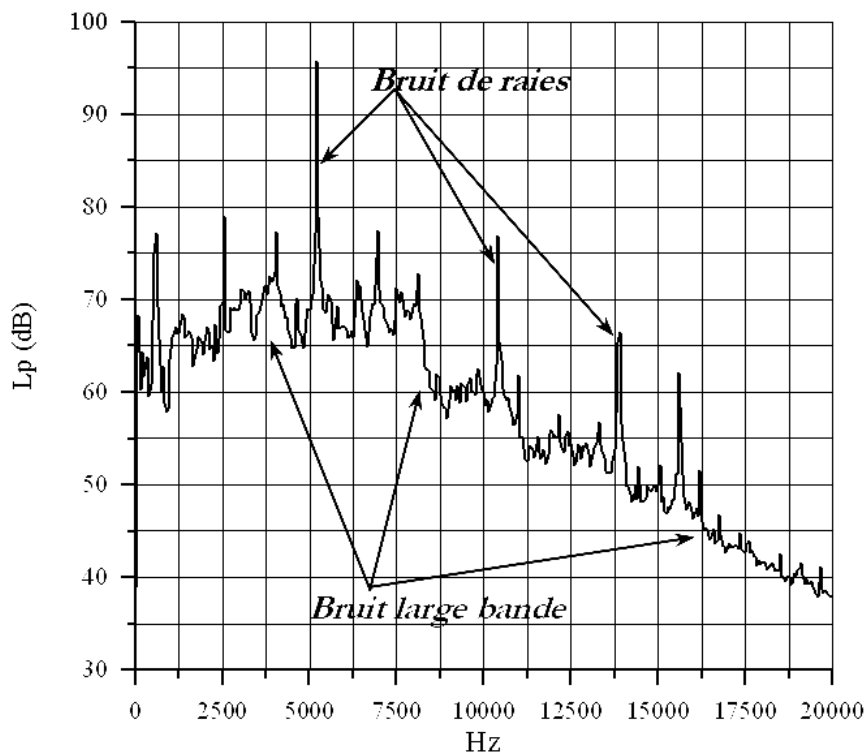


FIG. 1.1 – Spectre de bruit d'un ventilateur.

La composante à large bande est généralement attribuée au caractère turbulent de l'écoulement. La nature aléatoire de la turbulence rend les phénomènes physiques qui y sont associés et en particulier la génération de bruit très complexes. Différents mécanismes sont connus pour leurs contributions significatives à la génération du bruit à large bande. Cependant, ils ne peuvent être dissociés les uns des autres. Le spectre de bruit s'étend sur une large bande fréquentielle et l'importance de chaque mécanisme dépend souvent des conditions de fonctionnement. La figure 1.2 illustre les différents phénomènes instationnaires à l'origine du bruit aérodynamique dans une turbomachine. Les principaux mécanismes sont décrits plus en détail dans la section 1.3.

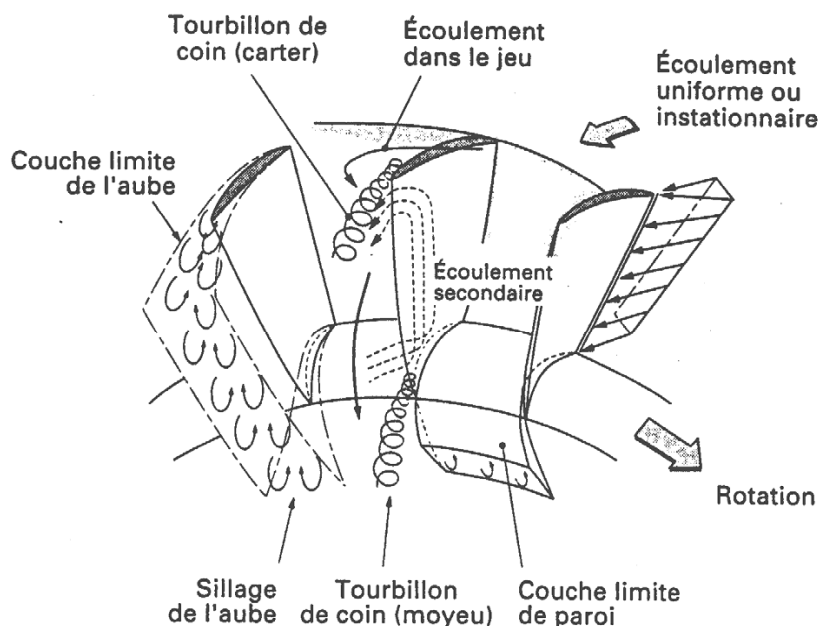


FIG. 1.2 – Schéma représentant les phénomènes instationnaires dans la roue mobile d'un ventilateur axial (NASA, Lewis Research Center).

Le bruit généré par une hélice ou une grille d'aubes en régime subsonique peut être relié à la charge instationnaire subie par les surfaces portantes. Le rayonnement volumique de la turbulence est souvent négligé en première approche. La charge instationnaire subie par les pales peut se décomposer en deux parties : la contribution harmonique et celle de la turbulence.

1.1.1 La contribution harmonique

La contribution harmonique est à l'origine du bruit de raie. Les fluctuations de forces périodiques sur les pales sont souvent dues à l'interaction rotor-stator. Dans le cas des ventilateurs axiaux, elles peuvent aussi provenir de la non uniformité de la vitesse moyenne dans le repère fixe (vitesse absolue) à l'entrée de la roue. Pour un rotor il s'agit généralement d'une dissymétrie axiale de l'entrée d'air ou des sillages de stator. Pour un stator, il s'agit essentiellement des sillages de rotor. Les charges périodiques sont responsables de composantes spectrales étroites à la fréquence de passage des aubes et ses harmoniques. Initialement, ces contributions ont été formulées analytiquement par Lowson²⁸. Du fait de la périodicité des mécanismes générateurs du bruit de raie, les modèles prédictifs sont souvent développés dans le domaine fréquentiel, économisant ainsi l'effort du calcul du temps retardé.

Dans des études récentes, le bruit de raie a été modélisé par des approches hybrides. Une solution dans le domaine fréquentiel du formalisme de Ffowcs Williams & Hawkings

1.1. Introduction

est utilisée pour la prédiction du bruit de raie des ventilateurs en champ lointain. Cette approche est appliquée dans la thèse de Maaloum⁹ sur des ventilateurs axiaux. Les efforts aérodynamiques instationnaires nécessaires à l'application du formalisme de Ffowcs Williams & Hawkings ont été déterminés d'une part par un calcul potentiel, et d'autre part, par la simulation numérique des équations de Navier-Stokes moyennées. La même approche a été utilisée pour la modélisation du bruit de raie rayonné par un ventilateur centrifuge à grande vitesse au cours de la thèse de Khelladi¹⁰.

1.1.2 La contribution turbulente

L'interaction de la turbulence 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 raie 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 génération de bruit à large bande constitue un problème complexe 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 contraignantes. Pour la mise au point d'outils de prédiction adaptés au bruit à large bande dans les turbomachines, il faut partir d'une configuration simplifiée qui soit représentative des mécanismes sources rencontrés dans une machine réelle. C'est le cas du profil isolé fixe et disposé dans un écoulement turbulent.

Les premières études datent du début des années 1960. Sharland²⁹ a proposé une formulation analytique, reliant le spectre acoustique au spectre de pression pariétale. Cette formulation est présentée dans la prochaine section.

1.2 État de l'art

Dans cette partie, différentes approches pour la prédiction du bruit à large bande sont présentées. Elles sont classées en quatre catégories schématisées sur la figure 1.3. En premier lieu, on trouve des méthodes reposant sur des corrélations empiriques ou semi-empiriques. Elles sont développées à partir de bases de données expérimentales. Ensuite viennent les méthodes purement analytiques, elles ont trouvé un grand essor dès les années 1970. Le calcul des sources et la propagation acoustique sont faits analytiquement. Une troisième famille regroupe des techniques communément appelées hybrides. Ces méthodes combinent des calculs CFD (Computational Fluid Dynamics) avec une ou plusieurs méthodes intégrales de propagation. C'est avec les progrès importants des moyens de calcul qu'elles ont connu un grand succès. Elles ne cessent de s'améliorer tant en précision qu'en optimisation du temps de calcul. Généralement, c'est l'analogie de FW&H qui est retenue pour l'acoustique. Enfin, le calcul direct permet d'avoir l'acoustique et l'aérodynamique simultanément, il consiste à résoudre directement sans modèle de fermeture les équations compressibles de Navier-Stokes.

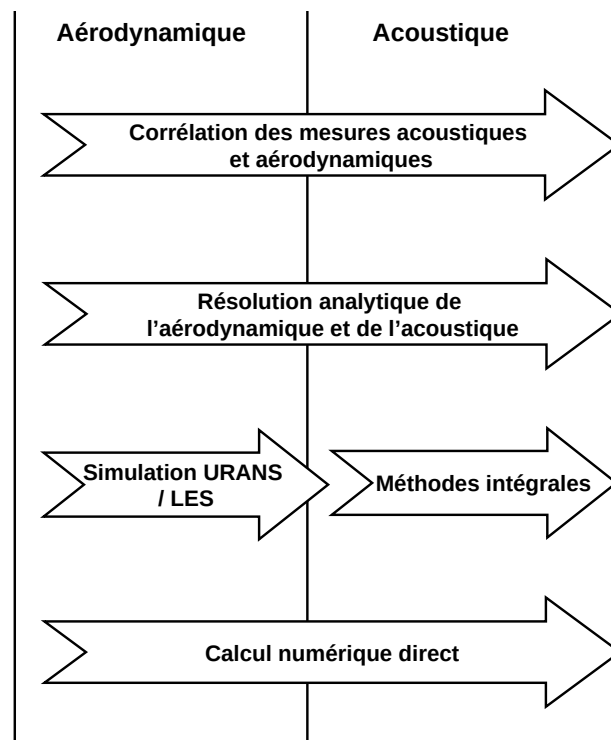


FIG. 1.3 – Schéma des différentes approches de modélisation aéroacoustique.

Pour toutes ces approches, la difficulté de la prédiction du bruit à large bande se situe dans la détermination des données d'entrée du calcul acoustique. La deuxième difficulté réside dans la diversité des mécanismes générateurs et l'évaluation de leur impact sur le bruit global. Pour une prédiction fiable du bruit aérodynamique et particulièrement du bruit à large bande, une grande attention doit être portée à la modélisation de la turbulence.

1.2. État de l'art

1.2.1 Corrélations empiriques ou semi-empiriques

On trouve dans la littérature des corrélations empiriques ou semi-empiriques fournissant une estimation du niveau global du bruit sous forme d'une fonction algébrique simple prenant en compte les performances aérodynamiques et les caractéristiques géométriques de la machine.

Ces corrélations peuvent servir pour une première approximation du niveau global de puissance acoustique à partir de quelques paramètres géométriques de la machine. Néanmoins, elles ne tiennent pas compte de l'influence des paramètres géométriques de la pale et des conditions de l'écoulement amont. Elles ne peuvent donner une idée ni sur la distribution spectrale ni sur la directivité du bruit rayonné. Cela limite extrêmement leur domaine d'application.

i. Corrélation d'Eck

Une corrélation est présentée dans la littérature par Richtlinie³⁰. Elle consiste à calculer la puissance globale rayonnée par un ventilateur à partir des pertes aérodynamiques P_{loss} et de la vitesse périphérique de la roue U_e .

La puissance acoustique globale W s'exprime en fonction des deux paramètres aérodynamiques :

$$W \propto P_{loss} M_e^m \quad (1.1)$$

où :

- $M_e = U_e/c_0$ est le nombre de Mach d'entraînement avec c_0 la vitesse du son,
- m est un exposant constant déterminé expérimentalement et caractérisant le type de ventilateurs.

Le niveau global de puissance acoustique est exprimé sous la forme :

$$L_w(dB) = L_{W_{spec}} + 10 \log \left[\frac{P_{aer}}{P_{aer0}} \left(\frac{1}{\eta} - 1 \right) \right] + 10 m \log M_e \quad (1.2)$$

avec :

- $P_{loss} = P_{aer0} - P_{aer}$,
- P_{aer}/P_{aer0} représentant le rendement aéraulique,
- $L_{W_{spec}}$ est le niveau de puissance acoustique spécifique caractérisant chaque type de ventilateurs et dépendant du nombre de Mach.

1.2. État de l'art

ii. Corrélations de Brooks

Dans son rapport, Brooks et al.³¹ ont développé une méthode semi-empirique pour la prédiction du bruit d'un profil disposé dans un écoulement incident homogène. La condition d'un écoulement incident homogène élimine la présence du bruit de bord d'attaque. Les mécanismes du bruit propre sont traités séparément.

Le bruit total constitué du bruit de la couche limite turbulente du bord de fuite, SPL_p pour l'intrados et SPL_s pour l'extrados et du bruit de décollement de la couche limite turbulente SPL_α est donné par la relation suivante :

$$SPL_{TOT} = 10 \log (10^{SPL_p/10} + 10^{SPL_s/10} + 10^{SPL_\alpha/10}) \quad (1.3)$$

où :

$$SPL_p = 10 \log \left(\frac{\delta_p^* M^5 L \bar{D}_h}{r_e^2} \right) + A \left(\frac{St_p}{St_1} \right) + (K_1 - 3) + \Delta K_1 \quad (1.4)$$

$$SPL_s = 10 \log \left(\frac{\delta_s^* M^5 L \bar{D}_h}{r_e^2} \right) + A \left(\frac{St_s}{St_1} \right) + (K_1 - 3) \quad (1.5)$$

$$SPL_\alpha = 10 \log \left(\frac{\delta_s^* M^5 L \bar{D}_h}{r_e^2} \right) + B \left(\frac{St_s}{St_2} \right) + K_2 \quad (1.6)$$

Avec :

- δ^* épaisseur de déplacement de la couche limite turbulente,
- L envergure,
- $\bar{D}_h$ fonction de directivité,
- A fonction de forme spectrale dépendant du nombre de Strouhal pour le bruit de la couche limite turbulente,
- B fonction de forme spectrale dépendant du nombre de Strouhal pour le bruit du décollement de la couche limite turbulente,
- r_e distance de la source à l'observateur,
- K_1, K_2 constantes dépendant du nombre de Reynolds,
- St nombre de Strouhal.

Les prédictions sont comparées avec succès aux résultats expérimentaux³¹. Initialement, le modèle a été développé pour la prédiction du bruit propre d'une pale d'hélicoptère. Cette méthode est largement utilisée dans l'industrie éolienne³².

1.2.2 Méthodes analytiques

Dans ces méthodes, les résolutions des parties aérodynamique et acoustique sont effectuées analytiquement. Ces modèles ne prennent en compte qu'une partie de la physique des phénomènes qui sont à l'origine du bruit rayonné. Leur élaboration a fait l'objet de plusieurs travaux de recherche, Sharland²⁹ (1964), Ffowcs Williams et Hall³³ (1970), Amiet²³ (1975), Peak³⁴ (1998), Hanson³⁵ (2001). Les travaux de Howe^{25,36,37} sont principalement dédiés à la modélisation du bruit de bord de fuite. Ces méthodes sont d'une grande utilité dans l'étude et la conception des turbomachines dans la mesure où elles permettent de :

- faire des études paramétriques,
- prédire la directivité du bruit rayonné,
- développer un modèle semi-empirique à la base d'un modèle analytique,
- étudier les lois de tendances,
- analyser la contribution de chaque mécanisme.

Le développement de ces méthodes requiert un grand savoir-faire en mécanique des fluides, en acoustique ainsi qu'en méthodes mathématiques avancées de résolution intégrale des équations différentielles, telles les méthodes de Schwartzschild ou de Wiener-Hopf. Leur point crucial réside dans leur alimentation par des modèles statistiques de turbulence. En effet, la caractérisation de la turbulence expérimentalement ou théoriquement est l'étape la plus importante. Dans ce qui suit, sont présentés des exemples de modèles analytiques pouvant être étendus ou appliqués pour la prédiction du bruit des ventilateurs axiaux fonctionnant en régime subsonique.

i. Modèle de Sharland

Parmi les modèles analytiques les plus utilisés, le modèle de Sharland²⁹ sert de référence dans de nombreuses études de prédiction du bruit^{38,39}. Dans ce modèle, la présence des surfaces rigides est prise en compte. Le rayonnement acoustique en champ libre dû aux fluctuations de la pression sur les surfaces, de dimensions caractéristiques supposées faibles devant la longueur d'onde de propagation, est exprimé sous forme de puissance acoustique telle que :

$$W = \frac{\omega^2}{12\pi\rho c_0^3} \int \int_S \bar{p}^2 A_c \, dS \quad (1.7)$$

où : $\bar{p}^2$ est la moyenne quadratique des fluctuations de la pression et A_c une corrélation de section qui peut être approchée par $A_c = C_r^2 / (2\pi f)^2$ où C_r représente la vitesse relative.

La détermination du niveau de puissance acoustique W rayonnée par une pale de ventilateur nécessite alors la connaissance de certains paramètres aérodynamiques notamment, le spectre de pression pariétale. La puissance acoustique rayonnée par la machine est alors déduite en multipliant celle calculée pour une aube par le nombre de pales. Le modèle de Sharland ne

1.2. État de l'art

permet donc qu'une estimation de la puissance acoustique rayonnée par une surface solide placée dans un écoulement. Il ne fournit aucune information quant au spectre de pression acoustique. La non-compacité acoustique n'est pas prise en considération. En revanche, la méthode peut être appliquée pour des pales tournantes, puisque le spectre acoustique du bruit n'est pas affecté par la rotation, en d'autres termes par l'effet Doppler. Le modèle a fait l'objet d'une étude de validation approfondie par Carolus et al.³⁹⁻⁴¹.

ii. Modèle de Glegg

Récemment (1999), Glegg⁴² a développé une formulation analytique pour la réponse d'une grille d'aubes rectiligne à un écoulement turbulent tridimensionnel ou à une excitation acoustique incidente. Sur la figure 1.4, la vue en coupe 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. Les modes acoustiques dans les canaux inter-aubes sont calculés. La grille est représentative d'une section annulaire élémentaire de rotor ou de stator à un rayon fixe. L'angle d'incidence est supposé nul, induisant une charge moyenne nulle sur la pale.

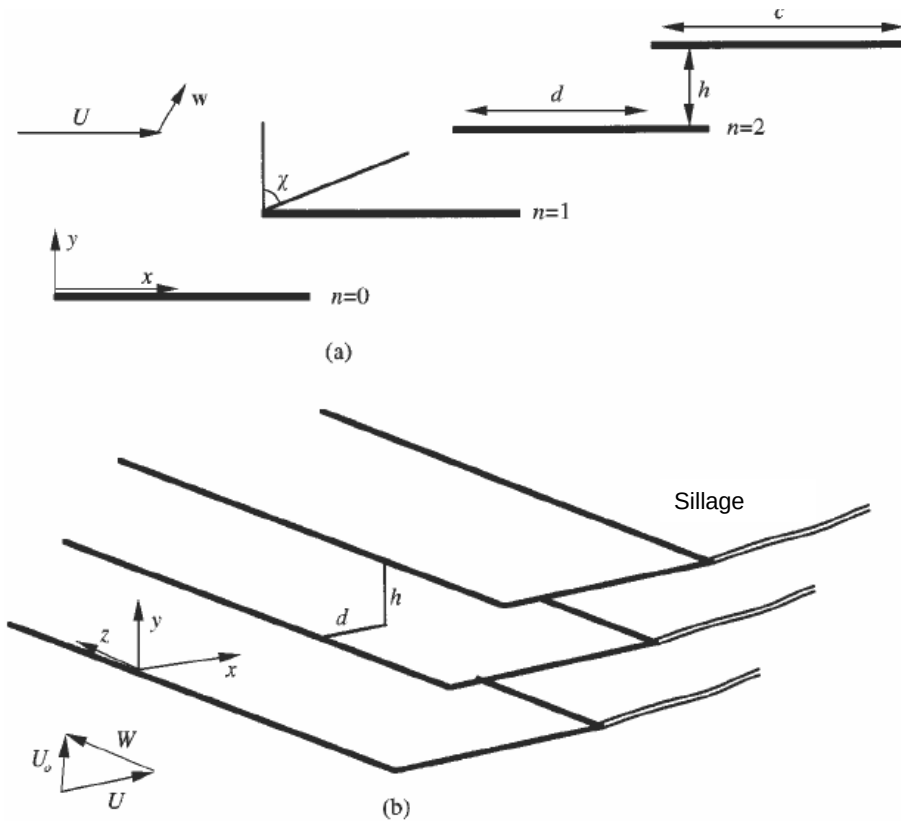


FIG. 1.4 – Schéma présentant une grille d'aubes disposée dans un écoulement uniforme
a) vue en coupe, b) vue 3D.

1.2. État de l'art

L'hypothèse de plaque plane est retenue. Les plaques sont supposées d'envergure infinie dans le calcul des fonctions de transfert. L'analyse basée sur la méthode mathématique de Wiener Hopf permet de résoudre des problèmes de transformées de Fourier avec des conditions aux limites mixtes au sein de la même frontière. Ainsi, les conditions aux limites acoustique et aérodynamique peuvent être imposées sur la même frontière. La contribution majeure de ce travail est la prise en compte de l'effet de la composante du nombre d'onde dans le sens de l'envergure et par conséquent de l'empilement de la pale. En fait, les résultats montrent que l'effet de l'écoulement dans le sens de l'envergure et ceux de l'empilement sont similaires. Le résultat final est donné sous forme d'intensité acoustique rayonnée s'écrivant sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{I} = & \frac{\omega \rho_0 \pi^2}{2} Re \sum_{m,n} \left\{ \frac{\xi_m^\pm D(\xi_m^\pm)}{\eta_m^\pm h \beta^2 \pm \xi_m^\pm d} \right\} \left\{ \frac{\xi_n^\pm D(\xi_n^\pm)}{\eta_n^\pm h \beta^2 \pm \xi_n^\pm d} \right\}^* \\ & \times [\lambda_n^\pm \hat{\mathbf{x}} - (\lambda_n^\pm d + \sigma - 2\pi n) \hat{\mathbf{y}}/h - \nu \hat{\mathbf{z}} - U(\omega + U\lambda_n^\pm)/c_0^2]^* \\ & \times e^{2\pi i(n-m)y/h - i(\lambda_m^\pm - \lambda_n^\pm)(x-yd/h)} \end{aligned} \quad (1.8)$$

où :

- $\mathbf{I}$ est l'intensité acoustique,
- $\xi = \sqrt{(\omega + \gamma U)^2/c_0^2 - \gamma^2 - \nu^2}$,
- ω est la fréquence angulaire de l'écoulement turbulent,
- γ, μ nombres d'onde dans les directions x et y (figure 1.4),
- $D(\xi_m^\pm)$ sont des fonctions de transfert définies par Glegg,
- Dans $\pm$, + représente l'amont et - est le symbole de l'aval,
- m ordre du mode circonférentiel.

Hanson³⁵ a étendu la théorie de Glegg pour développer un modèle de prédiction 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. Ainsi, l'empilement et le dévers des pales sont aussi considérés. La formulation finale donne le spectre de puissance comme somme de puissance rayonnée 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 de la source soit bien plus élevée que la fréquence de rotation des pales. Cette technique est discutée plus en détail dans le chapitre 3.

1.2. État de l'art

iii. Formulations d'Amiet

Amiet a établi un formalisme pour la prédiction du bruit à large bande en séparant clairement la contribution de l'impact de la turbulence amont sur le bord d'attaque et le bruit de bord de fuite dû à la diffraction de la couche limite turbulente lors de son passage au bord de fuite. Il a proposé une solution analytique par une procédure itérative de calcul de la réponse d'un profil mince à l'aide de la théorie aérodynamique d'un profil isolé⁴³. Une solution est calculée pour le bord d'attaque en négligeant les effets du bord de fuite, i.e. en supposant la corde semi infini. Une correction de bord de fuite peut être calculée d'une manière similaire pour la solution du bord d'attaque. Amiet a ensuite utilisé ces résultats pour modéliser le spectre de pression pariétale et le bruit rayonné par un profil disposé dans un écoulement incident turbulent³. La propagation est calculée par la méthode intégrale de Kirchhoff. En suivant la même démarche mathématique, il a proposé une modélisation du bruit de bord de fuite⁴⁴. En utilisant l'hypothèse de source à haute fréquence, il a étendu le formalisme établi pour un profil isolé aux pales tournantes d'hélicoptère pour les deux sources principales de bruit, à savoir le bruit de bord d'attaque⁴⁵ et le bruit de bord de fuite⁴⁶.

Ces dernières années, son formalisme est repris dans diverses études. Zhou et al.⁴⁷ (2006) ont utilisé les solutions d'Amiet de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil isolé pour calculer le spectre de pression pariétale et ensuite le rayonner en champ lointain. Leur application avait porté sur la prédiction du bruit à large bande du bord de fuite d'un ventilateur axial. Roger et al.⁴⁸ ont proposé une correction de la rétro-réfraction du bord d'attaque de la solution d'Amiet pour le bruit de bord de fuite. Devenport et al.⁴⁹ ont analysé l'effet de la composante radiale du nombre d'onde du spectre de turbulence sur la réponse d'un profil. Un travail de validation expérimentale du modèle d'Amiet sur un profil NACA0012 fixe disposé dans un écoulement turbulent est présenté par Mish et al.^{50,51}. Roy Amiet, détenteur du prix "AIAA Aeroacoustics Award 2006", a largement contribué à la compréhension et à la modélisation du bruit à large bande dans les turbomachines. Les travaux d'Amiet sont présentés de manière plus approfondie au chapitre suivant.

1.2.3 Méthodes hybrides

Dans ces démarches, les sources de bruit sont calculées par des simulations numériques en mécanique des fluides. Elles sont ensuite propagées par des méthodes intégrales linéaires de type Ffowcs Williams & Hawkins²⁷ ou de Kirchhoff⁵², figure 1.5. Le développement considérable des outils de calcul a permis une compréhension et une maîtrise croissantes des écoulements instationnaires et tridimensionnels dans les turbomachines. Une simulation compressible restitue l'étape initiale des ondes sonores. Par contre un calcul incompressible, souvent utilisé dans le cas des ventilateurs à faible nombre de Mach, donne comme résultat les sources du champ acoustique et non pas le champ acoustique initial selon les termes de l'analogie aéroacoustique. Les sources de bruit sont souvent localisées dans des zones à forte dynamique tourbillonnaire. A faible nombre de Mach, ces zones sont souvent concentrées près des parois où les efforts de simulation doivent donc être accentués.

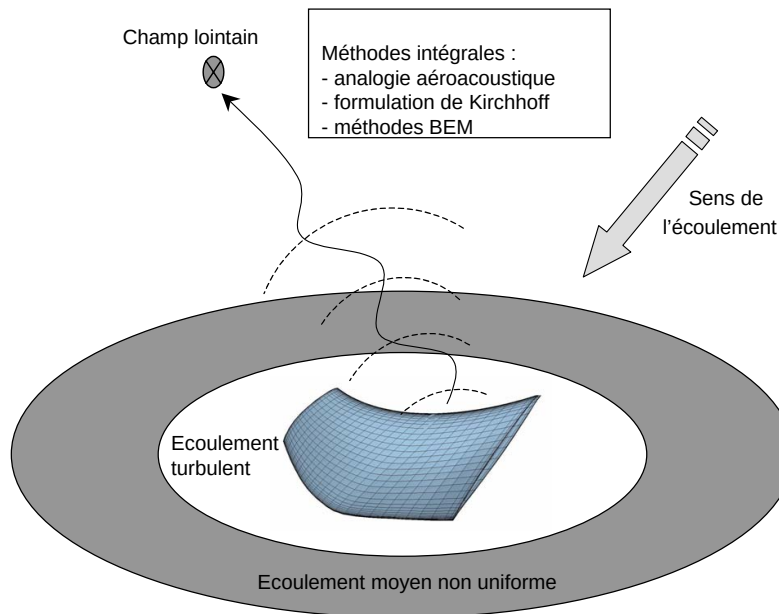


FIG. 1.5 – Schéma des méthodes hybrides.

Des calculs basés sur la résolution des équations moyennées de Navier-Stokes instationnaires suffisent à prédire la charge périodique sur les pales, généralement due à l'interaction rotor-stator. En y alimentant la solution du formalisme de FW&H dans le domaine fréquentiel, la composante harmonique du bruit rayonnée en champ lointain par une turbomachine est accessible. Cependant, avec des calculs URANS, les sources de bruit à large bande ne peuvent être évaluées correctement. Seules des simulations avancées de type SGE ou DES pourraient prédire avec précision les sources de bruit à large bande. En outre, les solutions intégrales du formalisme de l'analogie aéroacoustique doivent être développées dans le domaine temporel, du fait que les données d'entrée ne sont plus périodiques.

1.2. État de l'art

i. Les méthodes intégrales

i.1) Analogie de FW&H

Les avancées réalisées dans la prédiction du bruit généré par l'écoulement aérodynamique, sont basées sur les travaux de Lighthill⁵³. Dans son analogie, la génération de bruit est mathématiquement réduite à l'étude de la propagation d'onde dans un milieu au repos ou évoluant à vitesse uniforme, dans lequel l'effet de l'écoulement est remplacé par une distribution de sources. L'apport majeur de Lighthill est d'inclure les termes sources non linéaires exprimant la génération du bruit par les écoulements turbulents.

L'analyse théorique telle qu'a été développée par Lighthill ne fait intervenir aucune condition aux limites. Curle²¹ a étendu l'analogie de Lighthill pour inclure des surfaces solides en les considérant comme étant des distributions surfaciques de charge. En 1969, Ffowcs Williams et Hawkins ont publié un article devenu un classique de l'aéroacoustique "Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion"²⁷. Ils ont généralisé l'analogie en prenant en compte le déplacement arbitraire des surfaces solides présentes dans l'écoulement. La compréhension des fondements mathématiques de l'analogie de FW&H est aussi importante que la physique qu'ils décrivent.

La surface (S) entourant le solide est considérée comme surface de discontinuité pour la masse volumique, la pression et la vitesse. En utilisant la théorie mathématique des distributions introduisant les fonctions généralisées, ils ont réécrit les équations de Navier-Stokes sous forme d'une équation d'ondes non homogène avec une distribution quadripolaire de source volumique entourant le corps et les sources monopolaire et dipolaire sur la surface (S). En dérivant les équations de conservation de masse et des quantités de mouvement respectivement par rapport à t et x_i , puis en faisant la soustraction des équations résultantes, on aboutit à :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \tilde{\rho}}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij}] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\sigma_{ij} n_j \delta(f)] + \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_n^s \delta(f)] \quad (1.9)$$

avec

$$\begin{aligned} T_{ij} &= \rho V_i V_j - \tau_{ij} + [(p - p_0) - c_0^2(\rho - \rho_0)] \delta_{ij} \\ \sigma_{ij} &= (p - c_0^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij} \end{aligned}$$

T_{ij} est le tenseur de Lighthill. ρ est la masse volumique et $\tilde{\rho}$ représente sa fluctuation.

1.2. État de l'art

Les trois termes sources présents dans l'équation de FW&H sont :

$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} [T_{ij}]$: source quadripolaire. C'est une distribution volumique due à l'écoulement turbulent uniquement. Un exemple d'un bruit quadripolaire est le bruit généré par un jet turbulent.

$\frac{\partial}{\partial x_i} [\sigma_{ij} n_j \delta(f)]$: source dipolaire. C'est une distribution surfacique due à l'interaction du fluide avec les surfaces solides. Seuls les efforts de nature aérodynamique sont pris en considération. Le bruit dipolaire est aussi appelé bruit de charge.

$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_n^s \delta(f)]$: source monopolaire. C'est une distribution surfacique liée au volume fluide déplacé par les surfaces en mouvement, elle est donc fonction de la taille et de la vitesse de déplacement de la surface.

Tout phénomène lié aux vibrations et au couplage fluide structure est négligé, ce qui revient à dire que les surfaces solides sont rigides et indéformables. En présence d'un écoulement subsonique à faible nombre de Mach et à grand nombre de Reynolds seule la source dipolaire est considérée. Généralement, on se place en champ lointain et on considère un rayonnement en espace libre.

i.2) Formulation de Kirchhoff

La formulation de Kirchhoff publiée en 1882, est utilisée dans la théorie de diffraction de la lumière et dans l'électromagnétisme. Elle a trouvé un grand essor dans la propagation acoustique. Son application à l'aéroacoustique a été proposée par Hawkings⁵². Son extension à des pales tournantes consiste à entourer les pales par une surface fermée qui tournerait avec les pales. A l'extérieur de cette surface, une formule similaire à celle de Kirchhoff a été proposée pour calculer la propagation du bruit en fonction des valeurs de la pression et de sa dérivée première selon la normale à cette surface.

Lewy⁵⁴ utilise l'intégrale de Kirchhoff pour la modélisation du bruit à large bande rayonné par une soufflante ou un ventilateur dans un conduit. La méthode proposée considère un spectre de charge sur aubes supposé connu. La pression acoustique dans le conduit est calculée par l'équation de FW&H, dans laquelle la fonction de Green en espace libre a été remplacée par la fonction de Green dans un conduit cylindrique à parois rigides. Les surfaces de propagation sont les sections d'entrée et de sortie du conduit.

1.2. État de l'art

ii. Propagation dans un écoulement non uniforme

Les méthodes intégrales supposent qu'au-delà d'une certaine distance des sources de bruit, le son se propage dans un milieu au repos ou évoluant à vitesse uniforme. Cette hypothèse peut être une limitation importante, particulièrement si le bruit rayonné résulte d'une intégration sur une surface de contrôle localisée près d'une paroi solide, où les gradients de vitesse sont significatifs. Dans ce cas, les Équations d'Euler en Perturbation (EEP), qui régissent aussi la propagation acoustique, peuvent prendre en compte l'influence des écoulements non uniforme sur la propagation, mais au prix d'importants efforts de calculs. Le domaine de calcul doit être maillé avec une résolution en accord avec la plus petite longueur d'onde acoustique. Par ailleurs, des schémas aux différences finies d'ordre élevé doivent être utilisés afin d'assurer une précision numérique suffisante et un minimum d'effet de dispersion⁵⁵.

ii.1 Équations d'Euler perturbées

Les équations vectorielles d'Euler sous leur forme conservative s'écrivent :

$$\partial_t \mathbf{u} + \vec{\nabla} \Pi = 0 \quad (1.10)$$

$\mathbf{u}$ et Π représentent respectivement les inconnues et les termes convectifs. Avec l'hypothèse de gaz parfait, $\mathbf{u}$ et Π s'écrivent

$$\mathbf{u} = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho \vec{V} \\ \rho \frac{\vec{V}^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} p \end{Bmatrix}, \quad \Pi = \begin{Bmatrix} \rho \vec{V}^t \\ \rho \vec{V} \otimes \vec{V} + p \mathbf{I} \\ \left(\rho \frac{\vec{V}^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} p \right) (\vec{V}^t) \end{Bmatrix} \quad (1.11)$$

L'idée de petite perturbation est basée sur la décomposition de l'écoulement en écoulement moyen et écoulement perturbé (indice "p") :

$$[\partial_t \mathbf{u}_0 + \nabla \Pi_0] + [\partial_t \mathbf{u}_p + \nabla \Pi_p] = 0 \quad (1.12)$$

Les vecteurs $\mathbf{u}_p$ et Π_p associés au champ perturbé peuvent être décomposés en contributions linéaire et non linéaire permettant ainsi d'effectuer des simulations linéaires ou non linéaires.

ii.2 Théorie de la distorsion rapide

La Théorie de la Distorsion Rapide (Rapid Distortion Theory) est utilisée dans plusieurs modélisations aéroacoustiques. Goldstein et Atassi⁵⁶ sont les premiers à avoir pris en compte la distorsion de l'écoulement turbulent incident dans le développement de la fonction de transfert (de charge) d'un profil. En effet, un profil caractérisé par une épaisseur non négligeable 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 va être modifiée par les gradients du champ moyen des vitesses. 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 :

$$\frac{D\Omega_j}{Dt} = \Omega_i \frac{\partial V_i}{\partial x_i} \quad (1.13)$$

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 prédiction 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 (potentielle) $\nabla\Phi$ et une composante de vorticité $\vec{v}^{(R)}$.

$$\vec{V}(\vec{x}, t) = \vec{\nabla}\Phi + \vec{v}^{(R)} \quad (1.14)$$

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

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{D\Phi}{Dt} \right) - \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla}(\rho_0 \vec{\nabla}\Phi) = \frac{1}{\rho_0} \vec{\nabla} \cdot (\rho_0 \vec{v}^{(R)}) \quad (1.15)$$

La pression instationnaire est donnée par $p = -\rho \frac{D\Phi}{Dt}$. L'expression de l'équation (1.13) est implicitement insérée dans l'équation (1.15). 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 analytiquement³⁴ ou num riquement⁵⁷. Ainsi, Scott et Atassi⁵⁸ (1995) ont étendu la méthode analytique d'Atassi et Grezedzinski⁵⁹ (1989)   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 numérique des méthodes potentielles alors qu'elle tient compte aussi de la convection et de la distorsion des tourbillons incidents par le champ moyen de l'écoulement.

iii. Couplage de méthodes adaptées à des domaines spécifiques

Manoha et al.⁵⁵ utilise une procédure de CAA (Calcul AéroAcoustique ou Computational AeroAcoustics) pour la prédiction du bruit aérodynamique généré par les systèmes hypersustentateurs, tels que becs de bord d'attaque et volets de bord de fuite d'ailes d'avions en phase d'approche. La méthode proposée combine une technique CFD instationnaire et des méthodes numériques acoustiques, chacune étant adaptée à un domaine spatial spécifique, dans lequel les mécanismes physiques sont simulés par résolution d'un système d'équations adapté.

Dans un premier temps, l'écoulement instationnaire autour du profil est calculé par Simulation des Grandes Echelles (SGE) 3D compressible, qui permet de simuler les sources de bruit aérodynamique et de fournir le champ acoustique généré à très faible distance, incluant les effets de réfraction à travers l'écoulement instationnaire inhomogène et les effets de diffraction sur les surfaces solides. Dans un deuxième temps, les perturbations calculées par SGE sont injectées sur la frontière interne d'un domaine plus grand. La propagation de ces perturbations sur un écoulement moyen non uniforme est simulée par résolution des Équations d'Euler en Perturbation (EEP), linéarisées ou non. Elles prennent naturellement en compte les effets de réfraction acoustique dans les régions où les gradients de vitesse moyenne sont significatifs. Dans un troisième et dernier temps, le champ acoustique rayonné à la frontière externe du domaine Euler devient la donnée d'entrée d'une intégration de Kirchhoff qui fournit le bruit rayonné en champ lointain, supposant implicitement que l'écoulement moyen est uniforme au-delà de cette frontière externe.

Le point critique de cette procédure est le couplage au niveau de l'interface SGE/EEP. L'injection correcte de tels champs nécessite des résolutions spatiales très fines, conditions qui se révèlent particulièrement difficiles à obtenir pour des écoulements fortement tourbillonnaires. Aussi ces techniques posent souvent le problème de génération de bruit non physique sur la frontière, à l'endroit où le sillage turbulent du profil est injecté dans le domaine Euler. Un autre point crucial est la décomposition des domaines de calcul. Cette approche permet d'avoir des résultats avec une bonne précision. Les coûts de cette technique doivent être justifiés par la configuration industrielle.

1.2.4 Simulation numérique directe

La simulation numérique directe (DNS : Direct Numerical Simulation) est l'approche la plus précise donnant les meilleurs résultats. Elle consiste à calculer numériquement les fluctuations aérodynamiques et acoustiques, figure 1.6. Les équations de Navier-Stokes y sont résolues sans modèles ni approximations autres que celles apportées par les discrétisations numériques et par le procédé de résolution des équations. Une telle approche suppose que l'on calcule les fluctuations des variables aérodynamiques jusqu'à la cinquième ou sixième décimale en valeurs relatives sur un maillage raffiné en configuration tridimensionnelle et dans un large domaine comprenant la source et l'observateur.

Du fait du faible contenu énergétique du champ acoustique, une telle approche nécessite des schémas de discrétisation d'ordre élevé afin d'assurer la propagation des fluctuations hors de la zone aérodynamique, limitant ainsi les pertes d'informations dues aux phénomènes de dispersion et de dissipation.



FIG. 1.6 – Fluctuation de la pression par calcul DNS dans un système hypersustentateur, NASA Langley Research Center.

C'est dans cette logique que s'inscrivent les travaux de Bogey et Bailly⁶⁰. L'approche directe nécessite d'importants moyens de calculs pour sa mise en application. Actuellement, l'application de cette technique se résume à des calculs sur des cas test avec des géométries simplifiées. Ainsi, dans la thèse de Gloerfelt⁶¹, le bruit rayonné par un écoulement effleurant une cavité a été modélisé par calcul direct. Actuellement, sa mise en œuvre n'est pas envisageable pour des configurations géométriques complexes.

1.3 Principaux mécanismes de génération du bruit à large bande

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. Le terme profil ici peut désigner une pale en rotation, un corps profilé comme une aile d'avion, ou une plaque plane ou cambrée d'épaisseur constante.

1.3.1 Bruit d'ingestion de turbulence

Ce mécanisme est lié au caractère turbulent de l'écoulement alimentant le rotor. La figure 1.7 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.

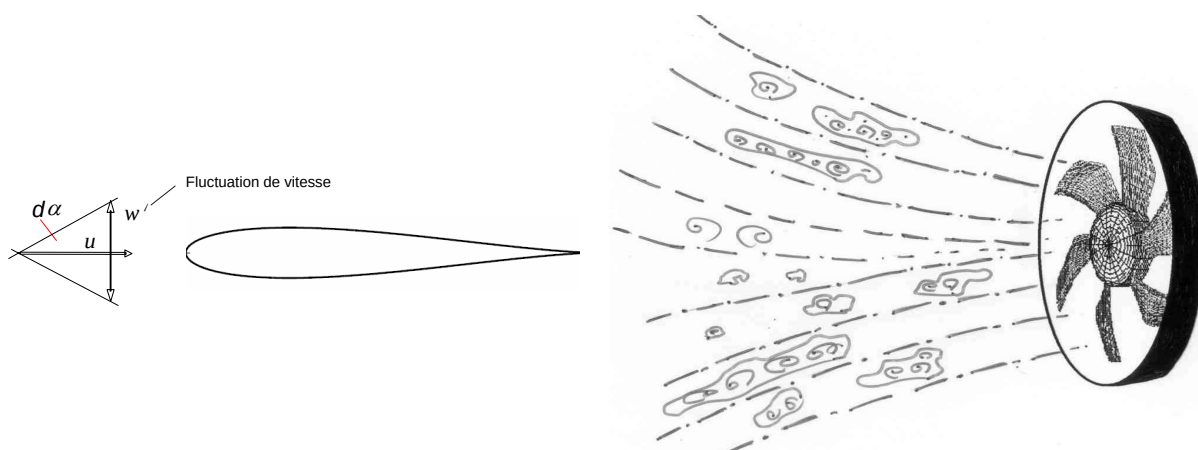


FIG. 1.7 – Bruit dû aux fluctuations de vitesse incidente.

Il est à noter que le bruit à large bande dû à l'interaction avec la turbulence amont peut comprendre des remontées autour des fréquences de passage des pales normalement attribuées au bruit de raie. De plus, le bruit d'ingestion de turbulence a une composante plus importante aux basses et moyennes fréquences.

1.3. Principaux mécanismes de génération du bruit à large bande

1.3.2 Bruit propre du profil

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 aux parois des pales. Ces fluctuations correspondent à des sources dipolaires. On peut le décomposer en trois mécanismes distincts qui sont fonctions de la géométrie du profil et des caractéristiques de l'écoulement dans les couches limites intrados et extrados :

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

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.

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

La couche limite qui se développe au voisinage du bord de fuite est souvent turbulente, figure 1.8. 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 acoustique³³.

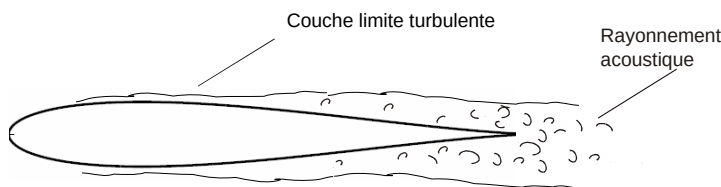


FIG. 1.8 – Bruit dû à la couche limite turbulente.

Les phénomènes aérodynamiques induits sont très localisés et donnent lieu à une émission sonore spécifique. 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 relativement élevées.

1.3. Principaux mécanismes de génération du bruit à large bande

ii. 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 1.9. Lorsque l'écoulement arrive au bord de fuite, la partie issue de l'extrados libère un tourbillon et de même pour celle issue de l'intrados. Une allée tourbillonnaire de von Kármán est ainsi produite. Ces tourbillons alternés engendrent des efforts instationnaires relativement périodiques sur la pale. Les fluctuations de pression engendrées sont concentrées au bord de fuite. Elles sont responsables d'un bruit à bande étroite centrée sur une fréquence dite de Strouhal.

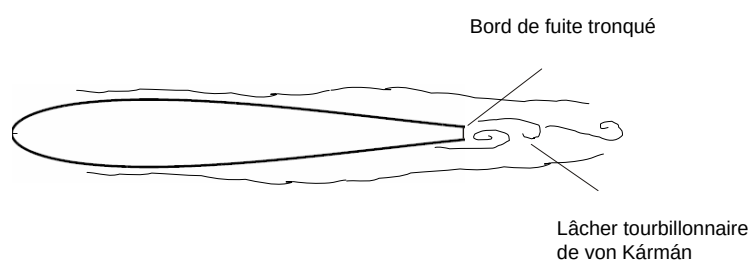


FIG. 1.9 – Formation de lâcher tourbillonnaire au bord de fuite.

ii. 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 1.10.

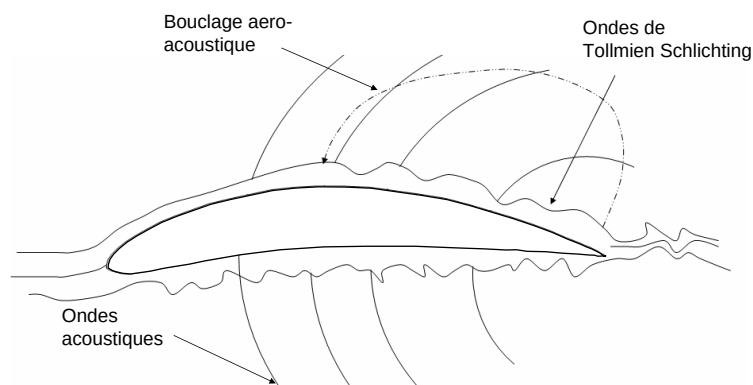


FIG. 1.10 – Instabilité de la couche limite laminaire.

Les instabilités de Tollmien-Schlichting sont 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

1.3. Principaux mécanismes de génération du bruit à large bande

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 de retour. Un effet de rétroaction acoustique est ainsi créé, qui entretient les instabilités et donc la création d'ondes acoustiques. On observe 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 de décollement sur l'extrados

Un décollement sur l'extrados peut apparaître lorsque l'angle d'incidence de l'écoulement est important, figure 1.11. 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.

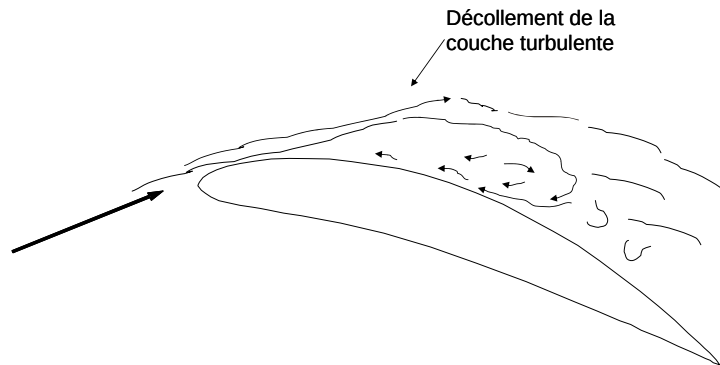


FIG. 1.11 – Décollement de la couche limite turbulente.

Le mécanisme précis de génération du bruit dû à des décollements n'est pas encore clairement expliqué et modélisé. 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 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 écoulement secondaires se forment vers le moyeu et la périphérie du ventilateur, figure 1.12. Ils sont à l'origine d'un bruit à large bande. 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 de pales sont proches d'une paroi qui peut être la surface d'un conduit ou d'un flasque, ces tourbillons se forment à la fois près des pales et de la paroi. En outre, l'écoulement axial vient déformer ces tourbillons et accentuer le côté rotationnel déjà produit par la recirculation précédente et le mouvement de rotation du rotor. Il s'ensuit un écoulement secondaire non uniforme très turbulent entraînant la dégradation des performances aérodynamiques et acoustiques du ventilateur.

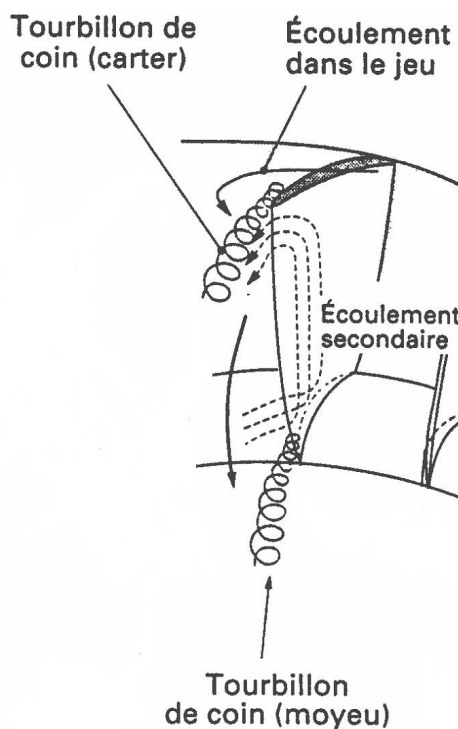


FIG. 1.12 – Écoulements secondaires.

Dans le cas d'un ventilateur caréné, les écoulements secondaires se forment dans le jeu entre la virole et le carter. Ils peuvent jouer un rôle important dans l'émission acoustique. Des tourbillons peuvent se former aussi 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 l'écoulement dans le jeu radial sur les phénomènes de génération du bruit à large bande^{38,62,63}. La diminution du jeu entraîne une réduction des tourbillons présents dans cette zone et peut ainsi être efficace pour l'amélioration des performances acoustiques et aérauliques des ventilateurs de faible diamètre.

1.4 Conclusion

Cette synthèse bibliographique a permis de faire l'inventaire des stratégies les mieux adaptées à la modélisation du bruit à large bande dans les ventilateurs. De par la nature aléatoire de cette composante du bruit, les modèles statistiques et ceux développés dans le domaine temporel sont les plus appropriés. Souvent liée au caractère turbulent de l'écoulement et à son interaction avec les surfaces solides, son étude nécessite de porter une grande attention à la modélisation de la turbulence.

Il est difficile a priori de cerner les sources responsables et leur importance dans la génération du bruit à large bande. Néanmoins, il est reconnu qu'en présence de turbulence amont incidente, le bruit de bord d'attaque est prépondérant. Le bruit propre du profil est omniprésent et devient dominant si l'écoulement incident est homogène. C'est pour cette raison que ce travail est dédié à ces deux principales sources.

Souvent les modèles de prédiction du bruit à large bande supposent connus l'écoulement moyen ainsi que l'écoulement turbulent, ce qui n'est pas le cas dans beaucoup de configurations. La détermination de ces caractéristiques aérodynamiques est une étape cruciale. Elle peut se faire expérimentalement, par la simulation numérique ou par des corrélations empiriques. Pour le bruit de bord d'attaque, c'est la caractérisation de l'écoulement turbulent incident qui est requise. Dans le cas du bord de fuite, l'équivalent de la caractérisation de l'écoulement amont est la caractérisation de la couche limite turbulente le long du profil.

Chapitre 2

Formulation d'Amiet du bruit à large bande rayonné par un profil isolé

Dans ce chapitre, la formulation d'Amiet est présentée de manière approfondie. Afin de la comprendre et de la maîtriser, il a été nécessaire d'exposer les bases théoriques de l'aérodynamique linéarisée d'un profil mince. L'étude est focalisée sur le bruit d'interaction de turbulence amont avec le bord d'attaque et le bruit de bord de fuite. La théorie est mise en œuvre sous forme d'un code de calcul qui a permis une validation sur un profil NACA0012 disposé dans un écoulement incident turbulent. Les données expérimentales utilisées pour éclairer et valider les travaux théoriques sont recueillies dans la littérature⁴. La caractérisation de l'écoulement turbulent incident est effectuée par le modèle de von Kármán, qui suppose que la turbulence est isotrope. La prise en compte de l'effet de l'épaisseur, négligé dans la formulation initiale d'Amiet, s'est avérée indispensable. Notre étude a permis de proposer une correction d'effet de l'épaisseur sur la base des travaux de Gershfeld²⁶ et son application sur le profil NACA0012 a amélioré considérablement les prédictions acoustiques. Les résultats de cette partie ont été présentés au congrès ASME¹⁴, International Mechanical Engineering Congress 2004.

2.1 Introduction

L'analogie aéroacoustique montre clairement que la modélisation de la pression acoustique rayonnée en champ lointain par un profil passe obligatoirement par une évaluation précise de la pression pariétale instationnaire. Ce problème est d'autant plus complexe lorsqu'il faut prendre en compte l'épaisseur du profil, l'angle d'incidence et la turbulence de l'écoulement incident. Par conséquent, les travaux de recherche menés ont introduit des hypothèses simplificatrices tout en essayant de reproduire les phénomènes physiques les plus importants. Ces approches ont conduit au développement de ce qui est communément appelé théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince. Comme le nom l'indique, le profil est supposé de faible épaisseur. En outre, l'angle d'incidence est supposé nul et les effets visqueux sont négligeables. Plusieurs chercheurs ont œuvré dans ce domaine depuis les travaux de von Kármán et Sears⁶⁴.

Pour un profil non cambré soumis à des variations d'incidence sinusoïdales et en négligeant tout phénomène de frottement visqueux, le comportement aérodynamique instationnaire du profil va dépendre des trois échelles de temps suivantes, figure 2.1 :

- la période caractéristique des variations d'incidence notée $Te = \Lambda/U$ où la vitesse de l'écoulement à l'infini amont du profil est notée U et Λ est la longueur d'onde aérodynamique caractéristique des structures de turbulence de l'écoulement incident,
- le temps de passage de l'écoulement sur le profil $Tp = 2b/U$ où b représente la mi-corde,
- et le temps de transfert d'une information d'une extrémité à l'autre du profil Tt qui vaut : $Tt = 2b/c_0$.

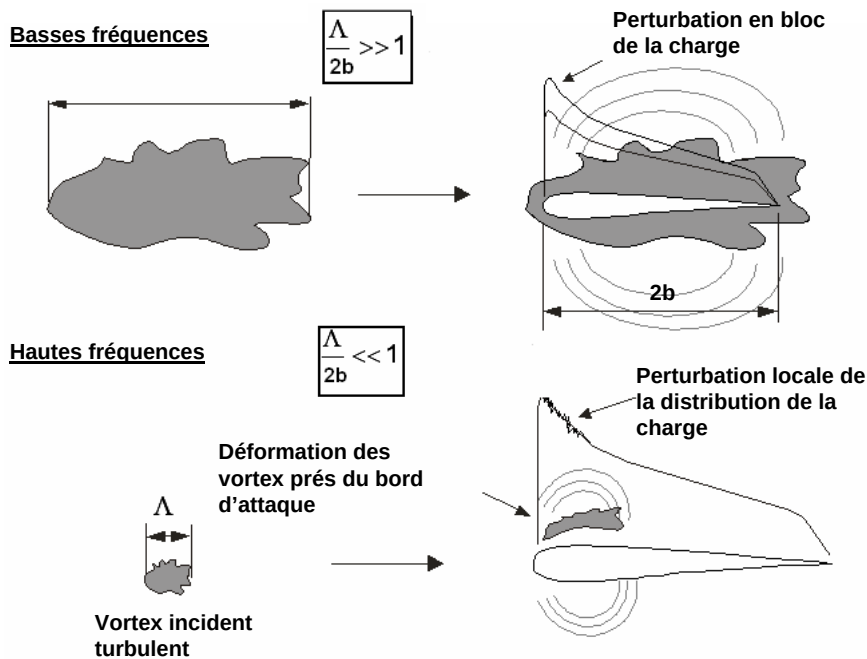


FIG. 2.1 – Effet d'une structure turbulente incidente sur la distribution de la charge sur un profil, reproduite à partir de Schneider¹.

2.2. Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

Dans le cas où $Te \gg Tp$, ce qui correspond à $\Lambda \gg b$ sur la figure 2.1, les changements d'incidence sont ressentis en tout point du profil presque instantanément. Le profil fonctionne alors en basse fréquence. Les variations d'incidence sont lentes vis-à-vis du temps de passage de l'écoulement le long du profil. Le problème peut être alors formulé en faisant une hypothèse d'incompressibilité sans commettre d'erreur importante. Dans ce cas, le profil réagit en bloc aux modifications de l'écoulement, c'est-à-dire que les forces de portance locales distribuées tout le long du profil sont pratiquement en phase entre elles. Dans le cas contraire où Te diminue, ce qui peut résulter soit d'une augmentation de la vitesse U , soit d'une diminution de Λ , le profil ne réagit plus en bloc.

Sears⁶⁴ est l'un des premiers à s'être intéressé à la modélisation de la charge instationnaire d'un profil disposé dans un écoulement turbulent incompressible. Le profil est considéré acoustiquement compact. L'analyse de Sears prend en compte la condition de Kutta-Joukowski. Il a montré que pour des fluctuations de vitesses très faibles par rapport à la vitesse moyenne, la charge instationnaire est proportionnelle au produit de la vitesse moyenne de l'écoulement et de la fluctuation de la vitesse transversale de l'écoulement incident.

2.2 Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

L'objectif de cette étude est la détermination des variations de portance, connaissant les caractéristiques de l'écoulement incident turbulent.

2.2.1 Problème

Considérons un profil de faible épaisseur et de faible cambrure, de corde $2b$ et d'envergure $2d$, disposé dans un écoulement turbulent, figure 2.2. Le profil est assimilé à une plaque plane.

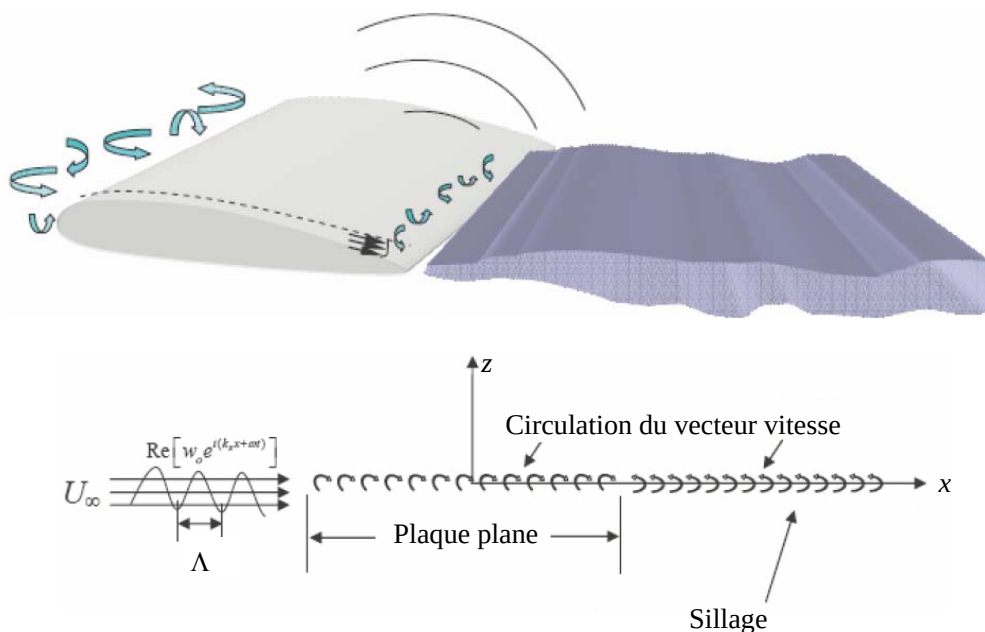


FIG. 2.2 – Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil, reproduite à partir de Mish².

2.2. Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

D'une manière générale, pour un écoulement d'un fluide non visqueux, les équations d'Euler s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{\vec{\nabla} P}{\rho} \quad (2.2)$$

L'opérateur gradient est noté $\vec{\nabla}$ et la dérivée particulaire s'exprime par $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla}$. La plaque plane est située sur le plan $z = 0$ dans le domaine défini par : $-b \leq x \leq b$ et $-d \leq y \leq d$. Ainsi, l'étude est réduite à un problème 2D.

Le profil est disposé dans un écoulement de vitesse moyenne longitudinale U . L'hypothèse d'un écoulement potentiel permet d'écrire le vecteur vitesse $\vec{V}$ en fonction du potentiel de vitesse Φ comme :

$$\vec{V} = \vec{\nabla} \Phi \quad (2.3)$$

En notant $\tilde{x} = x/b$ la coordonnée adimensionnalisée, le vecteur vitesse s'écrit alors comme :

$$\vec{V} = \begin{cases} U + u = \frac{1}{b} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{x}} \\ 0 \\ w = \frac{1}{b} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{z}} \end{cases} \quad (2.4)$$

Si $U \gg u$, en négligeant les termes d'ordre élevé, la dérivée particulaire est explicitée comme :

$$\frac{D}{Dt} \approx \frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{b} \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \quad (2.5)$$

L'équation de continuité peut s'écrire :

$$\underbrace{\frac{D\rho}{Dt}}_I + \underbrace{\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{V}}_{II} = 0 \quad (2.6)$$

En considérant une transformation isentropique et donc $\partial p / \partial \rho = c^2$, le terme (I) devient :

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{U}{b} \frac{\partial \rho}{\partial \tilde{x}} = \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{U}{b} \frac{\partial p}{\partial \tilde{x}} \right) \quad (2.7)$$

2.2. Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

Par ailleurs, l'équation de la quantité de mouvement relie la pression au potentiel de vitesse :

$$p = -\rho_0 \frac{D\Phi}{Dt} \approx -\rho_0 \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{U}{b} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{x}} \right) \quad (2.8)$$

Alors :

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{U}{b} \frac{\partial p}{\partial \tilde{x}} \right) = \frac{-\rho_0}{c^2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{U}{b} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{x}} \right) + \frac{U}{b} \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{U}{b} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{x}} \right) \right] \quad (2.9)$$

$$= \frac{-\rho_0}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + 2 \frac{U}{b} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial \tilde{x}} + \left(\frac{U}{b} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{x}^2} \right] \quad (2.10)$$

Quant au terme (II), il peut s'écrire :

$$\rho_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{V} = \frac{\rho_0}{b^2} \vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \Phi) = \frac{\rho_0}{b^2} \Delta \Phi \quad (2.11)$$

En remplaçant les deux termes (I) et (II) dans l'équation de continuité, on a :

$$\frac{\rho_0}{b^2} \Delta \Phi - \frac{\rho_0}{c^2} \left[\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + 2 \frac{U}{b} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial \tilde{x}} + \left(\frac{U}{b} \right)^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{x}^2} \right] = 0 \quad (2.12)$$

Comme résultat final, l'équation instationnaire linéarisée pour le potentiel de vitesse Φ autour d'une plaque plane disposée sur le plan $z = 0$ s'écrit :

$$\left[\Delta - M^2 \left(\frac{b}{U} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \tilde{x}} \right)^2 \right] \Phi(\tilde{x}, \tilde{z}, t) = 0 \quad (2.13)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\Phi(\tilde{x}, 0, t) = 0 \quad \tilde{x} \leq -1 \quad (2.14)$$

$$\Phi_{,\tilde{z}}(\tilde{x}, 0, t) = bw(\tilde{x})e^{i\omega t} \quad -1 < \tilde{x} \leq 1 \quad (2.15)$$

$$\frac{D\Phi}{Dt} = 0 \quad \tilde{x} \geq 1 \quad (2.16)$$

$\Phi_{,\tilde{z}}$ est la dérivée de Φ par rapport à $\tilde{z}$.

La condition (2.15) traduit la condition d'imperméabilité sur la surface du profil.

2.2.2 Formulation d'Amiet

La procédure de résolution d'Amiet⁴³ de l'équation de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince est présentée dans cette section.

La solution est décomposée en termes harmoniques :

$$\Phi(\tilde{x}, \tilde{z}, t) = \Phi(\tilde{x}, \tilde{z})e^{i\omega t} \quad (2.17)$$

Les notations suivantes sont introduites : $\beta^2 = 1 - M^2$, $\mu = M\bar{k}_x/\beta^2$ et $\bar{k}_i^* = k_i b/\beta$.

Les changements de variables pour les coordonnées et le temps sont :

$$x = X, \quad z = Z/\beta \quad \text{et} \quad \omega t = T - \mu M X.$$

L'équation (2.13) devient :

$$\phi_{,XX}^* + \phi_{,ZZ}^* + \mu^2 \phi^* = 0 \quad (2.18)$$

et les conditions aux limites changent aussi :

$$\phi^*(X, 0) = 0 \quad X \leq -1 \quad (2.19)$$

$$\phi_{,\tilde{z}}^*(X, 0) = (b/\beta)w(X)e^{i\mu M X} \quad -1 < X \leq 1 \quad (2.20)$$

$$(i\bar{k}_x^* + \partial/\partial X)\phi^*(X, 0) = 0 \quad X \geq 1 \quad (2.21)$$

où $\phi^*(X, Z) = \phi(x, z)$,

L'équation (2.18) est résolue par l'intégrale de Schwartzschild.

D'une manière générale, si une fonction ϕ^* satisfait à l'équation d'ondes (2.18) avec les conditions aux limites ci-dessous :

$$\phi^*(X, 0) = 0 \quad X > -1$$

$$\phi_{,z}^*(X, 0) = F(X) \quad X < -1,$$

alors la solution de Schwartzschild peut être écrite :

$$\phi^*(X, Z) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty G(X, \xi, Z) F(\xi) d\xi \quad (2.22)$$

avec $G(X, \xi, 0) = -(X+1)/\xi^{1/2} [1/(\xi - (X+1))] e^{-i\mu(\xi - (X+1))}$ pour $X < -1$

D'autre part, la pression est reliée au potentiel de vitesse par :

$$Pe^{i\omega t} = -\rho_0(D\Phi/Dt) \quad (2.23)$$

Amiet⁴³ a résolu ce problème d'une manière itérative. Une série de solutions est retrouvée en utilisant toujours l'intégrale de Schwartzschild.

2.2. Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

Toutes les solutions doivent satisfaire à la condition aux limites de l'équation (2.20) qui traduit l'absence d'écoulement à travers la pale. Par contre, chaque solution doit satisfaire seulement à une condition aux limites des deux équations restantes. En alternant les corrections des conditions à l'amont de la pale (équation (2.19)) et à son aval (équation (2.21)), en utilisant l'équation (2.22), une solution convergée est obtenue.

Avant d'appliquer l'intégrale de Schwartzschild de l'équation (2.22), une solution est développée en superposant deux sources bidimensionnelles opposées. Elle satisfait à la condition d'écoulement nul à travers la pale sans pour autant vérifier les deux autres conditions :

$$\phi^{(0)}(\tilde{x}, \tilde{z}) = \frac{ib}{2\beta} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\mu M(\tilde{x}+1-\xi)} H_0^{(2)} \left\{ \mu [(\tilde{x}+1-\xi)^2 + \beta^2 \tilde{z}^2]^{1/2} \right\} w(\xi) d\xi \quad (2.24)$$

$\phi^{(0)}(\tilde{x}, \tilde{z})$ est une solution d'ordre zéro, où $H_0^{(2)}$ est la fonction de Hankel. Comme la vitesse transversale $w(\tilde{x})$ n'est pas spécifiée pour des points en dehors de la pale, la valeur de $w(\xi)$ dans l'intégrale (2.24) est arbitraire.

La solution d'ordre zéro $\phi^{(0)}$ satisfait à l'équation (2.18) et à la condition aux limites (2.20), mais ne satisfait pas aux autres conditions. La solution de Schwartzschild est alors utilisée pour satisfaire à l'équation (2.19), qui doit annuler $\phi^{(0)}$ pour $X < -1$.

Réellement, le profil est situé entre $-1 \leq X \leq 1$, cependant pour calculer la correction de bord d'attaque $\psi^{(1)}$, le profil est supposé s'allonger infiniment vers l'aval. En d'autres termes, il est sans bord de fuite et se situe à $-1 \leq X$. En changeant ensuite le signe de X , les conditions d'application de l'intégrale de Schwartzschild, équation (2.22), sont réunies. La solution ainsi obtenue et sa transformée inverse pour l'avoir en fonction des coordonnées $\tilde{x}, \tilde{z}, t$, donne la correction due au bord d'attaque :

$$\psi^{(1)}(\tilde{x}, 0) = \frac{-1}{\pi} \int_0^{\infty} ((\tilde{x}+1)/\xi)^{1/2} e^{-i\mu(1-M)(\tilde{x}+1+\xi)} \phi^{(0)}(-\xi, 0) \frac{d\xi}{\tilde{x}+1+\xi} \quad (2.25)$$

alors $\phi^{(1)} = \phi^{(0)} + \psi^{(1)}$.

La pression aérodynamique au premier ordre peut être exprimée par :

$$P^{(1)} e^{i\omega t} = -\rho_0 \left(\frac{D\Phi^{(1)}}{Dt} \right) \quad (2.26)$$

2.2. Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

Pour la région en aval du profil, la condition aux limites est donnée par l'équation (2.16). Une fonction doit être trouvée pour annuler $\frac{D\Phi^{(1)}}{Dt} = 0$ pour $\tilde{x} > 1$. Elle donne lieu à la correction au bord de fuite :

$$p^{(2)}(\tilde{x}, 0) = \frac{-1}{\pi} \int_0^\infty (\chi/\xi)^{1/2} e^{-i\mu(1+M)(\chi+\xi)} P^{(1)}(2+\xi, 0) \frac{d\xi}{\chi+\xi} \quad (2.27)$$

où $\chi = 1 - \tilde{x}$.

Le p minuscule ici est utilisé pour représenter la correction du bord d'attaque ou celle du bord de fuite, correspondant à ψ pour le potentiel, alors que $P^{(n)}$ symbolise la solution d'énème ordre, correspondant à ϕ^n pour le potentiel. $P^{(1)}$ est donnée par l'équation (2.26) et $P^{(2)} = P^{(1)} + p^{(2)}$.

$\phi^{(2)}$ peut être calculée en intégrant l'équation (2.23) :

$$\phi^{(2)}(\tilde{x}, \tilde{z}) = \frac{-b}{\rho_0 U} \int_{-\infty}^\infty P^{(2)}(\xi, z) e^{-ik(x-\xi)} d\xi \quad (2.28)$$

$\phi^{(2)}$ ne serait pas nulle à l'amont du profil. En substituant $\phi^{(0)}$ par $\phi^{(2)}$ dans l'équation (2.25), une correction $\phi^{(3)}$ est trouvée. Une solution précise est obtenue en continuant ainsi le processus itératif.

En spécifiant la vitesse transversale $w(x)$ pour des points situés à l'extérieur de la pale, notamment à l'infini amont, deux cas sont étudiés dans Amiet⁴³ :

- le premier consiste en un écoulement incident avec une composante turbulente monodimensionnelle $w(x - Ut) = w_0 e^{-ik_x(x-Ut)}$, où les effets de compressibilité sont pris en compte. L'apport d'Amiet⁴³ est de donner une solution pour les hautes fréquences,
- le deuxième cas traite une turbulence incidente bidimensionnelle oblique qui s'écrirait sous la forme suivante : $w(x - Ut) = -w_0 e^{i(k_x(x-Ut) + k_y y)}$;

2.2.3 Réponse pariétale à une turbulence monodimensionnelle

Des expressions pour décrire la pression instationnaire sur la surface d'un profil mince d'envergure infinie sont établies. La composante monoharmonique de la vitesse transversale peut s'écrire de la manière suivante :

$$w(x - Ut) = w_0 e^{-ik_x(x - Ut)} \quad (2.29)$$

Cet écoulement incident et la pression pariétale du profil qu'il génère sont considérés fonctions d'une seule amplitude et d'une seule fréquence. En remplaçant l'expression de $w(x - Ut)$ dans l'équation (2.24), les solutions au bord d'attaque et au bord de fuite peuvent être calculées. La pression instationnaire Δp résultante sur la surface du profil au point $(x, y, 0)$ comme réponse à la turbulence monofréquentielle s'écrit alors :

$$\Delta p(x, t) = 2\pi\rho_0 U w_0 \bar{g}(x, k_x, 0) e^{ik_x U t} \quad (2.30)$$

Le 0 dans la fonction de transfert $\bar{g}(x, k_x, 0)$ représente $k_y = 0$. Des expressions de $\bar{g}$ sont données par Paterson et Amiet³ pour les basses et les hautes fréquences, le paramètre qui délimite la frontière entre ces deux régimes est $\mu = M\bar{k}_x/\beta^2$:

- pour les basses fréquences $\mu \leq 0,4$

$$\bar{g}(x, k_x, 0) = \frac{1}{\pi\beta} \sqrt{\frac{1 - \tilde{x}}{1 + \tilde{x}}} S(\bar{k}_x^*) e^{i\bar{k}_x^* [M^2 \tilde{x} + f(M)]} \quad (2.31)$$

avec :

$$f(M) = (1 - \beta) \ln M + \beta \ln(1 + \beta) - \ln 2, \quad (2.32)$$

- pour les hautes fréquences, $\mu > 0,4$, la fonction de transfert est la somme de la solution au bord d'attaque et d'une correction au bord de fuite $\bar{g} = \bar{g}_1 + \bar{g}_2$, avec :

$$\bar{g}_1(x, k_x, 0) = \frac{1}{\pi \sqrt{\pi(1 + M)\bar{k}_x(1 + \tilde{x})}} e^{-i[\mu(1 - M)(1 + \tilde{x}) + \pi/4 - \bar{k}_x]} \quad (2.33)$$

$$\bar{g}_2(x, k_x, 0) = \frac{1}{\pi \sqrt{2\pi(1 + M)\bar{k}_x}} \left\{ (1 + i) E_f^* [2\mu(1 - \tilde{x}) - 1] \right\} e^{-i[\mu(1 - M)(1 + \tilde{x}) + \pi/4 - \bar{k}_x]} \quad (2.34)$$

E_f^* est une combinaison des intégrales de Fresnel et l'astérisque dénote son complexe conjugué :

$$E_f^*(x) = \int_0^x \frac{e^{-it}}{\sqrt{2\pi t}} dt \quad (2.35)$$

2.2.4 Réponse pariétale à une turbulence bidimensionnelle

Ce deuxième cas traite une turbulence incidente bidimensionnelle oblique, figure 2.3, qui s'écrirait sous la forme suivante :

$$w(x - Ut) = -w_0 e^{i(k_x(x-Ut)+k_y y)} \quad (2.36)$$

La composante parallèle, caractérisée par le nombre d'onde k_x , est la principale responsable du bruit généré. L'effet de la composante dans le sens d'envergure, k_y , est plus complexe. Celle-ci varie sinusoidalement le long de l'envergure. Seule l'intercorrélation de la pression sur la surface peut séparer les fluctuations locales de pression dues à la composante parallèle de celles dues à la composante sur l'envergure.

Amiet a employé les lois de similitude établies par Graham⁶⁵ pour développer la solution du cas général d'une turbulence incidente oblique bidimensionnelle, prenant en compte l'effet de compressibilité. Ces lois relient ce cas général au cas d'une turbulence monodimensionnelle compressible parallèle ou à celui d'une turbulence incidente bidimensionnelle oblique incompressible, ces deux derniers cas étant plus faciles à résoudre. Dépendant de la valeur du paramètre $\Sigma = \frac{Mk_x}{\beta k_y}$, la similitude est effectuée par rapport à la turbulence bidimensionnelle oblique incompressible si $\Sigma \leq 1$. Par contre, si $\Sigma > 1$, le cas de turbulence harmonique parallèle compressible sera pris comme référence.

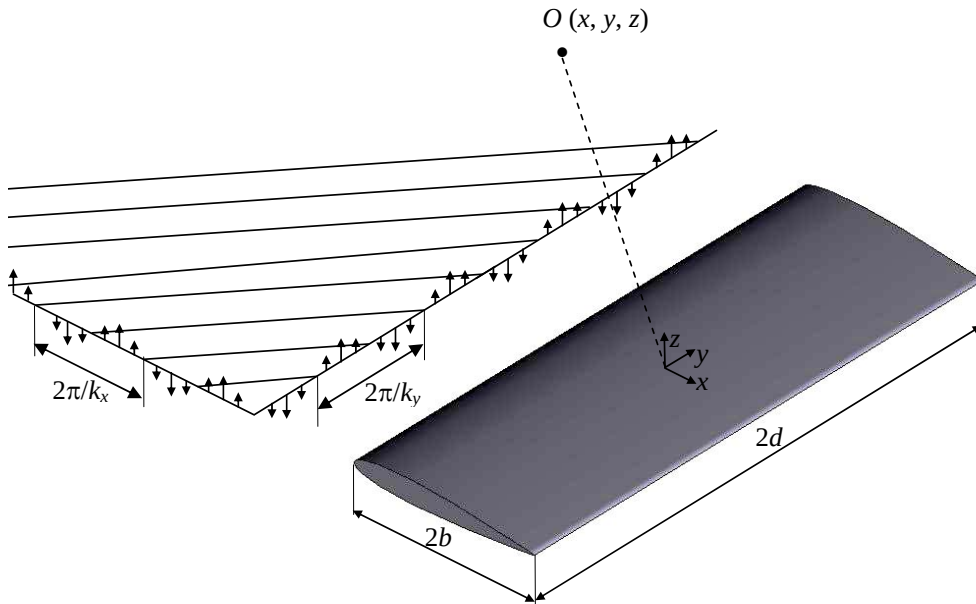


FIG. 2.3 – Turbulence bidimensionnelle incidente sur un profil.

2.2. Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

La relation entre la réponse à une turbulence oblique incompressible et à celle qui est parallèle et compressible (indiqué ∞) est donnée⁶⁶ par :

$$\bar{g}(\tilde{x}, k_x, k_y, M) = (\beta_\infty/\beta)\bar{g}(\tilde{x}, k_{x\infty}, 0, M_\infty)e^{i\tilde{x}k_y^2/k_x} \quad (2.37)$$

avec $k_{x\infty} \equiv k_x\beta_\infty^2/\beta^2$, $\beta_\infty^2 \equiv 1 - M_\infty^2$, $M_\infty = M\sqrt{1 - \Sigma^{-2}}$ et $\Sigma = Mk_x/(\beta k_y)$

La solution pour l'écoulement incident de composante de turbulence bidimensionnelle est divisée en deux régions⁴ : les k_y faibles et les k_y élevés. La solution pour les basses fréquences, $\bar{k}_y < 0,3$, est la suivante :

$$\bar{g}(\tilde{x}, k_x, k_y) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{1 - \tilde{x}}{1 + \tilde{x}}} S(\bar{k}_x) e^{i\bar{k}_x f(k_y/k_x)} \quad (2.38)$$

avec :

$$f(\xi) = (\sqrt{1 + \xi^2} - 1)(i\pi/2 - \ln \xi) + \sqrt{1 + \xi^2} \ln(1 + \sqrt{1 + \xi^2}) - \ln 2 \quad (2.39)$$

La solution pour les hautes fréquences, $\bar{k}_y \geq 0,3$, s'écrit :

$$\bar{g} = \bar{g}_1 + \bar{g}_2 \quad (2.40)$$

avec :

$$\bar{g}_1(x, k_x, k_y) = \frac{1}{\pi \sqrt{\pi(\bar{k}_x + i\bar{k}_y)(1 + \tilde{x})}} e^{-\tilde{x}\bar{k}_y + i\bar{k}_x} \quad (2.41)$$

$$\bar{g}_2(x, k_x, k_y) = \frac{1}{\pi \sqrt{2\pi(\bar{k}_x + i\bar{k}_y)}} \left\{ \text{erf} \left[\sqrt{2\bar{k}_y(1 - \tilde{x})} \right] - 1 \right\} e^{-\tilde{x}\bar{k}_y + i\bar{k}_x} \quad (2.42)$$

où erf est la fonction d'erreur définie par :

$$\text{erf} = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (2.43)$$

La pression instationnaire résultante au point $(x, y, 0)$ sur la surface du profil comme réponse à l'écoulement incident de composante turbulente bidimensionnelle s'écrit :

$$\Delta p(x, y, t) = 2\pi\rho_0 U w_0 \bar{g}(x, k_x, k_y) e^{i(k_x U t - k_y y)} \quad (2.44)$$

La pression en un point donné $(x, y, 0)$ de la pale, due à la totalité des composantes du spectre, s'écrit alors :

$$\Delta p_T(x, y, t) = 2\pi\rho_0 U b \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{w}(k_x, k_y) \bar{g}(x, k_x, k_y) e^{-i(k_y y - k_x U t)} dk_x dk_y \quad (2.45)$$

2.2. Théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince

En appliquant la transformation de Fourier à l'équation (2.45) par rapport au temps, et en tenant compte du fait que :

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \left[\int_{-T}^T e^{i\xi t} dt \right] \longrightarrow 2\pi\delta(\xi), \quad (2.46)$$

ici $\xi = k_x U - \omega$, le résultat est :

$$\Delta \hat{p}_T(x, y, \omega) = 2\pi\rho_0 b \int_{-\infty}^{\infty} \hat{w}(K_x, k_y) \bar{g}(x, K_x, k_y) e^{-ik_y y} dk_y \quad (2.47)$$

où $\hat{p}_T(x, y, \omega)$ représente la composante de Fourier de la pression p_T .

Le nombre d'onde k_x est désormais fixé à $K_x = \omega/U$ par l'intégrale (2.46), car c'est la seule valeur pour laquelle $\delta(\xi = 0) = 1$.

En raison du caractère aléatoire de la turbulence qui interagit avec la pale, il est nécessaire de travailler avec des quantités statistiques telles que l'interspectre de la pression pariétale S_{qq} définie en deux points sur la surface du profil plutôt qu'avec la fluctuation de pression p_T .

La formulation du spectre de pression pariétale S_{qq} en terme du spectre bidimensionnel de la turbulence amont Φ_{ww} a été donnée par Amiet²³, résumée ci-dessous. L'interspectre S_{qq} est défini par :

$$S_{qq}(x_1, y_1, x_2, y_2, \omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \left\{ \frac{\pi}{T} E [\Delta \hat{p}_T^*(x_1, y_1, \omega) \Delta \hat{p}_T(x_2, y_2, \omega)] \right\} \quad (2.48)$$

La moyenne d'ensemble est exprimée ici par $E[\dots]$. (x_1, y_1) et (x_2, y_2) sont deux positions sur la pale et T est la période d'échantillonnage.

En remplaçant $\Delta \hat{p}_T$ dans l'équation (2.48) par sa formule de l'équation (2.47) et après manipulation, la forme finale de S_{qq} est obtenue pour les fréquences positives :

$$S_{qq}(x_1, y_1, x_2, y_2, \omega) = 8(\pi\rho_0 b)^2 U \int_0^{\infty} \bar{g}^*(x_1, K_x, k_y) \bar{g}(x_2, K_x, k_y) \Phi_{ww}(K_x, k_y) e^{ik_y(y_2 - y_1)} dk_y \quad (2.49)$$

où Φ_{ww} est le spectre bidimensionnel de la turbulence. Pour une comparaison avec des mesures pariétales ou des calculs CFD, il est plus pratique d'exprimer S_{qq} en fréquence (Hz) plutôt qu'en pulsation (rd/s). Cela est effectué par :

$$S_{qq}(x_1, y_1, x_2, y_2, f) = 2\pi S_{qq}(x_1, y_1, x_2, y_2, \omega)$$

Les solutions développées par Amiet faisant appel à la théorie aérodynamique linéarisée ont été présentées et analysées. Des fonctions de transfert sont établies entre les pressions

pariétales et l'écoulement incident turbulent qui les génère. L'étape suivante est consacrée à la modélisation du rayonnement du champ de pression pariétale vers le champ lointain.

2.3 Bruit d'interaction avec la turbulence amont

Selon l'analogie aéroacoustique, les fluctuations aléatoires du champ de pression élémentaire sur un profil correspondent à des sources dipolaires. Dans le cas de l'interaction avec la turbulence amont ces sources résultent de l'impact des tourbillons sur les surfaces rigides et sont concentrées sur le bord d'attaque. Afin de modéliser analytiquement le bruit d'interaction de turbulence amont, il est nécessaire d'étudier l'interaction de l'écoulement turbulent avec le profil. Ce phénomène relativement complexe est habituellement résolu en linéarisant les équations gouvernantes et en examinant ensuite la réponse du profil à une vitesse sinusoïdale se prolongeant infiniment à l'amont. Le comportement du profil face à l'écoulement turbulent entier est alors obtenu comme somme linéaire de sinusoïdes sur l'intégralité des fréquences du spectre de la turbulence.

La présente approche repose sur la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil isolé exposée dans la section précédente. Le bruit rayonné par une pale en champ lointain est relié au champ de vitesses turbulentes par des fonctions de transfert indépendantes des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. Elles dépendent uniquement des caractéristiques géométriques du profil, des nombres d'onde et de la position de l'observateur.

Un profil de faible épaisseur de corde $2b$ et d'envergure $2d$ est disposé dans un écoulement incident turbulent. La figure 2.4 représente les caractéristiques géométriques du profil, ainsi que le repère de calcul et la position de l'observateur.

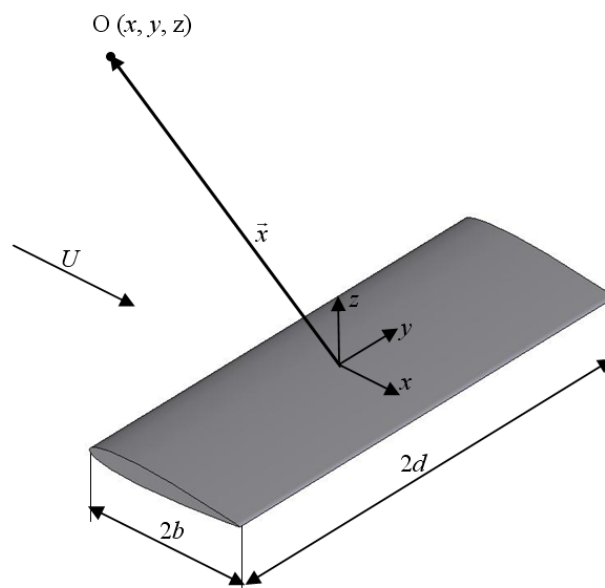


FIG. 2.4 – Schéma et repère de calcul pour le bruit d'interaction de la turbulence amont.

2.3. Bruit d'interaction avec la turbulence amont

Le champ fluctuant de pression aux parois est exprimé en fonction du champ turbulent de vitesse incidente. La méthode de Kirchhoff est ensuite utilisée pour déterminer le bruit rayonné en champ lointain à partir des fluctuations de pression aux parois. Ainsi, la densité spectrale acoustique en champ lointain S_{pp} , fonction de la position de l'observateur $\vec{x}$ et de la fréquence ω , est reliée au champ amont de la vitesse turbulente $w(x, y, t)$ par des modèles spectraux de turbulence.

Considérons un champ de vitesse incidente turbulente bidimensionnelle et sinusoïdale exprimé par :

$$w(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{w}(k_x, k_y) e^{-i[k_x(x-Ut)+k_y y]} dk_x dk_y \quad (2.50)$$

où $\hat{w}(k_x, k_y)$ est la composante de Fourier de la vitesse w .

Ce champ de vitesse génère une distribution de pression instationnaire sur la surface du profil. En effet, la composante transversale w est la source principale de ces fluctuations (elle doit s'annuler sur la surface du profil). Au vu de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince, la pression résultante en un point donnée $(x^s, y^s, 0)$ de la pale, point source de bruit, due à la totalité des composantes du spectre s'écrit :

$$\Delta p_T(x^s, y^s, t) = 2\pi\rho_0 U b \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{w}(k_x, k_y) \bar{g}(x^s, k_x, k_y) e^{-i(k_y y - k_x U t)} dk_x dk_y \quad (2.51)$$

Par ailleurs, l'interspectre de la pression pariétale entre le point $(x^{s1}, y^{s1}, 0)$ et le point $(x^{s2}, y^{s2}, 0)$ est donné par l'équation (2.49) :

$$S_{qq}(x^{s1}, y^{s1}, x^{s2}, y^{s2}, \omega) = 8(\pi\rho_0 b)^2 U \int_0^{\infty} \bar{g}^*(x^{s1}, K_x, k_y) \bar{g}(x^{s2}, K_x, k_y) \Phi_{ww}(K_x, k_y) e^{ik_y(y^{s2}-y^{s1})} dk_y \quad (2.52)$$

où $\Phi_{ww}(K_x, k_y)$ est le spectre bidimensionnel de turbulence.

La méthode de Kirchhoff est utilisée pour relier l'interspectre de la pression à la paroi S_{qq} au spectre acoustique en champ lointain S_{pp} . D'une manière générale, une force $F(x^s, y^s, \omega) e^{i\omega t}$ agissant sur un écoulement à nombre de Mach M rayonne en champ lointain à (x, y, z) une pression acoustique $\acute{p}$:

$$\acute{p}(\vec{x}, \omega) = \frac{i\omega z F(x^s, y^s, \omega)}{4\pi c_0 \sigma^2} e^{i\omega \left[t + \frac{M(x-x^s)}{c_0 \beta^2} + \frac{xx^s + yy^s \beta^2}{c_0 \beta^2 \sigma} \right]} \quad (2.53)$$

2.3. Bruit d'interaction avec la turbulence amont

Dans la présente analyse, la pression sur la pale $\Delta\hat{p}$ est équivalente à la force $F(x^s, y^s)$. La pression acoustique en champ lointain peut être obtenue par intégration de l'interspectre de l'équation (2.52) sur x^s et y^s , c'est à dire sur la surface de la plaque plane. Le résultat de cette intégration est multiplié par son conjugué et une moyenne d'ensemble est effectuée. La densité spectrale de la pression acoustique en champ lointain $S_{pp}(\vec{x}, \omega)$ est alors donnée par :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left[\frac{\omega z}{4\pi c_0 \sigma^2} \right]^2 \int_S \int_S S_{qq}(x^{s1}, x^{s2}, \eta, \omega) e^{\frac{i\omega}{c_0} [\beta^{-2}(x^{s1}-x^{s2})(M-x/\sigma) + y\eta/\sigma]} dx^{s1} dx^{s2} dy^{s1} dy^{s2} \quad (2.54)$$

(x^{s1}, y^{s1}) et (x^{s2}, y^{s2}) sont deux points quelconques sur le profil avec $\eta = y^{s2} - y^{s1}$.

L'équation (2.54) relie directement le spectre de pression pariétale au spectre acoustique en champ lointain.

En remplaçant le spectre pariétal S_{qq} par son expression donnée par l'équation (2.52), on aboutit la formule de base proposée par Amiet²³ :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left[\frac{\rho_0 \omega b z}{c_0 \sigma^2} \right]^2 \pi U d \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ww}\left(\frac{\omega}{U}, k_y\right) \left[\frac{\sin^2[d(k_y + \frac{\omega y}{c_0 \sigma})]}{\pi d \left[k_y + \frac{\omega y}{c_0 \sigma}\right]^2} \right] |\bar{L}(x, \frac{\omega}{U}, k_y)|^2 dk_y \quad (2.55)$$

où M est le nombre de Mach de l'écoulement incident moyen, k_x et k_y sont les nombres d'onde dans la direction de la corde et de l'envergure. $\sigma = \sqrt{x^2 + \beta^2(y^2 + z^2)}$ est la distance modifiée tenant compte de la convection de l'écoulement moyen.

La fonction de transfert aéroacoustique représentant l'intégrale sur la corde de la fonction de charge s'écrit :

$$\bar{L}(x, K_x, k_y) = \int_{-b}^b \bar{g}(x^s, K_x, k_y) e^{i\omega x^s (M-x/\sigma)/c_0 \beta^2} dx^s \quad (2.56)$$

Les seules hypothèses retenues jusqu'à ce niveau de développement sont celles de la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince et la non prise en compte des effets de bord. Ce résultat est valable si le rapport de l'envergure à la corde est élevé. Cependant, pour les faibles longueurs d'échelle de turbulence (hautes fréquences) cette hypothèse n'est pas nécessaire. Lorsque la longueur d'onde aérodynamique incidente diminue, la charge instationnaire tend à se concentrer près du bord d'attaque et les effets d'extrémités n'affectent qu'une faible région dans le sens de l'envergure du profil.

En supposant la longueur d'onde acoustique λ suffisamment petite devant l'envergure d ,

2.3. Bruit d'interaction avec la turbulence amont

cette condition peut s'écrire sous la forme $MK_x d \gg 1$, la quantité entre crochets dans l'équation (2.55) tend vers une fonction δ :

$$\lim_{d \rightarrow \infty} \left[\frac{\sin^2(\xi d)}{\xi^2 \pi d} \right] \rightarrow \delta(\xi) \quad (2.57)$$

Dans l'intégrale de l'équation (2.55) $\xi = k_y + \frac{\omega y}{c_0 \sigma}$.

Cela réduit l'intégrale de l'équation (2.55) à une seule valeur de $K_y = \omega y / c_0 \sigma$. Les autres k_y annulent $\delta(\xi)$ et de ce fait ne font plus partie de l'intégrale. Une expression simplifiée de la densité spectrale acoustique de l'équation (2.55) est obtenue :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left[\frac{\rho_0 \omega b z}{c_0 \sigma^2} \right]^2 \pi U d \Phi_{ww} \left(\frac{\omega}{U}, K_y \right) |\bar{L}(x, \frac{\omega}{U}, K_y)|^2 \quad (2.58)$$

Selon Paterson et Amiet³, la condition $MK_x d \gg 1$ est ramenée à $K_x d \gg 1$ si le rapport de l'envergure à la corde est grand ($d/b \gg 1$).

Dans le cas particulier où l'observateur est dans le plan $y = 0$, l'équation (2.58) devient :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left[\frac{\rho_0 \omega b z}{c_0 \sigma^2} \right]^2 \pi U d \Phi_{ww} \left(\frac{\omega}{U}, 0 \right) |\bar{L}(x, \frac{\omega}{U}, 0)|^2 \quad (2.59)$$

La fonction de transfert $\bar{L}(x, \omega/U, 0)$, donnée par Paterson et Amiet³, est un terme important quant à la réponse spectrale des perturbations. En introduisant l'expression de $\bar{g}(x, K_x, k_y)$ des équations (2.31), (2.33) et (2.34) dans l'équation (2.56), on aboutit aux cas suivants :

- pour les basses fréquences $\mu < 0,4$

$$\bar{L}(\vec{x}, K_x, 0) \approx \frac{1}{\beta} |S(\bar{k}_x^*)| \quad (2.60)$$

- pour les hautes fréquences, la fonction de transfert est exprimée par la somme de deux fonctions $\bar{L}_1$ et $\bar{L}_2$. Comme pour les fonctions $\bar{g}_1$ et $\bar{g}_2$, équations (2.33) et (2.34), $\bar{L}_1$ est une solution pour le bord d'attaque et $\bar{L}_2$ est une correction pour le bord de fuite :

$$\bar{L}_1(\vec{x}, k_x, 0) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2}{(1+M)\bar{k}_x \Theta_1}} E_f^*(2\Theta_1) e^{i\Theta_2} \quad (2.61)$$

$$\begin{aligned} \bar{L}_2(\vec{x}, k_x, 0) \approx & \frac{1}{\pi \Theta_1 \sqrt{2\pi(1+M)\bar{k}_x}} e^{i\Theta_2} \left\{ i(1 - e^{-2i\Theta_1}) + (1-i)[E_f^*(4\mu) \right. \\ & \left. - \sqrt{\frac{2}{1+x/\sigma}} e^{-2i\Theta_1} E_f^*(2\mu(1+x/\sigma))] \right\} \end{aligned} \quad (2.62)$$

2.3. Bruit d'interaction avec la turbulence amont

avec :

$$\bar{k}_x = \frac{\omega b}{U}, \quad \mu = \frac{M k_x b}{\beta^2} = M \bar{k}_x^*, \quad \beta^2 = 1 - M^2, \quad \Theta_1 = \mu(1 - x/\sigma),$$

$$\Theta_2 = \bar{k}_x^*(1 - Mx/\sigma) - \pi/4 \quad (2.63)$$

Bien que les fonctions de transfert pour $k_y = 0$ soient suffisantes quand l'observateur est situé dans le plan $y = 0$, les résultats pour $k_y \neq 0$ sont nécessaires dans le cas général où $y \neq 0$. C'est notamment le cas d'une pale tournante. Des fonctions adaptées sont présentées dans le chapitre suivant.

2.3.1 Caractérisation de l'écoulement turbulent amont incident

La caractérisation de la turbulence amont de manière théorique ou expérimentale constitue une étape importante dans la modélisation du bruit de bord d'attaque. Une première hypothèse consiste à considérer une turbulence homogène et isotrope décrite par des modèles semi-empiriques proposés par Liepmann ou von Kármán⁶⁷. L'hypothèse d'isotropie réduit les paramètres statistiques d'entrée du modèle à la moyenne quadratique de la fluctuation de la vitesse et la longueur intégrale d'échelle longitudinale. La figure 2.5 montre un spectre type d'une composante de vitesse turbulente.

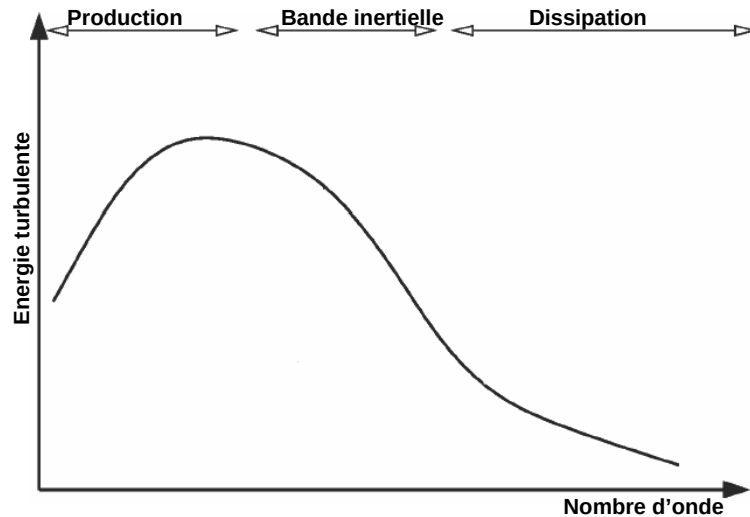


FIG. 2.5 – Spectre de turbulence.

Fondamentalement, la distribution du spectre de la vitesse turbulente peut être décomposée en trois bandes fréquentielles :

- la bande des grandes échelles. Elle contient les structures de l'ordre de l'écoulement moyen ;
- la bande des échelles inertielles, dans laquelle l'énergie est convertie en des échelles de plus en plus petites par l'allongement et la déformation non visqueuse des tourbillons,

2.3. Bruit d'interaction avec la turbulence amont

- la bande des petites échelles dissipatives, dans laquelle les effets visqueux sont prépondérants.

D'une manière générale, le spectre de l'énergie cinétique turbulente $\mathbf{E}(k)$ est défini par :

$$\int_0^\infty \mathbf{E}(\vec{k}) d\vec{k} = \frac{\overline{v_i v_i}}{2} \quad (2.64)$$

avec : $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$

D'autre part, le spectre de turbulence de la composante verticale de la vitesse à l'amont Φ_{ww} peut être explicité par l'expression suivante :

$$E \left[w(k_x, k_y, k_z) w^*(\acute{k}_x, \acute{k}_y, \acute{k}_z) \right] = \Phi_{ww}(k_x, k_y, k_z) \delta(k_x - \acute{k}_x) \delta(k_y - \acute{k}_y) \delta(k_z - \acute{k}_z) \quad (2.65)$$

La relation entre le spectre de l'énergie de turbulence tridimensionnel $\mathbf{E}(k)$ et le tenseur des spectres des différentes composantes de la fluctuation de la vitesse s'écrit :

$$\Phi_{ij}(k) = \frac{\mathbf{E}(k)}{4\pi k^2} \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) \quad (2.66)$$

i et j représentent les indices des différentes composantes de la vitesse turbulente, δ symbolise la fonction Dirac.

Le spectre tridimensionnel $\Phi_{ww}(k_x, k_y, k_z)$ de la composante transversale w s'écrit alors :

$$\Phi_{ww}(k_x, k_y, k_z) = \frac{\mathbf{E}(k)}{4\pi k^2} \left(1 - \frac{k_z^2}{k^2} \right) \quad (2.67)$$

C'est le spectre de l'énergie $\mathbf{E}(k)$ qui est donné par la formule semi-empirique de von Kármán⁶⁷, supposant une turbulence isotrope et homogène :

$$\mathbf{E}(k) = \frac{110}{27\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\frac{5}{6})}{\Gamma(\frac{1}{3})} (\mathbf{k}/k_e) (k/k_e)^4 \left[1 + (k/k_e)^2 \right]^{-17/6} \quad (2.68)$$

$\mathbf{k}$ est l'énergie cinétique de turbulence et k_e le nombre d'onde associé à l'énergie turbulente. Par conséquent, le spectre bidimensionnel pour une turbulence homogène et isotrope est donné par :

$$\Phi_{ww}(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ww}(k_x, k_y, k_z) dk_z = \frac{4}{9\pi} \frac{\overline{u^2}}{k_e^2} \frac{\hat{k}_x^2 + \hat{k}_y^2}{(1 + \hat{k}_x^2 + \hat{k}_y^2)^{7/3}} \quad (2.69)$$

2.3. Bruit d'interaction avec la turbulence amont

avec :

$$\hat{k}_i = k_i/k_e, \quad k_e = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(5/6)}{\Lambda_a \Gamma(1/3)} \approx 0,747/\Lambda_a, \quad \Lambda_a = \int_0^\infty R_{uu}(x)dx \quad (2.70)$$

R_{uu} est l'intercorrélation de la vitesse axiale définie par :

$$R_{uu}(\xi) = \langle u(x, t), u(x + \xi, t) \rangle \equiv \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(x, t) u(x + \xi, t) dt \quad (2.71)$$

Le spectre monodimensionnel est obtenu en intégrant l'équation (2.69) sur le nombre d'onde k_y :

$$S_{ww}(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{ww}(k_x, k_y) dk_y = \frac{\overline{u^2} \Lambda_a}{2\pi} \frac{1 + 8/3 \hat{k}_x^2}{(1 + \hat{k}_x^2)^{11/6}} \quad (2.72)$$

De la même manière la densité spectrale de la fluctuation de la composante axiale u de la vitesse vaut :

$$S_{uu}(k_x) = \frac{\overline{u^2} \Lambda_a}{\pi} \frac{1}{(1 + \hat{k}_x^2)^{5/6}} \quad (2.73)$$

Le spectre de Liepmann, alternative à celui de von Kármán, de l'énergie de turbulence tridimensionnel $\mathbf{E}(k)$ est :

$$\mathbf{E}(k) = \frac{16}{3\pi} \mathbf{k} (\Lambda_a k)^4 / (1 + \Lambda_a^2 k^2)^3 \quad (2.74)$$

et pour le spectre bidimensionnel de la vitesse w :

$$\Phi_{ww}(k_x, k_y) = \frac{3\overline{u^2}}{4\pi} \Lambda_a^2 \frac{\Lambda_a^2 (k_x^2 + k_y^2)}{[1 + \Lambda_a^2 (k_x^2 + k_y^2)]^{5/2}} \quad (2.75)$$

Par ailleurs, en l'absence de données sur l'écoulement turbulent incident, la formulation empirique proposée par Fink pour définir l'intensité de turbulence peut être utilisée :

$$\frac{(\overline{u^2})^{1/2}}{U} = 0,04 \left[\frac{U}{U_{ref}} \right]^{-0,2}; U_{ref} = 60 m/s \quad (2.76)$$

La figure 2.6 montre les spectres bidimensionnels de la vitesse turbulence w pour différentes vitesses incidentes. L'intensité de la turbulence est fixée à 4% et la longueur d'échelle intégrale à 0,03 m. Les spectres de von Kármán et de Liepmann montrent la même allure et sont pratiquement confondus sur une large bande fréquentielle. Cependant, le spectre de Liepmann prévoit une atténuation supérieure vers les très hautes et les très basses fréquences.

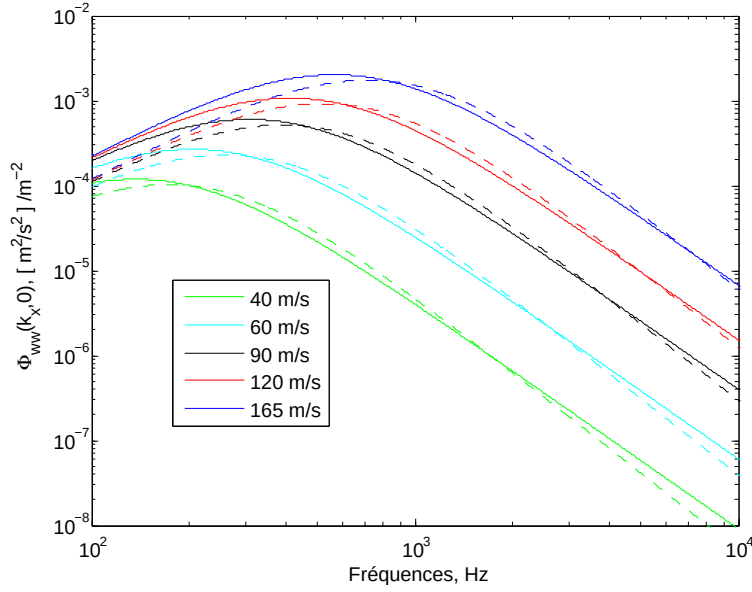


FIG. 2.6 – Spectre de turbulence amont pour différentes vitesses incidentes, intensité de turbulence 4%, échelle intégrale de turbulence de 0,03 m ; — von Kármán, - - - - Liepmann.

2.4 Bruit de bord de fuite

Le modèle théorique développé pour le calcul de la densité spectrale acoustique en champ lointain du bruit de l'interaction amont est étendu au cas du bruit de bord de fuite⁴⁴. Le champ des vitesses turbulentes est supposé non 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 aux parois 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 aux parois. Le repère est centré au milieu de la pale au bord de fuite, figure 2.7.

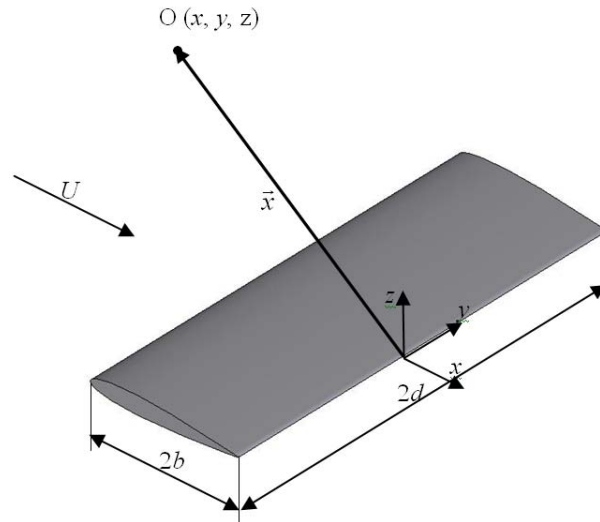


FIG. 2.7 – Profil considéré et repère de calcul pour le bruit de bord de fuite.

2.4. Bruit de bord de fuite

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

$$\Delta p(x, k_c, t) = 2P_0 \bar{g}(x, k_c) e^{-ik_c(x-U_c t)} \quad (2.77)$$

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

Le facteur 2 suppose que la pression est antisymétrique des deux côtés de la plaque. Pour le calcul de la pression générée par la convection de la couche limite turbulente, le profil est supposé être une plaque plane semi-infinie avec présence d'un bord de fuite mais sans bord d'attaque.

La fonction de transfert dans ce cas, en accord avec les recherches de Schinkler et Amiet,⁴⁴ s'écrit sous la forme :

$$\bar{g}(\tilde{x}, k_c) = -1 + (1+i)E_f^* [-\tilde{x}(\bar{k}_c + \mu(1+M))] \quad (2.78)$$

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

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

$$\Delta p(k_x, k_y, x, y, t) = 2P(k_x, k_y) \bar{g}(x, k_x, k_y) e^{-i[k_x(x-U_c t)+k_y y]} \quad (2.79)$$

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

$$\Delta p(x, y, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} 2P(k_x, k_y) \bar{g}(x, k_x, k_y) e^{-i[k_x(x-U_c t)+k_y y]} dk_x dk_y \quad (2.80)$$

De la même façon que pour le bruit de l'interaction de la turbulence amont, l'interspectre de la pression aux parois 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 mais plutôt aux données statistiques de la pression fluctuante :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left[\frac{kz b}{\pi \sigma^2} \right]^2 d\Phi_{pp}(\omega) l_y(\omega) |\bar{L}(x, \frac{\omega}{U}, 0)|^2 \quad (2.81)$$

2.4. Bruit de bord de fuite

Le point clef est d'avoir les informations nécessaires sur le champ fluctuant de pression sur les parois. Pour une couche limite turbulente dans un écoulement uniforme sans gradient important de pression, la longueur de corrélation suivant l'envergure $l_y(\omega)$ peut être écrite de la manière suivante :

$$l_y(\omega) = 2,1U_c/\omega \quad (2.82)$$

Schlinder et Amiet⁴⁴ ont établi la formule empirique pour le spectre de pression pariétale, à partir des analyses théoriques et des mesures de couche limite de Willmarth et de Roos⁶⁸ :

$$\Phi_{pp}(\omega, 0) = \left(\frac{1}{2}\rho_0 U^2\right)^2 (\delta^*/U) \frac{2 \times 10^{-5}}{1 + \varpi + 0,217\varpi^2 + 0,00562\varpi^4} \quad (2.83)$$

L'épaisseur de déplacement de la couche limite δ^* est approchée par :

$$\delta^*/2b \approx 0,047Re_b^{-1/5} \quad (2.84)$$

Re_b est le nombre de Reynolds rapporté à la corde. La vitesse de convection U_c , peu sensible à la fréquence, vaut environ : $U_c \approx 0,8U$, et $\varpi \equiv \omega\delta^*/U$. Des comparaisons des spectres de pression pariétale avec ceux issus de calculs CFD sont présentées au chapitre 4.

$\bar{L}$ est une fonction de transfert aéroacoustique spécifique au bruit de bord de fuite⁴⁴ :

$$\Theta \bar{L} = 1 - e^{-i2\Theta} + (1+i) \left\{ \sqrt{\frac{\bar{K}_x + \mu(M+1)}{\mu(1+x/\sigma)}} E_f^*[2\mu(1+x/\sigma)] e^{-i2\Theta} - E_f^*[2(\bar{K}_x + \mu(M+1))] \right\} \quad (2.85)$$

où : $\Theta = \bar{K}_x - \mu(x/\sigma - M)$, et $\bar{K}_x = \omega b/U_c$.

2.5 Application à un profil NACA0012

Afin de valider le code développé sur la base de la formulation présentée précédemment, des calculs acoustiques ont été effectués sur un profil NACA0012 disposé dans un écoulement incident turbulent. Les résultats ont été confrontés à ceux issus des mesures. La description détaillée du travail expérimental est disponible dans le rapport de Paterson et Amiet⁴.

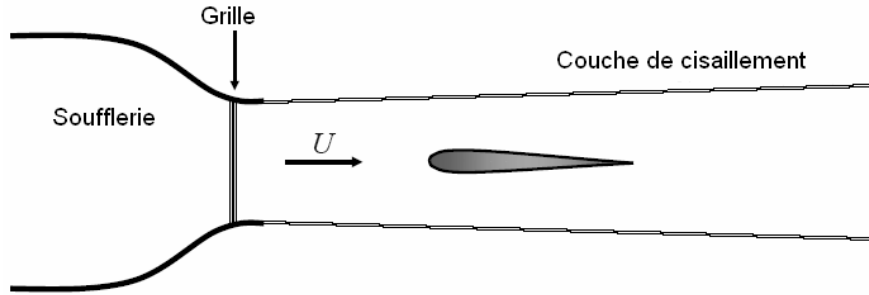


FIG. 2.8 – Schéma du dispositif expérimental d'Amiet³.

Un profil NACA0012 de corde 0,23 m et d'envergure 0,53 m est fixé entre deux plaques verticales dans un écoulement turbulent généré par une grille de turbulence, figure 2.8. L'angle d'incidence est nul. Les vitesses étudiées sont 40 m/s, 60 m/s, 90 m/s, 120 m/s et 165 m/s. Le bruit est mesuré dans une chambre anéchoïque. Les microphones sont disposés sur un demi-arc de cercle à une distance de 2,25 m.

2.5.1 Directivité

La directivité est caractérisée par l'amplitude de rayonnement définie par le terme $\bar{L}kbz/\sigma \equiv \sqrt{S_{pp}/\Phi_{ww}} \equiv \sqrt{S_{pp}/\Phi_{pp}}$. La figure 2.9 représente la variation de cette grandeur au milieu de la pale, $y = 0$, pour un nombre de Mach $M = 0,36$.

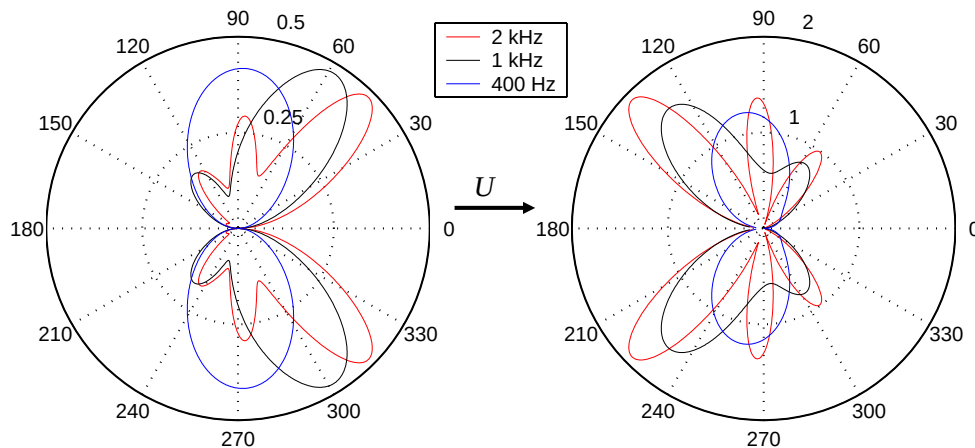


FIG. 2.9 – Directivité du bruit d'interaction de la turbulence amont (à gauche) et du bruit de bord de fuite (à droite).

2.5. Application à un profil NACA0012

Le bruit dû à l'interaction de la turbulence amont avec le bord d'attaque tend à se propager vers l'aval. Quant au bruit de bord de fuite, il a plutôt tendance à se propager vers l'amont. Vers les hautes fréquences, les lobes se multiplient et changent de direction de rayonnement.

2.5.2 Prise en compte de l'effet de réfraction par la couche de cisaillement

Au passage de la couche séparant l'écoulement moyen et le milieu ambiant au repos, le bruit émis par une source dans un écoulement subit une réfraction, figure 2.10. Cet effet croît avec le nombre de Mach. Les corrections théoriques prenant en compte la réfraction du bruit par l'écoulement et par la couche de cisaillement sont celles présentées par Amiet⁴³. Elles se résument à des corrections de l'angle de rayonnement et de l'amplitude. Les principes en sont présentés ici.

Le schéma et les paramètres de cette modélisation sont présentés sur la figure 2.10. L'observateur est à une distance $Y_1 - h$ au-dessus de la couche de cisaillement, et la source S du bruit est à une distance h au-dessous de plan de cisaillement. L'observateur est supposé en champ lointain géométriquement et acoustiquement ; i.e. la distance source-observateur est suffisamment grande par rapport à la dimension de la source et à la longueur d'onde acoustique. Aucune condition n'est imposée sur la distance h . Le nombre de Mach est supposé constant à l'intérieur de la zone d'écoulement et nul à l'extérieur.

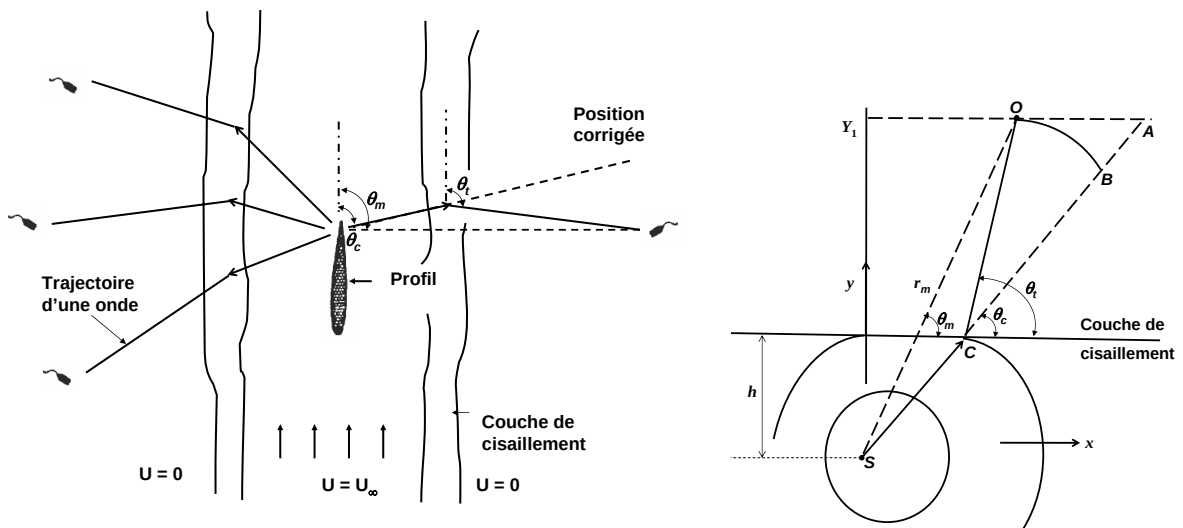


FIG. 2.10 – Schéma de la correction d'Amiet de l'effet d'une couche de cisaillement.

2.5. Application à un profil NACA0012

La ligne reliant la source et l'observateur fait un angle θ_m avec la couche de cisaillement. Si la vitesse était nulle partout, le bruit de la source atteindrait l'observateur en suivant le chemin défini par la distance r_m et l'angle θ_m . Étant donné que la vitesse de l'écoulement est U_∞ , le bruit suit d'abord la trajectoire définie par l'angle θ_c jusqu'à ce qu'il rencontre la couche de cisaillement où il est réfracté. Il sort de la couche de cisaillement suivant l'angle θ_t avec un changement d'amplitude et arrive au microphone. Le chemin réel est représenté par la ligne SCO. La déviation de l'angle θ_m à l'angle θ_c inclut l'effet de la réfraction par l'écoulement moyen. Quant à la déviation de l'angle θ_c à l'angle θ_t , elle est due à l'effet de la réfraction par la couche de cisaillement.

Le bruit mesuré à la position O en présence de la couche de cisaillement serait rayonné vers le point A ou B en l'absence de la couche de cisaillement. Les équations exprimant la pression $\dot{p}_B$ fonction de la pression $\dot{p}_O$ et la relation entre l'angle θ_m et l'angle θ_c sont les suivantes :

$$\frac{\dot{p}_B}{\dot{p}_m} = \left\{ \frac{h \cos \theta_t}{\varsigma^2 r} \left[\sin \theta_t + \left(\frac{Y_1}{h} - 1 \right) \varsigma \right]^{1/2} \left[\sin^3 \theta_t + \left(\frac{Y_1}{h} - 1 \right) \varsigma^3 \right]^{1/2} \right\} + \frac{1}{2 \sin \theta_t} [M^2 (1 - M \cos \theta_t)^2 + (1 - M^2 \cos^2 \theta_t)^2]^{1/2} [\varsigma + \sin \theta_t (1 - M \cos \theta_t)^2] \quad (2.86)$$

avec

$$\tan \theta_c = \varsigma / (\beta^2 \cos \theta_t + M)$$

$$Y_1 \cot \theta_m = h \cot \theta_c + (Y_1 - h) \cot \theta_t \text{ et } \varsigma = [(1 - M \cos \theta_t)^2 - \cos^2 \theta_t]^{1/2}$$

La méthode utilisée pour établir ces relations repose sur la méthode de Ribner pour la transmission et la réflexion des ondes acoustiques par une couche de cisaillement. Dans les relations (2.86), la pression au point O est donnée en fonction de la pression au point B , de l'angle θ_m , du rapport des distances h et Y_1 et du nombre de Mach. La correction est indépendante de la fréquence. Le même type de relation peut être établi pour relier la pression au point O à la pression au point A .

Afin de comparer les résultats théoriques avec ceux mesurés à la position O , les calculs doivent être effectués soit à la position A (distance transversale constante), soit à la position B (rayon constant). Une correction d'amplitude est ensuite effectuée. Pour la configuration expérimentale d'Amiet⁴, les corrections d'angle et celles d'amplitude à rayon constant sont fondamentales et sont résumées sur les figures 2.11. En effet, à un angle de mesure $\theta_m = 90^\circ$, les angles corrigés varient de $84,5^\circ$ pour $40m/s$ à $68,2^\circ$ pour $165m/s$. Quant aux corrections d'amplitude, elles sont moins importantes.

2.5. Application à un profil NACA0012

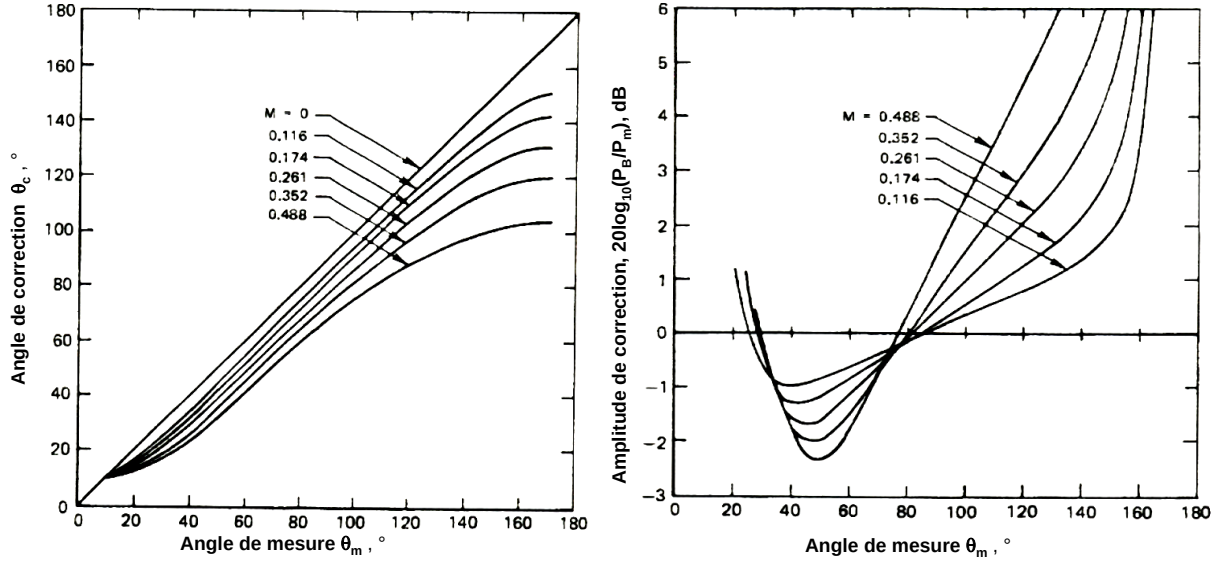


FIG. 2.11 – Corrections d'angle et d'amplitude pour la configuration expérimentale d'Amiet⁴
 $h/r_m = 0,177$

2.5.3 Résultats et interprétations

Le niveau de pression acoustique est calculé à partir de la densité spectrale acoustique S_{pp} avec une pression de référence de $p_0 = 2 \times 10^{-5}$ Pa. Pour la comparaison avec les résultats expérimentaux, la composante physique de la densité spectrale de la pression acoustique est définie seulement pour les fréquences positives $2S_{pp}(\omega > 0)$ est employée. Pour exprimer les résultats en fréquence (Hz), la S_{pp} exprimée en pulsation (rd/s) est multipliée par un facteur de 2π . En effet, la relation qui exprime le spectre en fréquence (Hz) est donnée dans des ouvrages de traitement du signal⁶⁹ par $\hat{\Phi}(f) = 2\pi [\Phi(-\omega) + \Phi(\omega)]$. $\hat{\Phi}(f)$ est la densité spectrale exprimée en fonction de l'unité de fréquence (Hz).

Par conséquent, le niveau de pression acoustique L_p est exprimé en fonction de la densité spectrale S_{pp} :

$$L_p(f) = 10 \log_{10} [2(2\pi) S_{pp}(2\pi f)/(p_0^2)] \quad (2.87)$$

2.5. Application à un profil NACA0012

La figure 2.12 montre les niveaux de pression acoustique $L_p(f)$ à une distance de 2,25 m et à un angle de 90° au-dessus de la pale. Ces niveaux tiennent compte de la correction de l'effet de la réfraction du bruit par la couche de cisaillement (§ 2.2.2).

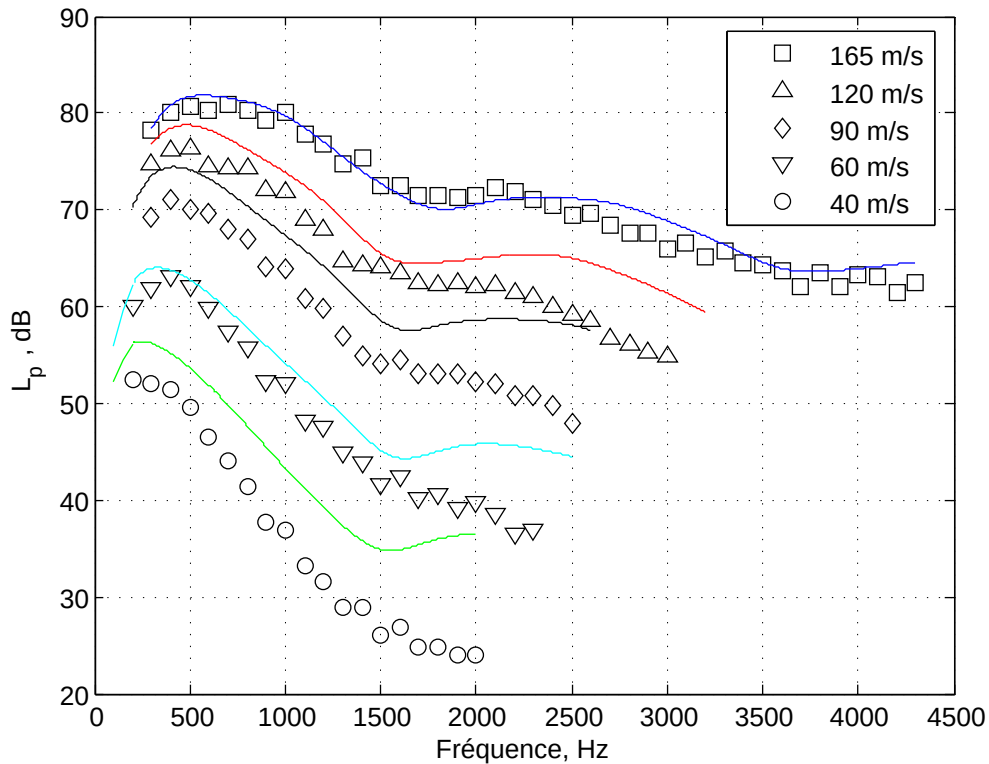


FIG. 2.12 – Comparaison du spectre de bruit mesuré et calculé ; Symboles, expérimental^{4,5} ; —, prédiction.

La comparaison des résultats du calcul avec les mesures est satisfaisante. Les extrema présents dans les spectres sont dus aux effets des lobes de directivité. En effet, en absence de ces lobes, les spectres acoustiques auraient la même allure que ceux de la turbulence incidente (figure 2.6) et seraient complètement décroissants vers les hautes fréquences. Par ailleurs, la concordance est meilleure pour des vitesses incidentes élevées et pour les basses fréquences. Cependant, des écarts relativement importants sont observés vers les hautes fréquences et les basses vitesses. Ces écarts s'expliquent par l'influence de l'épaisseur du profil non prise en compte par le modèle. L'épaisseur du profil atténue l'impact des structures turbulentes. Quand la fréquence augmente, les longueurs d'ondes aérodynamiques vont diminuer et éventuellement deviennent de l'ordre de l'épaisseur du profil au voisinage du bord d'attaque. La longueur d'onde aérodynamique étant donnée par le rapport de la vitesse moyenne sur la fréquence de l'onde, on conçoit bien qu'elle diminue quand la vitesse diminue ou quand la fréquence augmente. Une structure tourbillonnaire assez petite par rapport à l'épaisseur du bord d'attaque produirait une fluctuation de charge moins importante que si le profil était de faible épaisseur.

2.5. Application à un profil NACA0012

La figure 2.13 compare les directivités du niveau de pression acoustique calculés en champ lointain avec les résultats expérimentaux, pour des vitesses de 40 m/s, 90 m/s et 165 m/s en fonction de la fréquence. Les résultats théoriques et expérimentaux sont en bon accord pour des angles de 0° à 180° .

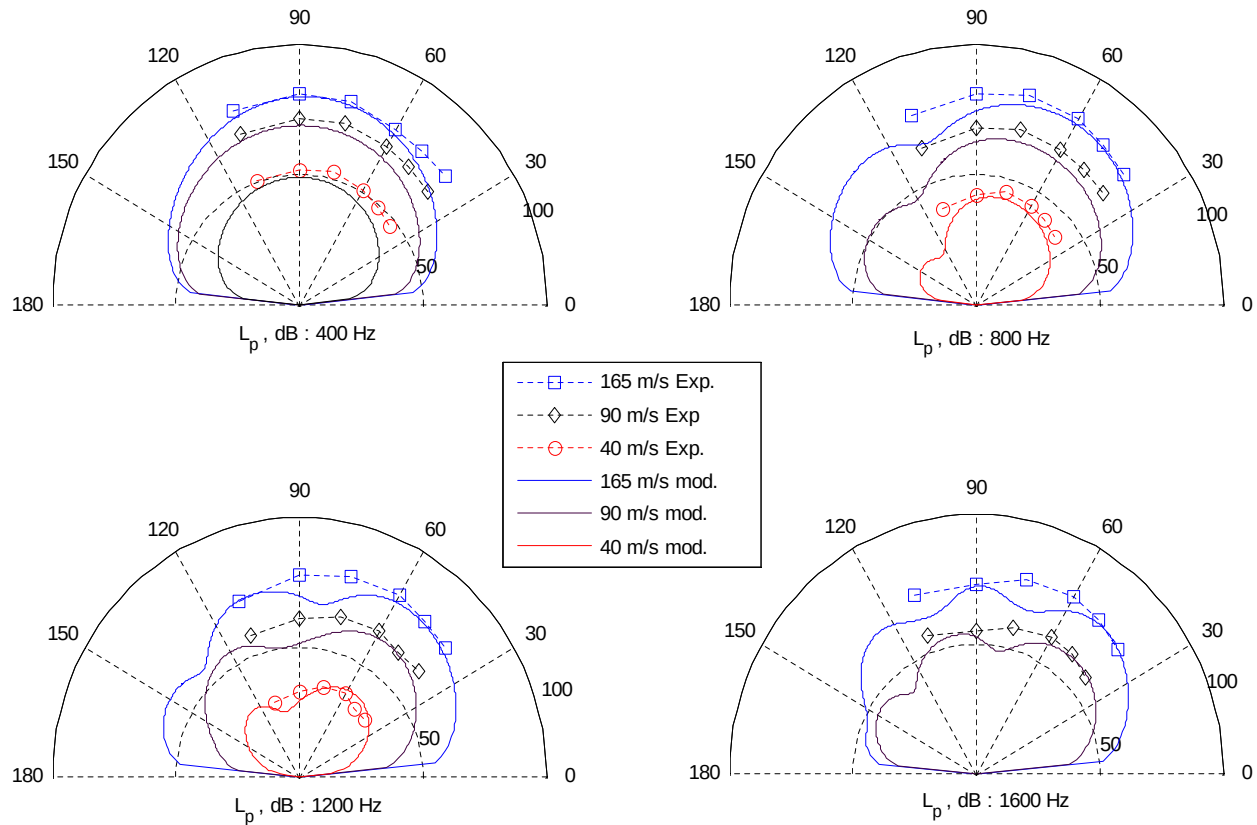


FIG. 2.13 – Directivité du rayonnement acoustique pour différentes fréquences.

La prédominance du niveau de pression acoustique dû à l'interaction de la turbulence amont sur le bruit de bord de fuite est illustrée sur la figure 2.14. Cette constatation est souvent valable dans le cas d'une couche limite turbulente gelée le long de la surface du profil. Cependant, dans des conditions d'écoulement sévères, (décollement de la couche limite turbulente et fort gradient longitudinal de pression) le bruit de bord de fuite peut prédominer. Rappelons que le modèle empirique utilisé pour le calcul du spectre de pression est établi initialement pour une plaque plane semi-infinie.

2.5. Application à un profil NACA0012

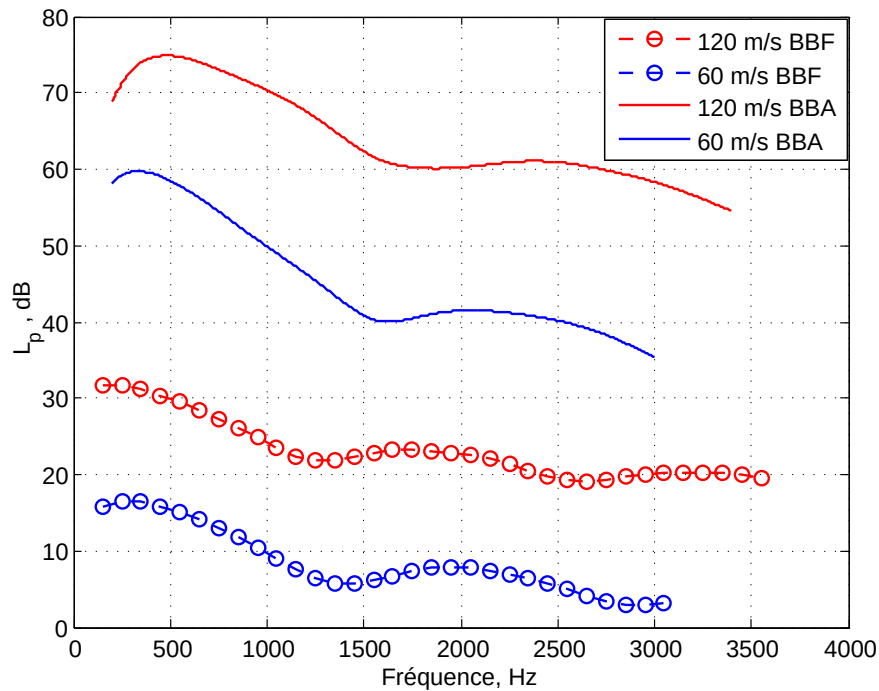


FIG. 2.14 – Comparaison du bruit de l'interaction de la turbulence amont, —, et du bruit de bord de fuite, — o —.

2.5.4 Effet de l'angle d'incidence

La théorie aérodynamique linéarisée indique que l'angle d'attaque et la cambrure du profil déterminent seulement la charge stationnaire sur le profil. Par ailleurs, les fluctuations de charge, responsables de la génération du bruit, sont établies en supposant que le profil est une plaque plane avec un angle d'incidence nul. Goldstein et Atassi⁵⁶ sont les premiers à avoir étudié théoriquement l'effet de l'angle d'attaque, de la cambrure et de l'épaisseur. Pour cela, ils ont employé la technique de la Théorie de la Distorsion Rapide (TDR) et ont formulé une solution pour un écoulement bidimensionnel incompressible. Les effets de l'angle d'attaque, de la cambrure et de l'épaisseur sur la charge instationnaire sont pris en compte par différentes corrections apportées à la formule de Sears. Atassi et Grzedzinski⁵⁹ ont ensuite approfondi la capacité de la TDR à modéliser la réponse d'un profil à un écoulement incident turbulent. Bien que l'aptitude de la modélisation à prédire la réponse aérodynamique d'un profil ait été considérablement améliorée, elle demeure une procédure numérique et la solution ne converge que pour quelques fréquences discrètes. De ce fait, ces approches ne sont pas abordées.

Des études expérimentales^{4,70,71} ont montré que l'augmentation de l'angle d'incidence de 0° à 8° entraîne une augmentation de seulement 1 à 2 dB pour le bruit de bord d'attaque. Ces études montrent que l'effet d'un angle d'incidence petit est secondaire sur le bruit d'interaction de la turbulence amont. Par contre, l'effet de l'épaisseur du profil est important et doit être pris en compte.

2.5.5 Prise en compte de l'effet de l'épaisseur

Les études sur l'effet de l'épaisseur, réalisées par divers auteurs dont Olsen & Wagner,⁷² Gershfeld²⁶ et Moreau & Roger⁷¹, ont donné lieu à des résultats similaires. L'épaisseur du profil atténue l'impact des structures turbulentes sur le bord d'attaque et son effet est d'autant plus important vers les hautes fréquences. Cet effet croît avec l'épaisseur relative du profil et la diminution de la vitesse incidente.

La correction proposée par Moreau et Roger⁷¹ est effectuée en deux étapes : une correction de l'intégrale de la charge, en déplaçant les sources acoustiques données par la théorie linéarisée d'un profil mince aux points définissant les deux côtés intrados et extrados du profil. Ensuite, une correction empirique du spectre de turbulence à l'amont prend en compte la distorsion des structures turbulentes avant leur impact sur le bord d'attaque. Cette correction est basée sur la théorie de Hunt⁷³. Elle n'est pas abordée du fait qu'elle requiert l'évaluation d'une intégrale analytique pour chaque forme de profil.

La correction de l'effet d'épaisseur proposée ici est basée sur le travail de Gershfeld.²⁶ Il a développé un modèle de prédiction du bruit de diffraction de la turbulence incidente au bord d'attaque basé sur l'analogie acoustique de Howe⁷⁴. La formulation est adaptée aux écoulements homogènes avec et sans effet de réfraction par l'écoulement moyen. La réfraction par l'écoulement est prise en compte si les structures turbulentes incidentes satisfont à l'hypothèse de la distorsion rapide. La fonction de Green utilisée est issue des travaux de Howe⁷⁵ pour la prédiction du bruit de bord de fuite. Elle tient compte de l'épaisseur d'un profil symétrique, de forme arrondie au bord d'attaque, figure 2.15, et de la non-compacité acoustique au sens de la corde⁷⁵.

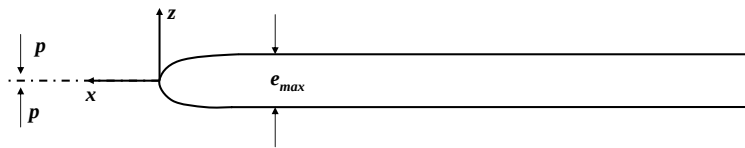


FIG. 2.15 – Schéma représentant un profil symétrique dans la modélisation de Gershfeld.

Ce modèle montre que l'épaisseur du profil atténue la densité spectrale de la pression acoustique par l'exponentielle du produit du nombre d'onde convectif et de la moitié de l'épaisseur maximale du profil. La prise en compte de l'effet d'épaisseur dans la densité spectrale acoustique S_{pp}^{corr} se traduit alors par :

$$S_{pp}^{corr} = S_{pp}(e_{max} = 0)e^{-k_x e_{max}/2} \quad (2.88)$$

2.5. Application à un profil NACA0012

Dans le cadre de cette correction, un profil d'épaisseur finie e_{max} disposé dans un écoulement turbulent homogène peut être remplacé par un profil mince où les sources sont déplacées de la surface du profil dans la direction normale à la surface à une distance égale au quart du maximum d'épaisseur, $|z| = e_{max}/4$.

Les résultats théoriques corrigés par la formule (2.88) sont présentés sur la figure 2.16.

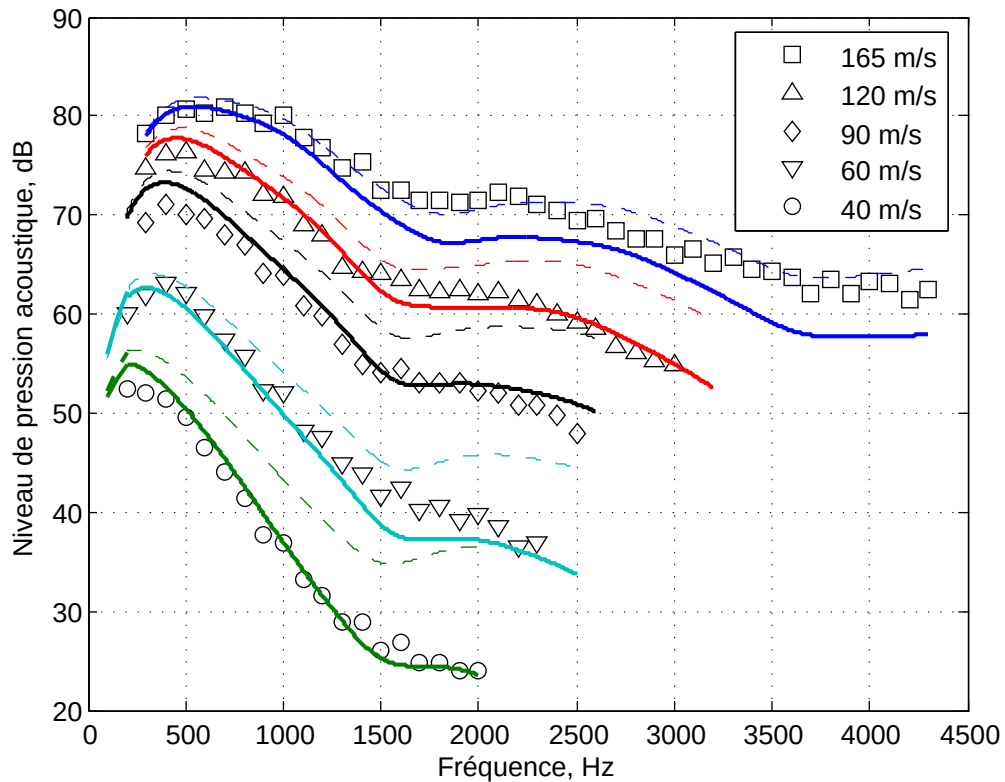


FIG. 2.16 – Comparaison du spectre de bruit mesuré et calculé avec correction de l'effet d'épaisseur ; Symboles, expérimental. ; ——— prédiction avec correction d'effet de l'épaisseur, - - - - - prédiction sans correction.

Les corrections apportées améliorent considérablement la concordance de ces résultats avec les résultats expérimentaux pour les vitesses allant de 40 m/s à 120 m/s et ceci pour toutes les fréquences. Cependant, cette correction surestime l'atténuation vers les hautes fréquences pour la vitesse de 165 m/s. Dans ce cas, les longueurs d'onde aérodynamiques seraient supérieures à l'épaisseur du profil. Cette correction n'est donc pas nécessaire pour les vitesses très élevées.

2.6 Conclusion

Une démarche permettant la prédiction du bruit à large bande généré par un profil aérodynamique disposé dans un écoulement turbulent a été présentée et mise en œuvre, puis validée sur la base de résultats expérimentaux recueillis dans la littérature. Ce travail a montré que la direction privilégiée de la propagation du bruit dû à l'interaction de la turbulence amont est vers l'aval. Le bruit de bord de fuite est quant à lui rayonné plutôt vers l'amont. L'effet des lobes de la directivité se manifeste à travers l'existence d'extrema dans le spectre acoustique. La comparaison des spectres de niveau de pression acoustique des deux sources a montré la prédominance du bruit de l'interaction de la turbulence amont.

L'effet de l'épaisseur n'est pas pris en compte dans la formulation initiale développée par Amiet. En effet, lorsque la taille des structures turbulentes est de l'ordre de l'épaisseur du bord d'attaque, ces structures s'atténuent et produisent une fluctuation de charge beaucoup moins importante que si le profil était mince. Une correction gaussienne a été proposée sur la base des travaux de Gershfeld. La longueur d'onde aérodynamique étant inversement proportionnelle à la vitesse incidente, cette correction n'est pas nécessaire pour les vitesses élevées. Dans ce cas, la longueur d'onde aérodynamique serait supérieure à l'épaisseur du profil. Cette correction a amélioré considérablement l'accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la modélisation pour les vitesses incidentes allant de 40 m/s à 120 m/s.

Chapitre 3

Extension du modèle d'Amiet du profil isolé vers la turbomachine

Dans ce chapitre, le modèle d'Amiet, prévoyant le bruit d'interaction de turbulence amont d'un profil isolé, est étendu aux les pales tournantes d'une turbomachine. L'influence des caractéristiques de l'écoulement turbulent amont est analysée théoriquement¹⁸ et expérimentalement¹⁵.

La validation expérimentale a été effectuée en collaboration avec l'Institut Für Fluid und Thermodynamik Fachgebiet Strömungsmaschinen Université de Siegen, Allemagne. Des mesures aérodynamiques et acoustiques ont été enregistrées. Différents écoulements incidents turbulents générés dans cinq configurations sont caractérisés par anémométrie à fils chauds. Les dispositifs générant la turbulence sont placés à l'amont du ventilateur. Les grandeurs statistiques de turbulence mesurées sont utilisées comme données d'entrée pour le modèle acoustique. Ce travail a permis de comparer les spectres de puissance acoustique calculés avec ceux mesurés à l'Université de Siegen. La synthèse des résultats de cette partie a été présentée à la 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, 2006¹⁵ et est en cours de révision pour publication dans l'AIAA Journal¹⁷.

3.1 Introduction

En pratique, les ventilateurs fonctionnent souvent dans des conditions d'écoulement incident non uniforme, voire fortement turbulent à l'entrée. La turbulence de l'écoulement incident peut provenir d'une turbulence atmosphérique ou de turbulence générée par une grille à l'entrée. Hanson⁷⁶ a montré statistiquement que le bruit dominant est dû à l'interaction entre la turbulence ingérée et le ventilateur.

La modélisation du bruit rayonné par des pales en rotation exige plusieurs extensions de la théorie de prédiction du bruit à large bande rayonné par un profil isolé. Le nombre de Mach varie avec 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 celle de la rotation. Elle est justifiée par l'expression de Lowson⁷⁷. 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.

La moyenne du spectre suivant l'angle doit être considérée. C'est une moyenne pondérée pour tenir compte des différents temps de retard passés par le rotor dans les différentes positions angulaires. Ce facteur pondérant est le facteur de Doppler. Les segments doivent être de largeur plus grande que l'échelle de cohérence transverse des mécanismes de bruit considérés. Le spectre est alors intégré 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. Cette démarche a été déjà utilisée par Amiet^{45, 46} pour la modélisation du bruit émis par une pale d'hélicoptère.

3.2 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 , figure 3.1. L'axe X est dans le plan défini par l'axe Z et l'observateur O . L'angle entre Z et la direction de O est noté θ .

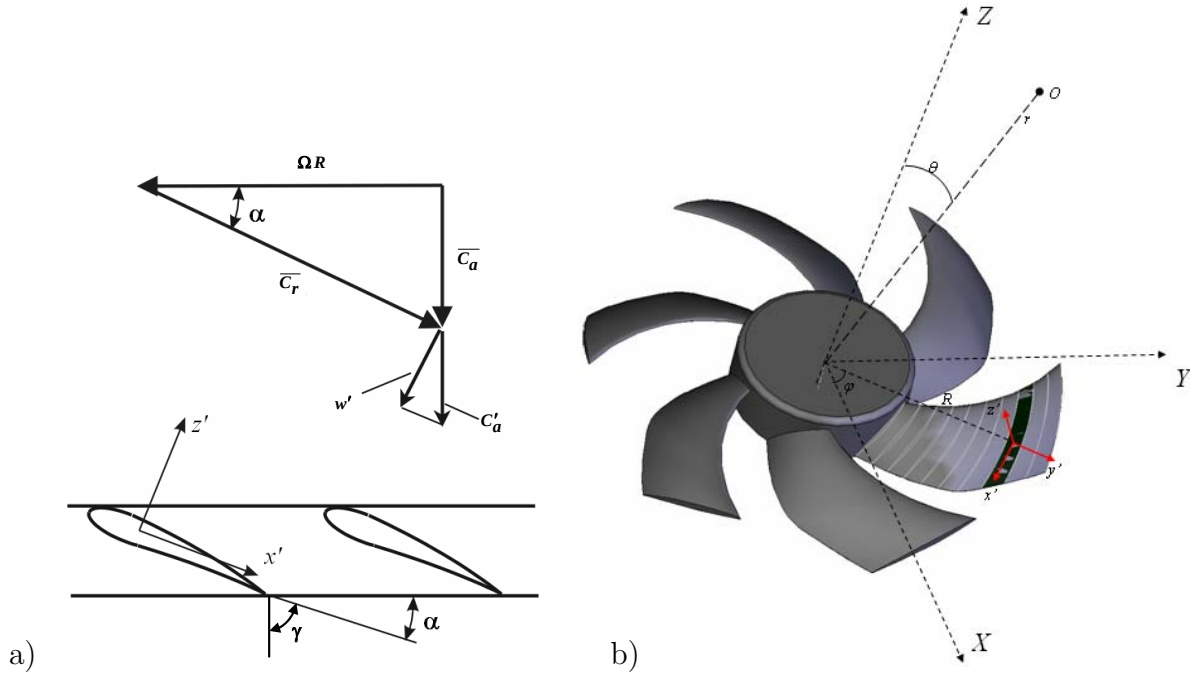


FIG. 3.1 – Paramètres d'étude : a) triangle des vitesses. b) segment de pale d'un ventilateur axial et repère de calcul.

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

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

$$R_{pp}(\tau, \varphi, \vec{x}) = E [p(t, \varphi, \vec{x}) p(t + \tau, \varphi, \vec{x})] \quad (3.1)$$

Le paramètre τ est le temps de corrélation.

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 :

$$S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_{pp}(\tau, \vec{x}, \varphi) e^{-i\omega_0 \tau} d\tau \quad (3.2)$$

où ω_0 la pulsation dans le repère fixe.

3.2. Théorie du bruit rayonné par une pale tournante

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. L'aérodynamique d'une pale est supposée ici non affectée par la présence des pales voisines. Par conséquent, l'intercorrélation des forces aérodynamiques est négligé. Le bruit calculé comportera uniquement la composante à large bande.

En sectionnant une pale de ventilateur dans le sens de l'envergure en bandes radiales, le modèle présenté au deuxième chapitre pour un profil isolé est étendu à un repère tournant en l'appliquant à chaque segment de pale. 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. Cette hypothèse dite de source à haute fréquence est justifiée par l'expression de Lowson⁷⁷ : pour une source ponctuelle $F(\omega)$ se déplaçant à un nombre de Mach M , la pression acoustique rayonnée en champ lointain à une distance r de la source s'écrit :

$$(4\pi c_0)\dot{p} = r^{-2}(1 - M_r)^{-2}\vec{r} \left\{ \ddot{\vec{F}} + \dot{M}_r \vec{F}/(1 - M_r) \right\} \quad (3.3)$$

où $\dot{p}$ est la pression acoustique en champ lointain et M_r la projection du nombre de Mach de déplacement 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 n'est pas proche de 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 à la fluctuation des sources. Le mouvement circulaire peut être alors considéré localement équivalent à mouvement rectiligne. Par conséquent, l'expression de l'autospectre de pression acoustique en champ lointain donnée au deuxième chapitre dans le cas d'un profil isolé disposé dans un écoulement turbulent est appliquée pour déterminer le spectre $S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega)$ généré par un segment de pale à une position angulaire particulière. C'est le spectre que va rayonner 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 $\bar{C}_r$, alors :

$$S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega) = \left[\frac{\rho_0 \omega b_s \dot{z}}{c_0 \sigma^2} \right]^2 \pi \bar{C}_r d_s \Phi_{\dot{w}\dot{w}}\left(\frac{\omega}{\bar{C}_r}, K_{\dot{y}}\right) |\bar{L}(\dot{x}, \frac{\omega}{\bar{C}_r}, K_{\dot{y}})|^2 \quad (3.4)$$

3.2. Théorie du bruit rayonné par une pale tournante

La fonction de transfert $\bar{L}(\vec{x}, K_{\dot{x}}, 0)$, présentée dans le deuxième chapitre pour $k_{\dot{y}} = 0$ (équations (2.60), (2.61), (2.62)) est uniquement adéquate dans le cas d'un profil isolé avec un observateur situé dans le plan de la mi-envergure, la fonction intégrale de charge pour $k_{\dot{y}} \neq 0$ est nécessaire quand la position de l'observateur est arbitraire. C'est le cas d'une pale en rotation. La formulation retenue est donnée par Amiet⁴⁵. Elle est établie en utilisant les lois de similitude de Graham⁶⁵. Ainsi, la fonction de transfert dans le cas général $k_{\dot{y}} \neq 0$ est donnée par :

$$\bar{L} = \int_{-1}^1 \bar{g}(\tilde{x}, \bar{K}_{\dot{x}}, \bar{K}_{\dot{y}}, M_r) e^{i\xi \bar{K}_{\dot{y}} \dot{y}} d\tilde{x} \quad (3.5)$$

la fonction de transfert $\bar{g}(\tilde{x}, \bar{K}_{\dot{x}}, \bar{K}_{\dot{y}}, M_r)$ est reliée à la fonction développée pour $k_{\dot{y}} = 0$ comme suit :

$$\bar{g}(\tilde{x}, \bar{K}_{\dot{x}}, \bar{K}_{\dot{y}}, M) = (\beta_{\infty}/\beta) \bar{g}(\tilde{x}, \bar{K}_{\dot{x}\infty}, 0, M_{\infty}) e^{i\tilde{x} \bar{K}_{\dot{y}}^2 / \bar{K}_{\dot{x}}} \quad (3.6)$$

Des expressions de $\bar{g}(\tilde{x}, \bar{K}_{\dot{x}\infty}, 0, M_{\infty})$, dans le cas d'un écoulement compressible de composante turbulente monodimensionnelle, parallèle, sont données pour les hautes et les basses fréquences par les équations (2.31-2.34). En combinant ces expressions avec les équations (3.5 et 3.6), la fonction $\bar{g}$ est établie pour le cas général d'un écoulement turbulent oblique où $k_{\dot{y}} \neq 0$. La frontière entre les basses et les hautes fréquences est donnée par le paramètre $\mu_{\infty} = \bar{K}_{\dot{x}\infty} / \beta_{\infty}^2$.

Ainsi, la formule utilisée dans l'équation (3.4) est donnée⁴⁵ :

- pour les basses fréquences $\mu_{\infty} < \pi/4$:

$$\bar{L} \approx \frac{1}{\beta} |S(\bar{K}_{\dot{x}}/\beta^2)| \quad (3.7)$$

- pour les hautes fréquences $\mu_{\infty} \geq \pi/4$:

$$\bar{L} \approx \frac{\sqrt{2}/\pi}{\sqrt{\bar{K}_{\dot{x}}(1 + M_{\infty})}\Theta_2} E_f^*(2\Theta_2) \quad (3.8)$$

Avec :

$$\bar{K}_{\dot{x}\infty} = K_{\dot{x}}\beta_{\infty}^2/\beta^2, \quad \bar{K}_{\dot{y}} = K_{\dot{y}}M_r\dot{y}/(r + \dot{x}M_r), \quad \beta^2 = 1 - M_r^2, \quad \beta_{\infty}^2 = 1 - M_{\infty}^2,$$

$$M_{\infty} = M_r\sqrt{1 - v^{-2}}, \quad M_r = \bar{C}_r/c_0, \quad v = M_r\bar{K}_{\dot{x}}/\beta\bar{K}_{\dot{y}}, \quad \Theta_2 = \mu \left| \frac{\dot{x} + rM_r}{r + \dot{x}M_r} - \frac{M_{\infty}}{M_r} \right|, \quad (3.9)$$

3.2. Théorie du bruit rayonné par une pale tournante

L'équation (3.4) 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

$$\frac{\omega_0}{\omega} = \frac{1}{1 + M_t \sin \varphi \sin \theta} = \frac{1}{1 - M_n} \quad (3.10)$$

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

Rappelons que l'équation (3.4) de la densité spectrale S_{pp} donne le spectre acoustique produit par une pale se déplaçant en mouvement rectiligne à une valeur particulière de φ . Comme la pale est en mouvement circulaire, ce spectre est moyenné sur l'angle. Un facteur pondérant doit être introduit afin de prendre en compte les intervalles de temps que passe le rotor à différentes positions angulaires. Ce facteur représente le facteur Doppler. Cette technique standard provient des travaux de Bendat et Piersol⁷⁸ :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega) \frac{\omega}{\omega_0} d\varphi \quad (3.11)$$

Le spectre acoustique généré par un profil en mouvement rectiligne est exprimé en fonction des coordonnées instantanées plutôt que des coordonnées retardées, équation (2.58). Il est donné dans un système dans lequel le profil est situé dans le plan (x, y) avec l'envergure suivant l'axe y . Les coordonnées équivalentes sont définies pour la présente approche dans le repère (x', y', z') . 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 repères intermédiaires $\vec{x}''$ et $\vec{x}'''$ sont définis, les coordonnées $\vec{x}'''$ correspondent aux coordonnées obtenues par la rotation des $\vec{X}$ autour de l'axe Z d'un angle φ . Les coordonnées $\vec{x}''$ sont définies par la rotation d'un angle α des coordonnées $\vec{x}'''$ autour de z''' de telle sorte que y'' se situe le long de l'envergure. Les coordonnées $\vec{x}'$ sont définies par translation d'une distance R sur l'axe y''' de telle sorte qu'il se situe le long de la corde.

– rotation d'un angle $(\varphi - \pi/2)$ autour de l'axe Z

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

3.2. Théorie du bruit rayonné par une pale tournante

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

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

- translation d'une distance R sur l'axe y'

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

- résultat final

$$\vec{x}' = \begin{bmatrix} (X \sin \varphi - Y \cos \varphi) \sin \gamma - Z \cos \gamma \\ X \cos \varphi + Y \sin \varphi - R \\ (X \sin \varphi - Y \cos \varphi) \cos \gamma - Z \sin \gamma \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

Dans l'équation (3.4), le spectre de turbulence $S_{\dot{w}\dot{w}}$ doit être exprimée dans le repère local (primé). Pour une turbulence isotrope, l'orientation du repère est sans importance.

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 :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega_0) = \frac{B d_s(R)}{2\pi} \left[\frac{\rho_0 b_s(R)}{c_0} \right]^2 \bar{C}_r(R) \int_0^{2\pi} \left(\frac{\omega \dot{z}}{\dot{\sigma}^2} \right)^2 \frac{\omega}{\omega_0} \Phi_{\dot{w}\dot{w}} \left(\frac{\omega}{\bar{C}_r}, K_y \right) |\bar{L}(\vec{x}, \frac{\omega}{\bar{C}_r}, K_y)|^2 d\varphi \quad (3.13)$$

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.

Comme pour le profil isolé, les niveaux de pression acoustique sont calculés à partir de la densité spectrale S_{pp} avec une pression de référence de $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Pa. Afin de les comparer avec les résultats expérimentaux, la composante physique de la densité spectrale de la pression acoustique définie seulement pour les fréquences positives $2S_{pp}$ est employée. Pour exprimer les résultats en fréquence (Hz), la S_{pp} exprimée en pulsation rd/s est multipliée par un facteur de 2π .

3.2. Théorie du bruit rayonné par une pale tournante

Calcul de la puissance acoustique

Le calcul de la puissance acoustique se fait par une intégrale numérique de l'intensité acoustique sur une sphère entourant le ventilateur, figure 3.2. L'intensité acoustique est $\bar{I}_n$ exprimée en fonction de la densité spectrale de la pression acoustique avec :

$$\bar{I}_n = \frac{\bar{p}_n^2}{\rho_0 c_0} = \frac{2(2\pi) S_{pp}(2\pi f)}{\rho_0 c_0} \quad (3.14)$$

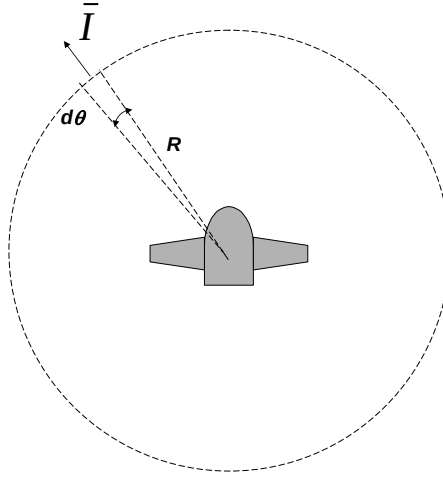


FIG. 3.2 – Représentation du calcul de la puissance acoustique.

De cette façon, on peut calculer la puissance acoustique :

$$\bar{W} = \sum_{j=1}^M \bar{I}_n(j) \Delta S(j) \quad (3.15)$$

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

La théorie présentée dans cette section a été mise en œuvre sous forme d'un logiciel nommé BITAVA (comme Bruit d'Interaction de Turbulence Amont des Ventilateurs Axiaux). Outre les paramètres géométriques de la turbomachine, la simulation requiert comme données d'entrée aérodynamiques la distribution radiale du spectre de turbulence à l'amont du ventilateur.

3.3 Validation expérimentale

La caractérisation expérimentale ou numérique de l'écoulement turbulent incident constitue une étape importante dans la modélisation du bruit de bord d'attaque. Afin de valider le modèle présenté précédemment, une caractérisation expérimentale portant sur un ventilateur subsonique a été réalisée.

La vitesse moyenne axiale incidente, la longueur d'échelle intégrale de turbulence et l'intensité de la turbulence ont été mesurées sur neuf sections radiales différentes. Ces grandeurs suffisent pour caractériser le spectre de l'écoulement turbulent incident en utilisant le modèle classique de turbulence isotrope de von Kármán. Les spectres de turbulence calculés sont les données d'entrée du modèle acoustique. Les résultats acoustiques sont confrontés aux puissances acoustiques mesurées dans une chambre anéchoïque.

3.3.1 Ventilateur étudié

Le ventilateur étudié est un ventilateur axial à basse pression, figure 3.3. Le ventilateur est à six pales conçues à partir d'un profil cambré NACA4509. Le rapport moyeu/périphérie est de 0,45. La figure 3.3 b) montre les caractéristiques géométriques de la pale du ventilateur au moyeu et à la périphérie.

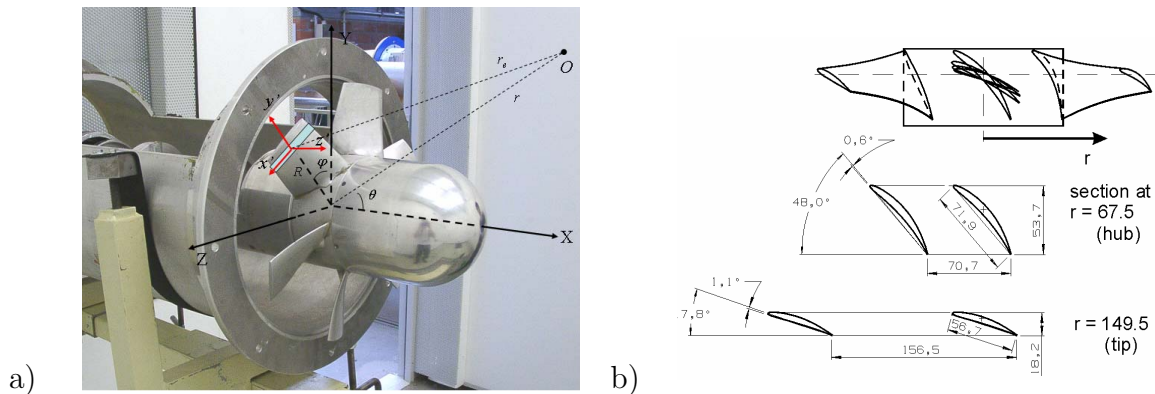


FIG. 3.3 – Ventilateur étudié : a) Photo et repères de calcul. b) Dessin de définition.

Les performances mesurées de ce ventilateur sur le banc d'essai sont tracées sur la figure 3.4. Le point nominal de fonctionnement correspond à un coefficient de débit de $\varphi_{qv} = 4Q/(\pi^2 D^3 N) = 0,179$ (débit de $0,590 \text{ m}^3/\text{s}$) à une vitesse de rotation de 3000 tr/min. Tous les calculs et les essais présentés ici ont été effectués au débit nominal. Le nombre de Mach à la périphérie est de 0,14. Le nombre de Reynolds basé sur la corde et la vitesse relative moyenne de l'écoulement varie de 118 000 au moyeu à 178 000 à la périphérie de la pale.

3.3. Validation expérimentale

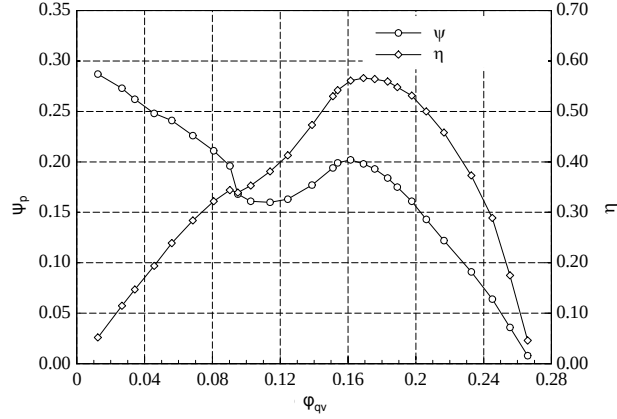


FIG. 3.4 – Performances aérodynamiques du ventilateur, $\psi_p = \Delta p / (\pi^2 D^2 N^2 / 2)$.

3.3.2 Domaine fréquentiel de validité de la théorie

Deux conditions doivent être satisfaites sur le domaine fréquentiel pour la validité de la théorie présentée. La première permet de limiter les effets des extrémités de pale. La deuxième concerne l'hypothèse de source à fréquence élevée par rapport à la fréquence de rotation, qui permet de traiter localement le segment de pale en rotation comme s'il était en mouvement rectiligne. Dans ce qui suit, les deux hypothèses sont discutées plus en détail et sont vérifiées pour le présent ventilateur.

i. Validité de la théorie d'Amiet

L'hypothèse sur les fréquences de la théorie d'Amiet présentée pour le profil isolé dans la section (2.3) du deuxième chapitre est rappelée ici. Elle est basée sur le paramètre $\Lambda = MK_x d$. Selon Paterson³, la condition $MK_x d \gg 1$ est ramenée à $K_x d \gg 1$ si le rapport de l'envergure à la corde est élevé, $d/b \gg 1$. Cette dernière est imposée afin de limiter les effets des extrémités de pale pour ensuite les négliger.

Pour le présent ventilateur, la mi-envergure de la pale $d = 41 \text{ mm}$, au rayon moyen $R = 108,5 \text{ mm}$, la mi-corde $b = 31 \text{ mm}$ et $Cr \approx 35,5 \text{ m/s}$, alors, $\Lambda = 1,2 \times 10^{-4} \times \omega$. Par conséquent, la condition $\Lambda = MK_x d \gg 1$ est équivalente à $\omega \gg 8292 \text{ rd/s}$, i.e. : $f \gg 1320 \text{ Hz}$.

Par ailleurs, la théorie est valable aussi pour $K_x d \gg 1$ avec $d/b \gg 1$, dans le cas présent $d/b = 1,32$. En outre, la théorie de discrétisation de la pale en segments (the strip theory), utilisée pour étendre le modèle du profil isolé vers les pales tournantes, suppose que la charge aérodynamique d'un segment à une position radiale donnée est la même que celle d'un profil isolé sujet au même écoulement turbulent incident. Cette hypothèse est équivalente à $d/b \gg 1$, par conséquent, $K_x d \gg 1$ est un critère correct. Alors, $K_x d = 1,74 \times 10^{-3} \times \omega$, et $K_x d \gg 1$, implique que la théorie est applicable pour des fréquences $f \gg 90 \text{ Hz}$.

3.3. Validation expérimentale

Cette technique a été déjà utilisée dans des travaux similaires par Amiet⁴⁵, Zhou et Joseph⁴⁷, Majumdar et Peake³⁴ et Hanson³⁵. A titre d'exemple, dans le cas étudié par Paterson et Amiet³ $d/b = 2, 3$ et la théorie est appliquée pour des fréquences $f > 100Hz$.

ii. Validité de l'hypothèse de source à haute fréquence

La validité de l'hypothèse de source à haute fréquence est vérifiée à partir de Lawson.⁷⁷ Pour une source ponctuelle $F(\omega)$ se déplaçant à un nombre de Mach M , figure 3.5, la pression acoustique rayonnée en champ lointain à une distance r est donnée par l'équation (3.3).

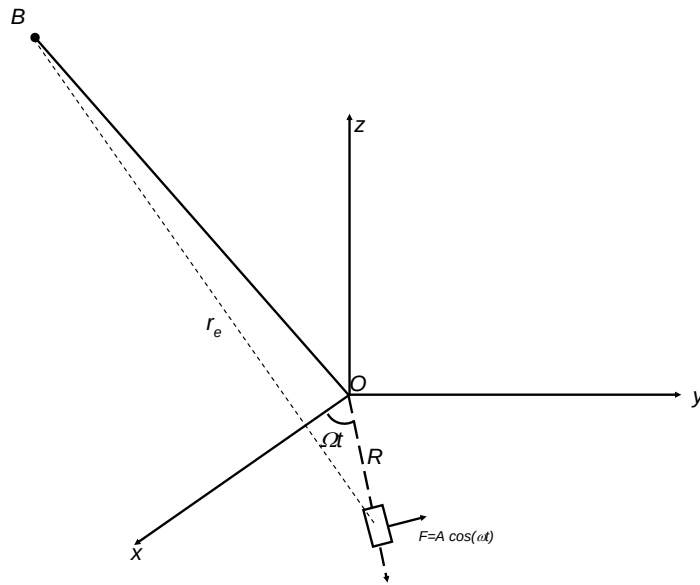


FIG. 3.5 – Représentation d'une source en rotation.

Analyse du terme $\left\{ \dot{F} + \dot{M}_r F / (1 - M_r) \right\}$

Pour une source F en rotation avec une vitesse angulaire de rotation Ω , l'accélération de la projection du nombre de Mach dans la direction source-observateur $\dot{M}_r$ s'écrit :

$$\dot{M}_r = \frac{d(\vec{M})}{dt} \cdot \hat{r}_e \quad (3.16)$$

où $\vec{M} = \Omega R \hat{t}$ et $\dot{\vec{M}} = -M_t \Omega \hat{R}$

Alors :

$$\dot{M}_r = -M_t \Omega \hat{R} \cdot \hat{r}_e \quad (3.17)$$

$\hat{R}$, $\hat{t}$ et $\hat{r}_e$ sont respectivement les vecteurs unitaires radial, tangentiels et dans les directions source-observateur.

Supposons que la source soit harmonique et s'écrive $F = A \cos(\omega t)$, alors :

$$\left\{ \dot{F} + \dot{M}_r F / (1 - M_r) \right\} = A \left[-\omega \sin(\omega t) - M_t \Omega (\hat{R} \cdot \hat{r}_e) \cos(\omega t) / (1 - M_r) \right] \quad (3.18)$$

3.3. Validation expérimentale

Le maximum du terme $\left| M_t \Omega (\hat{R} \cdot \hat{r}_e) \cos(\omega t) / (1 - M_r) \right|$, représentant la contribution de l'accélération, est atteint pour un observateur situé dans le plan de rotation quand $\hat{r}_e$ est parallèle à $\hat{R}$, i.e. $\vec{OB}$ est porté par $\vec{r}_e$ avec $\dot{M}_r = -M_t \Omega$.

Pour une source agissant au rayon moyen du ventilateur étudié, et un observateur situé dans le plan de rotation en champ lointain, le nombre de Mach se calcule comme :

$$M_t(R_{moyen}) = 0,1085 \times (3000 \times \pi / 30) / 340 = 0,1 \quad (3.19)$$

Alors :

$$\left\{ \dot{F} + \dot{M}_r F / (1 - M_r) \right\} \approx -A [\omega \sin(\omega t) + 31,4 \times \cos(\omega t)] \quad (3.20)$$

L'analyse peut se faire sur les deux termes : $\omega \sin(\omega t)$, terme lié à la contribution de la fluctuation de la source, et $31,4 \cos(\omega t)$, terme dû à la contribution de l'accélération du système dans lequel la force agit. En variant ω , l'évolution de chaque terme ainsi que leur somme sont tracées sur les figures 3.6. Les termes sources sont adimensionnalisés par rapport à la fréquence de rotation Ω .

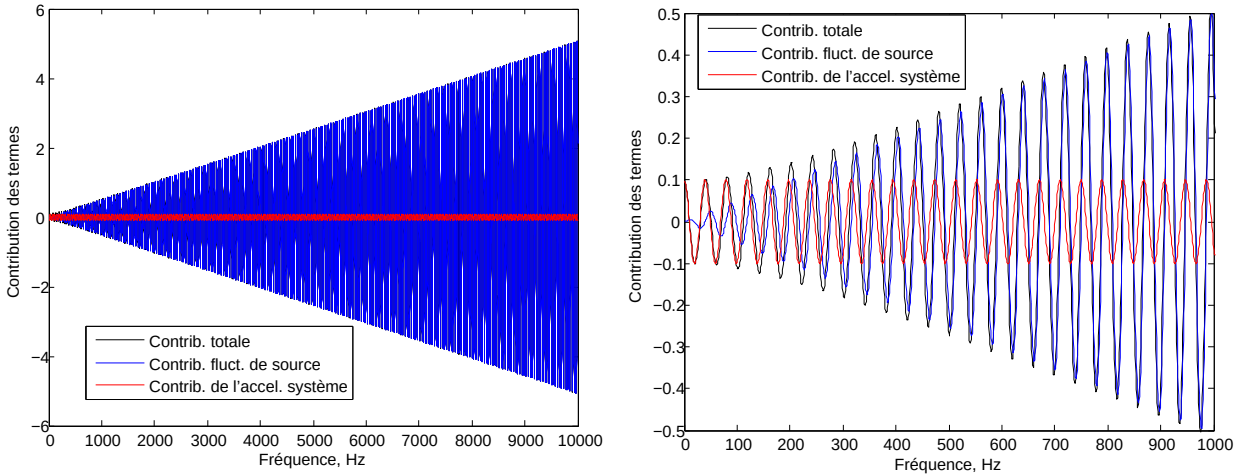


FIG. 3.6 – Contribution des termes sources.

Les graphes, figures 3.6, montrent la contribution de la fluctuation de la source, la contribution de l'accélération du système et la contribution totale qui est la somme des deux contributions. La contribution de la fluctuation de la source est très proche de la contribution totale à partir de quelques multiples de la fréquence de rotation des pales ($\approx 3\Omega$).

A partir de ces résultats, l'hypothèse de négliger les effets d'accélération, i.e. hypothèse de mouvement rectiligne, est considérée fiable à partir de 300 Hz. Le calcul est fait au rayon moyen, le temps est fixé à l'unité et le point de réception est situé dans le plan de rotation. Cette analyse a permis d'évaluer le domaine fréquentiel de validité de l'hypothèse de mouvement rectiligne.

3.3.3 Dispositif expérimental

Le rotor du ventilateur est disposé dans un conduit de diamètre $D = 300$ mm avec une terminaison anéchoïque du côté aval. Le côté amont est localisé dans une chambre semi-anéchoïque selon la norme ISO 513611. Le débit massique est contrôlé par un diaphragme ajustable à l'aval du conduit, figure 3.7.

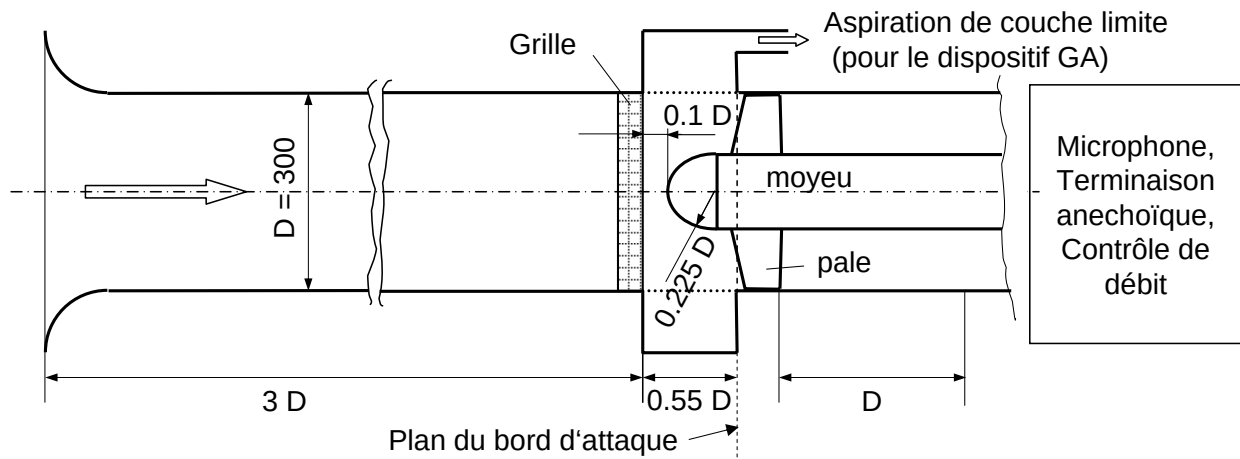


FIG. 3.7 – Disposition du ventilateur dans le conduit.

Le rotor est disposé à l'aval d'un dispositif par lequel la turbulence de l'écoulement incident est contrôlée. Le tableau 3.8 montre les cinq arrangements. La première configuration OE correspond à un écoulement sans perturbation à l'amont. Dans la seconde, GA toujours sans grille, une aspiration de la couche limite à la périphérie du conduit a été effectuée selon les recommandations de Scoles et al.⁷⁹ Ce dispositif est ajouté afin de minimiser le caractère turbulent de l'écoulement. La troisième configuration, HC, comprend une grille sous forme de nid d'abeille destinée à générer l'écoulement le plus homogène. Les deux derniers dispositifs, RPG1 et RPG2, comprennent deux grilles avec des carrées grossiers dans le but de générer une turbulence élevée.

3.3. Validation expérimentale

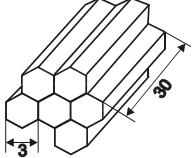
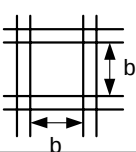
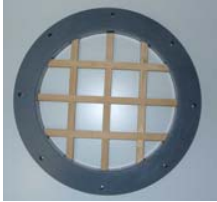
Désignation	Dispositif à l'entrée	
OE	Aucune grille	
GA	Aucune grille. Pour éviter la couche limite turbulente incidente, l'écoulement à la périphérie est aspiré = 4 % du débit total	
HC	Nid-d'abeilles,	
RPG1	Grille carrée fine, $a \times a = 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, $b \times b = 65 \text{ mm} \times 65 \text{ mm}$	 
RPG2	Grille carrée grossière, $a \times a = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$, $b \times b = 60 \text{ mm} \times 60 \text{ mm}$	

FIG. 3.8 – Les cinq arrangements à l'amont du ventilateur.

3.3.4 Mesures acoustiques

Les mesures de la puissance acoustique sont réalisées suivant la norme ISO 374513. La puissance acoustique rayonnée dans le conduit à l'aval du ventilateur est déterminée par la mesure de la pression acoustique dans le conduit. Quant à celle rayonnée dans la chambre anéchoïque, elle est calculée à partir des mesures de pression acoustique effectuées sur plusieurs positions, figure 3.9. Par conséquent, la puissance acoustique globale est la somme des deux puissances mesurées dans le conduit et dans la chambre anéchoïque. Les spectres sont mesurés avec une résolution de $\Delta f = 3,125 \text{ Hz}$ et représentent le niveau de puissance acoustique.

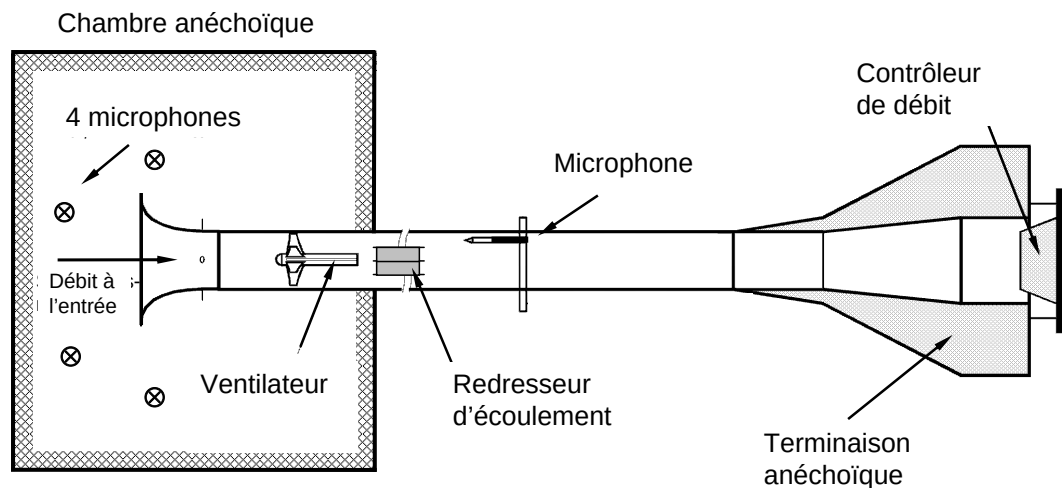


FIG. 3.9 – Dispositif de mesure de la puissance acoustique selon la norme ISO 374513.

3.3. Validation expérimentale

Dans cette étude, le bruit de bord d'attaque est supposé prédominant principalement dans le cas des dispositifs ayant une grille à l'amont. Réellement, tous les autres mécanismes sont présents. Cependant, il a été vérifié par des mesures préliminaires^{80,81} si des sources de bruit parasites pouvaient être significatives. Le bruit du moteur d'entraînement a été mesuré sans le ventilateur et a été trouvé négligeable. Les trois supports du moteur à l'aval ont été placés suffisamment loin du rotor (1 diamètre de rotor à l'aval du bord de fuite), le bruit du dispositif d'aspiration de la couche limite à la périphérie et celui des grilles de génération de turbulence ont été également vérifiés et n'ont pas d'effet majeur. Le diaphragme ajustable à l'aval du conduit est situé derrière une terminaison anéchoïque, qui agit comme un parfait silencieux.

3.3.5 Mesures aérodynamiques

La caractérisation de l'écoulement amont est faite à l'aide de sondes à fil chaud. Le but de ces mesures est d'accéder à l'écoulement moyen, à l'intensité de turbulence et aux échelles intégrales de turbulence. Ces grandeurs permettent, à l'aide d'un modèle spectral semi-empirique, de caractériser la turbulence à l'amont du ventilateur. Les mesures sont effectuées dans le plan du bord d'attaque. Lors des mesures, les pales sont retirées. Le moyeu est présent mais ne tourne pas. Le flux d'air est fourni par un ventilateur auxiliaire à l'amont du dispositif de génération de turbulence. L'intensité de turbulence locale est mesurée par une sonde à fils chauds 1D alignée perpendiculairement à la direction principale de l'écoulement. La formule qui exprime l'intensité de turbulence à partir des mesures est la suivante :

$$T_u = \sqrt{\bar{c}_a^2} / \bar{C}_a \quad (3.21)$$

$\sqrt{\bar{c}_a^2}$ est la moyenne quadratique de la fluctuation de la vitesse et $\bar{C}_a$ est la composante axiale de la vitesse moyenne locale. L'échelle intégrale de turbulence dans la direction longitudinale est calculée en supposant une turbulence gelée de Taylor qui permet d'écrire $\partial/\partial t = -\bar{C}_a \partial/\partial x$, par conséquent :

$$\Lambda_a = I \bar{C}_a \quad (3.22)$$

où l'échelle intégrale de temps I vaut :

$$I = \int_0^\infty \rho_{aa}(\tau) d\tau \quad (3.23)$$

$\rho_{aa}(\tau)$ est le coefficient d'autocorrélation de la vitesse à la position axiale a .

3.3. Validation expérimentale

Un coefficient type d'autocorrélation de la vitesse fluctuante axiale mesurée est tracé sur la figure 3.10 (mesuré pour la configuration OE à $R = 110$ mm) . Dans la plupart des cas, le filtrage des signaux originaux permet de détecter la limite supérieure, ∞ , de l'intégrale (3.23), c'est l'instant où s'annule $\rho_{aa}(\tau)$. Dans les cas rares où $\rho_{aa}(\tau)$ est oscillante, on retient la première valeur de τ où ρ_{aa} s'annule.

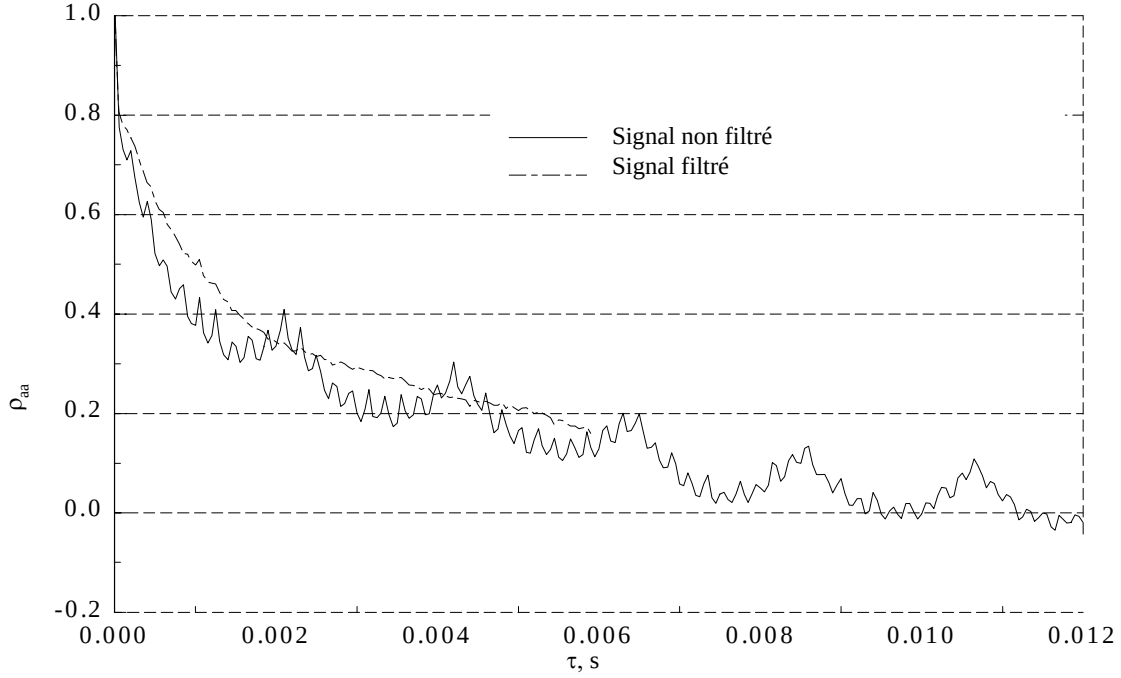


FIG. 3.10 – Coefficient d'autocorrélation typique (OE, à $R = 110$ mm), Schneider¹.

En dépit de plusieurs précautions prise afin d'éviter le bruit électrique (extinction des néons lors des mesures, utilisation des batteries lorsque c'est possible), des fluctuations périodiques erronées subsistent dans l'autocorrélation de vitesse. C'est une raison supplémentaire d'utiliser le signal filtré comme montré sur la figure 3.10 au lieu du signal brut.

L'échelle intégrale circonférentielle de turbulence est déterminée à partir des signaux mesurés par deux sondes. A chaque position radiale R , une sonde est maintenue fixe à la position angulaire de 3h correspondant à $\varphi = 0^\circ$, tandis que la deuxième est déplacée graduellement dans le sens trigonométrique. La distance circonférentielle $R\varphi$ est balayée de 0 mm à une valeur maximale (à $\varphi = 54^\circ$). Pour chaque paire de données, le maximum du coefficient de corrélation $\rho_{XY}(\tau)$ est déterminé en employant la fonction 'xcorr' de Matlab 6.1. Finalement, l'échelle intégrale circonférentielle est calculée par :

$$\Lambda_t = \int_0^{54} \rho_{XY} R d\varphi \quad (3.24)$$

où la limite supérieure de l'intégrale est remplacée par l'angle maximal circonférentielle, choisie pour des raisons pratiques comme recommandé par Smol'yakov⁸².

3.3. Validation expérimentale

Dans l'équation (3.4), le spectre de turbulence $S_{\dot{w}\dot{w}}$ doit être exprimé dans le repère local. Une première hypothèse est de considérer une turbulence isotrope, décrite par des modèles semi-empiriques proposés par Liepmann ou von Kármán⁶⁷. Dans le cas d'une turbulence isotrope, l'orientation du repère n'a pas d'importance. Un modèle de spectre axisymétrique pourrait aussi être utilisé comme celui développé par Kerschen et al.⁸³.

Le spectre bidimensionnel est donné par :

$$\Phi_{\dot{w}\dot{w}}(k_{\dot{x}}, k_{\dot{y}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\dot{w}\dot{w}}(k_{\dot{x}}, k_{\dot{y}}, k_z) dk_z = \frac{4}{9\pi} \frac{\overline{\dot{c}_r^2}}{k_e^2} \frac{\hat{k}_{\dot{x}}^2 + \hat{k}_{\dot{y}}^2}{(1 + \hat{k}_{\dot{x}}^2 + \hat{k}_{\dot{y}}^2)^{7/3}} \quad (3.25)$$

avec :

$$\hat{k}_i = k_i/k_e, \quad k_e = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(5/6)}{\Lambda_{\dot{c}_r} \Gamma(1/3)} \approx 0,747/\Lambda_{\dot{c}_r}. \quad (3.26)$$

$\Lambda_{\dot{c}_r}$ est la longueur d'échelle intégrale d'une structure turbulente dans la direction de la corde $\dot{x}$, figure 3.1 :

$$\Lambda_{\dot{c}_r} = \int_0^{\infty} R_{\dot{c}_r\dot{c}_r}(\dot{x}) d\dot{x} \quad (3.27)$$

et $R_{\dot{c}_r\dot{c}_r}$ est l'intercorrélation de la fluctuation de la vitesse $\dot{c}_r$, dans la direction de la corde, définie par :

$$R_{\dot{c}_r\dot{c}_r}(r) = \langle \dot{c}_r(\dot{x}, t), \dot{c}_r(\dot{x} + r, t) \rangle \equiv \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \dot{c}_r(\dot{x}, t) \dot{c}_r(\dot{x} + r, t) dt \quad (3.28)$$

Le spectre monodimensionnel est obtenu en intégrant l'équation (3.25) sur le nombre d'onde $k_{\dot{y}}$:

$$S_{\dot{w}\dot{w}}(k_{\dot{x}}) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{\dot{w}\dot{w}}(k_{\dot{x}}, k_{\dot{y}}) dk_{\dot{y}} = \frac{\overline{\dot{c}_r^2} \Lambda_{\dot{c}_r}}{2\pi} \frac{1 + 8/3 \hat{k}_{\dot{x}}^2}{(1 + \hat{k}_{\dot{x}}^2)^{11/6}} \quad (3.29)$$

En outre, la densité de puissance spectrale de la fluctuation de la composante axiale de la vitesse est donnée par :

$$S_{\dot{c}_a\dot{c}_a}(k_{\dot{x}}) = \frac{\overline{\dot{c}_a^2} \Lambda_a}{\pi} \frac{1}{(1 + \hat{k}_{\dot{x}}^2)^{5/6}} \quad (3.30)$$

L'évaluation du spectre $S_{\dot{w}\dot{w}}$ comme donnée d'entrée du modèle acoustique nécessite la détermination de la longueur d'échelle intégrale de turbulence dans la direction de la corde $\Lambda_{\dot{c}_r}$ non accessible par mesure. Dans une première approche, comme l'angle α est petit, $\Lambda_{\dot{c}_r}$ correspondrait à la longueur d'échelle intégrale dans la direction circonférentielle dans le repère fixe Λ_t . Néanmoins, tenant compte du fait que les structures sont allongées dans le repère tournant, à cause de la distorsion de l'écoulement incident, $\Lambda_{\dot{c}_r}$ serait plus proche de la longueur longitudinale Λ_a . Ces deux approximations sont adoptées et les résultats sont analysés dans la prochaine section.

3.4 Résultats et interprétations

3.4.1 Résultats aérodynamiques

Les graphes de la figure 3.11 montrent les quantités statistiques mesurées de l'écoulement turbulent.

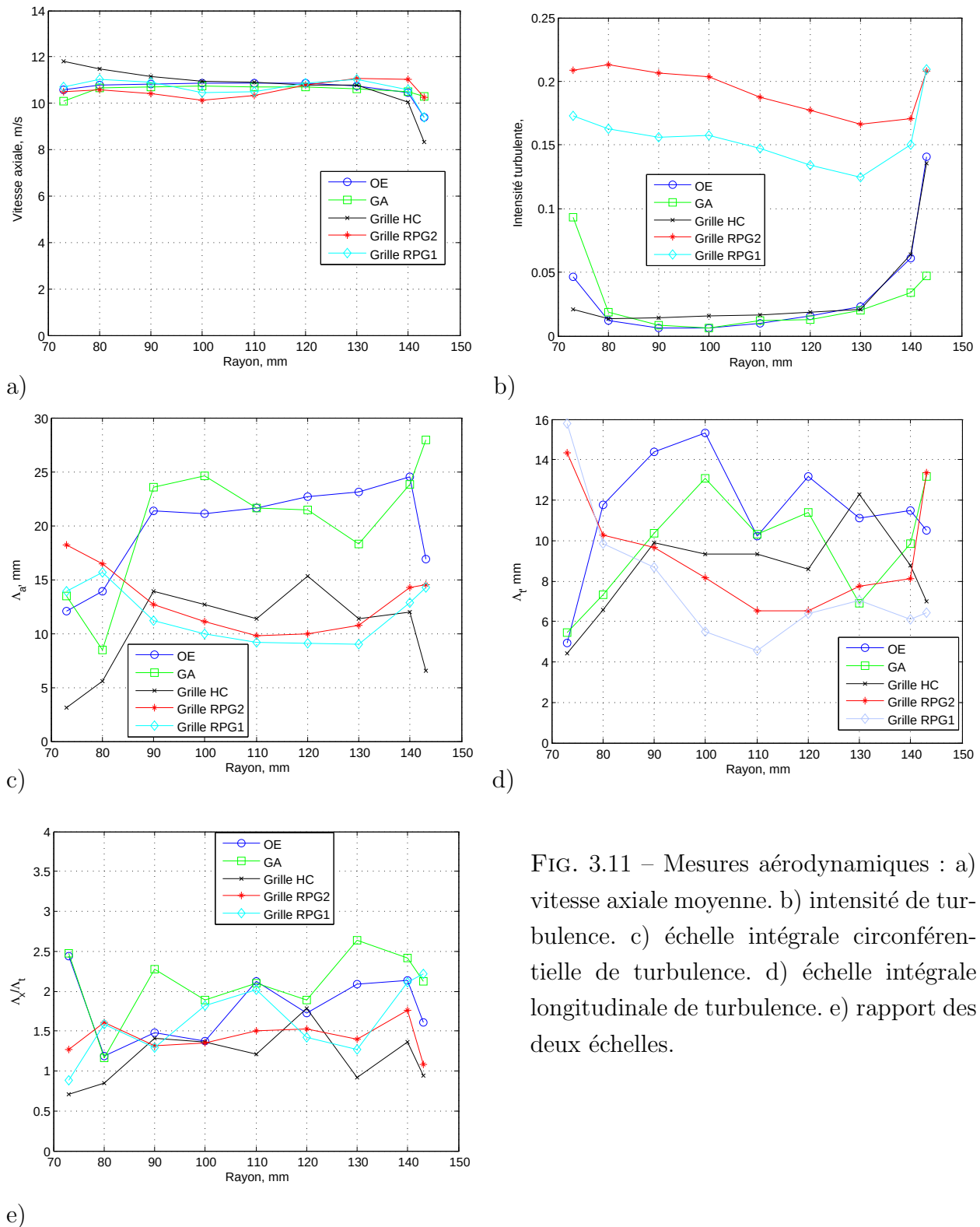


FIG. 3.11 – Mesures aérodynamiques : a) vitesse axiale moyenne. b) intensité de turbulence. c) échelle intégrale circonferentielle de turbulence. d) échelle intégrale longitudinale de turbulence. e) rapport des deux échelles.

3.4. Résultats et interprétations

Sur la figure 3.11, sont tracés en fonction du rayon de mesure : la vitesse moyenne $\bar{C}_a$, figure 3.11 a), l'intensité de la turbulence T_u , figure 3.11 b), l'échelle intégrale longitudinale de la turbulence Λ_a , figure 3.11 c), l'échelle intégrale circonférentielle Λ_t , figure 3.11 d), et le rapport Λ_a/Λ_t , figure 3.11 e). Les grandeurs sont mesurées dans le plan du bord d'attaque pour les différents écoulements incidents turbulents.

Tandis que les différents dispositifs de contrôle de turbulence amont ont un important effet sur toutes les grandeurs turbulentes, la vitesse axiale moyenne $\bar{C}_a$ est plutôt constante. L'intensité de turbulence est faible pour les configurations OE, GA, et HC. La configuration GA génère l'écoulement le moins turbulent à l'extrémité supérieure grâce à l'aspiration de la couche limite turbulente de la périphérie. Les grilles RPG1 et RPG2 génèrent des écoulements fortement turbulents, d'une intensité de turbulence d'un ordre supérieur aux autres configurations. Elles présentent aussi une turbulence moins homogène. Étant donné que T_{umax} est de l'ordre 20%, figure 3.11 b), la moyenne quadratique de la fluctuation de la vitesse axiale peut être considérée largement inférieure à la vitesse moyenne. Par conséquent, l'intensité de turbulence mesurée pour les différents écoulements est en adéquation avec la théorie aérodynamique linéarisée, qui suppose que les fluctuations de vitesse sont faibles comparées à la vitesse moyenne.

Les longueurs d'échelles intégrales de turbulence, calculées à partir des équations (3.22) et (3.24), tendent à augmenter lorsque l'intensité de turbulence diminue. La figure 3.11 e) présente le rapport de ces échelles longitudinales sur les circonférentielles. Dans un écoulement parfaitement isotrope⁸⁴, ce rapport doit être égale à 2. Il varie de 1,5 à 2,6 dans la plupart des positions et ceci pour toutes les configurations. Il est plus proche de 2 pour les configurations OE et GA. Ce résultat laisse penser que l'écoulement incident est plus proche de l'isotrope pour ces deux configurations.

La figure 3.12 présente une comparaison des spectres de turbulence mesurés de la vitesse axiale avec ceux calculés par le modèle de von Kármán pour les cinq configurations. Les résultats sont montrés en deux positions, $R = 143$ mm près de la périphérie de la pale et $R = 73$ mm près du moyeu. La concordance est relativement bonne sur une large bande fréquentielle pour toutes les configurations et cela aux deux positions. Les observations sont les mêmes aux autres positions, non reproduites ici. Cette concordance confirme que l'hypothèse d'une turbulence isotrope est admissible, bien que l'utilisation du spectre de von Karman soit principalement motivée par le manque d'un modèle plus complet. Cependant, vers les hautes fréquences, $f > 3$ kHz, le modèle surestime l'énergie de turbulence. En effet, l'écoulement turbulent serait dominé par les grandes structures. En appliquant une correction exponentielle gaussienne⁸⁵, $S_{uu}^{corr.} = S_{uu}^{Karman} \exp(-0,015\hat{k}_x)$, les résultats des figures 3.12.b) et 3.12.d) sont en meilleur accord avec l'expérience. Néanmoins, cette correction n'a pas d'effet significatif sur le bruit calculé.

3.4. Résultats et interprétations

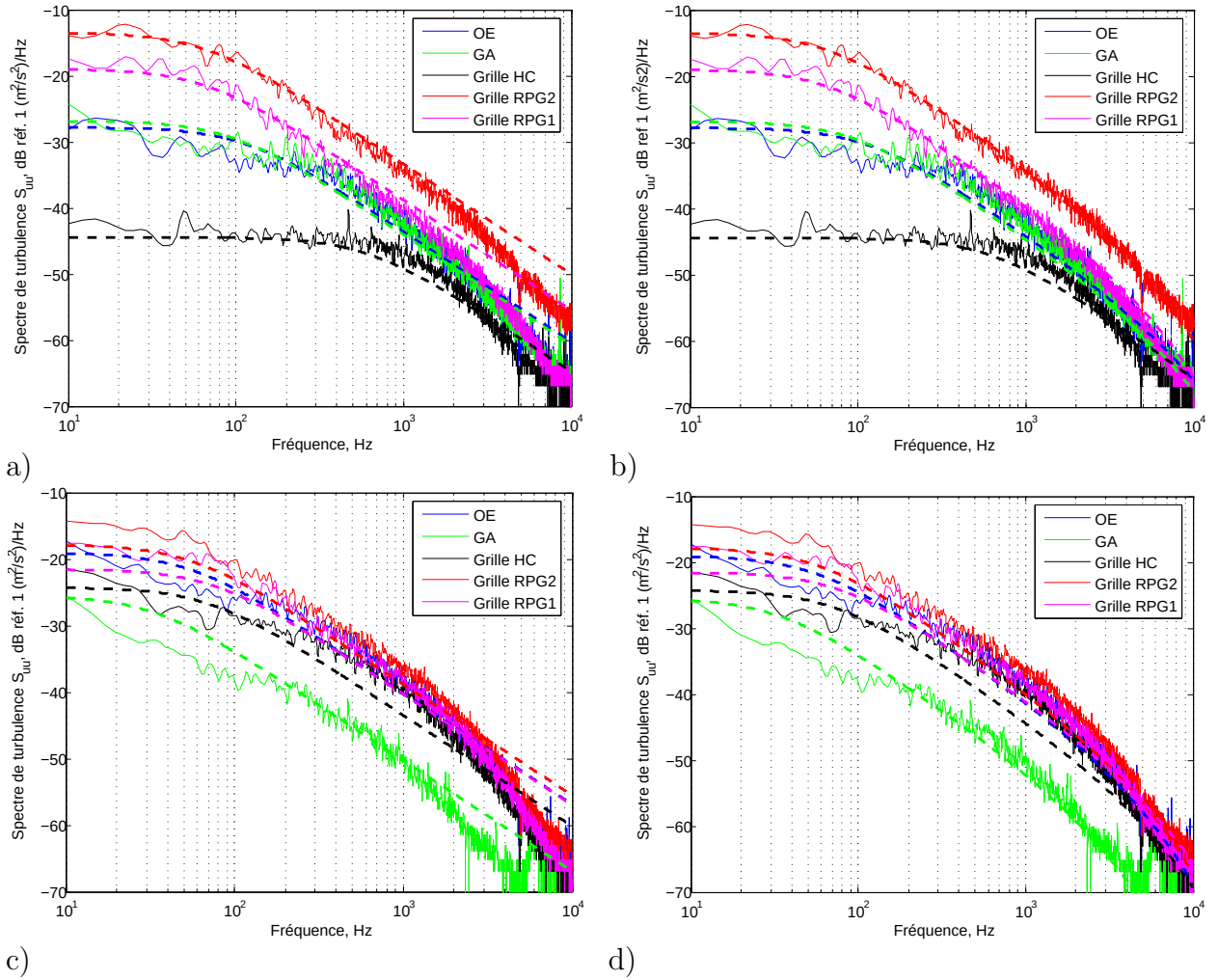


FIG. 3.12 – Spectres de turbulence mesurés (lignes continus) et ceux calculés par le modèle de von Kármán, équation (3.30) (lignes discontinues) au rayons : a) $R = 73$ mm.

b) $R = 73$ mm, correction exponentielle. c) $R = 143$ mm. d) $R = 143$ mm, correction exponentielle.

3.4.2 Spectres de puissance acoustique

Afin de valider le travail théorique, les résultats expérimentaux sont confrontés à ceux issus des calculs. Les mesures et les calculs du niveau spectral de la puissance acoustique L_W sont tracés sur la figure 3.13, pour chaque configuration.

Les résultats de calcul sont déduits de la formulation d'Amiet. La longueur intégrale d'échelle de turbulence dans la direction de la corde est approchée soit par la longueur longitudinale, soit par la circonférentielle. Comme attendu, les conditions de l'écoulement turbulent à l'entrée ont un important effet sur les spectres mesurés et calculés.

3.4. Résultats et interprétations

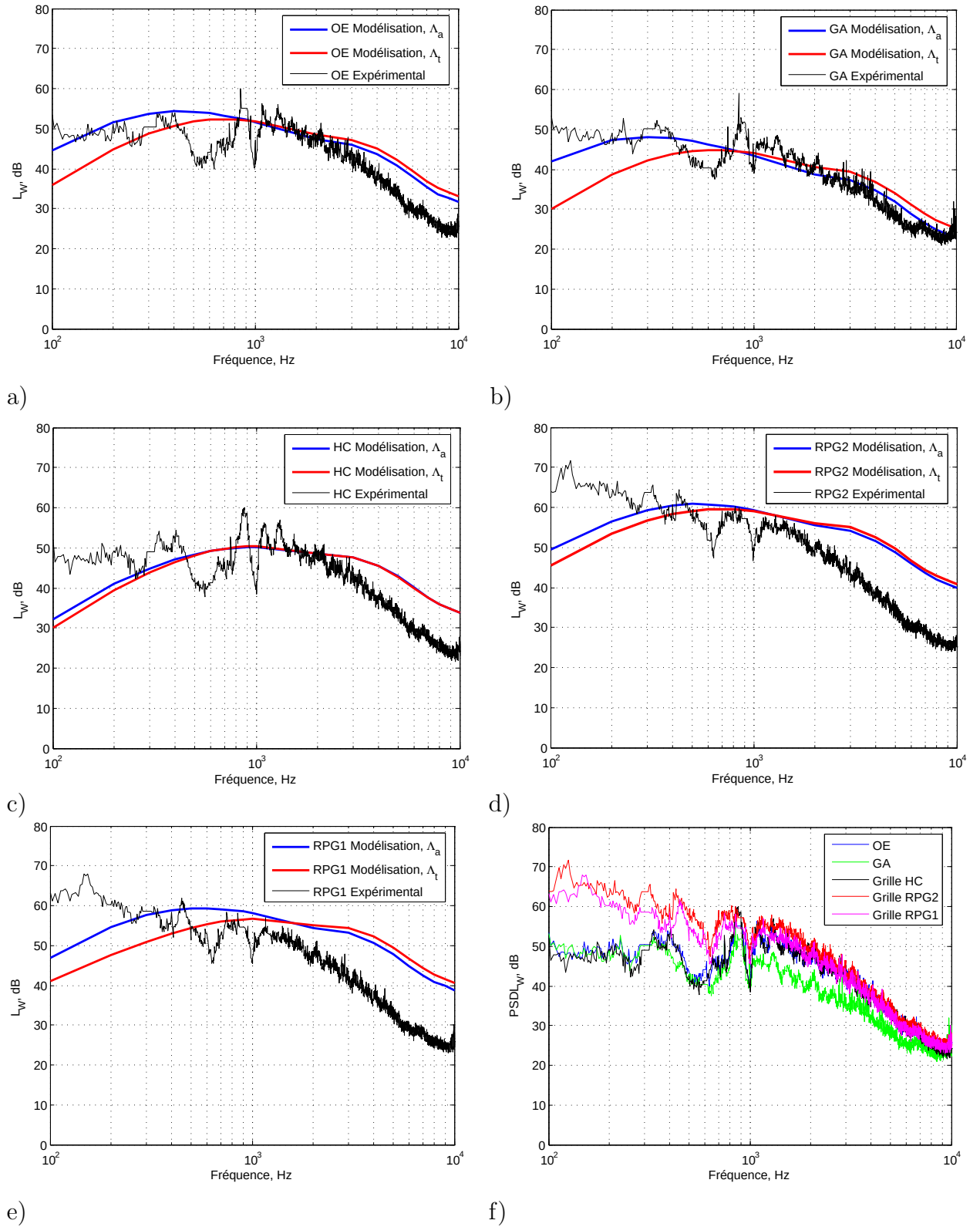


FIG. 3.13 – Spectres du niveau de puissance acoustique pour les différents dispositifs : a) OE. b). GA. c) HC. d) RPG2. e) RPG1. f) récapitulatif de l'expérimental (Les raies aux multiples de la fréquence de passage des pales dans les mesures sont enlevées.)

3.4. Résultats et interprétations

Les spectres de puissance acoustique mesurés sont récapitulés sur la figure 3.13 f). Ils sont très sensibles au type de dispositif à l'entrée sur une large bande fréquentielle, particulièrement en basses et moyennes fréquences. Ces courbes suggèrent que le bruit de bord d'attaque est dominant jusqu'à des fréquences proches de 7 kHz, notamment pour les configurations RPG1 et RPG2. Dans la littérature⁸⁵, le bruit d'interaction de turbulence amont peut prédominer dans certaines configurations même pour une turbulence d'intensité 1%.

Généralement, le modèle donne satisfaction sur la bande fréquentielle 300 Hz - 2 kHz pour toutes les configurations. Vers les très basses fréquences, pratiquement $< 300\text{ Hz}$, deux considérations pourraient expliquer les écarts. Premièrement, le modèle n'est pas valable pour les basses fréquences à cause de l'hypothèse de mouvement rectiligne. Deuxièmement, l'effet du conduit, non pris en compte dans le travail théorique, est important vers les basses fréquences, seules les ondes planes s'y propagent.

Par ailleurs, la distribution fréquentielle de la puissance acoustique est très sensible à la longueur d'échelle de la turbulence. Les grandes structures émettent du bruit aux basses fréquences. Par contre, les petites échelles émettent plutôt vers les hautes fréquences. L'accord est meilleur si la longueur intégrale d'échelle de turbulence dans la direction de la corde est approchée Λ_{c_r} par celle mesurée dans la direction longitudinale Λ_a . Les structures sont allongées dans le repère tournant à cause de la distorsion de l'écoulement incident. Ainsi, leurs tailles seraient plus proches de celles mesurées dans la direction longitudinale.

Vers les hautes fréquences, les résultats théoriques préliminaires, sans prise en compte de l'effet d'épaisseur, sont plus proches de l'expérience pour les configurations GA, OE, et HC, qui sont caractérisées par une faible intensité de turbulence. Les écarts sont plus grands pour les configurations RPG2 et RPG1, caractérisées par un écoulement incident fortement turbulent. Cela peut être attribué au fait que la théorie aérodynamique linéarisée n'est valable que pour des fluctuations de vitesses élevées. Cependant, la théorie surestime le bruit vers les hautes fréquences parce que l'effet de l'épaisseur n'est pas pris en compte. D'autre part, le bruit d'interaction de turbulence amont n'est pas prédominant et se situe au-dessous du bruit mesuré pour les dispositifs GA, OE et HC. Ces deux phénomènes sont susceptibles de créer une compensation forçant ainsi l'accord entre les calculs et les mesures pour ces dispositifs. En outre, la turbulence est supposée isotrope, alors qu'elle ne l'est pas parfaitement. La turbulence incidente dans le cas de RPG1 et RPG2, caractérisée par des sillages bien marqués, favoriserait l'émergence du bruit de raie. La meilleure concordance est trouvée pour la configuration GA. Vers les basses et moyennes fréquences, ce bon résultat n'est pas surprenant, car les hypothèses du modèle sont mieux respectées dans cette configuration. En effet, l'écoulement généré par le dispositif GA est caractérisé par une intensité de turbulence modérée et l'absence des effets d'extrémité, grâce à l'aspiration de la couche limite du conduit à l'amont du ventilateur.

3.4. Résultats et interprétations

La distribution de la puissance acoustique globale mesurée et calculée sur des bandes fréquentielles choisies est présentée sur la figure 3.14. D'une manière générale, le modèle suit la tendance des mesures. La surestimation du spectre acoustique vers les hautes fréquences (2 kHz à 7 kHz) est confirmée.

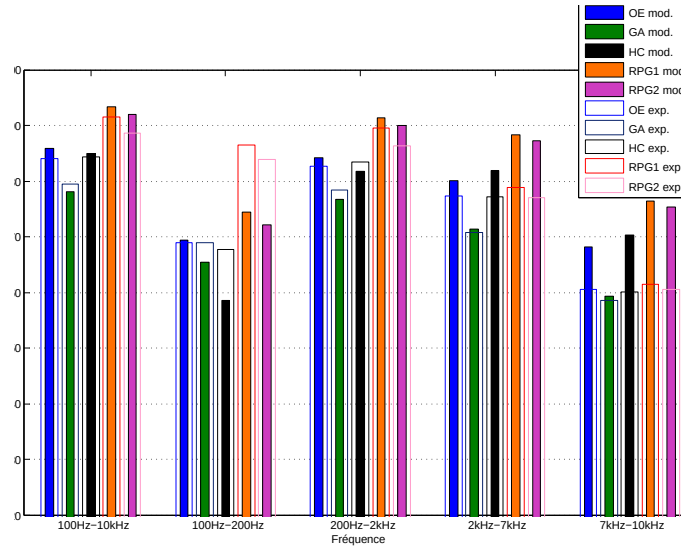


FIG. 3.14 – Distribution de la puissance acoustique sur différentes bandes fréquentielles :
barres colorées, mesures. barres transparentes, prédiction.

L'autre observation pertinente est qu'en hautes fréquences, 7 kHz-10 kHz, la puissance acoustique mesurée est pratiquement indépendante des configurations. Cela suggère que le bruit d'interaction de turbulence amont n'est pas dominant en hautes fréquences, où le bruit propre du profil dominerait. En outre, la comparaison des résultats théoriques avec les mesures confirme que la prédiction est satisfaisante sur la puissance globale et sur la bande 200 Hz - 2 kHz.

3.4.3 Directivité et niveau de pression acoustique

La figure 3.15 représente la directivité du niveau de pression acoustique à 2 m du centre du ventilateur, dans deux configurations, RPG2 qui génère l'écoulement le plus turbulent et GA qui génère l'écoulement le plus propre.

3.4. Résultats et interprétations

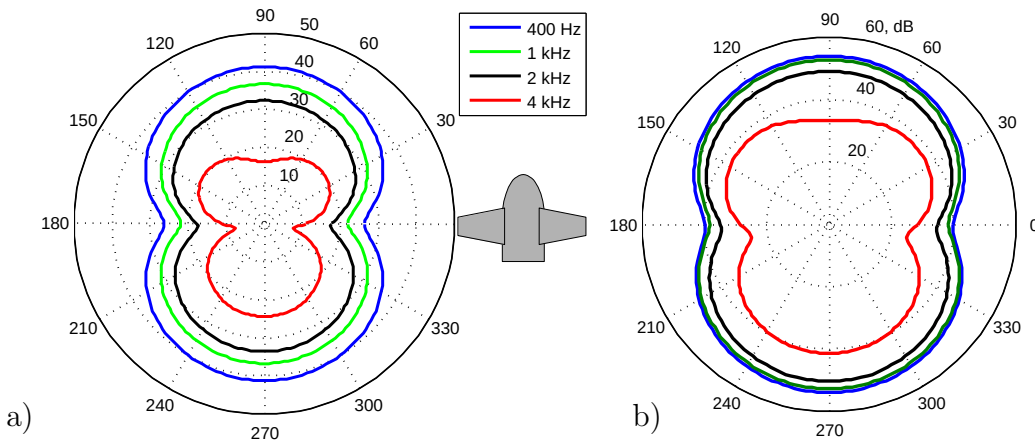


FIG. 3.15 – Directivité du niveau de pression acoustique à 2m du rotor :

a) configuration GA. b) Grille RPG2.

La direction de rayonnement du lobe principal est sur l'axe du rotor. Des lobes mineurs apparaissent vers les hautes fréquences. Il est à noter aussi que le bruit d'interaction de turbulence amont tend à se propager vers l'aval.

3.4.4 Spectres en champ libre

Dans ce travail, une propagation en champ libre est considérée. Réellement, le conduit introduit des conditions aux limites dans les phénomènes de propagation d'ondes. Cependant, le conduit a une terminaison anéchoïque à l'aval du ventilateur, figure 3.9, qui permet d'éviter la réflexion du bruit. En outre, la propagation à l'amont se fait dans une chambre anéchoïque. Comme le niveau de puissance acoustique globale mesurée est la somme des niveaux du côté aval et du côté amont, le niveau global mesuré est réellement conservé.

Les effets du conduit pour le même banc d'essais ont été étudiés par Lewy⁸⁶. Le bruit à large bande a été modélisé par un modèle semi-empirique alimenté par le spectre de pression pariétale mesuré sur les pales. Une fonction de Green satisfaisant aux conditions aux limites à l'intérieur du conduit a été utilisée. Son expression analytique a été donnée pour un conduit cylindrique infini. Ensuite, les résultats prenant en compte la présence du conduit ont été confrontés à ceux obtenus en supposant une propagation en champ libre. La conclusion retenue est que seules les ondes planes se propagent au dessous d'une fréquence de coupure estimée à $f < 664\text{Hz}$, contrairement à ce qui peut être observé vers les moyennes et hautes fréquences. En outre, la puissance acoustique n'est pas compensée entre les résultats à l'intérieur du conduit et ceux en champ libre. La puissance acoustique mesurée en champ libre baisse considérablement par rapport à celle mesurée dans le conduit vers les basses fréquences. Vers les hautes fréquences, la puissance mesurée en chambre anéchoïque est pratiquement similaire à celle mesurée dans le conduit.

3.4. Résultats et interprétations

Dans le cadre d'une caractérisation en champ libre, nous disposons d'un deuxième groupe de mesures acoustiques pour les deux configurations RPG2, générant un écoulement fortement turbulent, et OE générant un écoulement propre. Afin de réduire l'effet du conduit, le conduit initial a été remplacé par un autre plus court (de longueur $1D$). Le spectre de pression acoustique est mesuré dans une chambre anéchoïque dans le plan (X, Y) . Les positions de mesures sont illustrées sur la figure 3.16.

Les points P1, P2 et P3 sont supposés moins affectés par la présence du conduit. Par conséquent, la pression acoustique mesurée en ces points peut être comparée aux résultats théoriques (basés sur la longueur d'échelle intégrale longitudinale), figure 3.17.

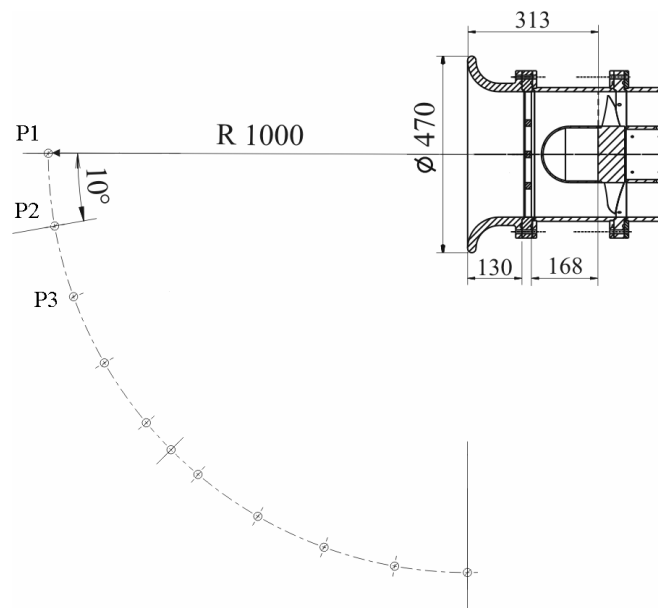


FIG. 3.16 – Points de mesure du spectre de pression acoustique, supposés moins affectés par la présence du conduit.

Les mêmes observations sont dégagées pour les pressions acoustiques que celles déjà notées pour les puissances acoustiques. L'effet du conduit n'apparaît que vers les très basses fréquences. Les pressions acoustiques mesurées dans la chambre anéchoïque diminuent vers les basses fréquences, pratiquement pour $f < 300Hz$, alors que les puissances acoustiques sont pratiquement plates dans la même bande fréquentielle.

3.4. Résultats et interprétations

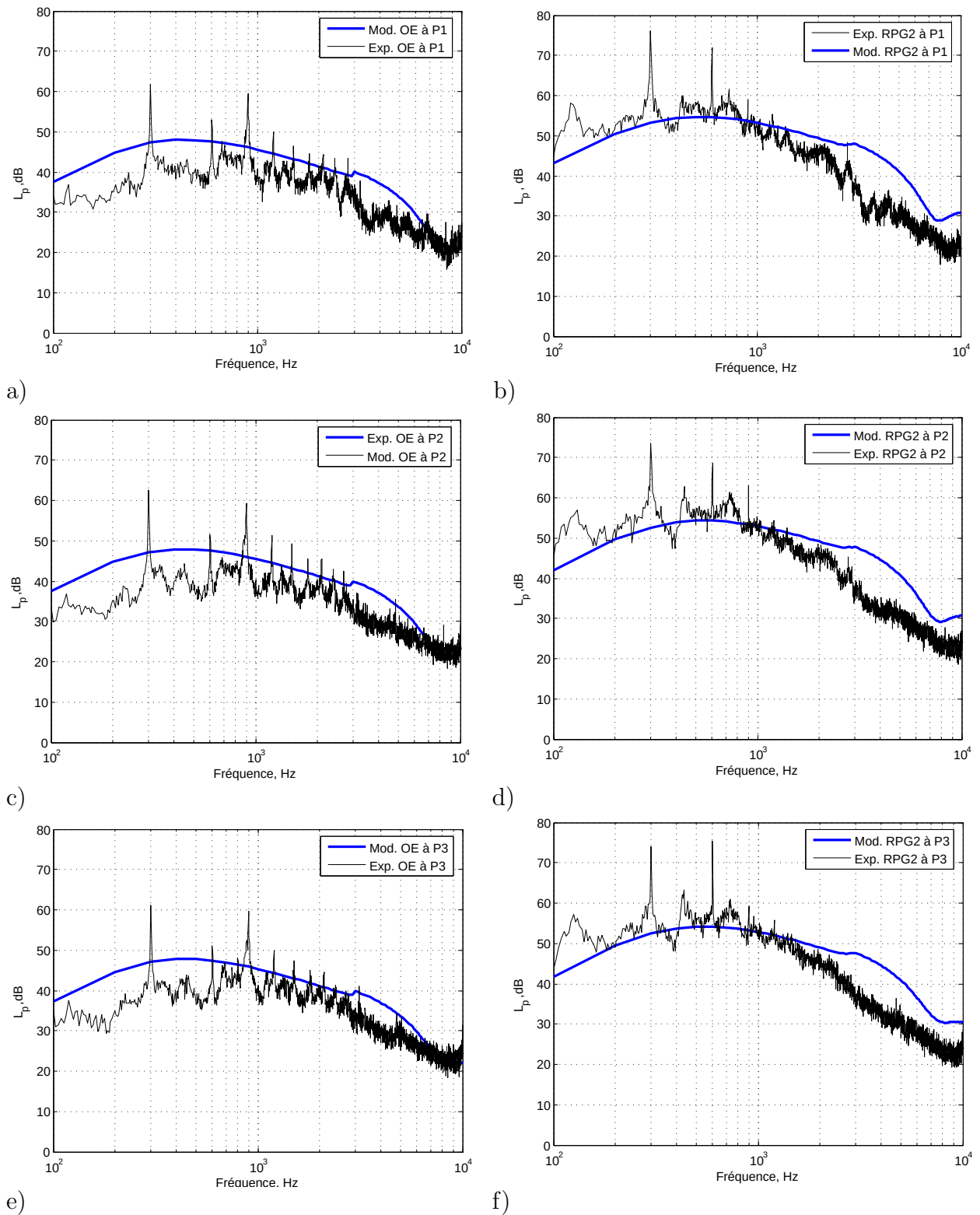


FIG. 3.17 – Spectres de pression acoustique en champ lointain mesuré et calculé :
a) OE à P1. b) RPG2 à P1. c) OE à P2. d) RPG2 à P2. e) OE à P3. f) RPG2 à P3.

3.4.5 Prise en compte de l'effet de l'épaisseur

Comme déjà montré dans le cas du profil isolé, l'épaisseur a une influence significative sur le bruit d'interaction de turbulence amont. Nous rappelons que l'épaisseur du profil atténue l'impact des structures turbulentes sur le bord d'attaque et son effet est d'autant plus important vers les hautes fréquences. Cet effet croît avec l'épaisseur relative du profil et avec la diminution de la vitesse incidente. Par conséquent, l'épaisseur doit être prise en compte pour éviter la surestimation du bruit particulièrement vers les hautes fréquences.

L'effet d'un angle d'incidence non nul est aussi discuté dans le deuxième chapitre. Contrairement à l'épaisseur, l'angle d'incidence a un effet négligeable sur ce type de bruit. Cet effet n'est donc pas pris en compte d'autant que dans la présente étude, le débit nominal implique une incidence faible.

La correction de l'effet de l'épaisseur adoptée ici est la même que celle précédemment présentée dans le deuxième chapitre pour le profil isolé. Elle est basée sur le travail de Gershfeld²⁶. Les résultats théoriques corrigés par la formule (2.88) sont tracés sur la figure 3.18. D'une manière générale, les corrections apportées améliorent la concordance des résultats théoriques avec les mesures. Vers les hautes fréquences, les résultats corrigés pour les configurations ayant une grille à l'entrée, HC, RPG1 et RPG2, sont considérablement améliorés. Pour les dispositifs GA et OE, sans grille de génération de turbulence, le niveau sonore mesuré est supérieur à celui avec correction. En effet, le bruit d'interaction de turbulence est présent mais n'est pas prédominant et se situe au-dessous du bruit mesuré pour ces deux configurations. Cela renforce l'idée que le bruit propre du profil est dominant vers les hautes fréquences dans ces deux cas où la turbulence incidente est faible.

3.4. Résultats et interprétations

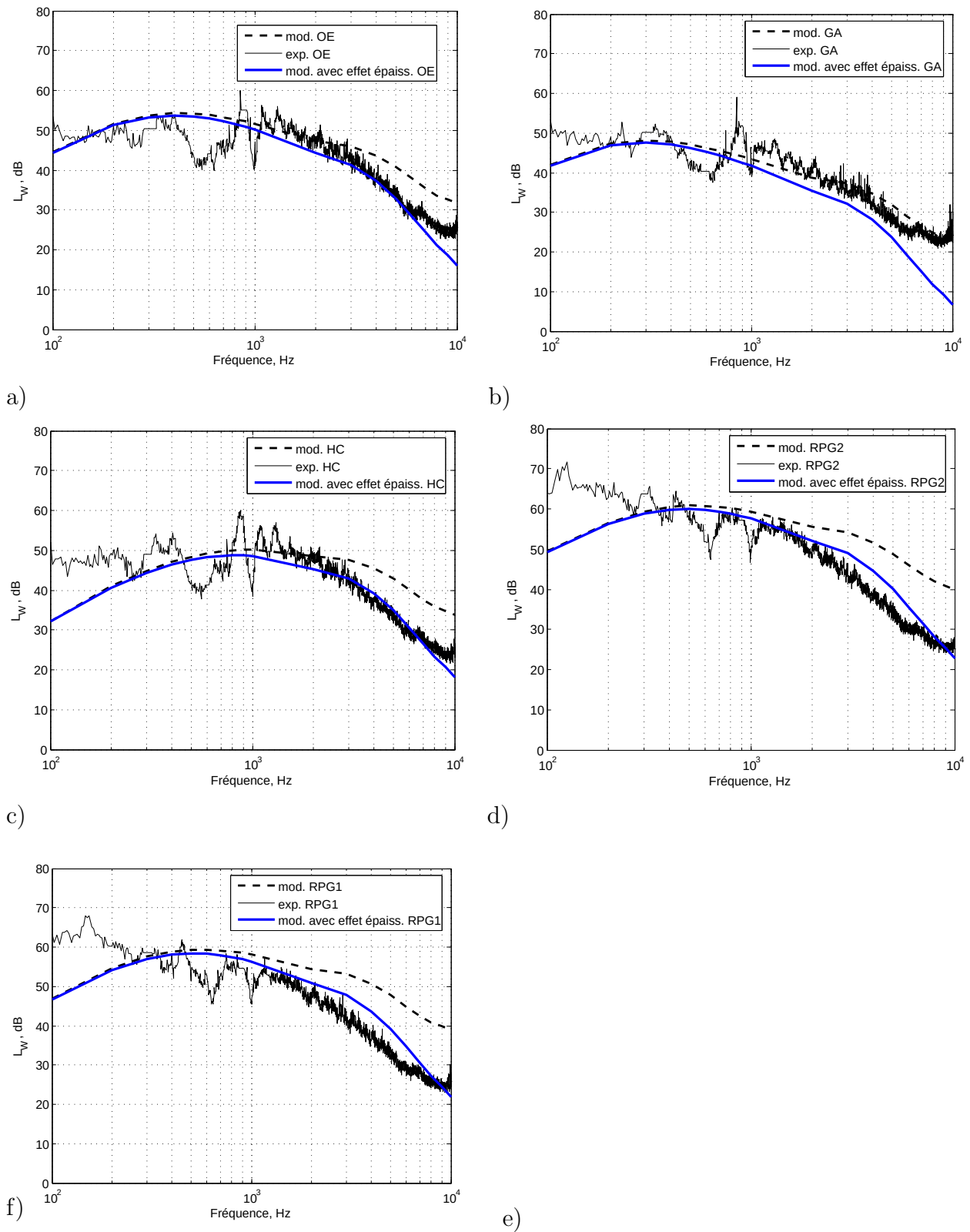


FIG. 3.18 – Spectres de puissance acoustique pour les différents dispositifs avec correction de l'effet de l'épaisseur : a) OE. b) GA. c) HC. d) RPG2. e) RPG1.

3.5 Conclusion

Une modélisation du bruit du ventilateur due à l'interaction de turbulence amont a été présentée et validée expérimentalement. Elle est alimentée par des paramètres de turbulence mesurés pour les divers arrangements de contrôle de turbulence à l'amont du ventilateur. L'approche proposée est une extension de la formulation analytique d'Amiet du bruit de l'interaction de turbulence amont d'un profil isolé aux pales tournantes d'une turbomachine. Le ventilateur est monté à l'aval de cinq différents dispositifs de contrôle de turbulence.

Le domaine fréquentiel de la validité de la théorie présentée a été vérifié. Deux conditions sont étudiées : La première permet de limiter les effets des extrémités, le critère $K_x d \gg 1$ a été retenu. La deuxième concerne l'hypothèse de source à fréquence élevée par rapport à la fréquence de rotation $\omega \gg \Omega$. Elle permet de traiter localement le segment de pale en rotation comme s'il était en mouvement rectiligne. L'intensité de turbulence mesurée pour les différents écoulements est en adéquation avec la théorie aérodynamique linéarisée qui suppose des fluctuations de vitesse faibles comparées à la vitesse moyenne.

Le modèle suppose un rayonnement en champ libre. Les directivités théoriques du bruit rayonné sont alors accessibles. Leurs allures montrent un lobe principal de propagation localisé le long de l'axe de rotation. Toutefois, les mesures de la pression acoustique sont affectées par la présence du conduit. Par conséquent, la validation est basée sur la comparaison des spectres de puissance acoustique vu leurs meilleures significations physiques : conservation d'énergie et faible effet du conduit sur la puissance acoustique.

Le modèle statistique de prédiction du bruit d'interaction de turbulence amont donne un accord satisfaisant sur une large bande fréquentielle audible. En variant les paramètres de l'écoulement turbulent, le modèle suit les mêmes tendances que l'expérience. La distribution fréquentielle de la puissance acoustique est très sensible à la longueur d'échelle de turbulence. En effet, l'approximation de la longueur intégrale d'échelle de turbulence dans la direction de la corde par la longitudinale donne un meilleur accord avec l'expérience que l'approximation par la longueur circonférentielle.

Les résultats de calculs préliminaires, sans prise en compte de l'effet d'épaisseur, sont plus proches des mesures pour les configurations générant une intensité de turbulence modérée et montrent des écarts plus importants pour les configurations générant une turbulence plus élevée. La théorie développée par Amiet, sans prise en compte de l'effet d'épaisseur, surestime le bruit vers les hautes fréquences. Par ailleurs, le bruit d'interaction de turbulence n'est pas prédominant et se situe au-dessus du bruit mesuré pour les dispositifs GA et OE. Ces deux phénomènes créent une compensation forçant ainsi l'accord entre les calculs et les mesures pour ces deux dispositifs.

3.5. Conclusion

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. Ceci renforce l'idée que le bruit d'interaction de turbulence amont n'est pas dominant vers les hautes fréquences. Les spectres de pression acoustique mesurés dans des positions supposées moins affectées par la présence du conduit, sont en bon accord avec les calculs.

Nous rappelons que la cause de la surestimation du spectre acoustique vers les hautes fréquences est la même que pour le profil isolé : la théorie ne prend pas en compte l'effet de l'épaisseur. Lorsque la fréquence augmente, les longueurs d'ondes aérodynamiques diminuent et éventuellement deviennent de l'ordre de l'épaisseur du profil dans le voisinage du bord d'attaque. Ainsi, les structures turbulentes s'atténuent et produisent une fluctuation de charge beaucoup moins importante que si le profil était mince. Une correction gaussienne a été proposée sur la base des travaux de Gershfeld. D'une manière générale, les corrections apportées améliorent l'accord des résultats théoriques avec les résultats expérimentaux. En hautes fréquences, les résultats corrigés pour les configurations ayant une grille à l'entrée, HC, RPG1 et RPG2, sont considérablement améliorés. Pour les configurations GA et OE, sans dispositif de génération de turbulence, le bruit mesuré est supérieur au bruit corrigé. Le bruit d'interaction de turbulence est présent mais il n'est pas prédominant et se situe au-dessus du bruit mesuré pour ces deux derniers dispositifs. Cette observation renforce l'idée que le bruit propre du profil est dominant vers les hautes fréquences.

En fait, dans le cas le plus défavorable, ces résultats conservent une bonne prédiction qualitative. Par conséquent, ce modèle pourrait être utilisé dans l'avant projet de turbomachines ou dans des études paramétriques. Les écarts entre les calculs et les mesures pourraient avoir pour origine les hypothèses simplificatrices et les restrictions du modèle. Par ailleurs, les données d'entrée expérimentales, qui sont cruciales, dépendent de modèles semi-empiriques (exemple : spectre de von Kármán). Les mesures réalisées présentent inévitablement des incertitudes influençant les résultats de la modélisation.

Enfin, dans une communication présentée au colloque sur le bruit aérodynamique des ventilateurs à l'École Centrale de Lyon¹⁶, voir annexe A, deux autres approches pour la caractérisation de l'écoulement turbulent incident ont été proposées. La première repose sur la caractérisation, par des corrélations empiriques, du spectre de turbulence sur la base :

- de la formule empirique de Fink, qui évalue l'intensité de turbulence dans le cas d'une turbulence isotrope générée par une grille ;
- des corrélations empiriques de Roach,⁸⁷ qui donnent l'échelle intégrale de turbulence à l'aval d'une grille en fonction des caractéristiques géométriques de la grille et de la distance séparant le point de mesure de la grille.

3.5. Conclusion

La deuxième approche consiste à utiliser les solutions issues d'un calcul RANS pour fournir les paramètres d'entrée des modèles spectraux de turbulence. En fait, des relations sont établies exprimant les spectres de turbulence en termes d'énergie cinétique turbulente $\mathbf{k}$ et de son taux de dissipation ϵ . Dans cette communication¹⁶, une relation intéressante est dégagée, elle relie explicitement les échelles caractéristiques de turbulence aux termes $\mathbf{k}$ et ϵ . Ainsi, une modélisation basée sur un couplage d'une simulation numérique CFD avec la formulation d'Amiet a été développée. La modélisation par des corrélations empiriques peut être utilisée pour avoir une bonne estimation qualitative du bruit rayonné ou pour des études paramétriques. La définition spectrale de l'écoulement turbulent amont par un calcul RANS est très prometteuse et elle est à approfondir, sachant que la résolution de l'écoulement moyen est accessible pour des configurations réalistes.

Chapitre 4

Mise en œuvre numérique d'une approche temporelle hybride SGE / FW&H

Ce chapitre décrit une modélisation hybride basée sur le couplage d'un calcul aérodynamique avancé avec une méthode intégrale linéaire exprimée dans le domaine temporel. Dans cette approche, les sources de bruit sont calculées par des simulations numériques de type Simulation des Grandes Échelles (SGE). Elles sont ensuite propagées par la formulation de Ffowcs Williams & Hawkings²⁷.

Afin de maîtriser la première phase de l'approche hybride, les bases théoriques de la simulation des grandes échelles sont exposées. Les simulations sont effectuées sous Fluent 6.2, dont le solveur est basé sur la méthode des volumes finis. Les discrétisations spatiales et temporelles sont présentées. La fermeture du tenseur des échelles de sous-maille est assurée par le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly.

La formulation 1A établie par Farassat^{88,89} avec une surface perméable de Di Francescantonio⁹⁰, solution intégrale de l'équation de Ffowcs Williams & Hawkings, a été retenue pour son adéquation à des surfaces en mouvement arbitraire. Un logiciel de calcul acoustique a été développé sur la base de cette formulation. Sa validation a été complétée par une étude numérique des erreurs et de la robustesse du code. La synthèse de ce travail a été présentée à l'ASME IMECE conference 2007²⁰.

Deux cas test présentés par Hirsch et al.^{91,92} sont adoptés : la théorie d'Isom⁹³ et la solution analytique du cas test proposé par Tam⁹⁴.

Afin de valider la démarche globale, des simulations préliminaires bidimensionnelles de l'écoulement subsonique ont été réalisées autour d'un profil NACA0012. Le profil a été disposé avec un angle d'incidence nul dans l'écoulement incident. A l'entrée, deux conditions aux

4.1. Simulation des grandes échelles

limites sont considérées : une vitesse axiale uniforme et une vitesse à l'entrée avec une perturbation générée par un synthétiseur spectral. Les données aérodynamiques ainsi issues de la SGE sont utilisées pour alimenter le modèle acoustique. Les spectres de pression pariétale sont comparés à ceux donnés par la théorie d'Amiet.

4.1 Simulation des grandes échelles

Les équations de la SGE sont déduites des équations de Navier-Stokes par filtrage en espace. Les équations résultantes gouvernent la dynamique des grandes structures. Les structures turbulentes dont les échelles sont plus petites que la largeur du filtre ou la taille des mailles sont modélisées. L'utilisation de la SGE est justifiée par les phénomènes suivants, présents dans les écoulements turbulents :

- les quantités de mouvement, la masse et l'énergie sont transportées essentiellement par les grandes structures ;
- les grandes structures dépendent de la géométrie et des conditions aux limites de l'écoulement ;
- les petites structures sont moins dépendantes de la géométrie, elles tendent à être plus isotropes et plus homogènes. Par conséquent, elles sont plus universelles et plus faciles à modéliser ;
- les modèles de turbulence sont mieux adaptés aux petites structures.

Dans le cas d'un écoulement turbulent statistiquement homogène et isotrope (le plus simple des modèles de turbulence) le rapport entre les plus grandes échelles actives, qui contiennent l'énergie turbulente, et les plus petites échelles, responsables de la dissipation de l'énergie turbulente, l/η est proportionnel à $Re_t^{3/4}$, où le nombre de Reynolds Re_t est basé sur l'amplitude des fluctuations et l'échelle intégrale. Ce nombre est typiquement 1% du nombre de Reynolds macroscopique décrivant l'écoulement moyen. En effet, les plus petites échelles de Kolmogorov sont approximées par $\eta \approx \nu^{3/4} \epsilon^{-1/4} \approx \nu^{3/4} (\dot{u}^3/l)^{-1/4}$, d'où :

$$Re_t = \frac{\dot{u}l}{\nu} \approx 0,01Re \quad (4.1)$$

Pour résoudre toutes les échelles, la dimension du maillage doit être de l'ordre de $Re_t^{9/4}$. Pratiquement, elle peut être au moins supérieure d'un ordre sur celle de la DNS. Cependant, un maillage raffiné est indispensable pour procéder à des calculs SGE susceptibles de reproduire les fluctuations dues à la turbulence.

Théoriquement, un filtre s'applique dans l'espace physique sous la forme d'un produit de convolution par un noyau noté G_Δ , auquel est associé la longueur de coupure Δ . Les structures supérieures à Δ sont considérées comme structures à grande échelle. Δ n'est pas

4.1. Simulation des grandes échelles

nécessairement confondu avec la taille de la maille. Il est évident que $\Delta \geq h$, h étant ici la taille de la maille. La grandeur filtrée $\bar{q}$ s'écrit alors :

$$\bar{q}(\vec{x}) = \int_{(D)} G_{\Delta}(\vec{x} - \vec{\xi}) q(\vec{\xi}) d\vec{\xi} \quad (4.2)$$

où (D) désigne l'ensemble du milieu fluide.

Les filtres les plus usuels sont :

- le filtre boîte, filtre rectangulaire dans l'espace physique

$$G_{\Delta}(\vec{x} - \vec{\xi}) = \begin{cases} 1/\bar{\Delta}^3 & \text{si } |\vec{x} - \vec{\xi}| \leq \bar{\Delta}/2 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \bar{\Delta} = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3} \quad (4.3)$$

- le filtre gaussien qui fait partie des filtres les plus utilisés

$$G_{\Delta}(\vec{x} - \vec{\xi}) = \left(\frac{\alpha}{\pi \bar{\Delta}^2} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\alpha |\vec{x} - \vec{\xi}|^2}{\bar{\Delta}^2} \right) \quad (4.4)$$

où α est une constante, généralement prise égale à 6.

- le filtre porte

$$G(\vec{x} - \vec{\xi}) = \frac{\sin \left(\frac{\pi}{\bar{\Delta}(\vec{x} - \vec{\xi})} \right)}{\frac{\pi}{\bar{\Delta}^3}(\vec{x} - \vec{\xi})} \quad (4.5)$$

Il est souhaitable qu'un filtre possède plusieurs propriétés pour permettre la manipulation des équations de Navier-Stokes :

- la linéarité

$$\overline{u + v} = \bar{u} + \bar{v} \quad (4.6)$$

- la commutation avec la dérivation

$$\overline{\partial_i(u)} = \partial_i(\bar{u}) \quad (4.7)$$

- la commutation avec l'intégration

$$\overline{\int u} = \int \bar{u} \quad (4.8)$$

- la propriété

$$\overline{\bar{u}v} = \bar{u}\bar{v} \quad (4.9)$$

Dans le cadre d'une démarche de type RANS, le filtre temporel doit posséder ces quatre propriétés, il est alors appelé opérateur de Reynolds. Dans une démarche de type SGE, on fait intervenir des filtres passe-haut en échelle que l'on peut modéliser par l'action d'un opérateur de convolution. Le filtre SGE ne doit pas être idempotent ($\bar{\bar{q}} \neq \bar{q}$). L'action du filtre peut ainsi être locale.

4.1. Simulation des grandes échelles

4.1.1 Équations de Navier-Stokes filtrées

Les équations de base de la SGE sont déduites des équations de Navier-Stokes par filtrage en espace des structures turbulentes dont les échelles sont plus petites que la largeur du filtre. Les équations résultantes gouvernent la dynamique des grandes structures. Le filtre est formulé de sorte que la variable de l'écoulement q soit séparée en parties à larges et petites structures :

$$q = \bar{q} + \acute{q} \quad (4.10)$$

Le maillage peut être utilisé comme filtre, c'est le cas de Fluent 6.2. La discrétisation en volumes finis constitue implicitement une opération de filtrage :

$$\bar{q}(\vec{x}) = \frac{1}{\vartheta} \int_{(D)} q(\vec{\xi}) d\vec{\xi} \quad (4.11)$$

où ϑ est le volume de la maille de calcul.

La fonction filtre implicite, $G(\vec{x} - \vec{\xi})$, est le filtre rectangulaire (4.3) :

$$G(\vec{x} - \vec{\xi}) = \begin{cases} 1/\vartheta & \text{si } \vec{\xi} \in (D) \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \bar{\Delta} = (\Delta x_1 \Delta x_2 \Delta x_3)^{1/3} \quad (4.12)$$

La largeur du filtre est dans ce cas la taille de la maille. Les équations de Navier-Stokes incompressibles ainsi filtrées sont :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{V}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial \rho \bar{V}_i}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{V}_i \bar{V}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\tau_{ij}^{SGE}}{x_j} \quad (4.14)$$

μ étant ici la viscosité du fluide. Le tenseur des échelles de sous-maille est défini par :

$$\tau_{ij}^{SGE} \equiv \rho \bar{V}_i \bar{V}_j - \rho \bar{V}_i \bar{V}_j \quad (4.15)$$

La différence majeure entre l'approche SGE et l'approche RANS est que les variables sont des grandeurs filtrées dans l'espace plutôt que d'être moyennées dans le temps. Par conséquent, l'expression des tenseurs de turbulence est différente.

4.1.2 Fermeture du tenseur des échelles de sous-maille

Le tenseur des échelles de sous-maille résultant de l'opération de filtrage des équations de Navier-Stokes est inconnu et requiert une modélisation. La majorité des modèles de fermeture

4.1. Simulation des grandes échelles

du tenseur des échelles de sous-maille utilisés sont les modèles à viscosité turbulente qui reposent sur l'hypothèse de Boussinesq, comme utilisée dans les modèles RANS :

$$\tau_{ij}^{SGE} - \frac{1}{3}\tau_{kk}^{SGE}\delta_{ij} = -2\mu_t\overline{S_{ij}} \quad (4.16)$$

$$\overline{S_{ij}} \equiv \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\bar{V}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\bar{V}_j}{\partial x_i}\right) \quad (4.17)$$

où μ_t est la viscosité turbulente. Le tenseur $\overline{S_{ij}}$ est calculé à partir de la solution des grandeurs grandes échelles.

– Le modèle de Smagorinsky-Lilly

Le plus utilisé des modèles des échelles de sous-maille à viscosité turbulente est celui proposé par Smagorinsky⁹⁵. D'une manière générale, la viscosité turbulente des échelles de sous-maille s'écrit :

$$\mu_t = C_s^2 \rho \Delta^2 |\bar{S}| \quad (4.18)$$

où C_s est la constante de Smagorinsky, Δ est la longueur du filtre et $|\bar{S}| = (\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$. Lilly a fixé une valeur de $C_s = 0,23$ pour une turbulence isotrope et homogène. Cependant, cette valeur s'est révélée causer une atténuation excessive des fluctuations à grande échelle en présence d'un cisaillement dans des écoulements transitoires. $C_s = 0,1$ est retenu comme valeur par défaut, Il donne de meilleurs résultats pour une large gamme d'écoulements.

Un artifice est utilisé pour réduire la viscosité turbulente des échelles de sous-maille près des parois, en posant :

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}| \quad (4.19)$$

L_s est calculé avec

$$L_s = \min(\kappa D, C_s \vartheta^{1/3}) \quad (4.20)$$

où κ est la constante de von Kármán, D est la distance entre la maille et la plus proche paroi et ϑ est le volume de la maille de calcul. Loin des parois $L_s = C_s \Delta$, tandis que près des parois $L_s = \kappa D$. Ce changement est requis aussi dans le cas d'écoulement à fort cisaillement.

– Le modèle de base RNG

La théorie de "Renormalization Group" (RNG) peut être utilisée pour dériver un modèle pour la viscosité turbulente des échelles de sous-maille. On définit une viscosité des échelles de sous-maille effective, $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$, donnée par :

$$\mu_{eff} = \mu(1 + H(x))^{1/3} \quad (4.21)$$

La fonction de $H(x)$ est définie ici par :

$$H(x) = \begin{cases} x & si \ x > 0 \\ 0 & si \ x \leq 0 \end{cases} \quad (4.22)$$

4.1. Simulation des grandes échelles

$$x = \frac{\mu_s^2 \mu_{eff}}{\mu^3} - C_{nrg} \quad \text{et} \quad \mu_s = (C_{nrg} \vartheta^{1/3})^2 \sqrt{2 \bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij}} \quad (4.23)$$

Les travaux théoriques donnent $C_{nrg} = 0,157$ et $C = 100$. Dans les régions à grand nombre de Reynolds $\mu_t \gg \mu$, alors $\mu_{eff} \approx \mu_s$, et le modèle des échelles de sous-maille RNG se réduit au modèle de Smagorinsky-Lilly avec d'autres constantes. Ce modèle prend en compte les effets à bas nombre de Reynolds rencontrés dans les écoulements transitoires et les zones proches des parois.

– Le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly

Germano et al.⁹⁶ et par la suite Lilly⁹⁷ ont conçu une procédure dans laquelle la constante de Smagorinsky C_s est calculée d'une manière dynamique sur la base de la solution des grandes échelles. La constante C_s obtenue en utilisant le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly varie dans le temps et dans l'espace sur un large intervalle.

4.1.3 Les conditions aux limites à l'entrée pour la SGE

Cette section décrit les algorithmes disponibles dans Fluent 6.2 pour la modélisation de la vitesse fluctuante à l'amont.

– Sans perturbations

Les composantes stochastiques de l'écoulement à l'entrée sont négligées. Dans ce cas, les composantes de la vitesse locale à l'entrée sont simplement les composantes de la vitesse moyenne. Cette option est pratique uniquement quand l'intensité de la turbulence à l'entrée est négligeable ou ne joue pas un rôle majeur dans la précision de la solution globale.

– Méthode tourbillon

Une méthode tourbillon 2D sert à générer une condition instationnaire. Pour cette approche, une perturbation est ajoutée au profil de vitesse moyenne à l'entrée via un champ de vorticité fluctuant (i.e. bidimensionnel dans le plan normal aux lignes de courant à l'entrée). A l'origine, Sergent⁹⁸ a fixé la taille du tourbillon à une valeur ad hoc. Pour rendre la méthode tourbillon plus pratique, une taille locale du tourbillon est spécifiée à partir d'un profil moyen de l'énergie cinétique de turbulence et d'un taux de dissipation à l'entrée.

– Synthétiseur spectral

Le synthétiseur spectral est une alternative à la génération des fluctuations des composantes de vitesse. Il est basé sur la technique de génération aléatoire, à l'origine proposée par Kraichnan⁹⁹. Dans cette méthode, les fluctuations de vitesse sont calculées par une synthèse de la divergence du champ du vecteur vitesse à partir de la sommation des harmoniques de Fourier.

4.1. Simulation des grandes échelles

– Condition de perturbations aléatoires à l'entrée

Les composantes stochastiques de la vitesse d'écoulement à l'entrée sont introduites en superposant des perturbations aléatoires sur chaque composante de la vitesse moyenne :

$$V_i = \langle \bar{V}_i + I\Psi |\bar{V}| \rangle \quad (4.24)$$

où I représente l'intensité de la fluctuation. Ψ est un nombre aléatoire gaussien.

4.1.4 Résolution de la sous-couche visqueuse

Quand le maillage est suffisamment raffiné pour résoudre la sous-couche visqueuse, la contrainte de cisaillement à la paroi est obtenue à partir de la formule des contraintes :

$$\frac{\bar{V}}{V_\tau} = \frac{\rho V_\tau y}{\mu} \quad (4.25)$$

où V_τ est la vitesse de friction définie par $V_\tau = \sqrt{\tau_\omega/\rho}$ et τ_ω est la contrainte de cisaillement à la paroi.

Si le maillage est trop grossier pour résoudre la sous-couche visqueuse, le centroïde de la première maille voisine de la paroi est supposé à l'intérieur de la région logarithmique de la couche limite et la loi aux parois ci-dessous est utilisée :

$$\frac{\bar{V}}{V_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{\rho V_\tau y}{\mu} \right) \quad (4.26)$$

où κ est la constante de von Kármán.

4.2 Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

La deuxième partie de l'approche hybride adopte la formulation intégrale de Ffowcs-Williams & Hawkings. Elle consiste à propager en champ lointain les sources calculées par les simulations numériques. La forme différentielle de l'équation de FW&H est présentée et discutée. Une solution 3D intégrale dans le domaine temporel est introduite par la suite. Un logiciel écrit sur la base de cette formulation permet de calculer l'acoustique en champ lointain. Sa validation a été complétée par une étude des erreurs numériques et de la robustesse du code.

Des progrès considérables ont été réalisés avec le développement des formulations intégrales dans le domaine temporel. Actuellement, le choix est de plus en plus porté sur la formulation temporelle intégrale de l'équation de FW&H. La formulation 1A due à Farassat⁸⁸ suscite un grand intérêt pour son adéquation à des surfaces en mouvement arbitraire. Di Francescantonio⁹⁰ a ensuite étendu cette formulation pour éliminer la condition d'imperméabilité de la surface de contrôle et le calcul de la dérivée normale de la pression pariétale. Casalino¹⁰⁰ a introduit l'approche du temps avancé pour évaluer les intégrales exprimées en temps retardé dans la formulation 1A. Ces travaux ont considérablement amélioré la précision et la robustesse des algorithmes. Hirsch et al.^{91,92} ont proposé une série de tests de validation pour la formulation de Farassat.

4.2.1 Formulation différentielle

La forme différentielle de l'équation de FW&H est un réarrangement exact de l'équation de continuité et des équations de quantité de mouvement de Navier-Stokes en équation d'onde non homogène dans un espace illimité. Ce réarrangement est effectué à l'aide des fonctions généralisées. Le processus de propagation acoustique est supposé isentropique. L'entropie s du milieu acoustique est uniforme et constante sur tout le champ acoustique. Par conséquent, la pression acoustique p est fonction uniquement de la fluctuation de la masse volumique ρ . Les effets thermiques et les phénomènes non linéaires ne sont pas pris en compte dans ce travail.

A l'origine, l'équation de FW&H est dérivée pour inclure les effets de la présence d'une surface solide en mouvement arbitraire. L'objectif est de transporter le champ aérodynamique extérieur à cette surface vers un espace illimité, étant donné que la solution intégrale de cette équation d'onde s'exprime sur la fonction de Green en champ libre. FW&H ont introduit une surface de contrôle qui contient la surface solide en mouvement. L'équation établie est une équation d'onde non homogène qui contient deux termes sources surfaciques définis sur la surface de contrôle et un terme source volumique défini en dehors de la surface de contrôle. FW&H ont pris la surface solide comme surface de contrôle, elle est donc imperméable. La

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

vitesse du fluide est la même que la vitesse de la surface de contrôle.

Si on définit une surface de contrôle perméable, où la vitesse relative du fluide est non nulle et non uniforme, l'équation de FW&H prend une forme intégrale plus générale. La forme différentielle avec surface perméable est présentée ci-dessous mais l'application va se limiter à une surface de contrôle solide.

i. Préliminaires

Soit $f(\vec{x}, t)$, figure 4.1, une fonction définissant la surface de contrôle en mouvement arbitraire :

$$f(\vec{x}, t) = \begin{cases} 0 & \text{sur les bords} \\ > 0 & \text{à l'extérieur de la surface (dans l'espace fluide concerné)} \\ < 0 & \text{à l'intérieur de la surface} \end{cases} \quad (4.27)$$

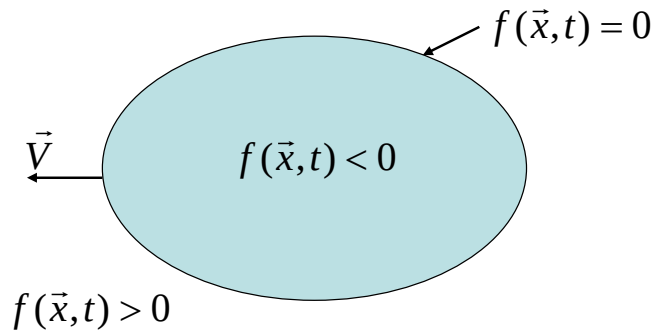


FIG. 4.1 – La fonction définissant la surface de contrôle.

La fonction de Heaviside est définie par :

$$H(x) = \begin{cases} 1 & (x > 0) \\ 0 & (x < 0) \end{cases} \quad (4.28)$$

La fonction de Dirac est définie par :

$$\delta(f(\vec{x}, t)) = \frac{\partial H}{\partial f} = \begin{cases} 1 & (\text{quand } f = 0) \\ 0 & (\text{quand } f \neq 0) \end{cases} \quad (4.29)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

Alors :

$$\frac{\partial H}{\partial x_i} = \frac{\partial H}{\partial f} \frac{\partial f}{\partial x_i} = \delta(f) \cdot n_i \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial f} \frac{\partial f}{\partial t} = -\delta(f) V_n^s \quad (4.31)$$

où n_i est le vecteur normal sortant de la surface de contrôle :

$$n_i = \frac{\partial f}{\partial x_i} \quad (4.32)$$

$V_i^s = \frac{\partial x_i}{\partial t}$ est la vitesse de la surface de contrôle et $V_n^s = -\frac{\partial f}{\partial t} = V_i^s n_i$ est la projection de la vitesse locale sur la normale à la surface.

Par conséquent, pour n'importe quelle position du point, que ce soit sur la surface de contrôle ou non, on a :

$$\frac{dH}{dt} = \frac{\partial H}{\partial f} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial x_i}{\partial t} \right) = \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial H}{\partial x_i} V_i^s = 0 \quad (4.33)$$

Les propriétés suivantes de l'intégration des fonctions généralisées sont utiles pour l'intégration de l'équation de FW&H :

$$\int_v Q(\vec{x}) \delta(f) d\vec{x} = \int_{f=0} Q(\vec{x}) dS \quad (4.34)$$

L'intégrale du membre de droite de l'équation (4.34) est une intégrale de surface. Une autre propriété importante est l'ordre des opérations qui peut être permuté pour les fonctions généralisées :

$$\frac{\partial^2 Q(\vec{x})}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 Q(\vec{x})}{\partial x_j \partial x_i} \quad (4.35)$$

et

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \int Q(\vec{x}, \vec{x}^s) d\vec{x}^s = \int \frac{\partial Q(\vec{x}, \vec{x}^s)}{\partial x_i} d\vec{x}^s \quad (4.36)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

ii. L'équation de Ffowcs Williams & Hawkings

L'utilisation des fonctions généralisées définies dans la section précédente et leurs propriétés permettent de passer des équations gouvernant l'aérodynamique à l'équation de FW&H. En premier lieu, en multipliant l'équation de continuité par $H(f)$ et en la réarrangeant, on trouve :

$$\frac{\partial}{\partial t} [H(f)(\rho - \rho_0)] + \frac{\partial}{\partial x_i} [H(f)\rho V_i] = [\rho(V_i - V_i^s) + \rho_0 V_i^s] \frac{\partial H(f)}{\partial x_i} \quad (4.37)$$

La même procédure est appliquée aux équations de conservation de la quantité de mouvement. Après réarrangement, on aboutit à :

$$\begin{aligned} & \frac{[\partial H(f)\rho V_i]}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} [H(f)c_0^2(\rho - \rho_0)] = \\ & - \frac{\partial}{\partial x_j} [T_{ij}H(f)] + [\rho V_i(V_j - V_j^s) + (p - p_0)\delta_{ij} - \tau_{ij}] \frac{\partial H(f)}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (4.38)$$

où V_i est la vitesse du fluide, V_i^s est la vitesse de la surface de contrôle. V_i^r est le terme source de la vitesse relative du fluide par rapport à la surface de contrôle. ρ_0 , p_0 et c_0 sont la masse volumique, la pression statique et la vitesse du son dans le milieu au repos. T_{ij} est le tenseur de Lighthill :

$$T_{ij} = \rho V_i V_j - \tau_{ij} + [(p - p_0) - c_0^2(\rho - \rho_0)] \delta_{ij} \quad (4.39)$$

En dérivant les équations de conservation de masse et de mouvement respectivement par rapport à t et x_i , puis en faisant la soustraction des équations résultantes, on aboutit à :

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} \right) [H(f)c_0^2(\rho - \rho_0)] = \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_n^r \delta(f)] \\ & - \frac{\partial}{\partial x_i} [L_i \delta(f)] + \frac{\partial^2 (H(f)T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \end{aligned} \quad (4.40)$$

où :

$$L_i = [(p - p_0) \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho V_i (V_j - V_j^s)] n_j \quad (4.41)$$

$$V_n^r = V_i^r n_i \quad , \quad V_i^r = \frac{\rho V_i}{\rho_0} + (1 - \frac{\rho}{\rho_0}) V_i^s \quad (4.42)$$

L'équation (4.40) est appelée forme différentielle de l'équation de FW&H. Elle a été établie en 1969²⁷. Les trois termes sources apparaissant dans le membre de droite de l'équation

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

de FW&H ont une signification physique si la surface de contrôle est confondue avec la surface rigide du solide en mouvement :

$\frac{\partial^2(H(f)T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j}$ est la source quadripolaire, c'est une distribution volumique due à l'écoulement turbulent uniquement. Un exemple d'un bruit quadripolaire est le bruit généré par un jet turbulent.

$\frac{\partial}{\partial x_i} [L_i \delta(f)]$ est la source dipolaire ayant une distribution surfacique. Elle est due à l'interaction du fluide avec les surfaces solides. Seuls les efforts de nature aérodynamique sont pris en considération. Le bruit dipolaire est aussi appelé bruit de charge.

$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_n^r \delta(f)]$ est la source monopolaire, c'est une distribution surfacique liée à la masse fluide déplacé par les surfaces en mouvement, elle est donc fonction de la taille et de la vitesse de déplacement de la surface. Ce terme est aussi appelé bruit d'épaisseur.

Dans l'équation de FW&H au sens traditionnel, la surface de contrôle imperméable (solide), le bruit d'épaisseur est complètement déterminé par la géométrie et la cinématique du solide en mouvement. Le bruit de charge est généré par les forces aérodynamiques appliquées sur le fluide par le solide. Le bruit quadripolaire contient les effets non linéaires, générés par la turbulence et les ondes de chocs lorsqu'elles sont présentes dans l'écoulement.

La surface de contrôle peut coïncider avec la surface solide du corps en mouvement arbitraire, comme elle peut marquer une interface entre la région fluide qui contient le solide en mouvement (région source) et la région propagative. Pour une surface perméable, les termes de bruit d'épaisseur et de charge perdent leur signification physique originale, cependant le terme volumique dénote toujours le terme quadripolaire en dehors de la surface de contrôle.

Dans l'établissement de l'équation de FW&H, l'hypothèse de surface de contrôle imperméable n'apparaît pas explicitement. Cependant, c'est P. di Francescantonio⁹⁰ (1997) qui a le premier démontré qu'en champ lointain l'équation de FW&H peut être utilisée sur une surface de contrôle perméable. Dans les termes sources L_i et V_n^r , la vitesse relative du fluide par rapport à la surface de contrôle, $(V_i - V_i^s)$ s'annule si la surface de contrôle est solide et l'équation (4.40) se ramène à l'équation de FW&H d'une surface imperméable.

4.2.2 Solution temporelle intégrale 3D de l'équation de FW&H

L'objectif de cette partie est d'obtenir une solution intégrale dans le domaine temporel de l'équation différentielle de FW&H par le biais des fonctions de Green. C'est la fonction de Green en espace libre qui est considérée. De façon générale, la fonction de Green G sert de base pour écrire la solution générale d'une équation d'onde avec un second membre quelconque. C'est la solution de l'équation d'onde, en un point O repéré par le vecteur $\vec{x}$ à l'instant de réception t , pour une excitation impulsionnelle en un point $\vec{x}^s$ émise à l'instant τ . Pour une équation d'onde qui s'écrit :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial t^2} - \nabla^2 G = -\delta(\vec{x} - \vec{x}^s) \delta(t - \tau) \quad (4.43)$$

la solution est donnée par la fonction de Green en champ libre :

$$G(\vec{x}^s, \tau; \vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi r} \delta(t - \tau - r/c_0) \quad (4.44)$$

où δ est la distribution de Dirac.

On va s'intéresser à l'équation d'onde contenant le terme source S_0 :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \nabla^2 \rho = S_0 \quad (4.45)$$

La solution par la fonction de Green s'écrit :

$$\rho(\vec{x}, t) = \int_{\vartheta} \int_{\tau} S_0(\vec{x}^s, \tau) G(\vec{x}^s, \tau, \vec{x}, t) d\tau d\vec{x}^s \quad (4.46)$$

Considérons maintenant une équation d'onde non homogène avec un terme source $S_0 = Q(\vec{x}^s, t) \delta(f)$ qui a la forme des termes sources de l'équation de FW&H. La solution par le biais de la fonction de Green en espace libre s'écrit :

$$4\pi \rho(\vec{x}, t) = \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{Q(\vec{x}^s, \tau) \delta(f) \delta(g)}{r} d\vec{x}^s d\tau \quad (4.47)$$

En utilisant les propriétés mathématiques des fonctions généralisées données par les équations (4.34) et (4.36), la formule (4.47) peut être exprimée par :

$$4\pi \rho(\vec{x}, t) = \int_{f=0} \left[\frac{Q(\vec{x}^s, \tau)}{r |1 - M_r|} \right]_{ret} dS, \quad (4.48)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

Soit $Q(\vec{x}^s, \tau)$ la somme des trois termes sources de l'équation différentielle de FW&H (4.40) :

$$Q(\vec{x}^s, \tau) = \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_n^r \delta(f)] - \frac{\partial}{\partial x_i} [L_i \delta(f)] + \frac{\partial^2 (H(f) T_{ij})}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4.49)$$

Supposons que le récepteur soit situé en champ lointain et que l'interaction de l'acoustique avec l'écoulement soit absente (absence de réfraction par l'écoulement). La notion de champ lointain, relative aux effets de compressibilité du fluide, concerne la propagation des ondes acoustiques produites par une variation de pression dans le milieu ambiant. Par phénomène d'agitation moléculaire, la perturbation produite se propage progressivement jusqu'au récepteur situé loin de la source. A l'inverse du champ lointain, le champ proche comprend ce son dû à la compressibilité du fluide, ainsi qu'une autre composante appelée champ de perturbation aérodynamique ou pseudo-son. Celui-ci est constitué de l'ensemble des fluctuations de pression régies essentiellement par des phénomènes incompressibles liés directement à l'écoulement. Ces fluctuations sont locales et ne sont pas de nature propagative. Sous les hypothèses de propagation en champ libre, en champ lointain et d'absence de réfraction par l'écoulement, la solution de FW&H s'écrit :

$$H(f) c_0^2 \dot{\rho} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{f(\vec{x}^s, \tau) \geq 0} Q(\vec{x}^s, \tau) G(\vec{x}, t; \vec{x}^s, \tau) d\vec{x}^s d\tau \quad (4.50)$$

Avec l'hypothèse de propagation acoustique isentropique, l'entropie s du milieu acoustique est uniforme et constante sur tout le champ acoustique, la pression acoustique p est fonction uniquement de la fluctuation de la masse volumique $\dot{\rho}$, alors :

$$p = c_0^2 \dot{\rho} \quad (4.51)$$

On aboutit à :

$$H(f)p = H(f)p_Q(\vec{x}, t) + H(f)p_T(\vec{x}, t) + H(f)p_L(\vec{x}, t) \quad (4.52)$$

avec :

$$H(f)p_Q(\vec{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-\infty}^t \int_{f(\vec{x}^s, \tau) > 0} \frac{T_{ij}(\vec{x}^s, \tau) \delta(t - \tau - \frac{r}{c_0})}{4\pi r} d\vartheta(\vec{x}^s) d\tau \quad (4.53)$$

$$H(f)p_L(\vec{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-\infty}^t \int_{f(\vec{x}^s, \tau) \geq 0} \frac{L_i(\vec{x}^s, \tau) \delta(t - \tau - \frac{r}{c_0}) \delta(f)}{4\pi r} d\vartheta(\vec{x}^s) d\tau \quad (4.54)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

$$H(f)p'_T(\vec{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t \int_{f(\vec{x}^s, \tau) \geq 0} \frac{\rho_0 V_n^r \delta(t - \tau - \frac{r}{c_0}) \delta(f)}{4\pi r} d\vartheta(\vec{x}^s) d\tau \quad (4.55)$$

où les termes T_{ij} , L_i et V_n^r sont définis par les équations (4.39), (4.41) et (4.42). Dans les équations précédentes, $\vec{x}$ et $\vec{x}^s$ sont respectivement les positions du récepteur et de la source exprimées dans le repère eulérien lié au milieu fluide au repos.

Afin de transformer la dérivée spatiale $\partial/\partial x_i$ du terme dipolaire dans l'équation (4.54) en dérivée temporelle $\partial/\partial t$, la dérivée de la fonction de Dirac (avec $g = \tau - t + r/c_0$) est explicitée par :

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\delta(g)}{r} \right) = -\frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{r_i \delta(g)}{r^2} \right]_{ret} - \frac{r_i \delta(g)}{r^3} \quad (4.56)$$

En utilisant l'équation (4.56) pour remplacer l'opérateur de divergence dans l'équation (4.54), on obtient :

$$4\pi p'_T(\vec{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t \int_{f(\vec{x}^s, \tau) \geq 0} \frac{\rho_0 V_n^r \delta(g) \delta(f)}{r} d\vartheta(\vec{x}^s) d\tau \quad (4.57)$$

$$4\pi p'_L(\vec{x}, t) = \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^t \int_{f(\vec{x}^s, \tau) \geq 0} \frac{L_r \delta(g) \delta(f)}{r} d\vartheta(\vec{x}^s) d\tau + \int_{-\infty}^t \int_{f(\vec{x}^s, \tau) \geq 0} \frac{L_r \delta(g) \delta(f)}{r^2} d\vartheta(\vec{x}^s) d\tau \quad (4.58)$$

L'étape suivante dans le développement de la solution acoustique est d'intégrer les fonctions Dirac $\delta(f)$ et $\delta(g)$. Cette partie requiert un changement de variables qui détermine le type de la formulation. Avec le changement de variables $(x_3^s, \tau) \longrightarrow (f, g)$:

$$d\vec{x}^s d\tau = \frac{dx_1^s dx_2^s df dg}{|\partial f / \partial x_3^s| |1 - M_r|} = \frac{dS df dg}{|1 - M_r|} \quad (4.59)$$

on aboutit à la formule appelée formulation 1 par Farassat :

$$4\pi p'_T(\vec{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{\rho_0 V_n^r}{rD} \right]_{\tau=t-r/c_0} dS(\vec{x}^s) \quad (4.60)$$

$$4\pi p'_L(\vec{x}, t) = \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial t} \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{L_r}{rD} \right]_{\tau=t-r/c_0} dS(\vec{x}^s) + \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{L_r}{r^2 D} \right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}} dS(\vec{x}^s) \quad (4.61)$$

Le terme quadripolaire est négligé, cette hypothèse est assez fiable pour les écoulements subsoniques. Cette formulation est appelée formulation en temps retardé. Il existe d'autres

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

formulations comme la formulation de sphère de contrôle ou la formulation de surface source d'émission. Ces formulations sont décrites d'une manière approfondie par Brentner et Farassat¹⁰¹.

Dans les équations (4.60) et (4.61), l'intégration est effectuée au temps retardé $\tau = t - \frac{r}{c_0}$ (i.e., le temps d'émission du bruit) et sur la surface $f = 0$. Cette formulation a l'avantage d'éviter les dérivées spatiales. Par contre, la dérivée temporelle est maintenue. L'inconvénient de cette formulation est qu'elle n'est pas adaptée à des surfaces en mouvement, du fait que le calcul de la pression acoustique est indépendant de tous les autres temps de réception.

La rapidité et la précision des calculs sont améliorées en éliminant la dérivée temporelle de la formulation 1. En utilisant la définition de la fonction du temps retardé $g = \tau - t + r/c_0$ et comme r est fonction de τ , on obtient :

$$\left. \frac{\partial}{\partial t} \right|_x = \left(\frac{1}{1 - M_r} \left. \frac{\partial}{\partial \tau} \right|_x \right)_{ret} \quad (4.62)$$

Cette relation fondamentale permet de transférer la dérivée temporelle à l'intérieur de l'intégrale. En tenant compte des relations :

$$\dot{r} = -V_r^s, \quad \dot{r}_i = -V_i^s \quad (4.63)$$

$$\dot{\hat{r}}_i = \frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{r_i}{r} \right) = \frac{-V_i^s + \hat{r}_i V_r^s}{r} \quad (4.64)$$

on aboutit à la formule connue sous le nom de formulation 1A avec une surface de contrôle perméable :

$$H(f)\dot{p}(\vec{x}, t) = H(f)p'_T(\vec{x}, t) + H(f)p'_L(\vec{x}, t) \quad (4.65)$$

avec :

$$\begin{aligned} 4\pi p'_T(\vec{x}, t) &= \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{\rho_0 (\dot{V}_n^r + V_n^r)}{r D^2} \right]_{\tau=t-r/c_0} dS(\vec{x}^s) \\ &+ \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{\rho_0 V_n^r (r_i \dot{M}_i + c_0 (M_r - M^2))}{r^2 D^3} \right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}} dS(\vec{x}^s) \end{aligned} \quad (4.66)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

$$\begin{aligned}
4\pi p'_L(\vec{x}, t) = & \frac{1}{c_0} \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{\dot{L}_r}{rD^2} \right]_{\tau=t-r/c_0} dS(\vec{x}^s) + \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{L_r - L_M}{r^2 D^2} \right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}} dS(\vec{x}^s) \\
& + \frac{1}{c_0} \oint_{f(\vec{x}^s, \tau)=0} \left[\frac{L_r \left(r \dot{M}_r + c_0 (M_r - M^2) \right)}{r^2 D^3} \right]_{\tau=t-\frac{r}{c_0}} dS(\vec{x}^s) \quad (4.67)
\end{aligned}$$

Dans ces équations, le point au-dessus des variables indique une dérivée en temps retardé (temps source). Même si les termes dans la formulation 1A sont d'apparence plus compliquée, celle-ci ne requiert pas une dérivation numérique d'une intégrale. Les termes sources sont définis comme suit :

$$\begin{aligned}
L_i &= [(p - p_0) \delta_{ij} - \tau_{ij} + \rho V_i (V_j - V_j^s)] n_j, \quad V_i^r = \frac{\rho V_i}{\rho_0} + \left(1 - \frac{\rho}{\rho_0}\right) V_i^s, \\
V_n^r &= V_i^r n_i, \quad \dot{V}_n^r = \frac{\partial V_i^r}{\partial \tau} n_i, \quad \dot{V}_n^s = V_i^s \frac{\partial n_i}{\partial \tau}, \quad \dot{M}_i = \frac{1}{c_0} \frac{\partial V_i^s}{\partial \tau}, \quad M^2 = \frac{V_i^s V_i^s}{c_0^2}, \\
M_r &= \frac{V_i^s r_i}{c_0}, \quad \dot{M}_r = \dot{M}_i \frac{r_i}{r}, \quad L_r = L_i \frac{r_i}{r}, \quad \dot{L}_r = \frac{\partial L_i}{\partial \tau} \frac{r_i}{r}, \quad L_M = L_i \frac{V_i^s}{c_0}.
\end{aligned}$$

Les termes T_{ij} , L_i et V_n^r , dans l'équation de FW&H sont issus de la CFD, notamment par un calcul SGE.

Il existe deux méthodes pour traiter dans la forme intégrale le rapport entre le temps d'émission à la source et le moment de réception : temps retardé et temps avancé. La méthode du temps avancé est généralement choisie pour un calcul aéroacoustique subsonique où les données aérodynamiques sont issues d'un code CFD.

En résumé, la méthode intégrale basée sur l'équation de FW&H d'une surface perméable (poreuse) permet de calculer la pression acoustique à partir des quantités aérodynamiques fournies par un code de CFD sur la surface de contrôle. Pour la génération et la propagation aéroacoustique tridimensionnelles, la forme intégrale peut être écrite selon deux formulations :

- La formulation 1 où la dérivée temporelle est en dehors de l'intégrale, elle est plus adaptée pour une surface stationnaire.
- La formulation 1A, une alternative à la formulation 1, obtenue en déplaçant la dérivée temporelle à l'intérieur de l'intégrale. Elle est plus robuste pour une surface mobile. En effet, la dérivée temporelle à l'intérieur de l'intégrale évite quelques instabilités¹⁰².

Dans les deux publications de Brentner⁸⁹ et Lyrintzis¹⁰², l'approche 3D de FW&H est discutée et commentée en détail. L'approche numérique de l'intégrale tridimensionnelle de rayonnement des données CFD du champ proche dans champ lointain est décrite dans la section suivante.

4.2.3 Approche numérique

Cette section décrit les algorithmes numériques, à savoir la discrétisation spatiale et temporelle et les approximations utilisées pour la simulation acoustique en champ lointain. La formulation est celle de Farassat 1A tridimensionnelle avec surface perméable (équations (4.66) et (4.67)). L'approche du temps avancé est choisie pour traiter la relation entre l'instant de génération du bruit et l'instant de réception. Les méthodes de couplage entre les données de la simulation CFD et l'acoustique, le calcul des dérivées temporelles et l'interpolation au temps de réception, sont également présentées.

La précision des résultats issus d'une modélisation aéroacoustique dépend particulièrement de la précision des données d'entrée en champ proche (champ aérodynamique) et des méthodes numériques intégrales pour le rayonnement acoustique du champ proche vers le champ lointain. En effet, les résultats acoustiques sont, sous forme de petites perturbations, fortement sensibles aux méthodes numériques utilisées.

i. Quadrature

La quadrature (intégrale) sur la surface de contrôle, l'interpolation au temps de réception, et la dérivation temporelle des termes sources sont nécessaires et composent les algorithmes principaux. La forme mathématique générale des intégrales est semblable à (4.48) :

$$4\pi\phi(\vec{x}, t) = \int_{[f]_{ret=0}} \int \left[\frac{Q(\vec{x}^s, \tau)}{r^{N_1} |1 - M_r|^{N_2}} \right]_{ret} dS(\vec{x}^s) \quad (4.68)$$

où Q est la source supposée connue, elle est fonction de la position de la source et du temps, $(\vec{x}^s, \tau)$, N_1 et N_2 sont des entiers. La pression acoustique calculée $p(\vec{x}, t)$ est une somme de ce type d'intégrales, basée sur une série de termes sources. L'intégrale est effectuée sur la surface de contrôle choisie et doit être évaluée au temps d'émission du bruit $\tau = t - r/c_0$. Il faut noter que cette formulation requiert que la position de l'observateur et le temps $(\vec{x}, t)$ soient fixés durant l'évaluation de l'intégrale. L'implémentation de cette formulation est robuste et efficace. Elle est souvent utilisée dans les écoulements subsoniques.

Soit une surface élémentaire ΔS de centroïde défini par les coordonnées $\vec{x}_{mc}^s = (x_1^s, x_2^s, x_3^s)$ sur la surface de contrôle (S). La surface de contrôle (S) est maillée en M_p cellules, et l'intégrale est évaluée au centre de chaque cellule $\vec{x}_{mc}^s$ et au temps retardé de ce point, $\tau_{mc} = t - r_{mc}/c_0$, ($r_{mc} = |\vec{x} - \vec{x}_{mc}^s|$). L'intégrale au temps retardé peut alors être approchée par la méthode des quadratiques par morceaux :

$$4\pi\phi(\vec{x}, t) \approx \sum_{m=1}^{M_p} \frac{Q_m(\vec{x}_{mc}^s, t - r_{mc}/c_0)}{\left[r_{mc}^{N_1} |1 - M_{r_{mc}}|^{N_2} \right]_{ret}} \Delta S \quad (4.69)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

Si la source est mobile, la position de la source est une fonction du temps retardé, $\vec{x}_{mc}^s(\tau)$ mais à moins que le mouvement de la source soit simple, le temps retardé ne peut être déterminé explicitement. Quand le mouvement de la source est complexe, le temps retardé doit être calculé numériquement comme solution de l'équation $t - \tau - r_{mc}(\tau)/c_0 = 0$, avec un algorithme standard de résolution d'équation $X(x) = 0$. Une autre approche peut être adoptée pour évaluer une intégrale au temps retardé, si le temps de la source est considéré comme le temps de référence. C'est l'algorithme qui est sélectionné dans cette étude (voir section suivante).

Dans le cas d'une pale tournante de turbomachine, le point mc est en mouvement de rotation uniforme autour de l'axe x_3 . Il est situé au rayon $R = \sqrt{x_1^s{}^2 + x_2^s{}^2}$. Le vecteur unitaire normal à la surface élémentaire ΔS est défini par $\vec{n} = (\Delta S_1/\Delta S, \Delta S_2/\Delta S, \Delta S_3/\Delta S)$. Sa vitesse vaut :

$$\vec{V}_{\vec{x}_{mc}^s} = V_t(-x_2^s/R, x_1^s/R, 0) \quad (4.70)$$

avec $V_t = \Omega R$ et $\Omega = N\pi/30$

Dans le cas d'une surface imperméable (surface de la pale), la vitesse relative du fluide par rapport à la surface $V_i - V_i^s$ s'annule. Le tenseur des contraintes τ_{ij} peut être supposé négligeable (Brentner et al.¹⁰¹). En tenant compte de cette hypothèse et du mouvement de rotation uniforme de la surface élémentaire, les termes sources s'écrivent :

$$\begin{aligned} L_i &= [(p - p_0) \delta_{ij}] n_j \\ V_i^r &= V_i = V_i^s = V_t(-x_2^s/R, x_1^s/R, 0) \\ n_i &= \Delta S_i/\Delta S, \quad \frac{\partial n_i}{\partial \tau} = \Omega[-n_2, n_1, n_3] \\ \dot{V}_i^r &= R\Omega^2(-x_1^s/R, -x_2^s/R, 0) \end{aligned} \quad (4.71)$$

Les termes sources $\dot{L}_i$, et $\dot{M}$ doivent être évalués numériquement dans le cas d'un mouvement complexe de la surface. Deux algorithmes sont utilisés : dérivée de Runge-Kutta à pas constant au second ordre et au quatrième ordre.

La dérivée au second ordre à τ_n a la forme générale suivante :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} \right)_n = \frac{\Phi_{n+1} - \Phi_{n-1}}{2 * \Delta \tau} \quad (4.72)$$

La dérivée au 4^{me} ordre à τ_n a la forme polynomiale générale suivante :

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} \right)_n = a_1 + 2a_2\tau_n + 3a_3\tau_n^2 \quad (4.73)$$

où a_1 , a_2 et a_3 sont calculés par :

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

$$a_i = \frac{\Delta_i}{\Delta} \quad (4.74)$$

avec :

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & \tau_{n-1} & \tau_{n-1}^2 & \tau_{n-1}^3 \\ 1 & \tau_n & \tau_n^2 & \tau_n^3 \\ 1 & \tau_{n+1} & \tau_{n+1}^2 & \tau_{n+1}^3 \\ 1 & \tau_{n+2} & \tau_{n+2}^2 & \tau_{n+2}^3 \end{vmatrix} = 12(\Delta\tau)^6 \quad (4.75)$$

$$\Delta_1 = \begin{vmatrix} 1 & \Phi_{n-1} & \tau_{n-1}^2 & \tau_{n-1}^3 \\ 1 & \Phi_n & \tau_n^2 & \tau_n^3 \\ 1 & \Phi_{n+1} & \tau_{n+1}^2 & \tau_{n+1}^3 \\ 1 & \Phi_{n+2} & \tau_{n+2}^2 & \tau_{n+2}^3 \end{vmatrix}$$

$$= -2(\Delta\tau)^3 [3\tau_n^2 + 6\tau_n\Delta\tau + 2(\Delta\tau)^2] \Phi_{n-1} + 6(\Delta\tau)^3 [3\tau_n^2 + 4\tau_n\Delta\tau + 2(\Delta\tau)^2] \Phi_n$$

$$-6(\Delta\tau)^3 [3\tau_n^2 + 4\tau_n\Delta\tau + 2(\Delta\tau)^2] \Phi_{n+1} + 2(\Delta\tau)^3 [3\tau_n^2 + (\Delta\tau)^2] \Phi_{n+2} \quad (4.76)$$

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} 1 & \tau_{n-1} & \Phi_{n-1} & \tau_{n-1}^3 \\ 1 & \tau_n & \Phi_n & \tau_n^3 \\ 1 & \tau_{n+1} & \Phi_{n+1} & \tau_{n+1}^3 \\ 1 & \tau_{n+2} & \Phi_{n+2} & \tau_{n+2}^3 \end{vmatrix}$$

$$= 6(\Delta\tau)^3 [\tau_n + \Delta\tau] \Phi_{n-1} - 6(\Delta\tau)^3 [3\tau_n + 2\Delta\tau] \Phi_n$$

$$+6(\Delta\tau)^3 [3\tau_n + \Delta\tau] \Phi_{n+1} - 6(\Delta\tau)^3 \tau_n \Phi_{n+2} \quad (4.77)$$

$$\Delta_3 = \begin{vmatrix} 1 & \tau_{n-1} & \tau_{n-1}^2 & \Phi_{n-1} \\ 1 & \tau_n & \tau_n^2 & \Phi_n \\ 1 & \tau_{n+1} & \tau_{n+1}^2 & \Phi_{n+1} \\ 1 & \tau_{n+2} & \tau_{n+2}^2 & \Phi_{n+2} \end{vmatrix}$$

$$= -2(\Delta\tau)^3 \Phi_{n-1} + 6(\Delta\tau)^3 \Phi_n + 6(\Delta\tau)^3 \Phi_{n+1} - 2(\Delta\tau)^3 \Phi_{n+2} \quad (4.78)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

ii. Approche du temps avancé

L'algorithme du temps de la source comme temps de référence est adopté pour évaluer une intégrale au temps retardé, figure 4.2. Plutôt que de choisir le temps d'observateur à l'avance, on peut choisir le temps de la source comme référence et déterminer quand le signal atteindra le récepteur. Si le récepteur O est fixe (c'est le cas présent) alors $t = \tau + r_i/c_0$ peut être calculé explicitement, au lieu de chercher la solution de l'équation $t - \tau + |x(t) - x^s(\tau)|/c_0 = 0$.

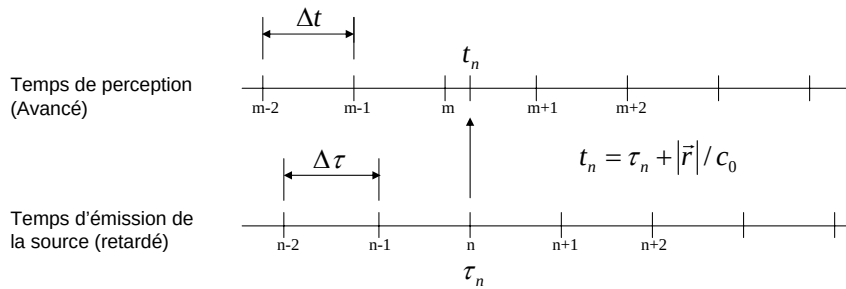


FIG. 4.2 – Relation entre le temps retardé (source) et le temps de réception.

Une discrétisation régulière du temps retardé, avec un pas de temps constant, (c.-à-d., le temps auquel la composante de la source est disponible) mènera à une discrétisation non régulière, avec un pas de temps variable, du temps de réception. Des interpolations dans le temps sont nécessaires de sorte que les contributions de toutes les sources soient sommées au même temps de réception. Cet algorithme s'écrit symboliquement :

$$4\pi\phi(\vec{x}, t^*) \approx \sum_{i=1}^{M_p} I(K_i(t), t^*) \quad (4.79)$$

où $I(t^*)$ est un opérateur d'interpolation et t^* est le temps de réception souhaité. L'approximation de l'intégrale sur le panel K vaut :

$$K_i(t) = \frac{Q(\vec{x}^s, \tau)}{r_i |1 - M_r|_i} \Delta S_i \quad (4.80)$$

La valeur de t^* est déterminée par le choix de $\vec{x}^s$ et τ . Cet algorithme a l'avantage de ne pas nécessiter la résolution de l'équation du temps retardé. Un autre avantage considérable est de ne pas avoir besoin d'interpoler les données d'entrée discrètes. Cette caractéristique est très utile quand les données d'entrée sont fournis par un code CFD. En outre, le processus de résolution peut être parallélisé. Récemment, Brentner et al.¹⁰³ ont analysé la puissance des méthodes du temps retardé et du temps de avancé. Ils ont trouvé que la formulation du temps avancé se révélait plus économique pour la prédiction du bruit d'un rotor.

4.2.4 Validation et étude des erreurs numériques

Lorsqu'un nouveau code est implanté pour la résolution des équations gouvernant un problème physique, il doit être vérifié et validé avant d'être appliqué dans des cas généraux. La vérification est une estimation des erreurs numériques de la résolution. Elle peut être effectuée idéalement par comparaison à des solutions analytiques. Dans le présent contexte, plusieurs solutions analytiques de la génération du bruit aérodynamique peuvent être choisies.

Deux cas test sont sélectionnés : la théorie d'Isom⁹³ et la solution analytique du cas test proposé par Tam⁹⁴.

Selon Isom, la réponse acoustique d'un dipôle en mouvement d'une charge aérodynamique constante ρc_0^2 est égale à la contribution du bruit monopolaire. Pratiquement, ce résultat est sujet à des erreurs numériques qui ne sont pas bien maîtrisées. Elles proviennent principalement des discrétisations spatiales et temporelles des termes sources et doivent s'annuler si les résolutions spatiale et temporelle sont assez fines. Ces deux classes d'erreurs sont confirmées et analysées. Leur sensibilité au pas de temps, au nombre de Mach et à la distance source-observateur sont étudiées selon un critère d'erreur bien défini. Les résultats de la vérification sont présentés dans ce qui suit.

i. Cas test d'Isom

Un cas test très utile est celui décrit par Brentner et Farassat¹⁰⁴ appelé bruit d'épaisseur Isom. Isom⁹³ a montré que la réponse acoustique d'une charge aérodynamique constante $p = \rho_0 c_0^2$ en mouvement doit être identique à la contribution du bruit d'épaisseur. Ce résultat peut être démontré en appliquant l'opérateur d'onde (opérateur d'Alembertien) à la fonction généralisée $\rho_0 c_0^2 [1 - H(f)]$

$$\left[\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right] \langle \rho_0 c_0^2 [1 - H(f)] \rangle = \frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_n^s \delta(f)] + \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho_0 c_0^2 n_i \delta(f)] \quad (4.81)$$

La fonction $\rho_0 c_0^2 [1 - H(f)]$ est toujours nulle en dehors de la surface définie par $f = 0$. Alors,

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho_0 V_n^s \delta(f)] = - \frac{\partial}{\partial x_i} [\rho_0 c_0^2 n_i \delta(f)] \quad (4.82)$$

Les formes mathématiques du bruit d'épaisseur, membre de gauche de l'équation (4.82), et du bruit de charge, membre de droite, sont identifiables. Une démonstration plus complète est disponible dans Isom⁹³ et Farassat¹⁰⁴. Ce résultat analytique n'est pas toujours vérifié numériquement, avec des écarts entre les deux bruits calculés peuvent être observés. La différence de la robustesse numérique de l'intégration des deux sources est à l'origine de ces

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

écarts. Cette différence est affectée par plusieurs paramètres géométriques et physiques dont l'influence n'est pas très bien étudiée.

Ce test de consistance est défini pour un rotor d'hélicoptère conventionnel décrit par Farassat¹⁰⁴. Les pales ont un diamètre de 10 m avec une corde principale de 0,4 m, figure 4.3. L'épaisseur relative est de 10% sur toute l'envergure de la pale (profil NACA0010). L'observateur est situé dans le plan de rotation à 50 m du centre.

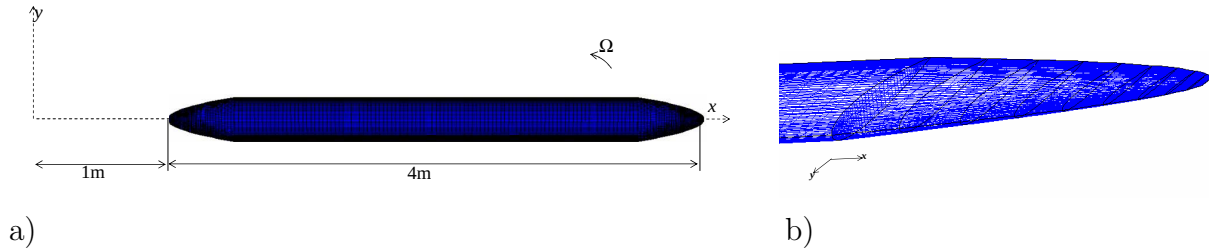


FIG. 4.3 – a) Géométrie de la pale utilisée b) zoom à la périphérie, l'épaisseur relative diminue vers les extrémités de la pale.

Dans leurs premiers calculs, Farassat et al.^{105, 106} n'ont pas pris en compte les extrémités de pales, d'où un écart important le monopole et le dipôle. Une fois corrigés, les résultats se sont nettement améliorés vers les nombres de Mach élevés. Cependant, des écarts importants demeuraient vers les faibles nombres de Mach. Leur première idée était de raffiner le maillage vers les deux extrémités intérieure et extérieure. Ainsi, la qualité des résultats est nettement meilleure. Une dernière amélioration consiste en la décroissance de l'épaisseur relative aux extrémités des pales, comme montré sur la figure 4.3 b). Après toutes ces améliorations, les résultats sont en parfait accord avec la théorie. Toute cette démarche fait ressentir le besoin de bien maîtriser la sensibilité du modèle par rapport aux paramètres de la simulation.

En premier lieu, l'égalité du monopole et du dipôle est vérifiée pour la même configuration que celle de Farassat : même position de l'observateur, mêmes nombres de Mach. Les résultats obtenus par le code développé durant ce travail sont présentés sur la figure 4.4. Nous rappelons que l'observateur est situé dans le plan de rotation à 50 m de l'axe. L'accord est excellent entre le bruit d'épaisseur et le bruit d'Isom pour les deux nombres de Mach : 0,4 et 0,8.

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

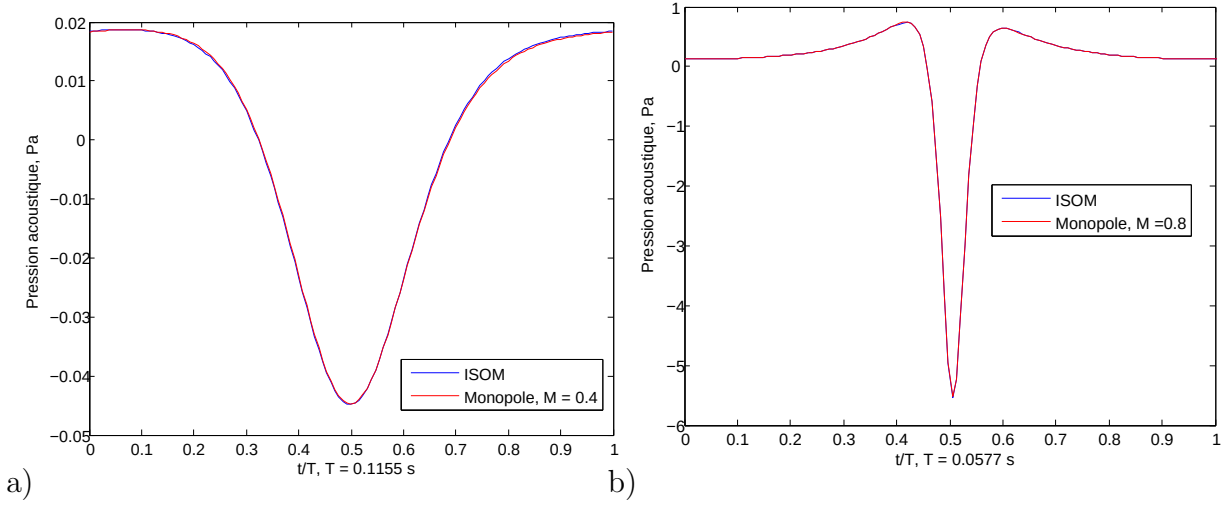


FIG. 4.4 – Pression acoustique des deux pales, Mach à la périphérie a) $M=0,4$, b) $M=0,8$, les deux courbes Isom et monopole sont confondues

i.1 Définition de l'erreur

L'appréciation de la robustesse du code requiert la définition d'une erreur. Son évolution est étudiée en variant les paramètres de la simulation. Elle permet de cerner les effets du nombre de Mach, du pas de temps et la distance source-observateur. Dans le cas d'Isom, l'erreur est basée sur la différence entre le bruit monopolaire et le bruit d'Isom, cette différence serait nulle dans un cas idéale.

L'erreur relative E_r adoptée prend en compte l'amplitude des pressions acoustiques. Sa définition à chaque pas de temps s'écrit :

$$E_r(t_n) = \frac{|\dot{p}_T(t_n) - \dot{p}_L(t_n)|}{\max(|\dot{p}_T(t_n)|; |\dot{p}_L(t_n)|)} \quad (4.83)$$

Une définition plus appropriée évaluant l'écart entre les deux courbes est la moyenne arithmétique des erreurs relatives à chaque pas de temps :

$$\bar{E}_r = \frac{1}{mtr} \sum_{t=t_0}^T E_r(t_n) \quad (4.84)$$

Une erreur absolue peut aussi être utilisée :

$$\bar{E}_a = \frac{1}{mtr} \sum_{t=t_0}^T |\dot{p}_T(t_n) - \dot{p}_L(t_n)| \quad (4.85)$$

i.2 Pas de temps et ordre de la dérivée

Le premier paramètre à étudier est la résolution temporelle par période de rotation. La géométrie précédente est maintenue avec le même maillage, l'observateur est dans le plan de rotation, seul le nombre de pas de temps par période de rotation varie. Deux algorithmes de différentiation sont comparés : dérivée au second ordre (RK 2) et dérivée de Runge-Kutta au quatrième ordre (RK 4), le nombre de Mach au rayon extérieur est fixé ici à 0,8. La figure 4.5 montre l'erreur relative moyenne en fonction du nombre de pas de temps.

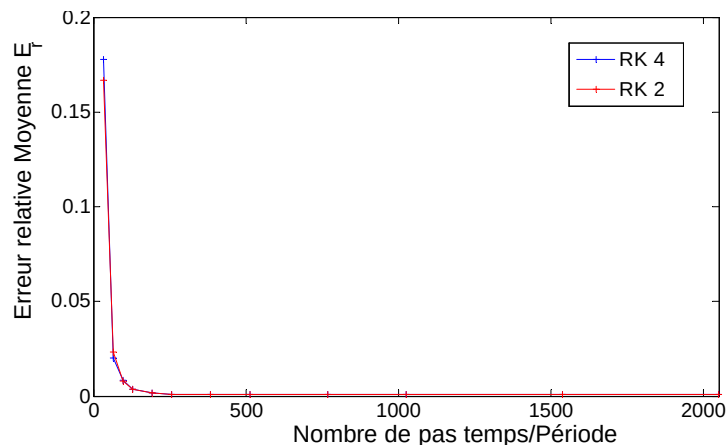


FIG. 4.5 – Erreur relative moyenne en fonction du nombre de pas de temps par période de rotation et ordre de la dérivée.

Comme attendu, l'erreur diminue quand le nombre de pas de temps augmente. Pour la présente configuration, Il apparaît que 512 pas de temps par période sont suffisants pour aboutir à une erreur de l'ordre de 0,01%. Cette valeur est retenue dans le reste des calculs d'erreurs. Bien que l'ordre du schéma ne soit pas important dans ce cas, le quatrième ordre est maintenu. Pour des configurations pratiques, ce test devrait nous informer sur le nombre minimal de pas de temps nécessaire pour obtenir une éventuelle solution acoustique précise. Dans le cas d'une charge instationnaire, le pas de temps devrait être de l'ordre de l'échelle caractéristique des structures instationnaires turbulentes et bien entendu inférieur à la période de propagation de l'onde acoustique.

i.3 Distance source-observateur

Le paramètre étudié ici est la distance source-observateur. Bien que théoriquement la formulation 1A soit adéquate pour une prédiction en champ proche, comme indiqué par Brentner et Farassat⁸⁹, les résultats numériques sont sensibles à la distance source-observateur.

La figure 4.6 présente l'erreur absolue en fonction de la distance source-observateur. Les écarts décroissent quand l'observateur est en champ lointain. Par ailleurs, l'erreur relative moyenne $\bar{E}_r$, tracée sur la figure 4.7, est pratiquement constante, même si un minimum peu

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

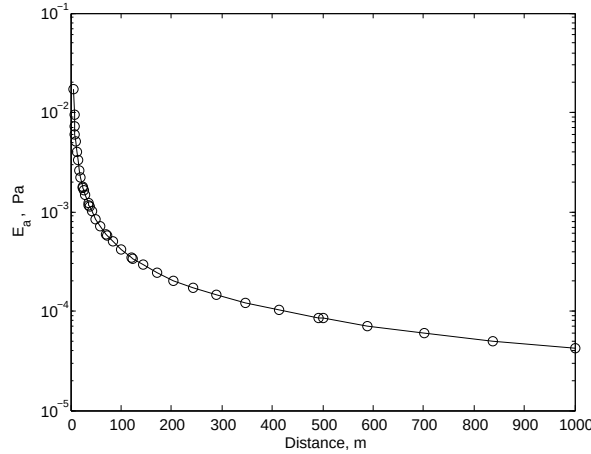


FIG. 4.6 – Erreur moyenne absolue suivant la distance source-observateur.

marqué est noté à 300 m. L'écart relatif entre le bruit monopolaire et le bruit d'Isom est presque invariable, il est compris entre 0,54 et 0,57%. On peut en déduire que les intégrales du champ lointain $1/r$ et celles du champ proche $1/r^2$ sont évaluées avec la même précision. Par conséquent, la distance source-observateur n'est pas une source d'erreur.

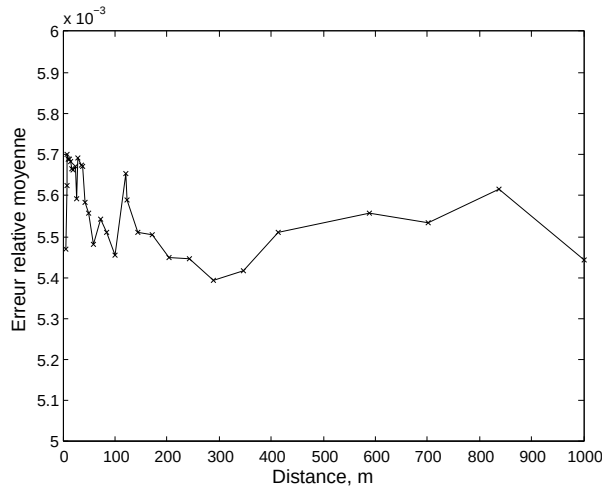


FIG. 4.7 – Erreur moyenne relative suivant la distance source-observateur.

i.4 Directivité

Dans le but d'étudier la directivité de l'erreur, l'observateur est à 50 m du centre de rotation et l'angle défini par le vecteur position de l'observateur et le plan de rotation, 0° correspondant à l'angle pour lequel l'observateur est situé sur le plan de rotation. Le nombre de Mach est fixé à 0,8. Le nombre de pas de temps par période est de 512. La figure 4.8 montre la directivité du maximum du module sur une période de P_L et de P_T . A première vue, la directivité a une allure dipolaire. Les pressions acoustiques sont maximales dans le plan de rotation. Par ailleurs, la pression acoustique est minimale le long de l'axe de rotation. Sur cet axe, seules les forces aérodynamiques axiales sont responsables de l'émission du bruit, contrairement aux forces tangentielles.

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

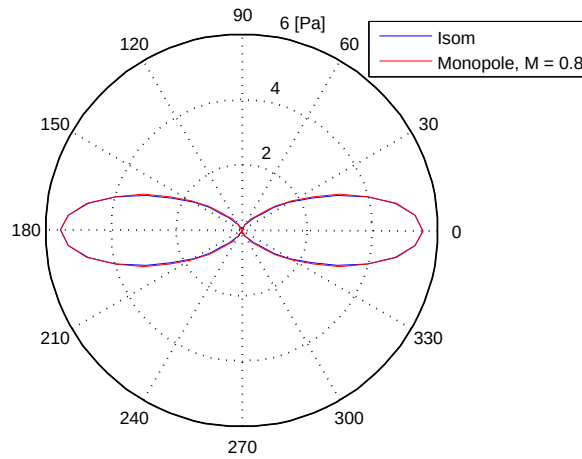


FIG. 4.8 – Directivité du maximum du module du bruit monopolaire et du bruit d'Isom (valeur du pic négatif).

Un tracé de la directivité de l'erreur relative $\bar{E}_r$, figure 4.9, montre que les régions d'erreurs maximales sont celles qui ont un minimum de pression acoustique. Pratiquement, l'erreur relative est d'environ 1 autour de l'axe de rotation.

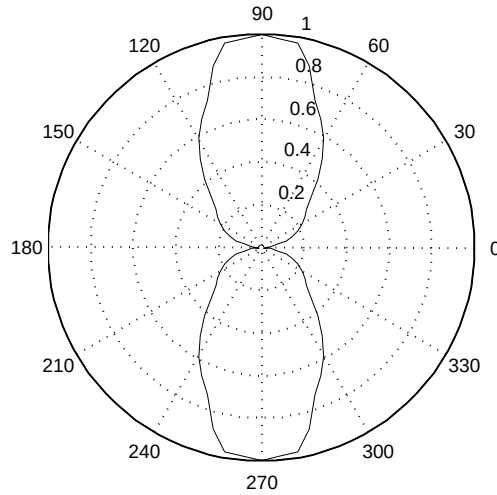


FIG. 4.9 – Directivité de l'erreur moyenne relative.

On pourrait penser que l'erreur élevée sur la figure 4.9 autour de l'axe de rotation ne soit pas significative puisque les pressions acoustiques à cette position sont faibles. Cependant, les niveaux de pression sur la figure 4.10 illustrent la consistance physique de cette erreur car le niveau des pressions est important aussi le long de l'axe de rotation. Par conséquent, les résultats obtenus d'une manière générale sur l'axe de rotation doivent être analysés avec plus de précaution.

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

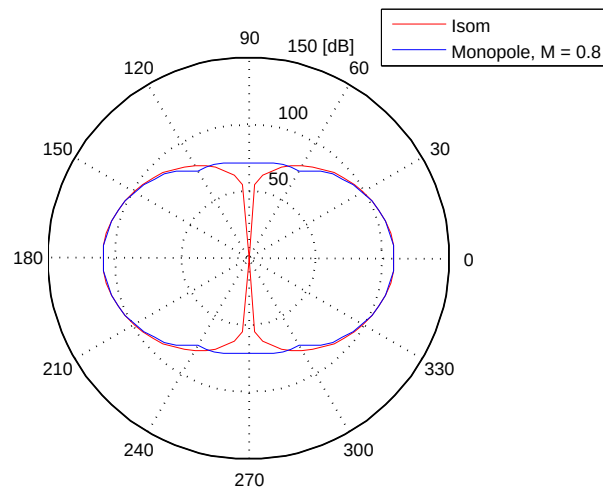


FIG. 4.10 – Directivité du niveau de la pression maximale du monopolaire et du bruit d'Isom.

i.5 Nombre de Mach

Comme déjà indiqué par Brentner et Farassat⁸⁹, pour les sources en mouvement subsonique, l'écart entre le bruit d'Isom et le monopolaire augmente quand le nombre de Mach décroît. Une illustration est présentée sur la figure 4.11 pour un nombre de Mach de 0,2. Les paramètres de calculs sont les mêmes que ceux utilisés pour les nombres de Mach de 0,4 et de 0,8. Les résultats à ces deux derniers nombres de Mach ont été présentés sur la figure 4.4.

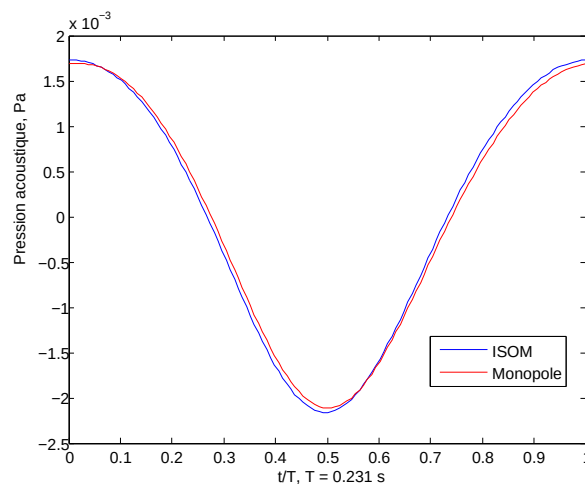


FIG. 4.11 – Pression acoustique pour un nombre de Mach à la périphérie de 0.2 .

L'évolution de l'erreur relative moyenne en fonction du nombre de Mach à la périphérie est présentée sur la figure 4.12. Elle décroît quand le nombre de Mach augmente. Ce résultat suggère de raffiner le maillage dans les régions se déplaçant à faible nombre de Mach. Pour une pale tournante, le maillage doit être plus raffiné vers le rayon intérieur.

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

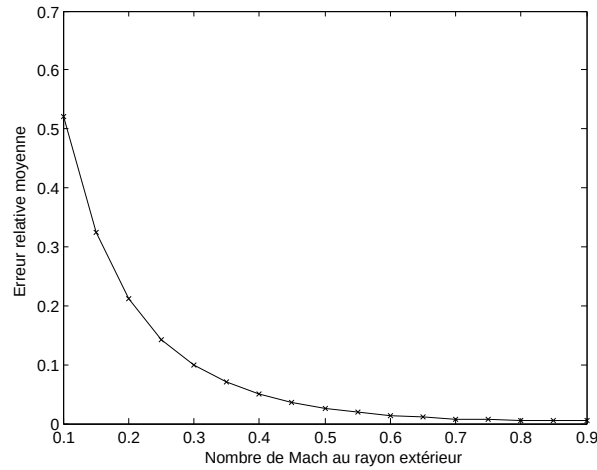


FIG. 4.12 – Erreur relative moyenne en fonction du nombre de Mach.

ii. Cas test de Tam

Le second cas test traité dans ce travail est celui proposé par Tam dans *"Third CAA Benchmark Problems Workshop"*¹⁰⁷. Il s'agit de calculer le bruit rayonné en champ libre par un rotor. Celui-ci est remplacé par une distribution spécifique de forces fictives en rotation. Une solution analytique est développée dans Tam⁹⁴, c'est une solution exacte des équations d'Euler linéarisées pour le fondamental du bruit produit par cette distribution de forces.

La configuration géométrique est montrée sur la figure 4.13 : la largeur du rotor est de 1,6 m et son rayon extérieur est de 1 m.

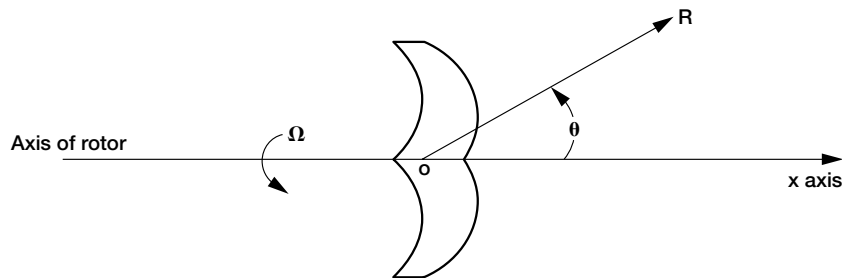


FIG. 4.13 – Le rotor défini par Tam.

Les variables sont adimensionnalisées par rapport aux échelles suivantes :

- longueur : d , envergure de la pale,
- vitesse : c_0 , vitesse du son dans le milieu ambiant,
- masse volumique : ρ_0 , masse volumique du fluide dans le milieu ambiant,
- pression : $\rho_0 c_0^2$,
- force volumique : $\frac{\rho_0 c_0^2}{d}$.

Le rotor physique est remplacé par une distribution de forces exprimée dans le repère cylindrique (r, φ, x) :

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

$$\begin{bmatrix} F_r(r, \varphi, x, t) \\ F_\varphi(r, \varphi, x, t) \\ F_x(r, \varphi, x, t) \end{bmatrix} = Re \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{F}_\varphi(r, x) \\ \tilde{F}_x(r, x) \end{bmatrix} e^{im(\varphi - \Omega t)} \quad (4.86)$$

avec :

$$\tilde{F}_\varphi(r, x) = \begin{cases} F(x)rJ_m(\lambda_{mN}r) & r \leq 1 \\ 0 & r > 1 \end{cases} \quad (4.87)$$

$$\tilde{F}_x(r, x) = \begin{cases} F(x)J_m(\lambda_{mN}r) & r \leq 1 \\ 0 & r > 1 \end{cases} \quad (4.88)$$

$$F(x) = \exp\{-(\ln 2)(10x)^2\} \quad (4.89)$$

J_m est la fonction de Bessel d'ordre m , λ_{mN} est la N ième racine de la dérivée de la fonction de Bessel $\dot{J}_m$, i.e. $\dot{J}_m(\lambda_{mN}) = 0$. Les calculs ont été effectués pour un rotor de 8 pales, donc $m = 8$ et en considérant $N = 1$ ($\lambda_{mN} = 9,64742$). Ω est aussi adimensionnelle.

Tam⁹⁴ a montré que la solution analytique de la pression acoustique à la fréquence du fondamental $m\Omega$ peut être approchée par :

$$\dot{p}(R, \theta, t)_{R \rightarrow \infty} \approx \frac{2}{R} A(k_s) e^{im\Omega(R-t) - \frac{i}{2}(m+1)\pi} \quad (4.90)$$

avec

$$A(k_s) = \frac{1}{4} \left(\frac{\pi}{100 \ln 2} \right)^{0.5} \frac{m^2(1 + \Omega \cos \theta) \Omega \sin \theta}{\lambda_{mN}^2 - m^2 \Omega^2 \sin^2 \theta} J_m(\lambda_{mN}) \dot{J}_m(m\Omega \sin \theta) e^{-\frac{m^2 \Omega^2 \cos^2 \theta}{400 \ln 2}} \quad (4.91)$$

La directivité $D(\theta)$ en coordonnées sphériques est donnée par :

$$D(\theta) = \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \overline{p^2(R, \theta, \varphi, t)} = 2A^2(k_s) \quad (4.92)$$

La barre représente la moyenne temporelle.

Le cas test de Tam a été adapté par Hirsch et al.^{91,92} en éliminant l'harmonique de l'exponentielle de la distribution des forces de l'équation (4.86). Une nouvelle distribution des forces a été définie comme suit :

$$\begin{bmatrix} F_r(r, \varphi, x, t) \\ F_\varphi(r, \varphi, x, t) \\ F_x(r, \varphi, x, t) \end{bmatrix} = Re \begin{bmatrix} 0 \\ \tilde{F}_\varphi(r, x) \\ \tilde{F}_x(r, x) \end{bmatrix} \quad (4.93)$$

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

Les forces aérodynamiques définies par (4.93) sont substituées dans les termes sources du bruit de charge de la formulation 1A. Le signal du fondamental de la solution ainsi calculée est comparé à la solution analytique de Tam. Comme le problème est de révolution autour de l'axe des x , le domaine de calcul est défini dans le plan (r, x) comme $-0,8 \leq x \leq 0,8$ et $0 \leq r \leq 1$. La surface de la pale est discrétisée régulièrement, 40 points le long de l'axe des x et 25 points le long de l'axe des r .

La figure 4.14 a) montre le dipôle acoustique calculé par F1A en champ lointain à $\theta = 90^\circ$, $R = 100$ m et $\Omega = 0,85$. Le signal reconstitué à partir de la fréquence de passage des pales de ce signal est comparée à la solution analytique de Tam sur la figure 4.14 b). La directivité du fondamental est présentée sur la figure 4.14 c). Les résultats numériques sont en parfait accord avec les résultats analytiques. C'est une justification supplémentaire que le modèle numérique développé prédit correctement le bruit dipolaire.

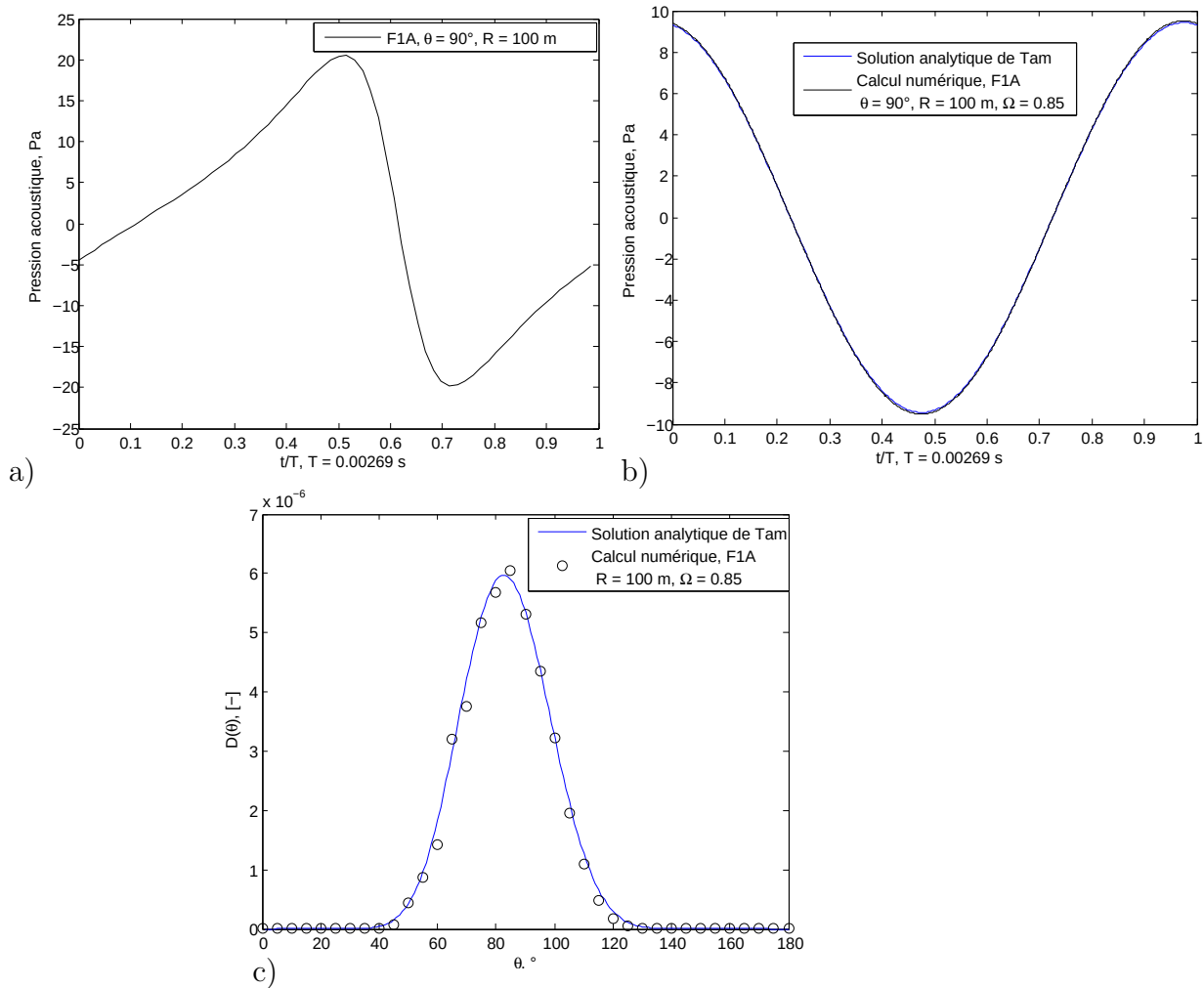


FIG. 4.14 – Résultats pour $\Omega = 0,85$: a) Pression acoustique calculée par F1A, b) Signal du fondamental du bruit calculé par F1A comparé à la pression analytique de Tam, équation (4.90). c) Directivité du fondamental calculé par F1A et par Tam, équation (4.92).

4.2. Formulation de Ffowcs Williams et Hawkings

Les mêmes résultats sont présentés sur la figure 4.15 pour $\Omega = 0,6$. Des écarts sont notés entre les résultats numériques et ceux issus des calculs analytiques. Ces résultats confirment la conclusion de l'étude de l'effet du nombre de Mach dans le cas d'Isom, à savoir que les erreurs numériques augmentent vers les faibles nombres de Mach.

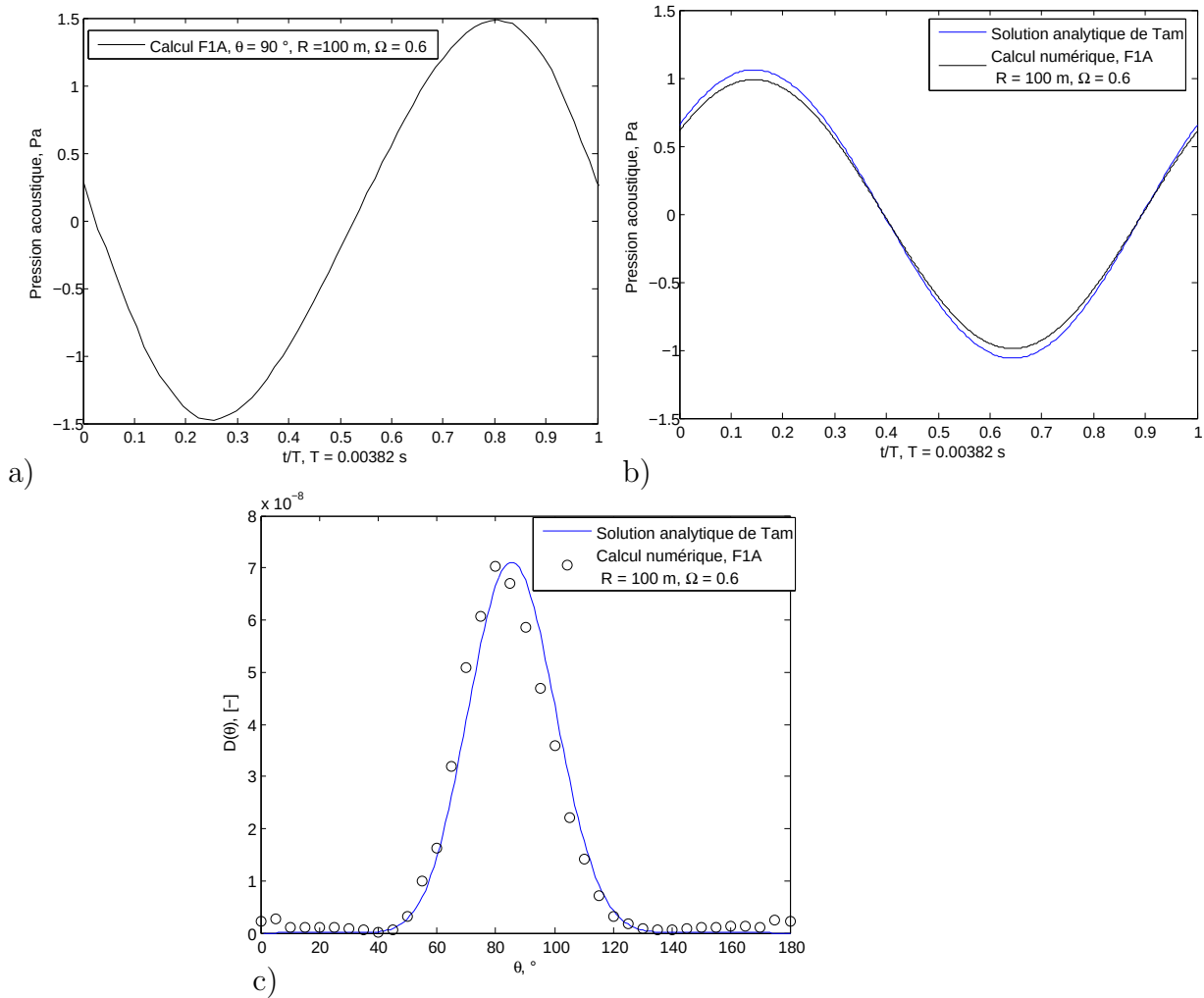


FIG. 4.15 – Résultats pour $\Omega = 0,6$: a) Pression acoustique calculée par F1A, b) Signal du fondamental du bruit calculé par F1A comparé à la pression analytique de Tam, équation (4.90). c) Directivité du fondamental calculée par F1A et par Tam, équation (4.92).

4.3 Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE

Récemment, Marsden et al.¹⁰⁸ ont effectué des simulations SGE bidimensionnelles et tridimensionnelles dans le but de prédire le bruit d'un profil NACA0012. Celui-ci est à un angle d'incidence nul et le nombre de Reynolds est de 500 000 . Les simulations ont montré que la couche limite est initialement laminaire et qu'elle transite à un état fortement turbulent avant d'atteindre le bord de fuite. La dynamique de la couche limite turbulente n'est pas correctement prédite à partir des calculs 2D, cependant les perturbations acoustiques résultantes sont correctement propagées.

Par ailleurs, une simulation zonale RANS-SGE a été proposée par Mathey¹⁰⁹. Cette technique permet de prédire les sources acoustiques pour des nombres de Reynolds élevés à des coûts de calcul accessibles. Cependant, les résultats sont très sensibles à l'interface RANS-SGE. Le bruit en champ lointain a été calculé par l'analogie aéroacoustique de Ffowcs Williams et Hawkins. L'envergure simulée étant plus petite que l'envergure réelle, une correction du niveau sonore a été appliquée pour les spectres simulés, comme proposé par Kato et al.¹¹⁰.

Manoha et al.¹¹¹ ont développé une approche hybride en trois étapes. Un calcul SGE en champ proche est couplé à un solveur acoustique basé sur la résolution des équations d'Euler pour une propagation en champ aérodynamique non uniforme. Ensuite, un code acoustique basé sur la méthode intégrale de Kirchhoff assure la propagation en champ lointain. Ces calculs prennent en compte la diffraction sur les surfaces solides et les effets de réfraction dus aux gradients de vitesse de l'écoulement moyen. Dans le cas de petits gradients, le couplage de la SGE avec le modèle acoustique intégral suffirait pour prédire avec précision la propagation acoustique.

En suivant la même démarche, des calculs SGE préliminaires bidimensionnels de l'aérodynamique d'un profil NACA 0012 sont réalisées pour un nombre de Reynolds de $9,45 \cdot 10^5$, un nombre de Mach de 0,174 et un angle d'incidence nul. A l'entrée, deux différentes conditions aux limites sont imposées, soit une vitesse uniforme soit une vitesse avec une perturbation générée par un synthétiseur spectral (cf. § 4.1.3).

Les spectres de pression pariétale sont comparés à ceux calculés par la théorie d'Amiet. Ces données aérodynamiques alimentent le modèle acoustique basé sur l'équation de FW&H dans le domaine temporel. Les résultats acoustiques sont aussi comparés à ceux d'Amiet.

4.3.1 Écoulement homogène à l'entrée

i. Modélisation numérique

Les calculs ont été effectués sur un profil NACA0012 de corde $C = 0,23$ m et d'envergure de $0,53$ m avec un bord de fuite effilé. Cette configuration a été choisie en vue de comparer les résultats avec ceux issus de la formulation d'Amiet du chapitre 2. La vitesse d'écoulement amont est $U = 60$ m/s, le nombre de Mach correspondant est de $0,1796$ et le nombre de Reynolds basé sur U et sur la corde est de $Re = 944730$. Le profil est disposé avec une incidence nulle dans l'écoulement turbulent.

Le domaine de calcul est représenté sur la figure 4.16. Il s'étend sur 18 cordes à l'aval du profil, 10 fois la corde à l'amont du profil et 16 fois la corde de chaque côté. Le maillage 2D contient 1033226 de mailles quadrilatérales. Un maillage structuré multidomaines a été généré, figure 4.17. Ce maillage devrait assurer une stabilité des calculs et minimiser les erreurs de diffusion numérique. Une distribution de 1950 points le long de des côtés du profil est assurée. Les plus petites cellules sont localisées aux coins du bord de fuite et du bord d'attaque. Le maillage est très raffiné près des parois afin de capter proprement la couche limite turbulente. La dimension de la première maille dans la direction normale à la paroi du profil est de $11\mu\text{m}$ correspondant à un y^+ estimé < 2 .

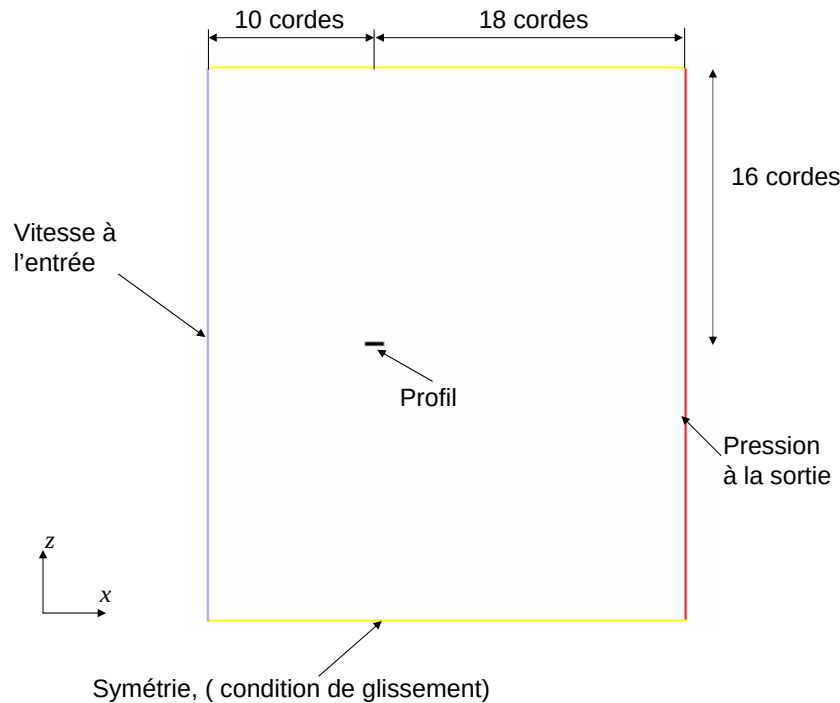
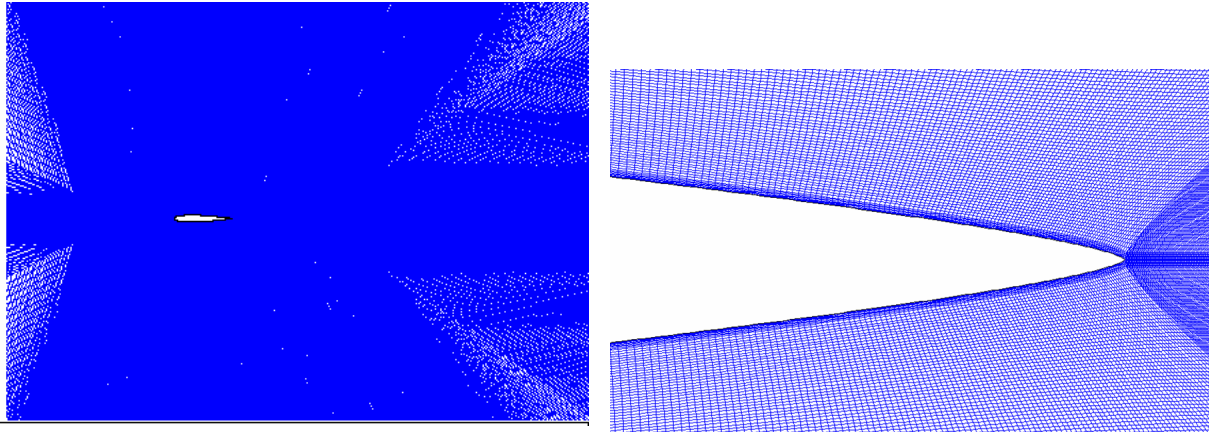


FIG. 4.16 – Domaine de calcul de la simulation 2D SGE.

Une condition d'adhérence est appliquée à la surface du profil. Les conditions aux limites de vitesse à l'entrée et de pression à la sortie ont été imposées. Une condition de symétrie sur les côtés du domaine de calcul assure la condition de glissement.

4.3. Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE



a)

b)

FIG. 4.17 – Vue du maillage 2D : a) vue globale b) zoom au bord de fuite.

Le code CFD utilisé est Fluent.6.2.16 . Un calcul stationnaire RANS fournit la solution initiale de l'écoulement. La formulation retenue est implicite en volumes finis, avec discrétisation spatiale et temporelle de 2^{ème} ordre des équations incompressibles filtrées de Navier-Stokes. La fermeture du tenseur des échelles de sous-maille est assurée par le modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly. La limite des résidus a été fixée à 10^{-6} et le pas de temps physique à $5 \cdot 10^{-5} s$. La phase initiale de 9000 pas de temps achevée, le calcul utile est conduit sur 4096 pas de temps. La durée totale est de 0,6548 s, ce qui représente la convection de l'écoulement sur 6,1 fois la longueur du domaine de calcul. La dimension normale du maillage y^+ , est inférieure à l'unité tout le long du profil.

Afin de converger les calculs, les formulations explicites requièrent une restriction sur le pas de temps appelée condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL). Elle dépend des vitesses locales et de la taille locale du maillage. En effet, si la dimension du maillage est inférieure à la distance parcourue par l'écoulement dans l'intervalle du pas de temps, les erreurs numériques submergent la solution physique. Par contre, les méthodes implicites, comme celle utilisée dans la présente étude, sont toujours stables. Elles n'ont pas de condition sur le pas de temps. Il est choisi uniquement sur un critère physique, échelle temporelle des structures que l'on souhaite résoudre.

ii. Résultats et interprétations

Coefficient de pression

La figure 4.18 montre le coefficient de pression moyen défini par $C_p = (\bar{p} - p_\infty) / (0,5\rho U_\infty)$. Comme prévu, les pressions du côté haut et celles du côté bas sont identiques, vu que le profil est symétrique et que l'écoulement se fait à une incidence nulle. La courbe est en bon accord avec le coefficient de pression expérimental mesuré par Lee et Kang⁶ à un autre nombre de Reynolds $Re = 6,0 \cdot 10^5$.

4.3. Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE

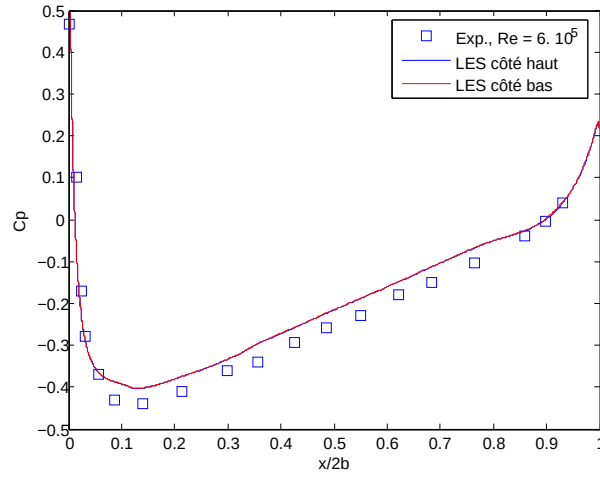


FIG. 4.18 – Coefficient moyen de pression du profil NACA0012 : symboles ; exp. Lee et Kang⁶ à $Re = 6,0 \cdot 10^5$, — SGE à $Re = 9,45 \cdot 10^5$.

Le champ d'amplitude de vorticité $|\Omega_y| = |\partial w / \partial x - \partial u / \partial z|$ autour du bord de fuite est représenté sur la figure 4.19. La couche limite est laminaire jusqu'à pratiquement $x/2b = 0,6$, ensuite la vorticité commence à onduler et se transforme progressivement en structures tourbillonnaires. Ces structures sont le signe caractéristique du début de la transition de la couche limite. Par ailleurs, un détachement tourbillonnaire apparaît.

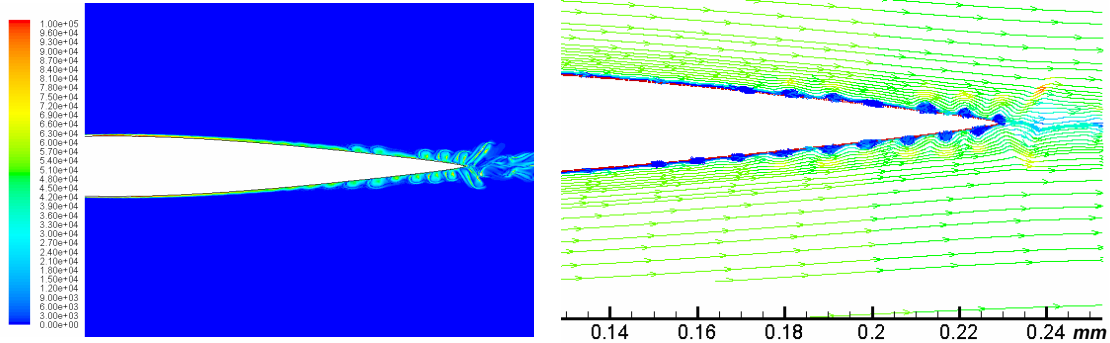


FIG. 4.19 – Champ d'amplitude de la vorticité $[s^{-1}]$ et les lignes de courant par SGE.

La moyenne quadratique de la pression pariétale (RMS), figure 4.20, possède un pic local à $x/2b = 0,35$. Les fluctuations sont plus importantes près du bord de fuite. Au-delà de $x/2b > 0,65$, la RMS de la pression augmente rapidement, indiquant que la couche limite est pleinement turbulente.

4.3. Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE

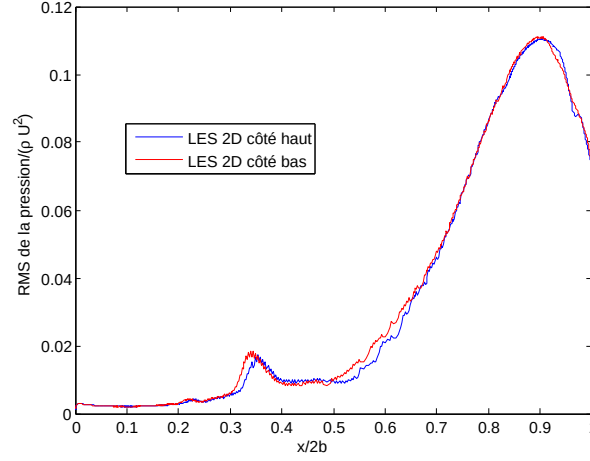


FIG. 4.20 – Valeur efficace de la pression pariétale sur le profil NACA 0012.

Les résultats aérodynamiques mettent en évidence l'établissement d'un mécanisme d'échappement tourbillonnaire au bord de fuite du profil, figure 4.21. Les figures 4.21 a) et b) présentent une distribution instantanée de vitesse absolue, avec une allée de von Kármán à l'aval du bord de fuite qui se conserve jusqu'à la sortie du domaine de calcul. Ailleurs, la vitesse est plus uniforme. Le champ de pression statique est présenté sur les figures 4.21 c) et d). L'effet de l'allée de von Kármán se retrouve sur le champ de pression.

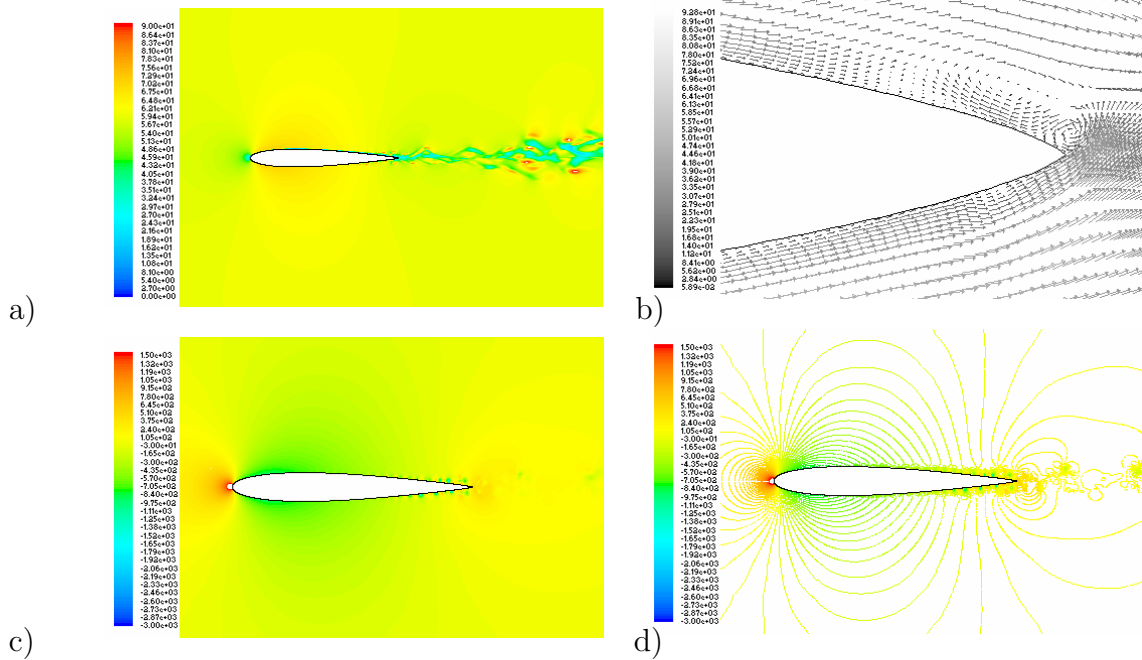


FIG. 4.21 – Champ aérodynamique instantané : a) Contour des vitesses [$m.s^{-1}$] b) Vecteurs vitesse au bord de fuite c) Champ de pression statique [Pa] d) Lignes d'iso-pression.

Les spectres de pression pariétale déduits des calculs SGE à différentes positions et ceux obtenus par le modèle semi-empirique sont comparés sur la figure 4.22. Le modèle semi-empirique considéré est celui de Schlinker et Amiet⁴⁴ développé à partir des analyses théoriques et des mesures de couche limite de Willmarth et Roos⁶⁸. Son expression a été écrite

4.3. Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE

au chapitre 2 dans l'équation (2.83). L'échappement tourbillonnaire est confirmé par l'émergence d'une raie dans les spectres de pression à la paroi des deux côtés du profil près du bord de fuite, figure 4.22 b) à d). La fréquence de la raie dépend d'un nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de déplacement de la couche limite. Manoha et al¹¹¹ trouvent la même raie. Cependant, la comparaison avec les résultats expérimentaux a montré que le niveau et la fréquence de cet échappement sont surestimés.

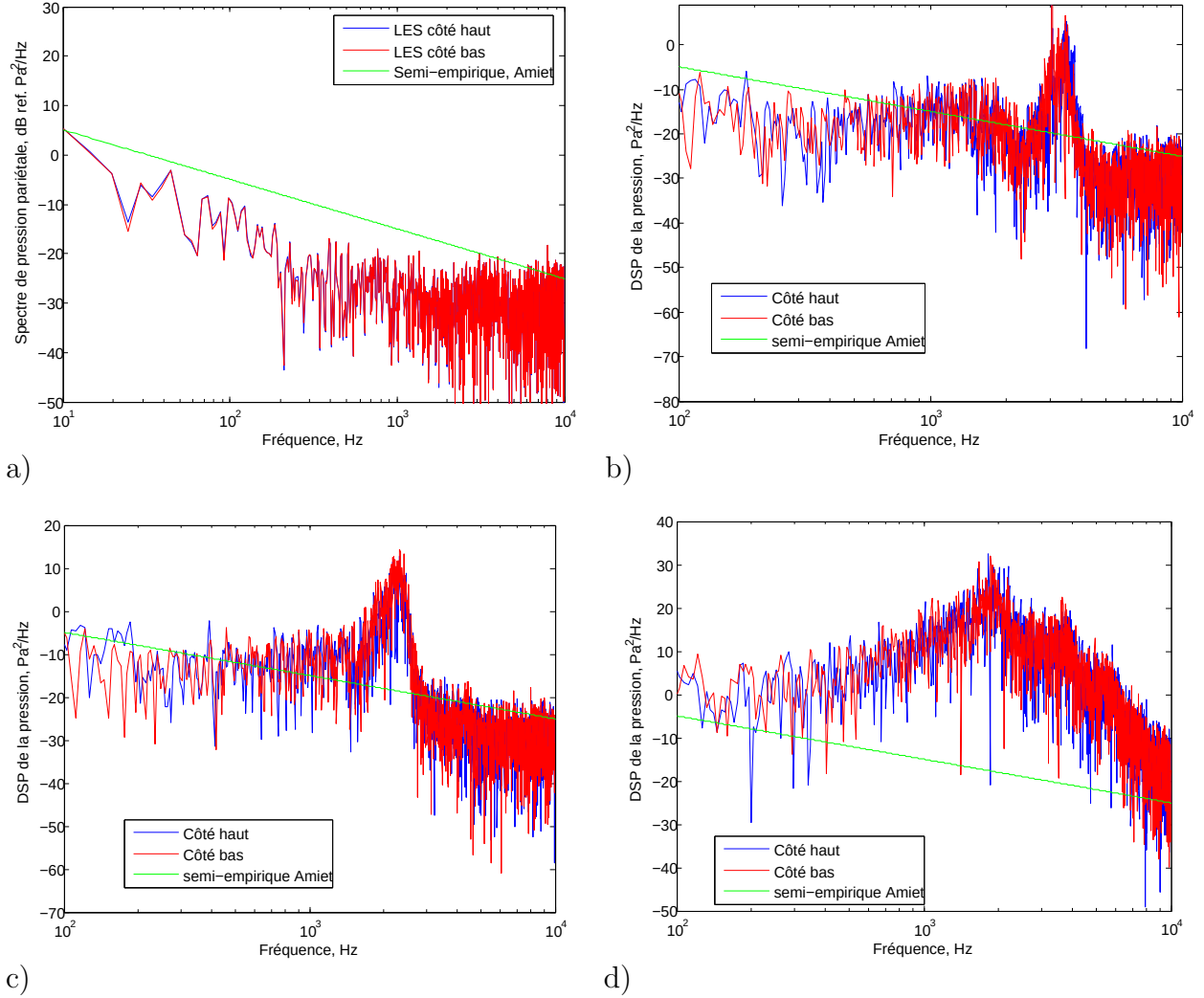


FIG. 4.22 – Spectres de pression pariétale obtenus par SGE comparés à ceux calculés par le modèle d'Amiet : a) bord d'attaque b) $x/2b = 0,3$ c) $x/2b = 0,52$ d) $x/2b = 0,88$.

Les spectres issus du modèle semi-empirique d'Amiet sont du même ordre de grandeur et de même allure que ceux des calculs SGE. Dans la zone de couche limite turbulente pleinement développée, figure 4.22 d), le spectre calculé par SGE est supérieur à celui d'Amiet. En effet, le modèle d'Amiet est établi pour une turbulence gelée le long d'une plaque plane. Bien que les phénomènes physiques soient reproduits, les niveaux doivent être considérés avec précaution, étant donné que le caractère tridimensionnel de la turbulence n'est pas pris en compte.

4.3.2 Écoulement turbulent à l'entrée

i. Modélisation numérique

Le synthétiseur spectral dans Fluent 6.2, fournit une méthode de génération des fluctuations des composantes de vitesse (cf. § 4.3.1).

En utilisant la solution convergée du NACA0012 avec un écoulement homogène à l'entrée comme solution initiale, une simulation est réalisée avec une perturbation amont générée par la méthode d'un synthétiseur spectral. On a imposé une intensité de turbulence de 5% et une échelle intégrale longitudinale de turbulence de 0,03 m. Le pas de temps physique est fixé à 110^{-4} s. Chaque itération physique comprend 60 pseudos pas de temps. La simulation est reconduite pendant une phase initiale de 1500 pas de temps, ce qui représente la convection de l'écoulement sur 1,4 fois la longueur du domaine de calcul. Le calcul utile est effectué sur 5360 pas de temps. Cette technique génère une vitesse turbulente dont les spectres de ses composantes à $z = 0$ sont tracés sur la figure 4.23.

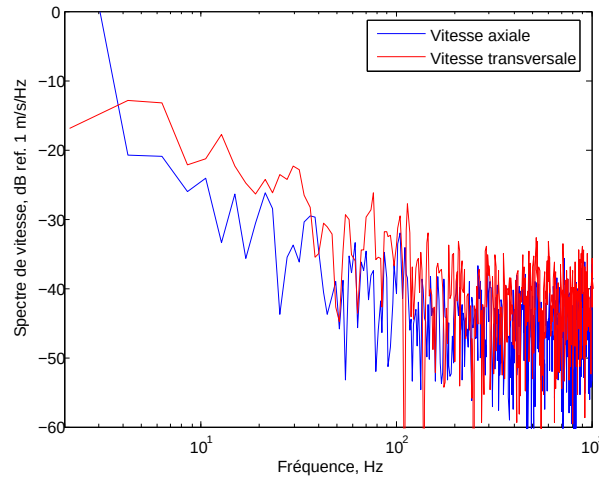


FIG. 4.23 – Spectre des composantes des vitesses fluctuantes à l'entrée, à $z = 0$.

L'écoulement n'est pas homogène dans la direction transversale, ce qui se traduit par un nombre d'onde transverse non nul. En effet, la composante transversale est fondamentale dans la génération de bruit car elle doit s'annuler sur la surface du profil.

4.3. Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE

ii. Résultats et interprétations

Afin de vérifier si la vorticité est conservée de l'entrée jusqu'au bord d'attaque dans le cas d'un écoulement incident turbulent, le champ d'amplitude de la vorticité de l'entrée à la sortie est comparé à celui d'un écoulement incident homogène sur la figure 4.24.

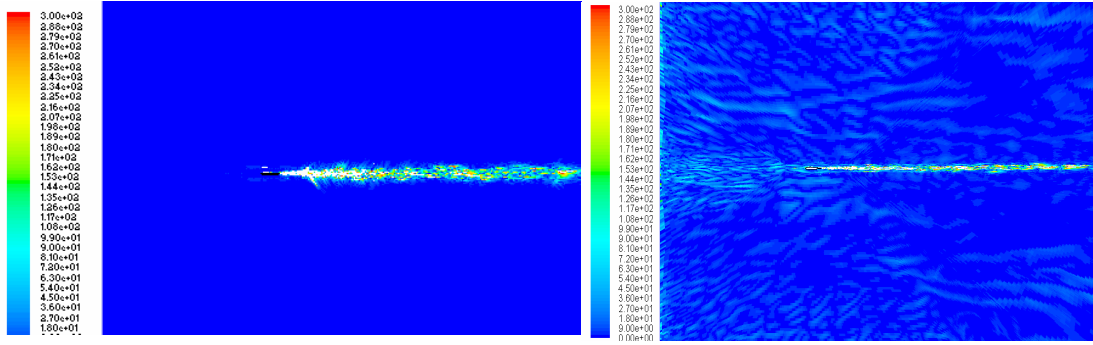


FIG. 4.24 – Comparaison du champ d'amplitude de vorticité [s^{-1}] instantané autour du profil NACA 0012, sans et avec turbulence incidente.

Dans le cas d'un écoulement homogène à l'entrée, la source de génération de vorticité est localisée au bord de fuite et conservée dans le sillage jusqu'à la sortie. Dans le second cas, l'entrée est source de vorticité, l'instationnarité est conservée jusqu'à ce qu'elle atteigne sur le profil. Un zoom sur le bord de fuite est montré sur la figure 4.25 dans le cas d'une turbulence à l'amont.

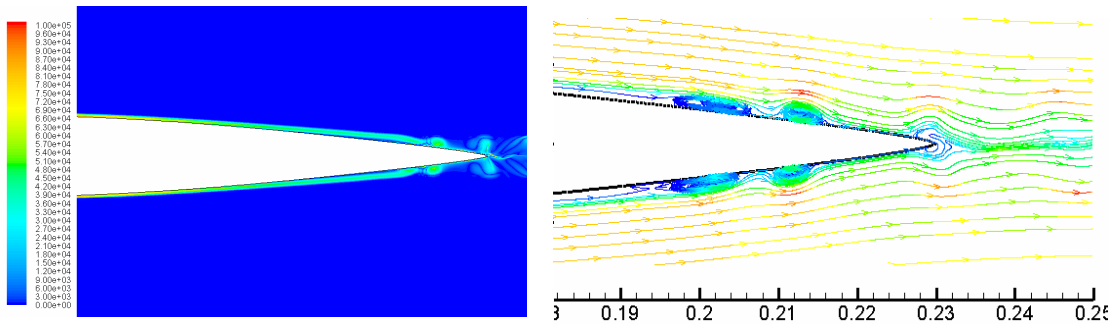


FIG. 4.25 – Champ d'amplitude instantané de vorticité et lignes de courant autour du bord de fuite, cas de présence de turbulence incidente.

Dans le cas d'un écoulement incident turbulent, les ondulations disparaissent le long du profil, elles subsistent seulement près du bord de fuite à environ $x/2b = 0,9$. Cependant, l'épaisseur de la couche de vorticité est supérieure dans le cas d'un écoulement incident turbulent. Le détachement tourbillonnaire demeure.

4.3. Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE

Les coefficients de pression pour les deux cas sont comparés sur la figure 4.26. Ils sont assez proches le long du profil, à l'exception de la région localisée autour de $x/2b = 0,9$, le C_p de l'écoulement incident turbulent est inférieur à l'expérimental et à celui calculé dans un écoulement homogène. Cela est dû à la présence d'une recirculation permanente dans cette région.

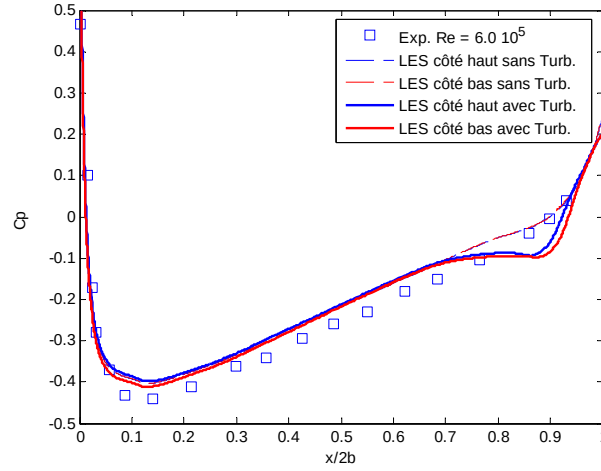


FIG. 4.26 – Comparaison des coefficients de pression, avec et sans turbulence incidente.

Sur la figure 4.27, on peut voir la valeur efficace de la pression dans le cas d'une turbulence incidente. Comme on s'y attendait, son allure et son amplitude sont très différentes selon qu'on ait une perturbation ou non à l'infini amont.

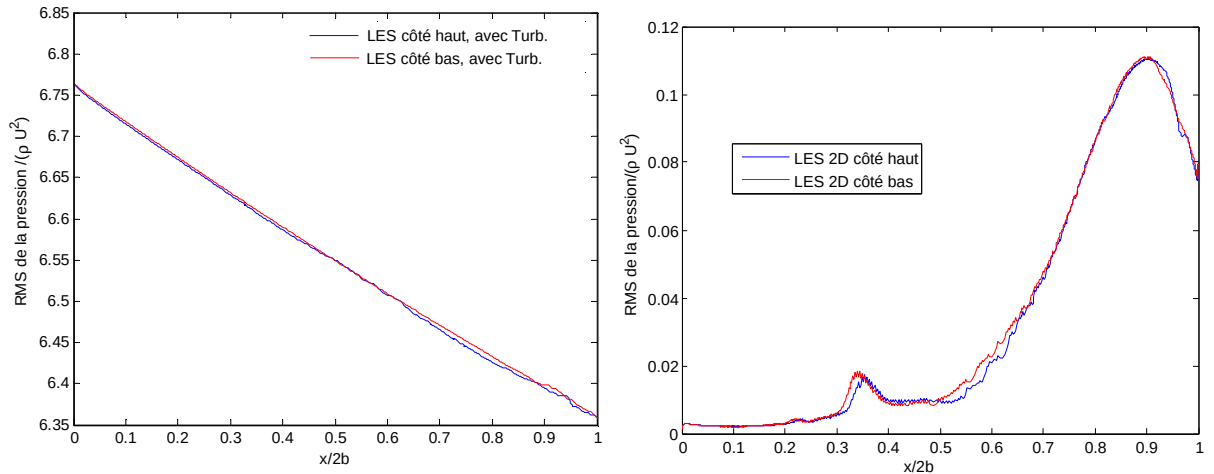


FIG. 4.27 – Valeur efficace de la pression pariétale, avec et sans turbulence incidente.

Dans le cas d'un écoulement avec perturbation amont, les fluctuations sont maximales près du bord d'attaque. Cela est en accord avec la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince.

4.3. Étude de l'aérodynamique d'un profil NACA0012 par la SGE

La figure 4.28 réunit les spectres de pression en différentes positions le long de la corde du profil. Le spectre au bord d'attaque est nettement supérieur à ceux en l'aval, notamment en les hautes fréquences. Ces spectres sont aussi influencés par la présence de la couche limite transitoire et turbulente, phénomènes qui ne sont pas pris en compte par la théorie aérodynamique linéarisée d'un profil mince.

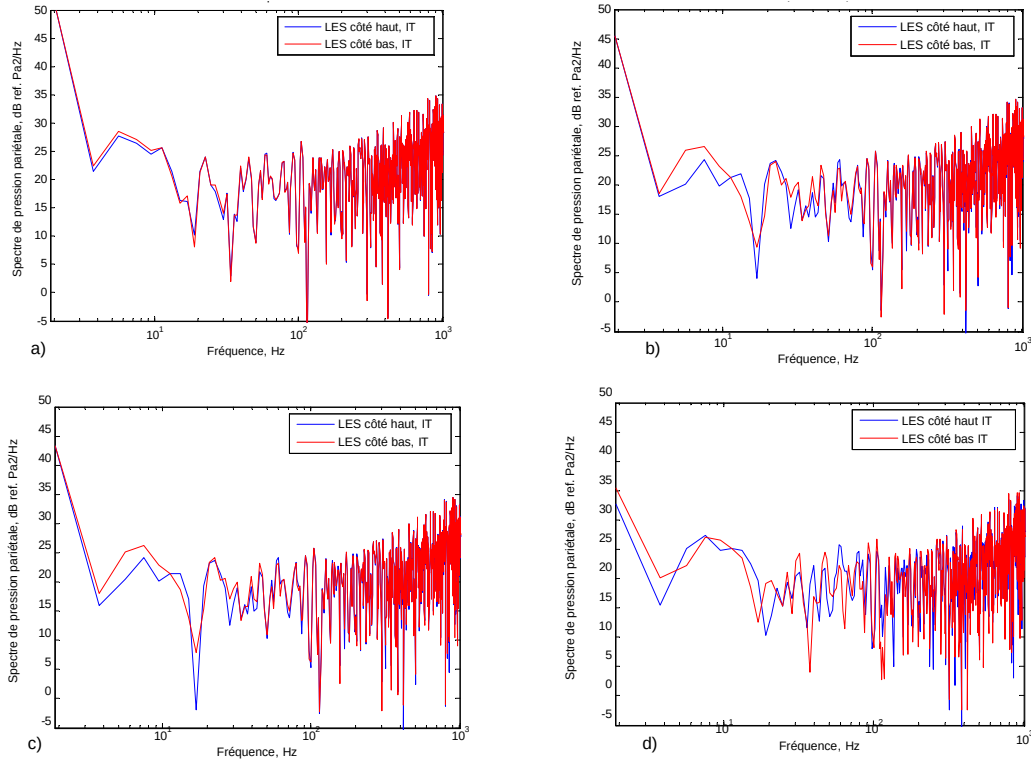


FIG. 4.28 – Spectres de pression pariétale obtenus par SGE à différentes positions : a) bord d'attaque b) $x/2b = 0,3$ c) $x/2b = 0,52$ d) $x/2b = 0,88$.

4.4 Couplage SGE/FW&H

Les charges instationnaires des calculs SGE sur la paroi du profil sont exportées. Les forces aérodynamiques sont utilisées comme données d'entrée pour la prédiction aéroacoustique. Comme susmentionné, l'objectif principal de cette étude est de comparer les niveaux sonores générés en présence et en absence de turbulence à l'entrée.

Afin d'adapter l'algorithme de calcul à la présente étude, les données aérodynamiques bidimensionnelles sont copiées dans la troisième direction et sont injectées dans le solveur acoustique développé sur la base de la formulation F1A de FW&H. Cette technique est schématisée sur la figure 4.29.

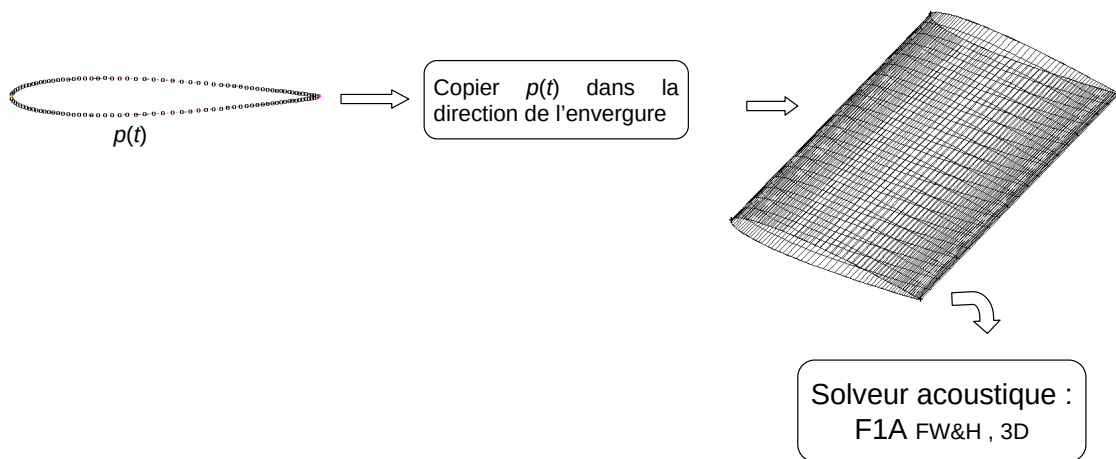


FIG. 4.29 – Schéma des calculs acoustiques.

Amiet⁴ fournit uniquement les résultats acoustiques dans le cas de bruit de turbulence incidente. Le microphone est situé directement à la verticale du profil à une distance de 2,25 m. La turbulence a été générée par une grille. La position de calcul acoustique est corrigée pour tenir compte de la réfraction par la couche de mélange entre l'écoulement moyen et le milieu au repos (cf. § 2.5.2).

Comme montré dans le deuxième chapitre, l'angle corrigé est important, pratiquement 72° pour un angle de mesure de 90° à une vitesse incidente de $U = 60 \text{ m/s}$. Par contre, la correction d'amplitude n'est pas significative et elle n'est pas prise en compte dans ce qui suit. Les calculs acoustiques sont donc réalisés à un angle de 72° . Les résultats sont présentés sur la figure 4.30.

Une différence d'environ 20 dB est notée entre les spectres des deux cas, avec et sans turbulence à l'entrée, calculés à partir d'un couplage SGE/FW&H. Cette différence se réduit vers les hautes fréquences. Ce comportement est physique. Les écarts significatifs avec les résultats expérimentaux proviennent de divers facteurs. Premièrement, la perturbation à l'entrée n'est pas contrôlée de sorte à assurer une turbulence isotrope artificielle comme

4.4. Couplage SGE/FW&H

celle de l'expérience. En outre, Les calculs 2D ne prennent pas en compte la composante du nombre d'onde dans la direction transversale. Ce dernier phénomène pourrait être corrigé par un modèle semi-empirique établi entre le spectre de pression pour $y = 0$ et celui établi pour $y \neq 0$. Pour une couche limite turbulente dans un écoulement uniforme, Corcos¹¹² a montré que l'interspectre normalisé $S_{qq}(\omega, y)/S_{qq}(\omega, 0)$, peut être représenté par une fonction $B(\omega y/U_c)$, et la longueur de corrélation dans la direction de l'envergure s'écrit :

$$l_y(\omega) = \frac{1}{S_{qq}(\omega, 0)} \int_0^\infty S_{qq}(\omega, y) dy = 2,1 U_c / \omega \quad (4.94)$$

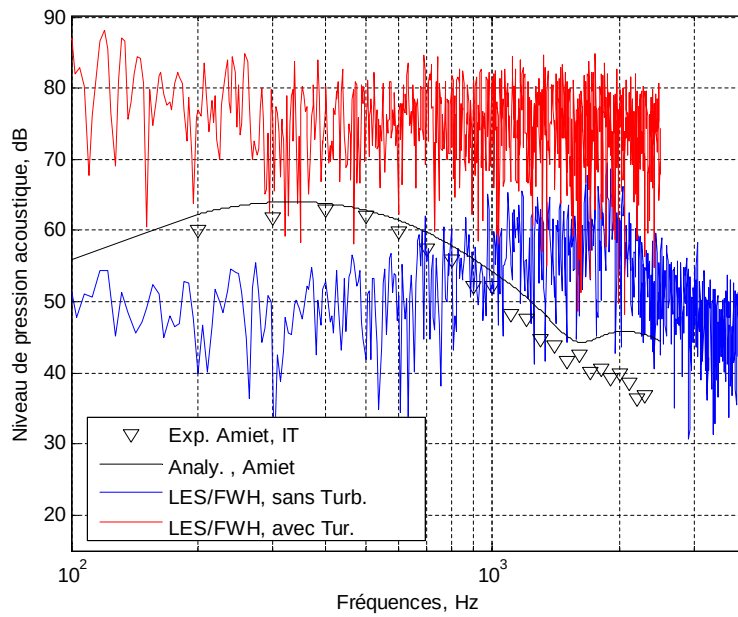


FIG. 4.30 – Spectres de niveau de pression acoustique calculés et mesuré.

4.5 Conclusion

La formulation analogique de Ffowcs Williams et Hawkings a été implantée dans un logiciel acoustique basé sur la formulation intégrale 1A de Brentner et Farassat. Les intégrales au temps retardé sont approchées par la méthode des quadratiques par morceaux. Elles sont calculées avec le temps retardé comme référence. L'évaluation de la dérivée au temps retardé des termes sources est effectuée au second ordre puis au quatrième ordre. Une interpolation de la pression acoustique au temps de réception est accomplie avec l'algorithme spline de façon à pouvoir sommer toutes les contributions des différences sources élémentaires au même temps de réception.

Le même rotor d'hélicoptère conventionnel décrit par Farassat¹⁰⁴ est utilisé pour l'étude du cas Isom. Comme attendu, les résultats ont montré que l'erreur diminue quand la résolution temporelle par période est raffinée. Pour des configurations pratiques, faire ce test permettrait d'estimer le nombre minimum de pas de temps pour avoir une éventuelle solution précise.

Bien que la formulation 1A soit théoriquement adéquate pour une prédiction en champ proche, les résultats numériques en absolu sont sensibles à la distance source-observateur. L'erreur absolue diminue quand la distance source-observateur augmente. Cependant, l'erreur relative ne varie guère en fonction de la distance source-observateur. Cela suggère que les intégrales du champ proche $1/r^2$ sont approchées de la même précision que les intégrales en champ lointain $1/r$. La directivité de l'erreur relative est maximale autour de l'axe de rotation, suggérant d'analyser les résultats le long de l'axe de rotation avec plus de précaution. Par ailleurs, l'erreur relative moyenne diminue quand le nombre de Mach est élevé. Par conséquent, il est préférable de raffiner le maillage vers le moyeu, région se déplaçant à faible nombre de Mach. L'analyse est ensuite étendue au cas test de Tam. Les résultats de calcul sont en accord avec les résultats analytiques.

Des Simulations des Grandes Échelles bidimensionnelles de l'écoulement subsonique ont été réalisées autour d'un profil NACA0012. Deux conditions à l'entrée sont retenues : une vitesse uniforme et une vitesse turbulente. Comme attendu, dans le cas de l'écoulement homogène, la couche limite est initialement laminaire. Une zone de transition apparaît le long de la deuxième moitié du profil, ainsi qu'un détachement tourbillonnaire au bord de fuite. Le détachement tourbillonnaire est confirmé par une composante fréquentielle étroite dans les spectres pariétaux. Le coefficient de pression est pratiquement constant, qu'il y ait présence de turbulence incidente ou non, tandis que les fluctuations de pression sont supérieures dans le cas d'un écoulement incident turbulent et sont concentrées au bord d'attaque.

Une approche de couplage entre les résultats de calculs SGE avec la formulation intégrale de FW&H dans le domaine temporelle est proposée. Les calculs 2D sont effectués en vue de

4.5. Conclusion

mettre en œuvre l'approche hybride proposée et en préliminaire à des calculs 3D, qui sont beaucoup plus consommateurs en ressources de calcul. Ces calculs nous ont permis de confirmer que les phénomènes générateurs de bruit, détachement tourbillonnaire, développement de couche limite turbulente, sont reproduits avec un calcul SGE basé sur une discrétisation en second ordre en espace et en temps des équations incompressibles de Navier-Stokes filtrés. Bien que les phénomènes et leurs tendances soient reproduits, les amplitudes sont à traiter avec plus de précaution.

Conclusion générale

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 puis validé sur un ventilateur subsonique. Par ailleurs, une modélisation hybride basée sur le couplage d'un calcul aérodynamique avancé avec une méthode intégrale linéaire exprimée dans le domaine temporel est mise en œuvre. L'aptitude des méthodes numériques à prédire les sources à large bande est évaluée. En outre, cette thèse a permis de mieux comprendre les mécanismes de génération du bruit à large bande.

L'effort est concentré sur les deux sources connues pour leur contribution significative au bruit rayonné : l'interaction des pales avec l'écoulement turbulent amont et celle du bord de fuite avec la couche limite turbulente. L'état de l'art des modélisations aéroacoustiques a permis de faire l'inventaire des stratégies les plus adaptées à la modélisation du bruit à large bande des ventilateurs. De par la nature aléatoire de cette composante de bruit, le choix s'est porté sur un modèle statistique et un autre développé dans le domaine temporel. Dans un premier temps, l'approche retenue repose sur la formulation analytique d'Amiet. Une extension du modèle du profil isolé vers des pales tournantes d'un ventilateur axial est proposée puis validée. Dans un deuxième temps, une méthode hybride est suggérée combinant des calculs SGE avec une solution dans le domaine temporel de l'analogie de FW&H.

Basé sur la formulation d'Amiet, un calcul acoustique a permis de déterminer la densité spectrale acoustique en champ lointain. Il montre l'importance du bruit dû à l'interaction de la turbulence amont avec le bord d'attaque du profil. Les résultats sont comparés aux résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Cette étude a montré que la direction privilégiée de la propagation du bruit dû à l'interaction de la turbulence amont est vers l'aval. Quant au bruit de bord de fuite, il est plutôt rayonné vers l'amont. La comparaison des spectres de pression acoustique des deux sources a montré que le bruit d'interaction de la turbulence amont domine. L'effet de l'épaisseur n'est pas pris en compte dans la formulation initiale développée par Amiet. En effet, lorsque la taille des structures turbulentes est de l'ordre de l'épaisseur du bord d'attaque, ces structures s'atténuent et produisent une fluctuation de charge beaucoup plus faible que si le profil était mince. Une correction gaussienne a été proposée sur la base des travaux de Gershfeld. Elle a amélioré de manière signifi-

tive l'accord entre les résultats expérimentaux et ceux de la modélisation pour les vitesses incidentes moyenne allant de 40 m/s à 120 m/s.

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 de traiter un segment de pale en mouvement rotatif comme s'il était instantanément en mouvement rectiligne. Cette modélisation prend en compte les phénomènes les plus importants, notamment la non-compacité des sources et les effets de compressibilité.

Afin de valider ce modèle, une caractérisation expérimentale a été réalisée sur un ventilateur subsonique. Le rotor du ventilateur est monté à l'aval de cinq dispositifs de contrôle de turbulence. La caractérisation de l'écoulement turbulent incident est effectuée par anémométrie à fils chauds. Ainsi, la vitesse moyenne axiale incidente, la longueur d'échelle intégrale de turbulence et l'intensité de la turbulence ont été mesurées sur neuf sections radiales. Ces grandeurs suffisent pour caractériser l'écoulement turbulent incident par le spectre de von Kármán. Les spectres de puissance acoustique numériques sont confrontés à ceux mesurés au laboratoire de l'Université de Siegen. Le domaine fréquentiel de validité de la théorie a été vérifié. L'intensité de turbulence mesurée pour les différents écoulements est en adéquation avec la théorie aérodynamique linéarisée, qui suppose que les fluctuations de vitesse sont faibles par rapport à la vitesse moyenne.

L'allure des directivités théoriques du bruit rayonné possède un lobe principal de propagation localisé le long de l'axe de rotation. La validation est basée sur la comparaison des spectres de puissance acoustique vu leur meilleure signification physique : conservation d'énergie et faible effet du conduit sur la puissance acoustique.

La modélisation statistique de prédiction du bruit d'interaction de turbulence amont a donné un accord satisfaisant sur une large bande fréquentielle audible. Le modèle suit les mêmes tendances que l'expérience. La distribution fréquentielle de la puissance acoustique est très sensible à la longueur d'échelle de turbulence. En effet, les grandes structures émettent du bruit aux basses fréquences. Par contre, les petites échelles émettent plutôt vers les hautes fréquences.

Les résultats de calcul préliminaires, sans prise en compte de l'effet de l'épaisseur, surestiment le spectre acoustique vers les hautes fréquences pour les configurations munies de dispositifs de génération de turbulence. La cause de cette surestimation est la même que pour le profil isolé : la théorie ne prend pas en compte l'effet de l'épaisseur. Les corrections gaussiennes basées sur le modèle de Gershfeld améliorent notablement l'accord entre les résultats théoriques avec les résultats expérimentaux. En hautes fréquences, les résultats corrigés pour les configurations ayant une grille à l'entrée sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux. Pour les configurations sans dispositif de génération de turbulence, le bruit mesuré est plus élevé que le bruit corrigé. Le bruit d'interaction de la turbulence est présent mais n'est pas prédominant. Il se situe au-dessus du bruit mesuré pour ces deux derniers dispositifs. Cela montre 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, ce qui renforce l'idée que le bruit d'interaction de turbulence amont n'est pas dominant vers les hautes fréquences.

L'extension du modèle d'Amiet aux pales de ventilateur avec prise en compte de l'effet de l'épaisseur donne un très bon accord sur une large bande fréquentielle audible. Par conséquent, le modèle pourrait être utilisé dans le pré-dimensionnement des turbomachines ou dans des études paramétriques. Les écarts entre les calculs et les mesures pourraient avoir comme origine les hypothèses simplificatrices et les restrictions du modèle. Par ailleurs, les données d'entrée expérimentales, qui sont cruciales, dépendent de modèles semi-empiriques (exemple von Kármán). Les mesures réalisées présentent inévitablement des incertitudes influençant ainsi les résultats de la modélisation.

Dans l'approche hybride, des simulations numériques de l'écoulement turbulent ont été réalisées autour d'un profil NACA0012, faisant appel à des Simulations des Grandes Echelles de turbulence. Ces calculs permettent de fournir les données d'entrée pour le modèle aéroacoustique étudié. Le modèle en question est la formulation intégrale dans le domaine temporel de l'équation de Ffowcs Williams & Hawkins. Le logiciel acoustique est basé sur la formulation intégrale 1A de Brentner et Farassat. Les intégrales au temps retardé sont approchées par la méthode des quadratiques par morceaux et sont calculées avec le temps retardé comme référence. Les dérivées au second puis au quatrième ordre ont été utilisées pour l'évaluation de la dérivée des termes sources au temps retardé. Une interpolation de la pression acoustique au temps de réception est accomplie avec l'algorithme spline de façon à pouvoir sommer toutes les contributions des différences sources élémentaires au même temps de réception.

Une validation complétée par une étude numérique des erreurs et de la robustesse du code a été réalisée. Deux cas test présentés par Hirsch et al.^{91,92} sont utilisés : la théorie d'Isom⁹³ et la solution analytique du cas test proposé par Tam⁹⁴. Les résultats ont montré

que les erreurs numériques diminuent quand la résolution temporelle par période est augmentée. L'erreur relative ne varie quasiment pas en fonction de la distance source-observateur, suggérant que les intégrales du champ proche sont approchées avec la même précision que les intégrales en champ lointain. La directivité de l'erreur relative est maximale le long de l'axe de rotation, préconisant d'analyser les résultats obtenus le long de l'axe de rotation avec plus de précaution. Par ailleurs, l'erreur relative moyenne diminue en augmentant le nombre de Mach à la périphérie. Par conséquent, il est préférable de raffiner le maillage vers le moyeu, région se déplaçant à faible nombre de Mach. L'analyse est ensuite étendue au cas test de Tam. Les résultats de calcul sont en accord avec les résultats analytiques.

Les calculs LES 2D prédisent les phénomènes générateurs de bruit : zone de transition, développement de couche limite turbulente et détachement tourbillonnaire. L'analyse des spectres de pression pariétale a révélé que l'écoulement amont a un important effet sur les fluctuations de pression pariétale et leurs localisations.

Perspectives

Les corrélations empiriques et les méthodes analytiques restent 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 et une correction de l'effet de l'épaisseur ont été proposées, 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, caractère tridimensionnelle de la turbulence et effets d'installation.

Le couplage d'une simulation numérique RANS et d'un calcul acoustique analytique, voir annexe A, est une piste prometteuse et à approfondir. La simulation RANS permet de caractériser l'écoulement turbulent amont. L'intensité ainsi que les longueurs d'échelles caractéristiques de la turbulence sont déterminées à partir de l'énergie cinétique turbulente et de sa dissipation. Ces grandeurs permettent le calcul du spectre de la turbulence amont. Celui-ci constitue la donnée d'entrée du modèle acoustique.

Les résultats de calcul SGE bidimensionnels peuvent être corrigés afin d'être propagés en trois dimensions : cette étape nécessite la détermination de la cohérence transversale qui peut se faire expérimentalement ou par des corrélations empiriques. La cohérence transversale relie le spectre de pression pariétale bidimensionnel à celui affecté par la troisième composante du nombre d'onde dans la direction transversale. Par ailleurs, le couplage entre des calculs SGE tridimensionnels avec la formulation intégrale de FW&H développée dans le domaine temporelle reste une voie prometteuse et serait capable de prédire le bruit de raie ainsi que

le bruit à large bande.

Actuellement, la plupart des 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 corrélations¹¹³ de signaux mesurés dans différentes positions.

Références

- ¹M. Schneider. Der Einfluss der Zuströmbedingung auf das breitbandige Geräusch eines Axialventilators. *Thèse de Doctorat de Universität Siegen*, 2005.
- ²P. Mish. An experimental investigation of unsteady surface pressure on single and multiple airfoils. *Thèse de Doctorat de Virginia Polytechnic Institute and State University*, 2003.
- ³R.W. Paterson and R.K. Amiet. Noise and surface pressure response of an airfoil to incident turbulence. *J. AIRCRAFT*, 14(8) :729–736, 1977.
- ⁴R.W. Paterson and R.K. Amiet. Acoustic radiation and surface pressure characteristics of an airfoil due to incident turbulence. *NASA-Langley Report CR-2733*, 1976.
- ⁵J. Casper and F. Farassat. A new time domain formulation for broadband noise predictions. *International Journal of Aeroacoustics*, 1(3) :207–240, 2002.
- ⁶H. Lee and S. Kang. Flow characteristics of transitional boundary layers on an airfoil in wakes. *Journal of Fluids Engineering*, 122, 2000.
- ⁷S. Kouidri. Etude théorique et expérimentale de l'influence des paramètres constructifs sur les caractéristiques aéroacoustiques des ventilateurs axiaux. *Thèse ENSAM-CER-Paris*, 1993.
- ⁸T. Belamri. Analyse aube à aube de l'écoulement instationnaire multigrilles par la méthode des singularités - application aux turbomachines à fluide incompressible. *Thèse ENSAM-CER-Paris*, 1999.
- ⁹A. Maaloum. Modélisation des phénomènes instationnaires en turbomachine. application à l'aéroacoustique des ventilateurs. *Thèse ENSAM-CER-Paris*, 2002.
- ¹⁰S. Khelladi. Contribution à la modélisation aéroacoustique des ventilateurs centrifuges à grande vitesse. *Thèse ENSAM-CER-Paris*, 2005.
- ¹¹T. Bouquet. Etude du comportement aéraulique et acoustique des ventilateurs centrifuges à action. *Thèse ENSAM-CER-Paris*, 2004.
- ¹²A. Powell. Theory of vortex sound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 36(01) :177–195, 1964.
- ¹³S. Kouidri, D. Fedala, T. Belamri, and R. Rey. A numerical study on the aeroacoustics of three different sweep axial fan. *ASME Fluids Engineering Summer Conference, Houston, Texas, FEDSM*, 2005.
- ¹⁴D. Fedala, S. Kouidri, F. Bakir, and R. Rey. Modelling of the broadband noise radiated by an airfoil. *ASME International Mechanical Engineering Congress, Aero/Hydro Acoustics Symposium, Anaheim, California. IMECE 2004-61451*, 2004.
- ¹⁵D. Fedala, S. Kouidri, R. Rey, Th. Carolus, and M. Schneider. Incident turbulence interaction noise from an axial fan. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2006-2477*, 2006.
- ¹⁶D. Fedala, S. Kouidri, F. Bakir, and R. Rey. Prédiction du bruit des ventilateurs par un couplage d'une méthode analytique et de la CFD. *Colloque Bruit Aérodynamique des Ventilateurs CETIAT- ECL, Lyon*, 2006.
- ¹⁷D. Fedala, S. Kouidri, R. Rey, M. Schneider, and Th. Carolus. Experimental and theoretical investigation of the leading edge noise from an axial fan. *AIAA Journal*, en révision, 2007.
- ¹⁸D. Fedala, S. Kouidri, F. Bakir, and R. Rey. Modeling of broadband noise radiated by an airfoil-application to an axial fan. *Int. J. of Vehicle Noise and Vibration*, 03(01) :106–117, 2007.
- ¹⁹D. Fedala, S. Kouidri, F. Bakir, and R. Rey. Prediction of wall-pressure fluctuations by two-dimensional large eddy simulations and thin airfoil unsteady aerodynamic theory. *Fan Noise 2007 International Symposium, Lyon*, 2007.
- ²⁰G. Tellier, D. Fedala, S. Kouidri, and R. Rey. Numerical study of farassat time domain approach for prediction of noise radiation from rotating blades. *ASME International Mechanical Engineering Congress, ASME-IMECE 2007-43494*, 2007.
- ²¹N. Curle. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. Royal Soc.*, pages 505–514, 1955.
- ²²H.W. Liepmann. Extension of the statistical approach to buffeting and gust response of wings of finite span. *J. Aeronaut. Sci.*, 22 :197–200, 1955.

RÉFÉRENCES

- ²³R. K. Amiet. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *J. Sound & Vib.*, 41(4) :407–420, 1975.
- ²⁴M.R. Fink. Experimental evaluation of trailing edge and incidence fluctuation noise theories. *AIAA 75-206*, 1975.
- ²⁵M.S. Howe. A review of theory of trailing edge noise. *J. Sound & Vib.*, 61 :437–465, 1978.
- ²⁶J. Gershfeld. Leading edge noise from thick foils in turbulent flows. *J. Acoust. Soc. Am.*, 116(03) :1416–1426, 2004.
- ²⁷J.E. Ffowcs Williams and D.L. Hawkings. Sound generated by turbulence and surfaces in arbitrary motion. *Philosophical Transactions of the Royal Society*, A264 :321–342, 1969.
- ²⁸M.V. Lowson. Theoretical analysis of compressor noise. *J. Acoust. Soc.*, 47, 1970.
- ²⁹Sharland. Sources of noise in axial flow fans. *J. Sound & Vib.*, 3(302-322), 1964.
- ³⁰Richtlinie VDI 3731 Blatt 2. Characteristic noise emission values of technical sound sources ; fans. *Normenausschuss Akustik, Lärminderung und Schwingungstechnik (NALS) im DIN und VDI.*, 1990.
- ³¹T.F. Brooks, D.S. Pope, and M.A. Marcolini. Airfoil self-noise and prediction. *NASA Report/ RP-1218*, 1989.
- ³²W.J. Zhu, N. Heilskov, W.Z. Shen, and J.N. Sørensen. Modeling of aerodynamically generated noise from wind turbines. *Journal of Solar Energy Engineering*, 127(4) :517–528, 2005.
- ³³J.E. Ffowcs Williams and L.H. Hall. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. *J. Fluid Mech.*, 40 :657–670, 1970.
- ³⁴S.J. Majumdar and N. Peake. Noise generation by the interaction between ingested turbulence and a rotating fan. *J. Fluid. Mech.*, 359 :181–216, 1998.
- ³⁵D.B. Hanson. 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.
- ³⁶M.S. Howe. Trailing edge noise at low Mach numbers. *J. Sound & Vib.*, 225 :211–238, 1999.
- ³⁷M.S. Howe. Trailing edge noise at low Mach numbers, part 2 : Attached and separated edge flows. *J. Sound & Vib.*, 234 :761–775, 2000.
- ³⁸T. Fukano, Y. Kodama, and Y. Takamatsu. The effect of the tip clearance on the noise of low pressure axial and mixedflow fans. *J. Sound & Vib.*, 105 :299–308, 1986.
- ³⁹Th.H. Carolus and M. Schneider. Review of noise prediction methods for axial flow fans. *InterNoise , the 29th International Congress and Exhibition on Noise Control Engineering*, (www.sfa.asso.fr/IN2000/000391/000391.pdf), 2000.
- ⁴⁰Th.H. Carolus and M. Schneider. Measurement of surface pressure fluctuations - a tool for identifying acoustic sources in fans. *Fan Noise*, 2003.
- ⁴¹Th.H. Carolus, M. Schneider, and H. Reese. Axial flow fan broad-band noise and prediction. *J. Sound & Vib.*, doi :10.1016/j.jsv.2006.07.025, 2006.
- ⁴²S.A.L. Glegg. The response of a swept blade row to a three dimensional gust. *J. Sound & Vib.*, 227(1) :29–64, 1999.
- ⁴³R.K. Amiet. Correction of open jet wind tunnel measurements for shear layer refraction. *2nd Aero-Acoustics Conference, Hampton, AIAA 75-532*, 1975.
- ⁴⁴R.K. Amiet. Noise due to turbulent flow past a trailing edge. *J. Sound & Vib.*, 47(3) :387–393, 1976.
- ⁴⁵R.K. Amiet. Noise produced by turbulent flow into a propeller or helicopter rotor. *AIAA 3th Aeroacoustics Conference, Palo Alto, Calif., AIAA-76-560*, 1976.
- ⁴⁶R.H. Schinkler and R.K. Amiet. Helicopter rotor trailing edge noise. *NASA Contractor/ Report CR 3470*, 1981.
- ⁴⁷Q. Zhou and P.F. Joseph. Frequency-domain method for rotor self-noise prediction. *AIAA Journal*, 44(6) :1197–1206, 2006.
- ⁴⁸M. Roger and Moreau S. Back-scattering correction and further extensions of Amiet’s trailing-edge noise model. part 1 : theory. *J. Sound & Vib.*, 286 :477–506, 2005.
- ⁴⁹W.J. Devenport, C.W. Wenger, S.A.L. Glegg, and J.A. Miranda. Wavenumber frequency spectra of

RÉFÉRENCES

turbulence in a lifting wake for broadband noise prediction. *AIAA-97 Aeroacoustics Conference*, 1997.

⁵⁰P. Mish, H. Wang, S. Berekatab, and W. Devenport. Measurement of the space-time correlation of surface pressure fluctuations on an airfoil immersed in turbulence. *Fluids Conference and Exhibit, Denver, CO*, 2000.

⁵¹P. Mish and W.J. Devenport. Mean loading effects on the surface pressure fluctuations on an airfoil in turbulence. *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Maastricht, The Netherlands, AIAA 2001-2211*, 2001.

⁵²D.L. Hawkings. Noise generation by transonic open rotors. *Westland Research*, 1979.

⁵³M.J. Lighthill. On sound generated aerodynamically, i. general theory. *Proc. Royal Soc.*, A211 :564–587, 1952.

⁵⁴S. Lewy. Computation of broadband noise radiated by a ducted fan in an uniform flow. *10th International Congress On Sound and Vibration Stockholm (Sweden)*, 2003.

⁵⁵E. Manoha, B. Troff, and P. Sagaut. Trailing-edge noise prediction using large-eddy simulation and acoustic analogy. *AIAA Journal*, 38 :575–583, 2000.

⁵⁶M.E. Goldstein and H. Atassi. A complete second-order theory for the unsteady flow about an airfoil due to a periodic gust. *J. Fluid Mech.*, 74(04), 1976.

⁵⁷J.R. Scott, H. Atassi, and F. Susan-Resiga. A new domain decomposition approach for the gust response problem. *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada*, 2003.

⁵⁸J.R. Scott and H.M. Atassi. A finite-difference, frequency domain numerical scheme for the solution of the gust response problem. *Journal of Computational Physics*, 119 :75–93, 1995.

⁵⁹H.M. Atassi and J. Grzedzinski. Unsteady disturbances of streaming motions around bodies. *J. Fluid Mech.*, 209 :385–403, 1989.

⁶⁰C. Bogey and C. Bailly. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations. *Journal of Computational Physics*, 194(1) :194 – 214, 2004.

⁶¹X. Gloerfelt. Bruit rayonne par un écoulement affleurant une cavité : simulation aéroacoustique directe et application de méthodes intégrales. *Thèse ECL, Lyon*, 2001.

⁶²R.E. Longhouse. Control of tip vortex noise of axial flow fans by rotating shrouds. *Fan noise symposium, Sunlis*, 58 :201–214, 1978.

⁶³T. Fukano and Y. Kodama. Prediction of sound power of the low pressure axial and diagonal flow fans. *Fan noise symposium, Sunlis*, 1992.

⁶⁴W.R. Sears. Some aspects of non-stationary airfoil theory and its practical applications. *J. Aeronaut. Sci.*, 8 :104–108, 1941.

⁶⁵J.M.R. Graham. Similarity rules for thin airfoils in non-stationary subsonic flows. *J. Fluid Mech.*, 43(4) :753–766, 1970.

⁶⁶R.K. Amiet. Airfoil response to an incompressible skewed gust of small spanwise wave-number. *AIAA Journal*, 14(4) :541–542, 1976.

⁶⁷J.O. Hinze. Turbulence. *McGraw-Hill Book Company Inc.*, 1975.

⁶⁸W.W. Willmarth and F.W. Roos. Resolution and structure of the wall pressure field beneath a turbulent boundary layer. *J. of Fluid Mechanics*, 22 :81–94, 1965.

⁶⁹G. Fournier. Aéroacoustique et hydrodynamique. *Technique de l'Ingénieur*, A 430, 1990.

⁷⁰P. Mish, W.J. Devenport, and Aurelien G. Borgoltz. Evaluation and further analysis of unsteady pressure response measurements on an airfoil at angle of attack. *8th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Breckenridge, Colorado, AIAA 2002-2457*, 2002.

⁷¹S. Moreau and M. Roger. Effect of angle of attack and airfoil shape on turbulence-interaction noise. *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Meeting and Exhibit, AIAA 2005-2973*, 2005.

⁷²W. Olsen and J. Wagner. Effect of thickness on airfoil surface thickness. *AIAA Journal*, 20(03) :437–439, 1982.

⁷³J.C.R. Hunt. A theory of turbulent flow round two-dimensional bluff bodies. *J. Fluid Mech.*, 61(4) :625–706, 1973.

RÉFÉRENCES

- ⁷⁴M.S. Howe. Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *J. Fluid Mech.*, 126 :625–673, 1975.
- ⁷⁵M.S. Howe. Edge-source acoustic green’s function for an airfoil of arbitrary chord, with application to trailing-edge noise. *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 54 :139–155, 2001.
- ⁷⁶D.B. Hanson. The spectrum of rotor noise caused by atmospheric turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 56 :110–126, 1974.
- ⁷⁷M.V. Lowson. The sound field for singularities in motion. *Proc. Royal Soc., Series A : Mathematical and Physical Sciences*, 286(1407) :559 – 572, 1965.
- ⁷⁸J.S. Bendat and A.G. Piersol. Measurment and analysis of random data. *John Wiley & Sons, Inc.*, page 365, 1966.
- ⁷⁹J. Scoles and J.B. Ollerhead. An experimental study of the effects of an inlet flow conditioner on the noise of a low speed axial flow fan. *National Gas Turbine Establishment, University of Technology, Loughborough*, (Report No. AT/2170/049/XR), 1981.
- ⁸⁰M. Stremel. Schaufelwechseldrücke und Schallabstrahlung bei einem Axialventilator unter turbulenter Zuströmung. *Fortschritt-Berichte VDI Reihe 7 Nr*, 439, 2002.
- ⁸¹M. Schneider. Der Einfluss der Zuströmbedingungen auf das breitbandige Geräusch eines Axialventilators. *Fortschritt-Berichte VDI Reihe 7 Nr*, 478, 2006.
- ⁸²A.V. Smol’yakov and V.M. Tkachenko. The measurement of turbulent fluctuations. an introduction to hot-wire anemometry and related transducers. *Springer-Verlag, Berlin*, 1983.
- ⁸³E.J. Kerschen and P.R. Gliebe. Fan noise caused by the ingestion of anisotropic turbulence - a model based on axisymmetric turbulence theory. *AIAA 6th Aeroacoustics Conference, Hartford*, 1980.
- ⁸⁴J.K. Batchelor. The theory of homogeneous turbulence. *Cambridge University Press*, 1953.
- ⁸⁵S. Moreau and M. Roger. Competing broadband noise mechanisms in low speed axial fans. *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference Meeting and Exhibit, AIAA 2004-3039*, 2004.
- ⁸⁶S. Lewy. Overview on fan noise prediction. *Kolloquium für Fluid und Thermodynamik, Siegen*, 2002.
- ⁸⁷P.E. Roach. The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids. *Heat and Fluid Flow*, 8(02) :82–92, 1986.
- ⁸⁸F. Farassat. Prediction of advanced propeller noise in the time domain. *AIAA Journal*, 24(4), 1984.
- ⁸⁹K.S. Brentner and F. Farassat. Analytical comparison of the acoustic analogy and kirchhoff formulation for moving surfaces. *AIAA Journal*, 36(8), 1998.
- ⁹⁰P. di Francescantonio. A new boundary integral formulation for the prediction of sound radiation. *J. Sound & Vib.*, 202(4), 1997.
- ⁹¹Ch. Hirsch, Gh. Ghorbaniasl, and J. Ramboer. Fan noise simulation in the time domain : Validation test cases. *The Second International Symposium on Fan Noise, Senlis - France*, 2003.
- ⁹²G. Ghorbaniasl and C. Hirsch. Validation and application of a far-field time domain formulation for fan noise prediction. *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2005-2838*, 2005.
- ⁹³M.P. Isom. The theory of sound radiated by a hovering transonic helicopter blade. *Poly-AE/AM*, 1975.
- ⁹⁴C.K.W. Tam. Rotor noise : Category 2, analytical solution. , *Third Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems, NASA/CP-2000-209790*, 2000.
- ⁹⁵J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. i. the basic experiment. *Month. Wea. Rev.*, 91 :99–164, 1963.
- ⁹⁶M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and Cabot W.H. Dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *In Summer Workshop, Center for Turbulence Research, Stanford, CA*, 1996.
- ⁹⁷D.K. Lilly. A proposed modification of the germano subgrid-scale closure model. *Physics of Fluids*, pages 633–635, 1992.
- ⁹⁸E. Sergent. Vers une méthodologie de couplage entre la simulation des grandes echelles et les modèles statistiques. *Thèse Doctorat, L’ECL, Lyon France*, 2002.
- ⁹⁹R. Kraichnan. Diffusion by a random velocity field. *Physics of Fluids*, 1970.

RÉFÉRENCES

- ¹⁰⁰D. Casalino. An advanced time approach for aeroacoustic analogy predictions. *J. Sound & Vib.*, 261 :583–612, 2003.
- ¹⁰¹K.S. Brentner and F. Farassat. Modeling aerodynamically generated sound of helicopter rotors. *Progress in Aerospace Sciences*, 39 :83–120, 2003.
- ¹⁰²A. Lyrintzis. Integral methods in computational aeroacoustics - from the (CFD) near-field to the (acoustic) far-field. *6th CEAS - ASC Workshop*.
- ¹⁰³KS. Brentner, GA. Bres, G. Perez, and HE. Jones. Maneuvering rotorcraft noise prediction : a new code for a new problem. *AHS Aerodynamics, Acoustics, and Test Evaluation Specialist Meeting*, 2002.
- ¹⁰⁴F. Farassat. The derivation of a thickness noise formula for the far-field by Isom. *J. Sound & Vib.*, 64(1) :159–160, 1979.
- ¹⁰⁵F. Farassat. Isom’s thickness noise formula for rotating blades with finite thickness at the tip. *J. Sound & Vib.*, 72(4) :550–553, 1980.
- ¹⁰⁶F. Farassat and R. Martin. A note on the tip noise of rotating blades. *J. Sound & Vib.*, 86(3) :449–453, 1982.
- ¹⁰⁷C.K.W. Tam. Rotor noise : Category 2. , *Third Computational Aeroacoustics (CAA) Workshop on Benchmark Problems*, NASA/CP-2000-209790, 2000.
- ¹⁰⁸O. Marsden, C. Bogey, and C. Bailly. Noise radiated by a high-reynolds-number 3-d airfoil. *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2005-2817*, 2005.
- ¹⁰⁹F. Mathey. Computation of trailing-edge noise using a zonal rans-les approach and acoustic analogy. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2006-2505*, 2006.
- ¹¹⁰C. Kato, A. Lida, H. Fujita, and M. Ikegawa. Numerical prediction of aerodynamic noise from low Mach number turbulent wake. *AIAA 1993-0145*, 1993.
- ¹¹¹E. Manoha, C. Herrero, P. Sagaut, and S. Redonnet. Numerical prediction of airfoil aerodynamic noise. *8th CEAS/AIAA Aeroacoustics Conference, AIAA- 2002-2573*, 2002.
- ¹¹²G.M. Corcos. The structure of the turbulent pressure field beneath a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Dynamics*, 18, 1964.
- ¹¹³W.K. Blake and D. A. Lynch. Source characterization by correlation techniques. aeroacoustic measurements. *Chapter 4 : T. J. Mueller (Ed.). Berlin : Springer*, pages 218–257, 2002.

Annexe A : Prédiction du bruit des ventilateurs par un couplage d'une méthode analytique et de la CFD

Colloque Lyon - Bruit aérodynamique des ventilateurs 25 - 26 octobre 2006

Prediction du bruit des ventilateurs par un couplage d'une méthode analytique et de la CFD

Djaafer Fedala,^{*} Smaïne Kouidri,^{††} Farid Bakir^{‡‡} et Robert Rey^{§§}

*Laboratoire de Mécanique des Fluides Interne - École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers,
151 bd. de l'Hôpital Paris, 75013, France*

Le bruit des ventilateurs constitue une préoccupation majeure dans l'industrie des turbomachines. L'objectif de ce travail s'inscrit dans le cadre de développement d'outils de prédiction du bruit des ventilateurs afin d'inclure les contraintes acoustiques dès la phase de conception. Dans le présent papier, une approche de prédiction du bruit large bande, rayonné en champ lointain par un ventilateur subsonique sujet à un écoulement amont turbulent, est présentée puis validée. La modélisation est basée sur un couplage d'une simulation numérique RANS et d'un calcul acoustique analytique. La modélisation acoustique est une extension de la formulation d'Amiet pour la détermination de la densité spectrale de puissance de la pression acoustique rayonnée par un profil isolé placé dans un écoulement turbulent aux pales tournantes. La simulation RANS est effectuée sur un canal interaube du ventilateur, afin de minimiser les ressources de calcul. Le jeu de fonctionnement est pris en compte. Les performances globales du ventilateur obtenues par la simulation numérique sont en bonne concordance avec les performances mesurées. La simulation RANS permet de caractériser l'écoulement turbulent amont. L'intensité de turbulence ainsi que les longueurs d'échelles caractéristiques de la turbulence sont déterminées sur différentes sections. Ces grandeurs permettent le calcul du spectre de la turbulence amont. Ce dernier constitue la donnée d'entrée du modèle acoustique. Les résultats ainsi obtenus donnent une bonne approximation qualitative du bruit rayonné par le ventilateur.

Nomenclature

b	Mi-corde du profil
C_0	Vitesse du son
$\bar{C}_a$	Vitesse axiale locale
d	Mi-envergure du profil
K_x	Nombre d'onde nominal dans la direction longitudinale
$\mathbf{k}$	Énergie cinétique turbulente
L	Fonction de transfert intégrale du profil
$l_y(\omega)$	Corrélation de longueur d'échelle suivant l'envergure
M	Nombre de Mach
M_n	Projection du nombre de Mach de la source dans la direction de l'observateur
M_t	Nombre de Mach tangentiel
R	Position radiale d'un segment de pale
R_{ww}	Inter-spectre de la vitesse transversale w
S_{pp}	Densité spectrale de puissance de la pression acoustique
S_{ww}	Densité spectrale de puissance de w
S_{uu}	Densité spectrale de puissance de u
u, w	Composantes axiale et transversale de la vitesse turbulente

^{*}ENSAM-LEMFI, djaafer.fedala@paris.ensam.fr.

^{††}ENSAM-LEMFI, samïne.kouidri@paris.ensam.fr.

^{‡‡}ENSAM-LEMFI, farid.bakir@paris.ensam.fr.

^{§§}ENSAM-LEMFI, robert.rey@paris.ensam.fr.

U	Vitesse axiale moyenne
$\vec{x}$	Position de l'observateur
$\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}$	Coordonnées cartésiennes axiale, dans la direction de l'envergure et dans verticale fixé au profil, respectivement
x, y, z	Coordonnées cartésiennes fixées au ventilateur
ϵ	Taux de dissipation de l'énergie turbulente
Φ_{ww}	Spectre bidimensionnel de w
Γ	Fonction gamma
Λ_a	Longueurs d'échelle intégrale de turbulence longitudinale
φ	Angle de directivité dans le plan (x, y)
κ	Nombre d'onde
κ_e	Nombre d'onde associé à l'énergie turbulente
κ_x, κ_y	Nombre d'onde longitudinale et dans la direction d'envergure
ρ_0	Densité au repos du fluide
ω_0	Fréquence angulaire de réception
ω	Fréquences angulaire de la source

I. Introduction

La prédiction du bruit large bande des machines tournantes constitue un enjeu important pour les constructeurs des turbomachines. De nature aléatoire, le bruit large bande est une composante non négligeable, voire prépondérante, dans les ventilateurs fonctionnant en régime subsonique. Différents mécanismes sont connus pour leurs contributions significatives. Cependant, ils ne peuvent être dissociés les uns des autres. Le spectre de bruit s'étend sur une large bande fréquentielle et l'importance de chaque mécanisme dépend souvent des conditions de fonctionnement. Le bruit généré par un profil, disposé dans un écoulement turbulent, est dû à la combinaison de plusieurs sources relativement distinctes, les plus importantes sont :

1. l'interaction des aubages avec l'écoulement turbulent amont et les couches limites du dispositif à l'entrée,
2. le bruit généré au niveau du bord de fuite, dû au développement et au décollement de la couche limite turbulente,
3. le bruit de lâcher tourbillonnaire associé à l'allée tourbillonnaire de von Karman (émission tourbillonnaire),
4. la génération du bruit par les écoulements secondaires et les tourbillons d'extrémités.

Le présent travail est consacré à la première source, connue pour sa contribution significative au bruit rayonné par les ventilateurs subsoniques. Elle correspond à des dipôles distribués le long de la surface du profil. Dans ce cas d'interaction, ces sources résultent de l'impact des tourbillons sur les surfaces rigides et sont concentrées sur le bord d'attaque.

Pour modéliser analytiquement le bruit d'interaction de turbulence amont, il est nécessaire de modéliser l'interaction de l'écoulement turbulent avec le profil. Ce problème relativement complexe est habituellement résolu en linéarisant les équations gouvernantes et puis en examinant la réponse du profil à une vitesse sinusoïdale se prolongeant infiniment à l'amont. La réponse à l'écoulement turbulent entier est alors obtenue comme somme linéaire de sinusoides sur l'intégralité des fréquences du spectre de la turbulence. La présente approche repose sur l'idée de coupler une simulation numérique RANS et un calcul acoustique analytique basé sur la formulation d'Amiet. La modélisation acoustique est une extension de la formulation d'Amiet pour la détermination de la densité spectrale de puissance de la pression acoustique rayonnée par un profil isolé placé dans un écoulement turbulent aux pales tournantes.

A. Bruit large bande par Amiet

1. Bruit rayonné par un profil

La formulation d'Amiet repose sur la théorie aérodynamique linéarisée du profil isolé et la formulation intégrale de Kirchhoff. Le bruit rayonné par une pale en champ lointain est lié au champ de vitesses turbulentes par des fonctions de transfert indépendantes des caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement. L'interaction aérodynamique des pales entre elles est négligée.

Un profil de faible épaisseur de corde $2b$ et d'envergure $2d$ est disposé dans un écoulement incident turbulent. Le champ fluctuant de pression aux parois est exprimé en fonction du champ turbulent de vitesse incidente. La théorie de Kirchhoff est ensuite utilisée pour déterminer le bruit rayonné en champ lointain à partir des fluctuations de pression aux parois. Ainsi, la densité spectrale de puissance acoustique en champ lointain S_{pp} , exprimée en fonction de la position de l'observateur $\vec{x}$ et de la fréquence ω , est reliée au champ amont de la vitesse turbulente par des modèles spectraux de turbulence. La formulation proposée par Amiet¹ est retenue dans ce papier pour la densité spectrale acoustique :

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega) = \left[\frac{\rho_0 k b z}{\sigma^2} \right]^2 U d l_y(\omega) S_{ww}(\omega) |L(x, \frac{\omega}{U}, 0)|^2 \quad (1)$$

Cette théorie est établie pour un profil de faible cambrure, et des fluctuations pas trop élevées.

2. Bruit rayonné par une pale tournante

La possibilité que l'écoulement incident de turbulence atmosphérique ou de turbulence générée par une grille à l'entrée du ventilateur soit la source majeure du bruit a été montrée par plusieurs auteurs, Hanson.² La génération du bruit par une pale tournante est similaire à celle d'un profil isolé disposé dans un écoulement turbulent tant que le temps de rotation est assez grand par rapport au temps de génération du bruit. L'hypothèse de haute fréquence de la source est justifiée par l'expression de Lowson.³ Elle 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 dans lequel la force agit. Dans l'hypothèse de source à haute fréquence, les effets d'accélération sont négligeables comparés au bruit dû à la fluctuation élevée des sources. Cette démarche a été déjà utilisée par Amiet⁴ pour la modélisation du bruit émis par une pale d'hélicoptère.

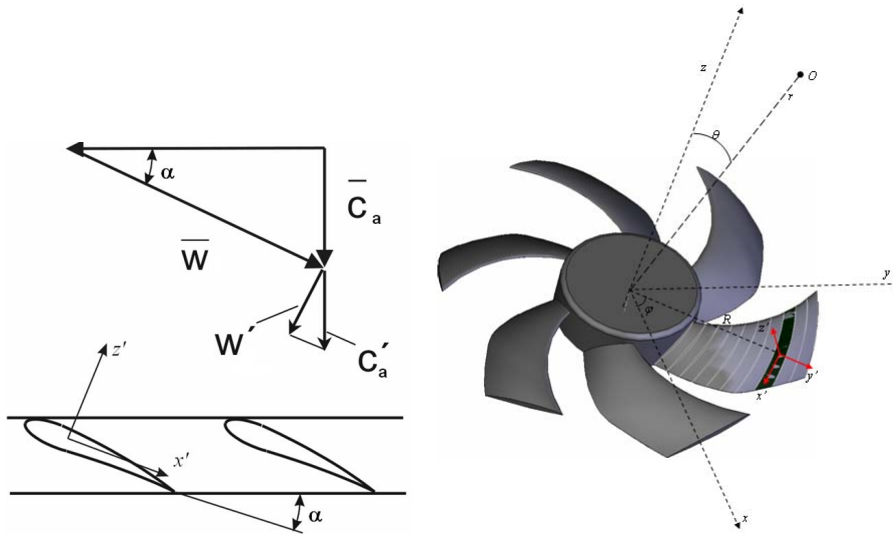


Figure 1. Triangle des vitesses et segment de pale d'un ventilateur axial

Le segment de la pale est considéré comme plaque plane. On doit considérer une moyenne pondérée pour tenir compte des différents laps de temps passés par le rotor dans les différentes positions azimutales. Ce facteur pondérant est le facteur de Doppler. Le nombre de Mach varie suivant l'envergure, une intégration sur celle-ci est nécessaire. 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 la pale à une position azimutale donnée. L'hypothèse de fréquence d'émission du bruit bien supérieure à la fréquence de rotation de la pale nous permet de traiter un segment de pale en mouvement rotatif comme s'il était instantanément en mouvement rectiligne. Cette démarche analytique prend en compte les effets les plus importants, notamment la non-compacité des sources et l'effet de compressibilité.

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 , figure 1. L'observateur est supposé être dans le plan (x, z) et à un angle θ de l'axe z . L'hypothèse de charge constante nulle est retenue. Le segment est supposé parallèle au mouvement local relatif du fluide. Un second système de coordonnées $(\acute{x}, \acute{y}, \acute{z})$ est défini, avec $\acute{y}$ porté par le rayon, $\acute{x}$ porté par le plan moyen du segment. L'axe $\acute{x}$ forme un angle α avec le plan (x, y) , γ est l'angle de calage du profil.

Dans une machine tournante l'écoulement aérodynamique autour d'une pale n'est plus le même que si la pale était isolée. Il y a interaction entre les pales tournantes, si le temps de convection d'un tourbillon est plus grand que le temps de passage d'une pale, les tourbillons seront captés par plus d'une pale. Ne pas faire d'intercorrélations des forces aérodynamiques reviendrait à supposer que l'aérodynamique d'une pale n'est pas affectée par la présence des pales voisines. Le bruit calculé comportera juste la composante large bande, hypothèse admise dans un premier temps.

La densité spectrale de puissance de la pression acoustique donnée dans le cas d'un profil rencontrant un écoulement turbulent sera appliquée directement pour déterminer le spectre $S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega)$, c'est le spectre que continuerait à rayonner le segment de pale s'il était à un angle azimutale φ et qu'il continuerait à se déplacer en mouvement rectiligne suivant $\vec{W}$. On pourra écrire alors :

$$S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega) = \left[\frac{\rho_0 k b \dot{z}}{\dot{\sigma}^2} \right]^2 \bar{W} dl_y(\omega) S_{\acute{w}\acute{w}}(\omega) |L(\acute{x}, \frac{\omega}{\bar{W}}, 0)|^2 \quad (2)$$

L'équation 2. donne le spectre acoustique produit par un profil rencontrant une turbulence comme s'il a été mesuré par un microphone fixe par rapport au profil. Le facteur de Doppler permet d'exprimer le spectre en fonction de la fréquence de réception. Ainsi, on obtient l'expression du spectre dans le repère fixe (x, y, z) .

$$\frac{\omega_0}{\omega} = \frac{1}{1 + M_t \sin \varphi \sin \theta} = \frac{1}{1 - M_n} \quad (3)$$

Dans l'équation 2, $S_{\acute{w}\acute{w}}$ doit être exprimée dans le repère locale (primé). Pour une turbulence isotrope l'orientation du repère est sans importance. L'équation de S_{pp} dessus donne le spectre produit par une pale se déplaçant en mouvement rectiligne à une valeur particulière de φ . Comme la pale est en mouvement circulaire, ce spectre est moyenné sur l'azimut. Plutôt un facteur pondérant doit être introduit pour expliquer le fait que le rotor passe différents laps de temps à différents endroits azimutaux. Ce facteur représente le rapport de la fréquence de la source à la fréquence de la réception.

$$S_{pp}(\vec{x}, \omega_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega) \frac{\omega}{\omega_0} d\varphi \quad (4)$$

L'expression finale pour le bruit rayonné en champ lointain de B segments de pales de mi envergure d en rotation au rayon R est.

$$S_{pp}(\vec{x}, \varphi, \omega_0) = \frac{Bd}{2\pi} \left[\frac{\rho_0 b}{C_0} \right]^2 \int_0^{2\pi} \left(\frac{\omega \dot{z}}{\dot{\sigma}^2} \right)^2 \bar{W} \frac{\omega}{\omega_0} l_y(\omega) S_{\acute{w}\acute{w}}(\omega) |L(\acute{x}, \frac{\omega}{\bar{W}}, 0)|^2 \quad (5)$$

Une intégration sur l'envergure de la pale est ensuite effectuée. Les intégrales sont effectuées par des sommations numériques. Le modèle est établi pour un rotor non caréné.

II. Caractérisation de l'écoulement turbulent incident

La caractérisation expérimentale ou numérique de l'écoulement turbulent incident constitue une étape importante dans la modélisation du bruit de bord d'attaque. Un bref aperçu est donné sur une caractérisation expérimentale déjà présentée⁵ sur un autre ventilateur subsonique. Par la suite, des corrélations empiriques qui permettent d'évaluer l'intensité turbulente et la longueur d'échelle de turbulence à l'aval d'une grille sont utilisées pour alimenter le modèle de von Kármán. Enfin, une approche de caractérisation par la CFD est abordée.

A. Caractérisation expérimentale

Dans Fedala et al.,⁵ l'écoulement amont a été caractérisé expérimentalement à l'aide de sondes à film chaud. Un ventilateur axial est disposé dans un écoulement turbulent généré par cinq différentes configurations à l'entrée. Ainsi, la vitesse moyenne axiale incidente, la longueur d'échelle intégrale de turbulence et l'intensité de la turbulence ont été mesurées sur neuf sections radiales différentes. Ces grandeurs suffisent pour caractériser le spectre de l'écoulement turbulent incident. Le modèle classique de turbulence de von Kármán, supposant un écoulement turbulent isotrope a été utilisé. La puissance acoustique rayonnée est aussi mesurée dans une chambre anéchoïque. D'une manière générale, les résultats obtenus ont donné satisfaction sur une large bande fréquentielle. La distribution de la puissance acoustique sur les bandes fréquentielles est très sensible à la taille de l'échelle intégrale de turbulence. Le modèle est plus fiable pour des intensités de turbulence faibles, ce qui est en cohérence avec l'hypothèse de la théorie aérodynamique linéarisée.

B. Caractérisation par des corrélations empiriques

En supposant une vitesse axiale constante, la vitesse relative $\bar{W}$ sur dix segments de pale est calculée à partir du triangle des vitesses. Dans cette section, le modèle de von Kármán est également utilisé. Par contre, au lieu de mesurer les grandeurs turbulentes à l'amont, des corrélations empiriques sont utilisées. Ainsi, l'intensité de turbulence est calculée par la formule empirique de Fink, valable dans le cas d'une turbulence isotrope générée par une grille :

$$\frac{(\overline{u^2})^{1/2}}{U} = 0.04 \left[\frac{U}{U_{ref}} \right]^{-0.2} ; U_{ref} = 60 \text{ m/s} \quad (6)$$

Roach⁶ a établi des corrélations empiriques qui donnent l'échelle intégrale de turbulence à l'aval d'une grille en fonction des caractéristiques géométriques de la grille :

$$\Lambda_a / \zeta = 0.02 (\Delta_a / \zeta)^{1/2} \quad (7)$$

Avec ζ est la distance séparant les trous de la grille entre eux et Δ_a est la distance entre la grille et le point de mesure.

Le ventilateur étudié

A partir de cette section, le ventilateur étudié est un ventilateur axial de refroidissement de moteur d'automobile, figure 2.a). Le point nominal de fonctionnement, de rendement maximal, correspond à un débit de 2273 m³/h pour une vitesse de rotation 2000 tr/mn. Le nombre de Mach à la périphérie est de 0.11. Les performances mesurées de ce ventilateur sur le banc d'essai, construit conformément à la norme ISO5801, sont représentées sur la figure 2.b).

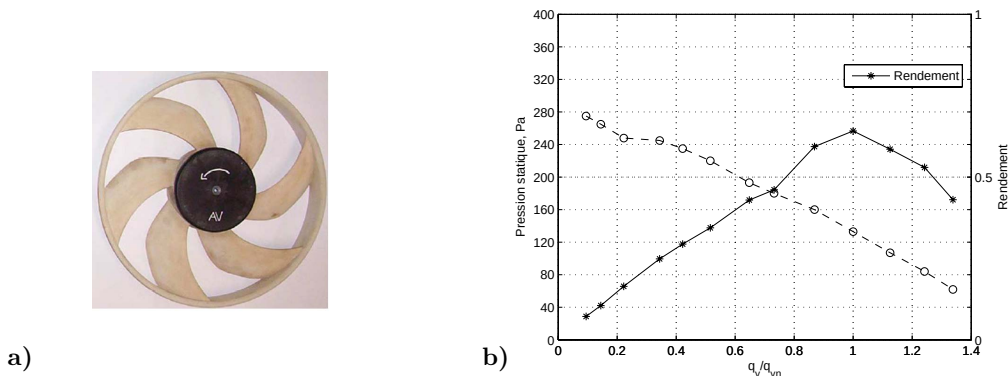


Figure 2. a) Le ventilateur FANAV b) performances du ventilateurs

Le nombre de Reynolds défini par la corde et la vitesse relative moyenne de l'écoulement varie de 58625 au moyeu à 248650 à la périphérie de la pale. L'angle d'attaque varie de 53.5° à 66.4° . Le Tableau 1. résume les caractéristiques géométriques de la pale du ventilateur au moyeu, au rayon moyen et à la périphérie. Il est à noter que tous les calculs et les essais ont été effectués au débit nominal.

Rayon (mm)	Corde (mm)	Cz	Angle d'attaque($^\circ$)
68	58	1.383	53.5
125	84.4	0.934	66.25
182	94.15	1.17	66.4

Table 1. Caractéristiques géométriques de la pale

La Figure 3.a montre le spectre de niveau de pression acoustique en champ lointain pour différentes échelles intégrales de turbulence, i.e. différentes tailles de structures turbulentes, estimées à 0.01 m, 0.03 m et 0.06 m. Dans le but d'étudier l'influence de Λ_a sur le spectre rayonné, l'expression (7) n'est pas utilisée. On trouve dans la littérature, que la taille de ces structures est faiblement dépendante de la vitesse incidente, elles sont plutôt dépendantes des caractéristiques géométriques de la grille génératrice de la turbulence, à savoir profondeur, largeur et espacement des trous. La distribution du bruit rayonné sur les bandes fréquentielles est très sensible à l'échelle intégrale des structures turbulentes. Les larges structures émettent du bruit aux basses fréquences. Par contre, les petites échelles émettent plutôt aux hautes fréquences. Cette observation est physiquement consistante.

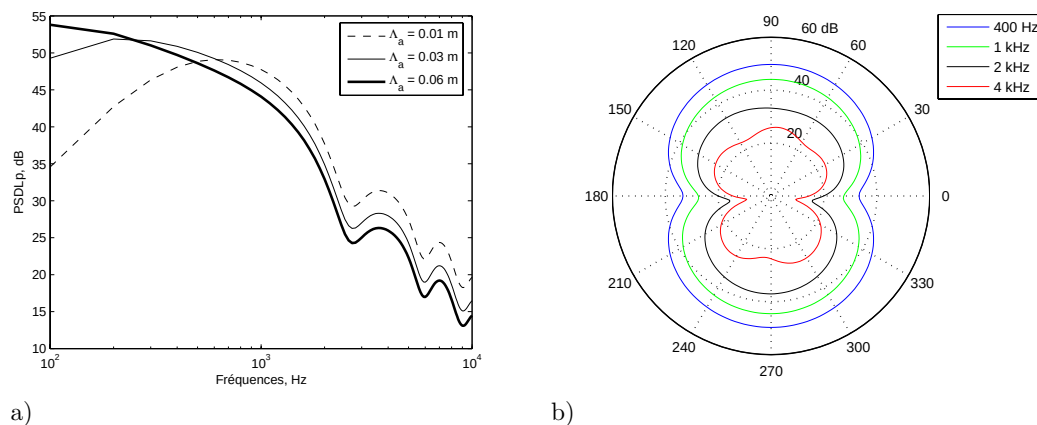


Figure 3. Bruit d'interaction de turbulence amont: a) pour différentes tailles d'échelle intégrale de turbulence, sur l'axe de rotation à $r = 2$ m b) directivité à 2 m du centre du ventilateur, $\Lambda_a = 0.06m$

La figure 3.b montre la directivité du bruit de bord d'attaque rayonné à 2 m du centre du ventilateur. Une observation intéressante se dégage; le principal lobe de rayonnement se situe au niveau de l'axe de rotation. De petits lobes apparaissent au niveau des hautes fréquences.

III. Caractérisation par la CFD

Les modèles analytiques de prédiction du bruit d'interaction de turbulence amont supposent connues la vitesse incidente moyenne de l'écoulement ainsi que les corrélations (ou spectre) de la vitesse turbulente incidente. Cependant, dans la majorité des cas, le champ turbulent à l'amont est mal défini. C'est notamment le cas où on souhaite connaître le comportement d'un ventilateur lors de la phase de conception. Les simulations numériques en mécanique des fluides (CFD), basées sur la résolution des équations moyennées de Navier-Stokes avec un modèle de turbulence à deux équations, sont souvent utilisées pour la prédiction de l'écoulement moyen et les champs de pression dans les turbomachines. L'idée est de pouvoir utiliser les mêmes solutions de la CFD pour fournir les paramètres d'entrée des modèles spectraux de turbulence. En fait, il faut établir des relations qui expriment les modèles spectraux de turbulence, supposant une turbulence homogène et isotrope, en terme de l'énergie cinétique turbulente k et de son taux de dissipation ϵ . Dans

cette section, une relation intéressante est dégagée, elle relie explicitement les échelles caractéristiques de turbulences aux termes $\mathbf{k}$ et ϵ .

A. Spectre de vitesse en fonction de l'énergie turbulente $\mathbf{k}$ et de son taux de dissipation ϵ

Fondamentalement, la distribution du spectre de l'énergie turbulente peut être décomposée en trois bandes fréquentielles :

- la bande des grandes échelles (les macros), elle contient les structures de l'ordre de l'écoulement moyen,
- la bande des échelles inertielles, dans laquelle l'énergie est convertie en de plus en plus petites échelles par l'allongement et la déformation non visqueux des tourbillons,
- la bande des petites échelles dissipatives, dans laquelle les effets visqueux sont prépondérants.

Kolmogorov⁷ a montré que la région des échelles inertielles, moyennes fréquences, dépend seulement du taux de dissipation de l'énergie turbulente ϵ et du nombre d'onde κ . Sur la base de cette hypothèse, la forme de l'énergie $E(\kappa)$ dans la région inertielle s'écrit :

$$E(\kappa) = c\epsilon^a \kappa^b \quad (8)$$

Avec $a = 2/3, b = -5/3$ et $c \approx 1.5$

Les coefficients a et b sont déterminés par une analyse adimensionnelle. Tandis que c est un paramètre empirique. Par ailleurs, un modèle à été proposé par von Kàrmàn basé sur une loi asymptotique en $\kappa^{-5/3}$ pour les nombres d'onde élevés et une loi en κ^4 pour les faibles nombres d'onde.

$$E(\kappa) = \alpha(\mathbf{k}/\kappa_e)(\kappa/\kappa_e)^4 [1 + (\kappa/\kappa_e)^2]^{-17/6} \quad (9)$$

La constante α peut être déterminée, l'intégration de $E(\kappa)$ sur l'intégralité des κ est égale à l'énergie cinétique, alors :

$$\alpha = \frac{110}{27\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\frac{5}{6})}{\Gamma(\frac{1}{3})} \approx 0.97 \quad (10)$$

Le paramètre κ_e , représentant le nombre d'onde associé à l'énergie turbulente, peut être exprimé en fonction de $\mathbf{k}$ et de ϵ . En égalisant la loi asymptote pour les nombres d'onde élevés de l'équation (8) avec l'équation (7), on aura :

$$\kappa_e = (c/\alpha)^{3/2} \left(\epsilon/\mathbf{k}^{\frac{3}{2}} \right) = 1.9 \left(\epsilon/\mathbf{k}^{\frac{3}{2}} \right) \quad (11)$$

Avec l'hypothèse de turbulence isotrope, toutes les composantes du spectre de la vitesse turbulente, sont données par :

$$\Phi_{ij}(\kappa) = \frac{E(\kappa)}{4\pi\kappa^2} \left(\delta_{ij} - \frac{\kappa_i\kappa_j}{\kappa^2} \right) \quad (12)$$

Le spectre monodimensionnel de turbulence de la vitesse longitudinale S_{uu} et le spectre de la vitesse transversale S_{ww} peuvent être obtenus par intégration du spectre bidimensionnel Φ_{ij} sur κ_x puis κ_y . Pour le spectre de von Kàrmàn, le résultat est le suivant :

$$S_{uu}(\kappa_x) = \frac{9\alpha}{55} \frac{\mathbf{k}}{\kappa_e} \left[1 + \left(\frac{\kappa_x}{\kappa_e} \right)^2 \right]^{-\frac{5}{6}} \quad (13)$$

$$S_{ww}(\kappa_x) = \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa_e^2 + \frac{8}{3}\kappa_x^2}{\kappa_e^2 + \kappa_x^2} \right) S_{uu} \quad (14)$$

Pour la détermination de l'échelle longitudinale intégrale de turbulence, On a : $S_{uu}(0) = u^2\Lambda_a/\pi$, d'autre part : $u = \sqrt{(2/3)\mathbf{k}}$, alors :

$$\Lambda_a \approx 0.39 \frac{\mathbf{k}^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (15)$$

Les équations (11),(13) et (15) permettent une description du spectre de turbulence amont en fonction des solutions de la CFD, notamment l'énergie cinétique turbulente $\mathbf{k}$ et son taux de dissipation ϵ .

B. Géométrie et maillage

Les simulations 3D ont été réalisées sous Fluent 6.2.16, un code commercial basé sur la méthode des volumes finis. Une périodicité de 60° a été utilisée, permettant de réduire les ressources de calcul, en temps et en mémoire. Dans le but de comparer les résultats de calcul avec les résultats expérimentaux globaux et locaux, un caisson a été rajouté à l'amont du ventilateur. Afin d'avoir un domaine de calcul périodique, une forme cylindrique au caisson a été imposée. Une grille ayant les mêmes caractéristiques géométriques, diamètre, profondeur et espacement des trous de la grille, que celle utilisée dans les essais a été placée à une distance d'un mètre à l'amont du ventilateur.

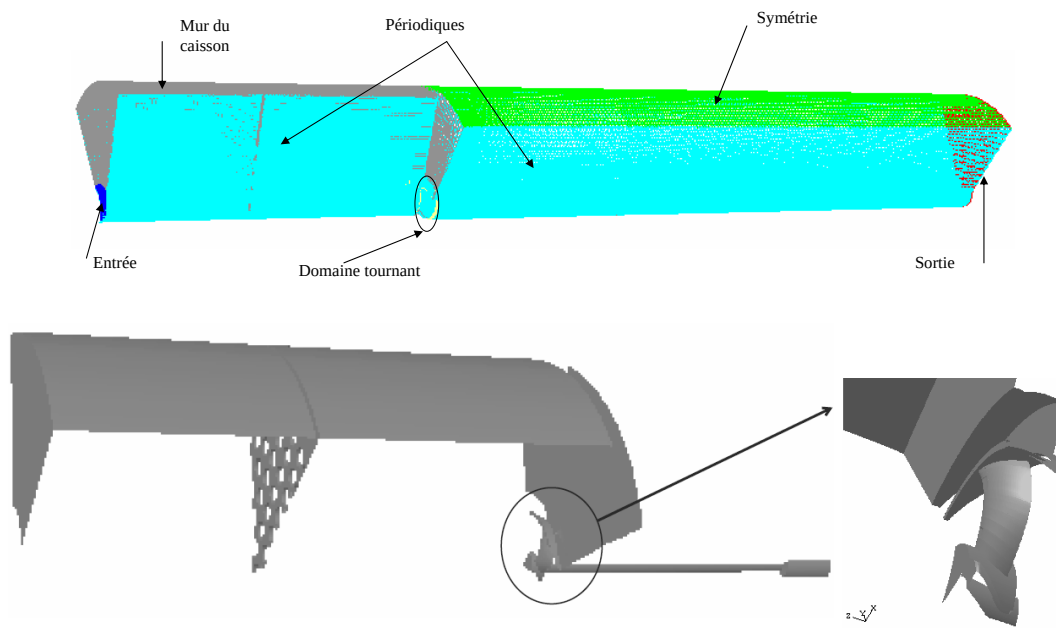


Figure 4. Domaines de calcul

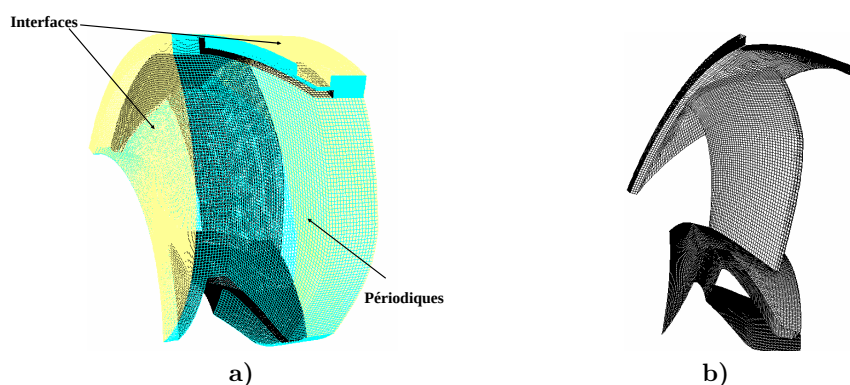


Figure 5. a) Domaine de calcul tournant b) maillage de la pale

La figure 4. montre la géométrie des trois domaines suivants:

1. le domaine amont qui est composé du caisson avec la grille,
2. le domaine tournant qui est composé du ventilateur et du volume du jeu,
3. le domaine de sortie qui est un conduit cylindrique, contenant le moteur et son arbre, de même diamètre que le caisson, prolongé suffisamment pour éviter des retour de flux et ne pas influencer l'écoulement autour des pales du ventilateur.

L'empilement de la pale et la prise en compte du jeu de fonctionnement nécessite la division du volume fluide associé en sous domaines réguliers afin de pouvoir générer un maillage hexaédrique. Ce maillage devrait assurer une stabilité des calculs et minimiser les erreurs de diffusion numérique. Un schéma implicite de deuxième ordre est utilisé dans la discrétisation des équations de quantités de mouvement et de continuité. Une décomposition en sous domaines de calcul est utilisée permettant un calcul parallèle sur plusieurs machines.

Le canal fluide contenant la pale, figure 5., a été maillé avec 91 éléments suivant la corde, 78 éléments suivant l'envergure et 94 éléments suivant l'azimut. Les conditions aux limites de vitesse à l'entrée et de pression à la sortie ont été imposées. Le modèle de turbulence k-epsilon Realizable est retenu avec loi de parois standard, pas de traitement proche parois. La limite des résidus a été fixée à 10^{-5} et le pas de temps à 5.10^{-5} s. La technique du maillage glissant a été appliquée au niveau des interfaces non-conformes afin de tenir compte des interactions et des instationnarités générées par le mouvement relatif entre les parties fixes, grille et caisson, et les parties mobiles, la roue. Une adaptation du maillage a été réalisée en cours de calcul pour ramener le y_{max}^+ à 70 pour l'ensemble de la roue, valeur recommandée pour les lois de parois standards. La figure 6. montre une vue du maillage autour de la pale avant et après le raffinement.

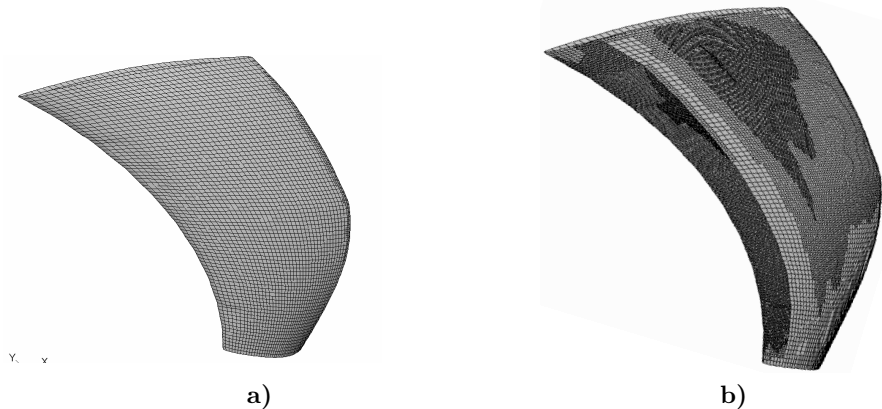


Figure 6. Maillage autour de la pale a) initial b) après adaptation

C. Résultats aérodynamiques

La première validation expérimentale est effectuée sur les performances globales du ventilateur. La pression retrouvée dans les calculs est de 137 Pa. Elle correspond à une erreur relative de 3% par rapport à la pression mesurée sur le banc d'essai, construit conformément à la norme ISO5801. Les valeurs calculées sont des moyennes pondérées par le débit massique sur des sections amont et aval du ventilateur de la pression statique. Le champ de pression statique sur le coté extrados et intrados est montré sur la Figure 7. L'étude de la solution CFD de l'écoulement interne dans le ventilateur ou de l'écoulement secondaire au niveau du jeu est d'un grand intérêt. Cependant, dans le présent papier, l'analyse est focalisée sur l'écoulement à l'aval de la grille, considéré ici comme source de l'instationnarité de l'écoulement amont au ventilateur. La figure 7. montre les lignes de courant. La grille effectivement joue un rôle d'homogénéisateur de l'écoulement. Un grand tourbillon est observé à la sortie du ventilateur.

Les résultats de mesure de vitesse instationnaire sur ce ventilateur ont été déjà présentés.⁸ Les composantes de la vitesse instationnaire ont été mesurées avec une sonde à film chaud. Les mesures ont été effectuées à 1 cm à l'aval du bord de fuite sur 11 positions radiales régulièrement espacées. Cependant, la comparaison avec les calculs n'est pas montrée dans la présente étude. Un problème d'exportation des solutions instationnaires a été rencontré. Dans le cas d'un calcul parallèle sous Fluent, l'exportation automatique de la solution instationnaire sur des sections n'est pas possible. Une UDF est en train d'être développée pour remédier à ce problème.

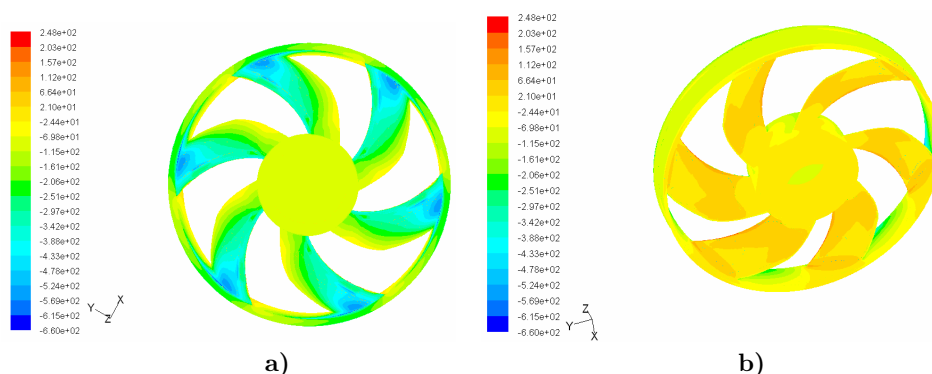


Figure 7. Pression statique a) sur le coté extrados b) sur le coté intrados

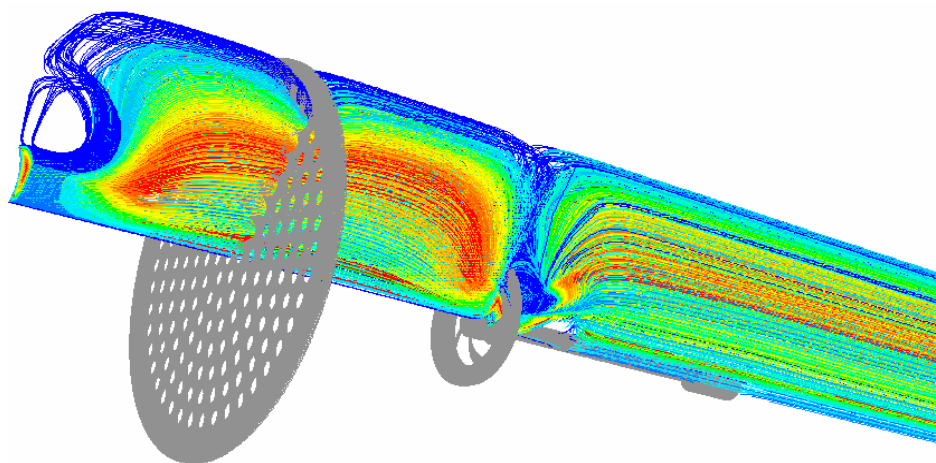


Figure 8. Lignes de courant colorés par les id. des particules

Dans un premier temps, seules les composantes de la vitesse instationnaire en un point noté P1, situé à 3 cm du bord d'attaque au rayon moyen à l'amont du ventilateur, sont analysées. Ces composantes sont présentées sur les figures 9.a), 9.b) et 9.c). Leur évolution est quasi-périodique. Le passage de pale est assez visible sur ces courbes. L'énergie cinétique turbulente obtenue par la CFD en ce point est de $k(P1) = 6,09 \text{ m}^2/\text{s}^2$ et son taux de dissipation est de $\epsilon(P1) = 27,98 \text{ m}^2/\text{s}^3$.

L'approche de la détermination du spectre de turbulence à partir de $\mathbf{k}$ et ϵ est appliquée au niveau du point P1. La figure 9.e) montre la densité spectrale de la composante axiale instationnaire calculée à partir de la solution URANS ainsi que le spectre calculé à partir de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation. A priori, le spectre issu des vitesses temporelles n'est pas physiquement consistant, puisque la composante turbulente n'est pas contenue dans le signal instationnaire URANS. Seule l'interaction avec le passage de pale pouvant être aperçue. Les pics aux fréquences de passages de pale sont bien marqués.

Dans un travail futur, le spectre obtenu à partir de l'énergie cinétique turbulente et de son taux de dissipation sera comparé avec un spectre issu d'une solution LES ou d'une mesure à sonde à film chaud.

IV. Conclusion

Une modélisation du bruit d'interaction de la turbulence amont a été présentée. La modélisation repose sur la formulation d'Amiet établie pour un profil isolé. Moyennant l'hypothèse de source à hautes fréquences, cette formulation est étendue au cas des pales tournantes. Cette modélisation suppose connus l'écoulement moyen et le spectre de l'écoulement turbulent à l'amont du ventilateur. Ce qui n'est pas le cas dans plusieurs

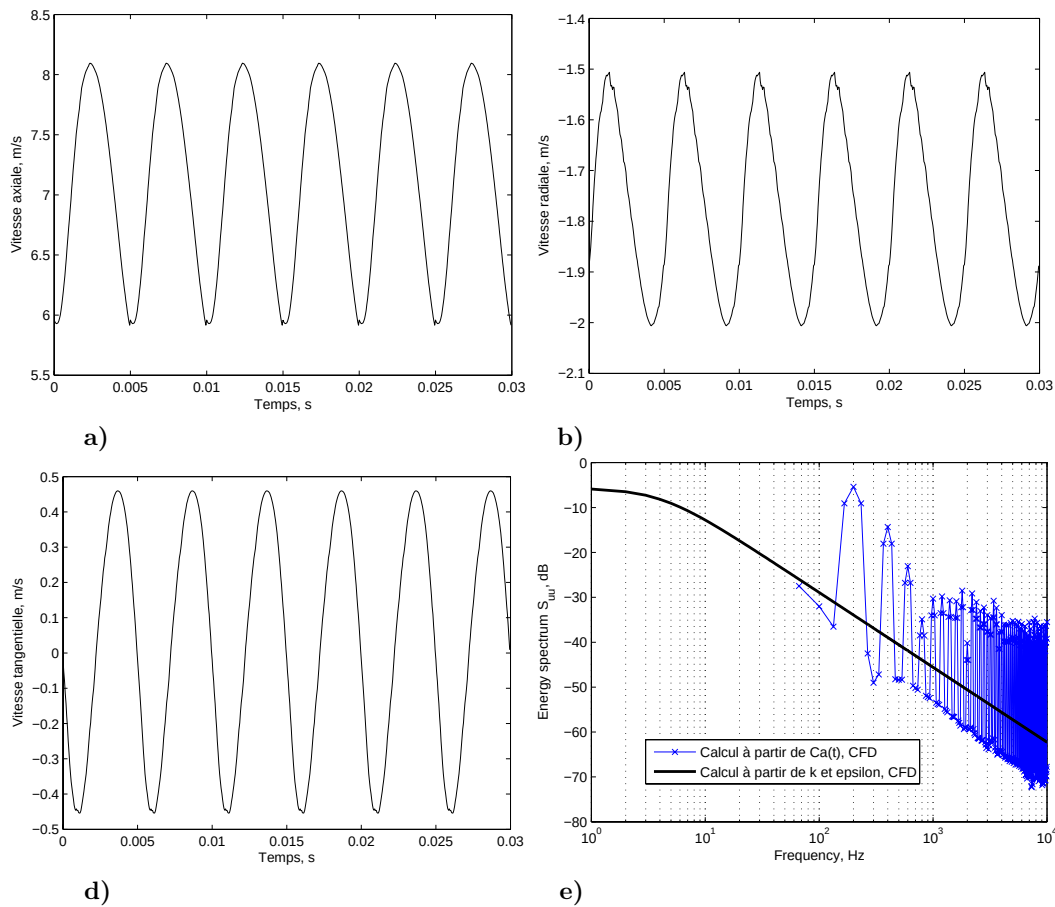


Figure 9. Composantes de la vitesse du point situé à 3 cm du bord d'attaque au rayon moyen

configurations.

Ainsi, différentes approches pour la caractérisation de l'écoulement turbulent incident ont été présentées. Ces approches peuvent être expérimentale, ou en utilisant des corrélations empiriques ou par un calcul RANS de l'écoulement amont.

La caractérisation expérimentale a permis la validation le modèle sur plusieurs écoulements turbulents générés par différentes configurations à l'entrée du ventilateur. La modélisation par des corrélations empiriques peut être utilisée pour avoir une bonne estimation qualitative du bruit rayonné ou pour des études paramétriques. La définition spectrale de l'écoulement turbulent amont par un calcul RANS est très prometteuse, vue que la résolution de l'écoulement moyen est accessible sur des configurations réalistes.

References

- ¹R. K. Amiet. Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream. *J. Sound Vib*, 41, 1975.
- ²D. B. Hanson. The spectrum of rotor noise caused by atmospheric turbulence. *J. Acoust. Soc. Am*, 41, 1974.
- ³M. V. Lowson. The sound field for singularities in motion. *Proceedings of the Royal Society, Series A: Mathematical and Physical Sciences*, 286(1407):559 – 572, 1965.
- ⁴R.K. Amiet. Noise produced by turbulent flow into a propeller or helicopter rotor. *AIAA*, (76-560), 1976.
- ⁵D. Fedala S. Koudri R. Rey Th. Carolus et M. Schneider. Incident turbulence interaction noise from an axial fan. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, (2006 - 2477), 2006.
- ⁶P. E. Roach. The generation of nearly isotropic turbulence by means of grids. *Heat and Fluid Flow*, 8(02):82-92, 1986.
- ⁷J. O. Hinze. Turbulence. *McGraw-Hill Book Company, Inc*, 1975.
- ⁸G. Kergourlay, S. Koudri, G. W. Rankin, and R. Rey. Experimental investigation of the 3d unsteady flow field downstream of axial fans. *Flow Measurement and Instrumentation Journal*, pages 303-314, 2006.