

# **THESE**

présentée devant L'ECOLE CENTRALE DE LYON  
pour obtenir le titre de DOCTEUR  
SPECIALITE ACOUSTIQUE

par

**Stéphane Caro**

## **CONTRIBUTION A LA PREVISION DU BRUIT D'ORIGINE AERODYNAMIQUE D'UN VENTILATEUR DE REFROIDISSEMENT**

Soutenue le 28 février 2003

### **JURY**

Examineurs : Pr. G.GEROLYMOS (Rapporteur)  
Pr. Y.GERVAIS (Rapporteur Président)  
Dr. A.GUÉDEL (Rapporteur)  
Dr. P.KUENTZMANN  
Dr. S.MOREAU  
Pr. M.ROGER

Thèse préparée à VALEO MOTORS AND ACTUATORS, La Verrière, France  
Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustiques, UMR CNRS 5509  
ECOLE CENTRALE DE LYON



Ce travail, commencé en septembre 1999, a été réalisé dans le cadre d'une Convention Industrielle de Formation par la Recherche (CIFRE) entre le Centre Acoustique de l'Ecole Centrale de Lyon et Valeo. Il s'est déroulé au sein de l'activité "Fan System" de Valeo Motors and Actuators, à La Verrière.

Deux personnes ont joué un rôle essentiel dans ce travail. Je remercie très chaleureusement Michel Roger, Professeur à l'Ecole Centrale de Lyon (ECL), pour sa disponibilité, sa compétence, ainsi que pour son soutien tout au long de ma thèse. Durant ces années Valeo, j'ai dû ma sérénité à Stéphane Moreau, Responsable du pôle expertise "Fan System", qui m'a encadré au quotidien. Son approche rigoureuse de la recherche industrielle a été le fil conducteur de mon travail de thèse.

Je tiens à remercier Georges Gerolymos, Professeur au Laboratoire d'Energétique et de Mécanique des Fluides Interne (LEMFI) de l'Université d'Orsay, Yves Gervais, Professeur au Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques (LEA) de Poitiers, ainsi qu'Alain Guédel, du Centre Technique des Industries Aéronautiques et Thermiques (CETIAT), qui m'ont fait l'honneur d'être rapporteurs de ma thèse. Leur contribution m'a permis de clarifier certains aspects du travail présenté. J'associe également à ces remerciements Paul Kuentzmann, Directeur Scientifique de la branche Mécanique des Fluides et Energétique de l'Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales (ONERA), d'avoir accepté de faire partie du jury.

J'adresse de sincères remerciements à Patrick Gnemi, de l'Institut franco-allemand de recherche de Saint Louis (ISL), réalisateur de HELIAC, qui a eu la gentillesse de me recevoir pour m'aider à valider RSF. Je remercie de même Stéphane Aubert, de Fluorem, pour son aide précieuse tout au long de la thèse, en particulier dans la génération de maillages.

J'aimerais remercier ici l'ensemble de mes collègues de Valeo ou d'ailleurs, Manuel, Mugurel, Bruno, Laurent, Pierre et tous les autres, non seulement pour l'aide efficace que tous m'ont apportée lors de ma thèse, mais aussi et surtout pour cette ambiance particulière dans laquelle j'ai toujours pris plaisir à travailler, boire du café, et parfois même courir...

Ce travail n'aurait sans doute pas abouti sans le soutien de Delphine, de mes parents, de mon frère, et de mes amis : tous ont supporté ces années de thèse, où les hauts et les bas se sont succédés. Ce mémoire leur est dédié.



# Résumé

## Contribution à la simulation numérique du rayonnement aéroacoustique de Groupes Moto-Ventilateurs

Le présent travail de thèse est consacré à la simulation du bruit de raies d'origine aérodynamique des ventilateurs de refroidissement VALEO. On utilise une méthode hybride, qui consiste à déterminer d'abord l'écoulement en ignorant l'acoustique, puis à en déduire le bruit. Le programme RSF (acronyme pour Rotor-Stator Fréquentiel) repose sur une formulation fréquentielle des équations de Ffowcs-Williams et Hawkins en champ libre, et utilise les fluctuations de charges sur les surfaces solides pour le calcul du bruit. Celles-ci sont obtenues grâce à des simulations RANS, effectuées le plus souvent avec le code commercial TASCflow.

La première partie, consacrée à l'étude aéroacoustique, présente les équations qui sont programmées ainsi que les justifications associées ; les limites de la modélisation sont mises en évidence, ce qui permet de donner des recommandations pour l'utilisation du programme RSF. Une comparaison avec un code temporel est proposée.

La deuxième partie synthétise l'étude aérodynamique, nécessaire à l'obtention des sources. Une étude paramétrique donne des préconisations pour les simulations non stationnaires, utiles lorsque l'on veut calculer le bruit directement à partir de fluctuations de portance. On étudie également une alternative économique à cette technique : la simulation RANS donne d'abord accès au champ de vitesse en amont de la source, une fonction de transfert aérodynamique permet ensuite de déterminer les fluctuations de charge.

Les résultats obtenus indiquent que dans un ventilateur de refroidissement constitué d'un rotor et d'un stator redresseur, les deux éléments contribuent de façon notable au bruit de raies rayonné.



# Abstract

The present study is dedicated to the computation of the aerodynamic noise of VALEO's Fans for Engine Cooling in cars. The method consists in determining the flow first, means of a CFD code like TASCflow, and to deduce the noise peaks from it through the use of a specific program written during the PhD and named RSF (Frequency Rotor-Stator). The input data for this program are given by RANS simulations and can be of two main types. The direct technique gives the loading fluctuations as input. When using the indirect technique, the velocity field upon the source is determined by a first RANS simulation, and is then combined with a transfert function to determine the acoustic sources.

This work is separated in two parts. The first one is devoted to Aeroacoustics; the main equations are presented, with the associated justifications. The modelling limits are shown, which results in some recommandations for the use of the acoustic programs. A comparison with another acoustic code is proposed.

The second part is a summary of the aerodynamic study, which is needed for knowing the acoustic sources. A parametric study culminates in some advices on unsteady simulations, which is usefull when one needs to compute the noise from loading fluctuations. The indirect method, which can simplify a lot the aerodynamic part of the work in some cases, is presented and then validated.

The results obtained show that in a cooling system made of a rotor and a stator, both elements contribute to the noise generation.



# Table des matières

<b>Résumé</b>	<b>ii</b>
<b>Abstract</b>	<b>iii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>vi</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>xix</b>
<b>Introduction</b>	<b>xxiii</b>
<b>1 Généralités</b>	<b>1</b>
1.1 Module de refroidissement . . . . .	1
1.1.1 Description du système de refroidissement du moteur . . . . .	1
1.1.2 Groupe moto-ventilateur . . . . .	3
1.2 Conception numérique des GMV chez VALEO . . . . .	4
1.2.1 Choix des techniques RANS . . . . .	5
1.2.2 Chaîne de calcul . . . . .	6
1.3 Mécanismes de bruit . . . . .	8
1.3.1 Origines du bruit à large bande . . . . .	8
1.3.2 Origines du bruit de charge sur les rotors de GMV . . . . .	9
1.3.3 Origine du bruit de charge sur les stators de GMV . . . . .	10
1.4 Méthodes de prévision du champ acoustique . . . . .	11
1.4.1 Nécessité de l’analogie acoustique . . . . .	11
1.4.2 Méthodes existantes dans le domaine temporel . . . . .	12
1.4.3 Méthodes existantes dans le domaine fréquentiel . . . . .	14
1.5 Applications . . . . .	15
<b>I Construction de l’outil de simulation aéroacoustique</b>	<b>17</b>
<b>2 Bruit d’origine aérodynamique</b>	<b>19</b>
2.1 Analogie acoustique de Lighthill . . . . .	20

2.1.1	Dérivation de l'équation d'ondes . . . . .	20
2.1.2	Fermeture du problème aéroacoustique . . . . .	22
2.2	Formulation intégrale . . . . .	23
2.2.1	Fonction généralisée de Green . . . . .	23
2.2.2	Résolution du problème acoustique . . . . .	24
2.3	Présence d'obstacles mobiles dans un milieu au repos . . . . .	26
2.3.1	Formulation de Ffowcs-Williams et Hawkings . . . . .	26
2.3.2	Résolution avec les fonctions de Green . . . . .	28
2.3.3	Rayonnement en champ lointain . . . . .	31
2.3.4	Compacité . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Bruit de raies d'un GMV</b>	<b>37</b>
3.1	Dipôle tournant . . . . .	37
3.1.1	Termes monopolaires et quadripolaires . . . . .	37
3.1.2	Dipôle compact en champ lointain . . . . .	38
3.1.3	Formulation temporelle en temps retardé . . . . .	39
3.1.4	Formulation temporelle en temps avancé . . . . .	40
3.1.5	Formulation fréquentielle . . . . .	41
3.1.6	Prise en compte de sources non compactes . . . . .	41
3.2	Rayonnement acoustique d'un rotor . . . . .	42
3.2.1	Orientation des efforts . . . . .	42
3.2.2	Fonctions généralisées . . . . .	45
3.2.3	Efforts périodiques . . . . .	47
3.2.4	Fonction d'interférences entre les pales . . . . .	48
3.2.5	Formulation pour un rotor symétrique . . . . .	50
3.3	Rayonnement acoustique d'un stator . . . . .	51
3.3.1	Cas général . . . . .	51
3.3.2	Efforts périodiques et stator à aubes identiques . . . . .	53
3.3.3	Stator symétrique . . . . .	54
<b>4</b>	<b>Validation numérique et étude de sensibilité</b>	<b>55</b>
4.1	Programme VALEO : RSF . . . . .	55
4.2	Validation de RSF par comparaison avec HELIAC . . . . .	58
4.2.1	Influence comparée des différents paramètres de calcul . . . . .	58
4.2.2	Fréquences élevées des sources ou du bruit . . . . .	60
4.2.3	Conclusions, méthodes temporelle et fréquentielle . . . . .	64
4.3	Retour sur la notion de compacité . . . . .	65
4.3.1	Prise en compte de la non-compacité . . . . .	65
4.3.2	Cas d'un stator simplifié . . . . .	67

4.3.3	Cas d'un stator profilé épais . . . . .	68
4.4	Pondérations des sources du rotor par les fonctions de Bessel . . . . .	69
4.4.1	Passage de la somme infinie à une somme finie . . . . .	69
4.4.2	Conséquences : bruit des charges stationnaires et non stationnaires . . . . .	71
4.5	Conclusions sur la première partie . . . . .	75
<b>II</b>	<b>Application au bruit des GMV</b>	<b>77</b>
<b>5</b>	<b>Bruit du stator, technique directe</b>	<b>79</b>
5.1	Présentation des simulations . . . . .	80
5.1.1	Aspect bidimensionnel . . . . .	80
5.1.2	Solveurs . . . . .	81
5.1.3	Principe d'une simulation rotor-stator . . . . .	81
5.1.4	Réduction du problème à l'interface : périodicité . . . . .	82
5.1.5	Conditions aux limites . . . . .	84
5.1.6	Trois générations de maillages . . . . .	84
5.1.7	Besoins numériques du calcul . . . . .	88
5.2	Technique d'exploitation des simulations . . . . .	90
5.2.1	Utilisation des résultats temporels . . . . .	90
5.2.2	Maillage acoustique . . . . .	92
5.2.3	Harmoniques de charge . . . . .	94
5.2.4	Harmoniques de bruit et comparaison à une mesure . . . . .	100
5.3	Comparaison des résultats . . . . .	102
5.3.1	Effets du pas de temps avec TASCflow . . . . .	102
5.3.2	Effets de la topologie et du maillage . . . . .	105
5.3.3	Effets du modèle de turbulence . . . . .	114
5.3.4	Effets du traitement de l'interface en translation . . . . .	116
5.3.5	Effets d'une faible variation de la vitesse de rotation . . . . .	118
5.3.6	Effets du solveur . . . . .	119
5.3.7	Effets de l'assimilation d'un système 9 : 19 à 1 : 2 . . . . .	120
5.3.8	Effets de la taille de l'entrefer . . . . .	122
5.4	Conclusions . . . . .	124
<b>6</b>	<b>Bruit du stator, techniques indirectes</b>	<b>127</b>
6.1	Méthode utilisée . . . . .	128
6.1.1	Théorie de Sears . . . . .	128
6.1.2	Etude de la répartition de charge selon la corde . . . . .	130
6.2	Description des simulations numériques . . . . .	133

6.2.1	Trois générations de maillages . . . . .	134
6.2.2	Etude paramétrique . . . . .	134
6.2.3	Conditions aux limites . . . . .	134
6.3	Préparation des résultats . . . . .	137
6.3.1	Perturbations de vitesse incidente . . . . .	137
6.3.2	Résultats acoustiques - approche fréquentielle . . . . .	141
6.4	Analyse des résultats . . . . .	142
6.4.1	Effets de la génération de maillage . . . . .	142
6.4.2	Effets de la finesse du maillage . . . . .	144
6.4.3	Effets du modèle de turbulence . . . . .	146
6.4.4	Effets du rayon de calcul . . . . .	149
6.4.5	Effets de l'angle $\xi$ et de la distance $d$ . . . . .	150
6.4.6	Comparaisons avec la mesure expérimentale . . . . .	151
6.4.7	Comparaisons avec la technique directe . . . . .	153
6.5	Bruit du stator, technique semi-directe . . . . .	154
6.5.1	Présentation de la technique . . . . .	154
6.5.2	Résultats . . . . .	156
6.5.3	Conclusions sur la technique semi-directe . . . . .	160
6.6	Conclusions sur les trois techniques présentées . . . . .	161
<b>7</b>	<b>Applications à des cas industriels complets</b>	<b>163</b>
7.1	Applications de la technique directe . . . . .	163
7.1.1	Simulation de l'ensemble rotor-stator . . . . .	163
7.1.2	Simulation du GMV complet . . . . .	165
7.1.3	Conclusions sur la technique directe appliquée aux GMV . . . . .	171
7.2	Présentation des simulations relatives à la technique indirecte . . . . .	173
7.2.1	Buse A simplifiée, utilisation de TASCflow (A00, A0, A) . . . . .	174
7.2.2	Buse simplifiée, utilisation de FLUENT (Af, Afe, Afh, Afhe) . . . . .	176
7.2.3	Buse simplifiée, utilisation de UH3D (Au) . . . . .	177
7.2.4	Buse simplifiée et obstacle, utilisation de TASCflow (B) . . . . .	177
7.3	Comparaison des résultats . . . . .	178
7.3.1	Influence de la topologie avec TASCflow . . . . .	178
7.3.2	Influence du code de CFD utilisé . . . . .	179
7.3.3	Présence des échangeurs ou de l'hélice dans la simulation avec FLUENT . . . . .	184
7.3.4	Effets d'un défaut de géométrie majeur . . . . .	186
7.3.5	Influence de la forme de la buse . . . . .	189
7.3.6	Comparaison à l'expérience . . . . .	190
7.3.7	Sensibilité de la méthode . . . . .	193

7.4	Conclusions sur la prévision du bruit du rotor . . . . .	195
<b>8</b>	<b>Conclusions</b>	<b>197</b>
8.1	Acquis . . . . .	197
8.2	Perspectives . . . . .	199
<b>III</b>	<b>Annexes</b>	<b>203</b>
<b>A</b>	<b>Equation d'entropie</b>	<b>205</b>
<b>B</b>	<b>Tableaux relatifs au programme RSF</b>	<b>207</b>
B.1	Présentation des notations de RSF . . . . .	207
B.2	Tableaux de comparaison de HELIAC et RSF . . . . .	210
<b>C</b>	<b>Compléments sur les pondérations par les fonctions de Bessel</b>	<b>215</b>
C.1	Allure des signaux de distorsion et efficacité du rayonnement du rotor . . . . .	215
C.2	Interférences dans les configurations rotor-stator . . . . .	216
<b>D</b>	<b>Préparation des résultats, technique indirecte appliquée au rotor</b>	<b>225</b>
D.1	Géométrie de la pale . . . . .	225
D.2	Interpolations . . . . .	226
D.3	Changement de repère . . . . .	227
D.4	Efforts non stationnaires, approche fréquentielle . . . . .	228
<b>E</b>	<b>Fonctionnement de TASCflow et des autres codes de CFD</b>	<b>229</b>
E.1	Principe général des simulations RANS . . . . .	229
E.1.1	Equations instantanées . . . . .	229
E.1.2	Modèles de turbulence . . . . .	231
E.2	Implémentation numérique de TASCflow . . . . .	234
E.2.1	Maillage structuré . . . . .	234
E.2.2	Interfaces généralisées . . . . .	236
E.2.3	Discrétisation . . . . .	236
E.3	Spécificités des autres codes industriels utilisés . . . . .	237
E.3.1	TURB'FLOW . . . . .	237
E.3.2	FLUENT . . . . .	238
E.3.3	UH3D . . . . .	239
	<b>Bibliographie</b>	<b>246</b>



# Table des figures

1.1	Système thermique complet . . . . .	2
1.2	GMV éclaté . . . . .	3
1.3	Points de fonctionnement d'un GMV . . . . .	3
1.4	Exemples de résultats de simulations RANS . . . . .	7
1.5	Passage du 3D au 2D . . . . .	8
1.6	Spectre acoustique d'un GMV . . . . .	9
3.1	Puissance acoustique rayonnée en fonction de la vitesse de rotation de l'hélice . . . . .	38
3.2	Schéma présentant les principales notations . . . . .	42
3.3	Représentation de l'hélice ; orientation du repère et de $\Phi$ . . . . .	43
3.4	Définition des efforts appliqués sur une pale de rotor . . . . .	44
3.5	Système rotor-stator . . . . .	52
3.6	Définition des efforts appliqués sur une aube de stator . . . . .	52
4.1	Organigramme simplifié de RSF . . . . .	56
4.2	Non-compacité due aux angles d'application des forces . . . . .	66
4.3	Plaque plane ou cambrée, influence du $\gamma$ local . . . . .	67
4.4	Influence du nombre de points distribués selon la corde (1/2) . . . . .	68
4.5	Influence du nombre de points distribués selon la corde (2/2) . . . . .	69
4.6	Schéma présentant la pondération des fonctions de Bessel . . . . .	70
4.7	Fonctions de Bessel : Influence de $\theta$ . . . . .	72
4.8	Fonctions de Bessel : Influence de $B$ et $m$ . . . . .	73
4.9	Fonctions de Bessel : Influence de $M$ . . . . .	74
5.1	Déplacement du domaine du rotor relativement au domaine du stator . . . . .	82
5.2	Trois générations de topologies . . . . .	85
5.3	Trois générations de maillages . . . . .	86
5.4	Calculs rotor-stator : représentation de $C_x$ en fonction du temps . . . . .	90
5.5	Convergence d'une simulation rotor-stator non stationnaire typique . . . . .	91
5.6	Calculs rotor-stator : signification d'un tracé d'hodographe . . . . .	92
5.7	Pression sur l'aube de stator : influence de l'instant considéré sur trois calculs . . . . .	93
5.8	Répartition des harmoniques de charge le long de la corde (1/2) . . . . .	96
5.9	Onde monodimensionnelle de vitesse de phase $U_c$ . . . . .	97
5.10	Mise en évidence des zones où l'on peut calculer une vitesse de convection . . . . .	98
5.11	Calcul de la vitesse de convection en différents endroits de l'intrados et de l'extrados pour $\lambda = 1$ . . . . .	99
5.12	Mesure normalisée de la pression acoustique rayonnée par un GMV . . . . .	101
5.13	Hodographes de pression : influence du pas de temps . . . . .	104
5.14	Pression sur l'aube de stator : influence du pas de temps . . . . .	104
5.15	Courbes de vitesse avec MG2 . . . . .	106
5.16	Courbes de pression avec MG2 . . . . .	106
5.17	Interface périodique et dissipation des sillages avec MG2 . . . . .	107
5.18	Interface périodique et dissipation des sillages avec MG1 . . . . .	107
5.19	Courbes de vitesse avec MG3 . . . . .	108
5.20	Courbes de pression avec MG3 . . . . .	109
5.21	Interface périodique et dissipation des sillages avec MG3 . . . . .	109

5.22	Détails des bords d'attaque et de fuite avec MG3 . . . . .	110
5.23	Energie cinétique turbulente avec MG3 . . . . .	110
5.24	Détails de la pression sur le stator avec MG3 . . . . .	111
5.25	Influence de la topologie et du nombre de points à l'interface . . . . .	112
5.26	Rôle de l'interface rotor-stator sur le spectre du sillage, cas du maillage MG3 . . . . .	112
5.27	Indépendance de maillage et influence de la topologie : MG2 vs. MG3 . . . . .	113
5.28	Répartition des harmoniques de charge le long de la corde (2/2) . . . . .	113
5.29	Pression sur l'aube de stator : Influence du modèle de turbulence utilisé . . . . .	115
5.30	Influence du modèle de turbulence : $k - \omega$ vs. SST . . . . .	116
5.31	Hodographes de pression : influence de du type d'interface . . . . .	117
5.32	Pression sur l'aube de stator : influence du type d'interface rotor-stator sur MG1 puis MG2 . . . . .	117
5.33	Interface en rotation : une erreur est commise sur les conditions de périodicité . . . . .	118
5.34	Influence de la vitesse de rotation sur l'hodographe et la distribution de pression $\overline{\Omega}$ . . . . .	119
5.35	Hodographes de pression : comparaisons entre TASCflow et TURB'FLOW . . . . .	120
5.36	Hodographes de pression : validation du passage de 1 : 2 à 9 : 19 . . . . .	121
5.37	Pression sur l'aube de stator : comparaison des résultats entre le calcul complet 9 : 19 et celui 1 : 2 . . . . .	121
5.38	Courbes de pression avec MG3f (entrefer fin) . . . . .	123
5.39	Courbes d'énergie cinétique turbulente avec MG3f (entrefer fin) . . . . .	124
5.40	Hodographes de pression : influence de la taille de l'entrefer . . . . .	124
6.1	Théorie de Sears : vitesse incidente . . . . .	129
6.2	$ \Delta P $ le long de la corde à différents instants dans la période . . . . .	131
6.3	Comparaison de la répartition proposée par Sears avec celle obtenue par simulation . . . . .	132
6.4	Répartition de charge le long de la corde selon simulation vs. selon Sears . . . . .	132
6.5	Trois générations de maillage pour les simulations rotor . . . . .	135
6.6	Notation d'un profil de rotor 2D selon la norme de [63] . . . . .	136
6.7	Maillages associés à la figure 6.5 . . . . .	136
6.8	Définition des conditions appliquées aux limites du domaine et repère de travail associé . . . . .	137
6.9	Illustration du double changement de repère pour trouver la vitesse normale "de Sears") . . . . .	140
6.10	Comparaison entre la fonction de Sears exacte et son approximation . . . . .	142
6.11	Effets d'une modification majeure du maillage sur l'énergie cinétique turbulente . . . . .	143
6.12	Influence de la génération de maillage : vitesse normale à l'aube . . . . .	143
6.13	Influence de la finesse du maillage : vitesse normale à l'aube . . . . .	145
6.14	Cartographies d'énergie cinétique turbulente avec les modèles $k - \varepsilon$ bicouche et $k - \omega$ . . . . .	146
6.15	Influence du modèle de turbulence (1/2) : vitesse normale à l'aube . . . . .	147
6.16	Influence du modèle de turbulence (2/2) : vitesse normale à l'aube . . . . .	148
6.17	Coefficients aérodynamiques : influence du modèle de turbulence . . . . .	149
6.18	Influence du rayon de calcul : vitesse normale à l'aube . . . . .	150
6.19	Illustration de la technique dite semi-directe . . . . .	154
6.20	Courbes de pression en configuration 0 : 2 (sillages) . . . . .	157
6.21	Courbes d'énergie cinétique turbulente en configuration 0 : 2 (sillages) . . . . .	158
6.22	Variation temporelle de la répartition de charge sur l'aube en configuration 0 : 2 . . . . .	159
6.23	Hodographe correspondant à la configuration 0 : 2 . . . . .	159
6.24	Répartition des harmoniques de charge le long de la corde, méthode semi-directe . . . . .	160
7.1	Maillage de la simulation rotor-stator STAR-CD . . . . .	164
7.2	Représentation des solides pris en compte dans la simulation GMV . . . . .	166
7.3	Conditions appliquées aux limites du domaine ; détail des interfaces généralisées. . . . .	167
7.4	Légende des composants du GMV visibles sur la figure 7.5 . . . . .	169
7.5	Résultats de la simulation du GMV complet : champ de vitesse . . . . .	170
7.6	Résultats de la simulation du GMV complet : champs aérodynamiques . . . . .	171
7.7	Loi de Moore . . . . .	172
7.8	Présentation de la buse A et des conditions aux limites . . . . .	173
7.9	Trois topologies de la buse pour le solveur TASCflow . . . . .	174
7.10	Maillages de buses utilisés selon les codes . . . . .	175
7.11	Buse simplifiée sans défaut de géométrie avec obstacle (B) . . . . .	178

7.12	Simulation A0, champs de pression et de vitesse . . . . .	179
7.13	Buses A et B, simulations TASCflow, champ de vitesse . . . . .	179
7.14	Buse simplifiée, simulation FLUENT, champ de vitesse . . . . .	180
7.15	Echelles utilisées pour les courbes d'égal niveau de $U$ et de $W$ . . . . .	180
7.16	Courbes d'égal niveau de $U$ et de $W$ en fonction du code . . . . .	181
7.17	Vitesse normale : effets du code de calcul utilisé . . . . .	182
7.18	Efforts intégrés en corde : effets du code de calcul utilisé . . . . .	182
7.19	Courbes d'égal niveau de $U$ et de $W$ avec FLUENT . . . . .	184
7.20	Vitesse normale avec FLUENT : prise en compte de l'hélice et des échangeurs . . . . .	185
7.21	Efforts intégrés en corde avec FLUENT : prise en compte de l'hélice et des échangeurs . . . . .	185
7.22	Courbes d'égal niveau de $U$ et de $W$ avec TASCflow . . . . .	187
7.23	Vitesse normale avec TASCflow : prise en compte d'un obstacle . . . . .	187
7.24	Efforts intégrés en corde avec TASCflow : prise en compte d'un obstacle . . . . .	188
7.25	Vitesse $V_n(t)$ tirée de Brow [22] . . . . .	191
7.26	Spectre des harmoniques de $V_n(t)$ . . . . .	193
7.27	Fluctuations du signal $V_n(t)$ reconstruit après filtrage des hautes fréquences . . . . .	194
B.1	Pression acoustique pour plusieurs nombres de pas de temps par période . . . . .	213
C.1	Forme des signaux bruyants : fonctions temporelles . . . . .	217
C.2	Forme des signaux bruyants : spectres fréquentiels . . . . .	218
C.3	Forme des signaux bruyants : Pondération pour $m = 1$ . . . . .	219
C.4	Forme des signaux bruyants : Pondération pour $m = 2$ . . . . .	220
C.5	Forme des signaux bruyants : Pondération pour $m = 3$ . . . . .	221
E.1	Effets du limiteur de $P_k$ en stationnaire . . . . .	239



# Liste des tableaux

1.1	Valeurs extrêmes des caractéristiques des GMV chez VALEO . . . . .	5
4.1	Etude du nombre d'harmoniques à prendre en compte dans un calcul rotor . . . . .	75
4.2	Quantification du bruit des charges stationnaires . . . . .	75
5.1	Comparaison des réductions de périodicité avec celles de [6] . . . . .	83
5.2	Noms des principaux maillages utilisés dans les simulations rotor-stator . . . . .	87
5.3	Données sur les maillages en fonction de leur génération - temps de calcul . . . . .	88
5.4	Temps CPU relatif, divisé par celui sur Eros : indications relatives à la machine utilisée . . . . .	89
5.5	Inventaire des simulations rotor-stator effectuées . . . . .	89
5.6	Comparaison mesure - simulation pour l'interaction rotor-stator . . . . .	102
5.7	Puissance acoustique rayonnée : influence du pas de temps . . . . .	105
5.8	Puissance acoustique rayonnée : influence de la topologie et du maillage . . . . .	114
5.9	Puissance acoustique rayonnée : influence de la finesse du maillage . . . . .	114
5.10	Puissance acoustique rayonnée : influence du modèle de turbulence (1/2) . . . . .	114
5.11	Puissance acoustique rayonnée : influence du modèle de turbulence (2/2) . . . . .	115
5.12	Puissance acoustique rayonnée : influence de la nature de l'interface rotor-stator . . . . .	116
5.13	Puissance acoustique rayonnée : influence de la vitesse de rotation . . . . .	119
5.14	Puissance acoustique rayonnée : influence du code de calcul utilisé . . . . .	120
5.15	Puissance acoustique rayonnée : validation du calcul 1 : 2 par un calcul 9 : 19 . . . . .	121
5.16	Puissance acoustique rayonnée : influence de la distance rotor-stator . . . . .	125
5.17	Résultats acoustiques des simulations rotor-stator . . . . .	125
6.1	Positions du point d'application de la charge d'après la théorie de Sears et les simulations . . . . .	139
6.2	Influence de la génération du maillage sur le bruit . . . . .	144
6.3	Influence de la finesse du maillage sur le bruit . . . . .	145
6.4	Influence du modèle de turbulence sur le bruit . . . . .	147
6.5	Influence du rayon de calcul sur le bruit . . . . .	150
6.6	Post-traitements acoustiques, méthode indirecte : influence de $d$ et $\xi$ . . . . .	151
6.7	Synthèse des simulations du rotor isolé et application acoustique (méthode indirecte) . . . . .	152
6.8	Comparaison mesure - simulation pour l'interaction rotor-stator . . . . .	152
6.9	Influence des déphasages pour l'interaction rotor-stator . . . . .	153
6.10	Comparaison acoustique de la technique directe avec la technique indirecte . . . . .	153
6.11	Caractéristiques du maillage 0 : 2 et temps de calcul . . . . .	156
6.12	Résultats acoustiques de la simulation 0 : 2 . . . . .	160
7.1	Résultat du bruit calculé associé à la simulation STAR-CD . . . . .	164
7.2	Dénomination des simulations stationnaires avec la buse seule . . . . .	173
7.3	Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte : influence du code . . . . .	183
7.4	Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte : influence des échangeurs . . . . .	185
7.5	Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte : présence d'un obstacle . . . . .	188
7.6	Comparaison du bruit de rotor calculé par la technique indirecte avec le bruit mesuré . . . . .	192
7.7	Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte : filtrage des sources . . . . .	194
7.8	Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte : synthèse . . . . .	194
B.1	Cas utilisés dans l'étude sur la compacité en corde . . . . .	207

B.2	Ensemble des notations utilisées dans le programme RSF . . . . .	208
B.3	Fichiers d'entrée-sortie du programme RSF . . . . .	209
B.4	Validation de RSF par HELIAC : cas de deux dipôles . . . . .	212
B.5	Comparaison des méthodes acoustiques pour le bruit d'un dipôle . . . . .	212
C.1	Valeurs de $(mB - \lambda V)$ pour la configuration de référence . . . . .	222
C.2	Utilisations des résultats d'une simulation 1 : 2 pour des calculs acoustiques . . . . .	223

# Nomenclature

---

## Symboles arabes :

---

$\mathbf{a}$	accélération d'une particule dans le repère mobile $\zeta$ lié à la source
$B$	nombre de pales du rotor
$c$	longueur de corde de l'aube de stator
$c_0$	célérité du son [ $m.s^{-1}$ ]
$C_p$	coefficient de pression adimensionné
$d$	distance entre le bord de fuite du rotor et la section utilisée pour Sears
$d_{RS}$	distance rotor-stator
$ds$	surface de l'élément d'aube considéré
$e$	énergie interne du fluide
$(e_X, e_Y, e_Z)$	repère CFD
$(e_x, e_y, e_z)$	repère acoustique
$\mathbf{f}$	force (en Newtons) exercée par la surface sur le fluide environnant
$f_\lambda$	harmonique de charge de rang $\lambda$ de $ \mathbf{f} $ (nombre complexe, en Newtons)
$G$	fonction de Green
$k$	nombre d'onde
$L_{p,mB}(\mathbf{x})$	niveau de pression acoustique (en dB) à l'harmonique $mB$ , évaluée au point $\mathbf{x}$ , équation (4.3)

(Suite page suivante ...)

$L_W(mB)$	niveau de puissance acoustique (en dB) à l'harmonique $mB$ , équation (4.1)
$m$	rang de l'harmonique de bruit considéré
$M_r$	Nombre de Mach relatif à l'observateur, $M_r = \mathbf{MR}/R$
$\overline{\overline{\mathbf{P}}}$	tenseur des contraintes; représente la force extérieure locale appliquée sur la surface de l'élément infinitésimal considéré, divisée par son volume
$p$	pression
$P_{dyn}$	pression dynamique définie par l'équation (5.1)
$p_{mB}$	pression acoustique de l'harmonique $mB$
$\mathbf{R}$	$\mathbf{R} = \mathbf{x} - \mathbf{y}$
$s$	entropie
$S(\tau)$	ensemble des surfaces solides en mouvement arbitraire, au temps $\tau$
$S(k)$	Fonction de Sears au nombre d'onde $k$
$t$	temps de réception
$\overline{\overline{\mathbf{T}}}$	tenseur de Lighthill, de composantes $T_{ij}$ , défini par (2.7)
$(U, V, W)$	composantes selon $(e_X, e_Y, e_Z)$ du vecteur vitesse, dans le repère CFD (donnée CFD)
$u(t)$	composante fluctuante de la vitesse longitudinale
$U_0$	vitesse moyenne à l'infini amont dans la théorie de Sears
$\mathcal{V}(\tau)$	volume étudié suivi dans son mouvement, au temps $\tau$ , éventuellement séparé en $\mathcal{V}_e$ et $\mathcal{V}_i$ les volumes intérieurs et extérieurs à la surface $S$
$V$	nombre d'aubes du stator
$\mathbf{v}$	vitesse particulière du fluide
$V_n$	composante normale de la vitesse de la surface

(Suite page suivante ...)

---

$W$	puissance acoustique, $W(mB) = \int_S p_{mB} dS$ , équation (4.1)
$w(t)$	composante fluctuante de la vitesse transversale
$\mathbf{x}$	position de l'observateur
$x^*$	coordonnée curviligne le long du profil moyen, adimensionnée par la corde, $x^* = 2x/c - 1$
$\mathbf{y}$	position de la source
$y^+$	distance à la paroi adimensionnée

---

### Symboles grecs :

---

$\alpha_j$	angle de position azimutale de l'aube de stator
$\delta_{ij}$	Dirac; $\delta_{ij} = 1$ pour $i = j$ et 0 sinon
$\Delta$	Facteur de Mach, $\Delta = 1 - \mathbf{MR}/R = 1 - M_r$
$\gamma$	Angle entre l'axe de rotation et la direction de la force axiale exercée sur l'élément de pale considéré (figure 3.4)
$\gamma_r$	Angle entre la force axiale et la force totale exercée sur l'élément de pale considéré (figure 3.4)
$\lambda$	rang de l'harmonique de charge
$\mu$	viscosité statique du fluide
$\nabla$	vecteur opérateur de dérivation, $\nabla X = \mathbf{i} \cdot \frac{\partial X}{\partial x} + \mathbf{j} \cdot \frac{\partial X}{\partial y} + \mathbf{k} \cdot \frac{\partial X}{\partial z}$
$\omega$	fréquence réduite de la source
$\Omega$	vitesse de rotation de l'hélice rotor [rad.s <sup>-1</sup> ]
$\bar{\Omega}$	vitesse de rotation de l'hélice rotor [tr.s <sup>-1</sup> ]
$\Phi$	décalage dans le plan de rotation entre la source élémentaire étudiée et une source de référence dans le même repère mobile (figure 3.3). Cela revient à écrire le décalage entre la position angulaire de la source considérée et un axe de référence à $t = 0$

(Suite page suivante ...)

- $\rho$  masse volumique de l'air
- $(R, \theta, \varphi)$  position de l'observateur en coordonnées sphériques avec pour axe principal l'axe de rotation (orienté pour avoir un sens de rotation positif) ;  $\mathbf{x} = (R, \theta, \varphi)$  (figure 3.2)
- $\tau$  temps d'émission, temps retardé ; variable d'intégration simple après (2.18)
- $\overline{\overline{\tau}}$  tenseur des contraintes visqueuses, de composantes  $\tau_{ij} = p\delta_{ij} - P_{ij}$
- $\tau_e$  temps d'émission, unique en subsonique, défini par  $\tau_e - t + \frac{1}{c_0} |\mathbf{x} - \mathbf{y}(\zeta, \tau_e)| = 0$
- $\zeta$  position de la source dans un repère lié à la source

---

**Indices et exposants :**

---

- $X$  grandeur "X" (X est un terme générique) ; désigne aussi la norme du vecteur  $\mathbf{X}$  quand il existe,  $X = |\mathbf{X}|$
- $\mathbf{X}$  vecteur  $\mathbf{X}$  de coordonnées  $(X_i, X_j, X_k)$
- $\tilde{X}$  transformée de Fourier de  $X$  définie par (3.3)
- $X_0$  partie moyenne de  $X$  quand  $X = X(\mathbf{y}, t) : X_0 = E(X)$
- $X'$  partie fluctuante de  $X : X(\mathbf{y}, t) = X_0 + X'(\mathbf{y}, t)$
- $X_e$   $X$  évalué au temps retardé  $\tau = \tau_e(\mathbf{x}, t, \zeta)$  donné par la relation (2.19)
- $[X]$   $X$  évalué au temps retardé  $\tau = t - R/c_0 : [X] = X(\mathbf{y}, t - R/c_0)$

# Introduction

L'acoustique est devenue au fil des années une des préoccupations majeures des constructeurs et des équipementiers automobiles. Les considérations environnementales bénéficient en effet d'une forte audience auprès des consommateurs : le bruit des véhicules est de plus en plus ressenti comme un critère de qualité, et donc de choix. De plus, des normes définissent désormais les nuisances sonores acceptables : en moins de dix ans, la norme ISO362, qui définit le niveau de bruit maximum rayonné par une automobile, a exigé une diminution de six décibels de ce niveau. Dans le contexte très concurrentiel de l'industrie automobile, la réduction du bruit émis est donc devenu un enjeu industriel et commercial important.

Or les groupes moto-ventilateur (GMV) de refroidissement du moteur peuvent devenir, dans certaines configurations, une des sources principales du bruit rayonné par une automobile, en particulier lorsque le véhicule est à l'arrêt et le moteur en fonctionnement. La nuisance associée peut être grande, spécialement pour un piéton situé devant le véhicule, lorsque les raies émergent largement dans le spectre. Les constructeurs automobile ont donc adapté leurs cahiers des charges. De nombreux tests de validation doivent dorénavant être réalisés : mesures de pression acoustique à une distance de un mètre ou deux, suivis d'ordre, mesures dans le véhicule... Ces tests visent à connaître non seulement le niveau sonore émis, mais aussi la nature du bruit. De nouveaux critères ont ainsi fait leur apparition : émergence des raies dans le bruit global pour éviter la sensation de bruit de sirène, critères psychoacoustiques pour diminuer la gêne ressentie à puissance acoustique égale...

C'est pourquoi la société VALEO a engagé depuis quelques années une activité importante de recherche et développement dans le domaine de l'aéroacoustique. L'objectif de ces travaux est d'abaisser le rayonnement acoustique des GMV en respectant les contraintes suivantes : maintenir ou améliorer les performances aérodynamiques, diminuer l'encombrement axial, garantir un coût minimal.

Afin de minimiser les coûts de développement de ces hélices, le recours aux outils numériques est de plus en plus fréquent. Ainsi, l'utilisation intensive du code de mécanique des fluides TASCflow a permis de diminuer sensiblement le nombre de maquettes nécessaires à la conception de ces hélices. La fabrication de maquettes, puis l'évaluation de leurs performances aérodynamiques et acoustiques, sont en effet longues et coûteuses. Cependant, la modélisation des phénomènes

acoustiques n'est pas au même degré de développement, et l'acoustique numérique n'intervient que depuis peu de temps dans la conception. Aucun logiciel adapté à nos besoins n'existant sur le marché, VALEO a souhaité développer ses propres outils dans ce domaine. Ce mémoire résume ma contribution à ce travail et synthétise une grande partie des efforts effectués ces dernières années chez VALEO dans le domaine de la simulation acoustique des GMV.

Dans le cadre de la simulation aéroacoustique, il s'agit en premier lieu de mettre en place des méthodes utilisables de façon industrielle. Ces méthodes doivent fournir de façon précise les sources acoustiques liées à l'interaction entre l'écoulement d'air et le système de refroidissement ; ces méthodes doivent également fournir le bruit rayonné. La simulation numérique de l'écoulement aérodynamique (CFD) n'est donc pas suffisante, il faut aussi un module de simulation aéroacoustique (CAA).

Une simulation directe de l'écoulement (DNS), ou une simulation des grandes échelles de la turbulence (LES) associée à un code de propagation, donnent simultanément les deux résultats (aérodynamique et acoustique). Mais ces deux techniques ne sont pas envisageables dans l'industrie, car les temps de calcul associés ne seraient pas raisonnables pour nos applications. L'utilisation de l'analogie acoustique conjointement avec un code de calcul aérodynamique RANS est donc de rigueur. Un programme spécifique, développé en interne, et associé aux codes CFD, prédit la composante discrète du spectre acoustique de ces GMV. Ce programme s'appelle RSF, comme Rotor-Stator Fréquentiel ; il utilise soit des simulations non stationnaires (technique directe), soit des simulations stationnaires associées à une fonction de transfert aérodynamique (technique indirecte).

Malgré l'utilisation de l'analogie acoustique, qui simplifie beaucoup la partie CFD en nous évitant de devoir faire une DNS, seul un calcul précis des sources peut fournir un résultat acoustique correct. Il n'est pas possible d'utiliser de calcul potentiel pour déterminer l'écoulement et les sources acoustiques résultantes, car le calcul potentiel ignore les effets visqueux, très importants sur des profils réels. Les simulations numériques RANS sont donc l'unique choix raisonnable. Nous utilisons des simulations RANS stationnaires et non stationnaires, avec un modèle de turbulence à deux équations.

Une fois ces outils en place, il faut vérifier la fiabilité du résultat avant d'en tirer des conclusions quant au rayonnement acoustique. Pour cela, les résultats obtenus avec différentes méthodes sont comparés. La validation du code acoustique RSF est faite par des validations croisées avec d'autres codes existants, parmi lesquels HELIAC. Pour étudier la sensibilité aux paramètres de la simulation CFD, le code acoustique doit être opérationnel. Le mémoire est donc séparé en deux parties naturelles : d'abord, la présentation de l'acoustique et de la méthode retenue, puis la validation des techniques d'obtention des sources et calcul des sources à partir des résultats de simulations numériques.

## Organisation du mémoire

Le premier chapitre, après une présentation du produit ainsi que des techniques numériques déjà intégrées dans la chaîne de conception chez VALEO, présente une classification des mécanismes de bruit et le choix des composantes que nous allons étudier. Ce chapitre introductif se termine par une présentation des méthodes existantes pour calculer un bruit d'hélice.

Le mémoire est ensuite organisé en deux grandes parties. La première est une présentation détaillée de la méthode permettant d'obtenir les résultats acoustiques à partir des données d'entrée provenant de la CFD. Dans la deuxième partie, nous utilisons l'outil acoustique, d'abord sur plusieurs simulations bidimensionnelles mettant en jeu le stator pour le calibrer sur des cas simples, puis sur des cas plus réalistes de GMV.

La partie acoustique est séparée en trois grands chapitres. Le chapitre 2 expose la démarche suivie par Lighthill pour formuler l'analogie acoustique à partir des équations de la mécanique des gaz. L'utilisation des fonctions de Green permet de résoudre le problème qui prend une forme intégrale ; la formulation finale, proposée par Ffowcs-Williams et Hawkings, tient compte de la présence d'obstacles. Le chapitre 3 restreint l'étude à un dipôle tournant, puis aux cas concrets du rotor et du stator, pour obtenir les formulations finales utilisées pour calculer le bruit. Le chapitre 4 est entièrement dédié à la présentation du programme acoustique RSF, cœur de la thèse, à sa validation et aux précautions à prendre pour son utilisation.

Les deux premiers chapitres de la deuxième partie correspondent à l'étude de l'interaction rotor-stator. Le chapitre 5 introduit les simulations bidimensionnelles non stationnaires qui ont été réalisées pendant la thèse ; une étude paramétrique permet d'évaluer l'importance de tout ce qui caractérise ces simulations. Les résultats sont présentés de façon systématique, d'abord la partie aérodynamique, puis l'acoustique. Le chapitre 6 est consacré aux méthodes indirectes, en particulier celles inspirées de Sears. Une nouvelle étude paramétrique permet de vérifier si les tendances observées avec la méthode directe se retrouvent avec cette méthode. Une méthode semi-directe est également présentée, où l'on fait défiler les sillages issus du rotor devant le stator isolé. Le dernier chapitre commence par deux applications de la technique directe, puis différentes utilisations de la technique indirecte permettent de simuler le bruit du rotor lié à l'écoulement modelé par la buse.



# Chapitre 1

## Généralités

Ce chapitre introductif, séparé des trois parties du rapport, expose la démarche suivie dans la thèse. L'objectif industriel est orienté vers une application précise, les systèmes de refroidissement de voitures construits par VALEO. Le premier paragraphe est une présentation du produit en question. Les outils de simulations qui servent à concevoir ces systèmes sont présentés dans le deuxième. Les trois paragraphes suivants posent la problématique, avec d'abord les mécanismes de bruit, puis les méthodes envisageables pour calculer le rayonnement, et enfin les applications prévues.

### 1.1 Module de refroidissement

#### *1.1.1 Description du système de refroidissement du moteur*

Un module de refroidissement est un empilement de différents échangeurs thermiques qui assurent des transferts thermiques de quatre catégories. Le radiateur assure le refroidissement du moteur de la voiture jusqu'à sa température de fonctionnement, conçue pour assurer une efficacité maximale du moteur avec une usure mécanique minimale. Le condenseur est relié au système de ventilation et de climatisation de l'habitacle. L'huile, qui assure la lubrification des principales pièces mécaniques, est refroidie par un échangeur spécifique. Enfin, dans le cas où le moteur est équipé d'un système de turbocompresseur (ce qui est le cas des moteurs diesel à injection directe), l'air injecté dans le turbo est refroidi par un échangeur huile/eau. Un schéma simplifié est présenté sur la figure 1.1.

Lorsque le véhicule avance à une vitesse suffisante, le plus souvent l'échange thermique créé par l'écoulement naturel de l'air dans les échangeurs assure le refroidissement. En revanche, lorsque le véhicule est à l'arrêt (embouteillage, circulation urbaine), il est nécessaire de créer

artificiellement le flux d'air dans ces échangeurs : c'est le rôle du Groupe Moto-Ventilateur (GMV). Le GMV est constitué d'une hélice, d'un moteur électrique qui assure la rotation de chaque hélice, et de diverses pièces plastiques servant à canaliser l'écoulement et à relier l'hélice aux échangeurs. L'hélice peut être située soit en amont de l'échangeur (système soufflant), soit en aval (système aspirant), soit entre plusieurs couches d'échangeurs ("fan-between") ; il existe également des configurations à deux hélices (bi-GMV). L'ensemble constitué du GMV et des échangeurs constitue le module de refroidissement du moteur ; un exemple de système aspirant est montré sous la forme éclatée figure 1.2.

Le dimensionnement de l'hélice et celui du moteur dépendent essentiellement de la configuration dans le véhicule et des échangeurs présents. En effet, le passage du flux d'air à travers les échangeurs et la buse est associé à une perte de charge aérodynamique, qui doit être compensée par le travail fourni par l'hélice. Le point de fonctionnement du système thermique est défini par la résistance du circuit constitué de l'ensemble des échangeurs et de la buse d'une part, et par la caractéristique débit-pression du GMV d'autre part. Chaque système thermique doit avoir plusieurs points de fonctionnements, correspondant à différentes situations sur la route, et associés à différentes vitesses de rotation  $\bar{\Omega}$  de l'hélice, figure 1.3.

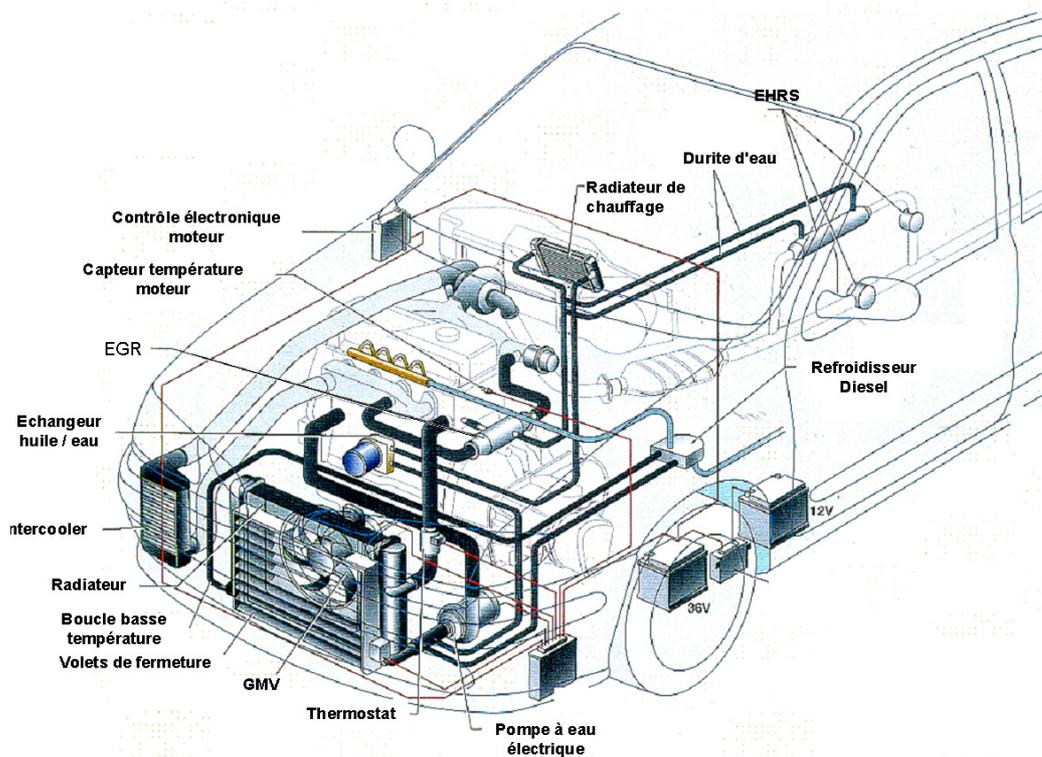


Fig. 1.1 – Système thermique complet

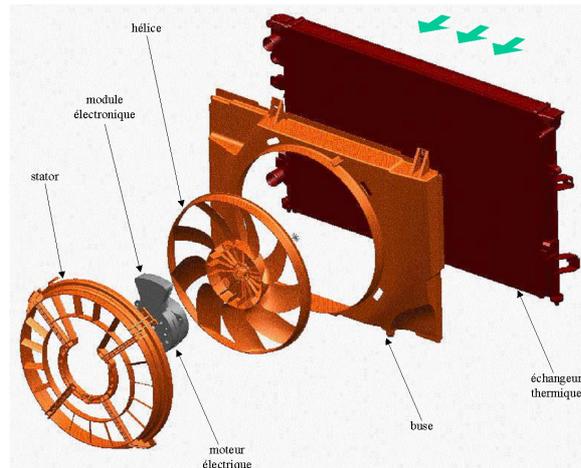


Fig. 1.2 – Groupe Moto-Ventilateur (GMV) aspirant, présenté sous forme éclatée

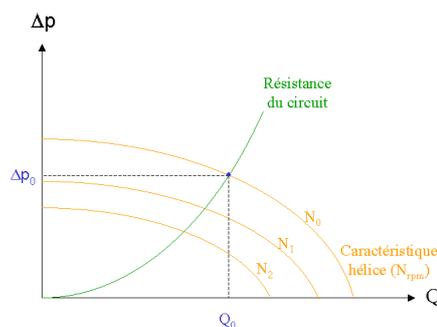


Fig. 1.3 – Trois points de fonctionnements d'un GMV correspondant à trois vitesses de rotation  $\overline{\Omega}_0, \overline{\Omega}_1, \overline{\Omega}_2$  de l'hélice ; la résistance du circuit tient compte de la présence des échangeurs, mais aussi de la buse, du stator, de la face avant, et du blocage aérodynamique qui peut être induit par la proximité du moteur thermique en aval de l'écoulement

### 1.1.2 Groupe moto-ventilateur

La présente étude est essentiellement basée sur le GMV de la figure 1.2, qui constitue le GMV de référence : l'objectif principal étant de valider une méthode, il est préférable de concentrer ses efforts sur un système particulier avant de changer trop de paramètres géométriques. L'outil de prévision du bruit, une fois en place, peut être utilisé sur n'importe quelle configuration. Le ventilateur est axial ; il est composé d'un bol, de 9 pales, et d'une virole tournante reliant les pales entre elles. Le rôle de la virole est d'une part structurel et d'autre part aérodynamique, car elle supprime le tourbillon marginal en bout de pale. Le moteur électrique d'entraînement est contenu

dans le bol. Un module électronique régule la vitesse de rotation, pour ajuster en temps réel la température du moteur de la voiture, et ainsi réduire sa consommation. Le moteur est maintenu par un support muni de bras. Pour redresser l'écoulement en aval de l'hélice, et ainsi améliorer les performances aérodynamiques de l'ensemble [33, 88, 12], 19 aubes de stator ont remplacé les traditionnels bras-support. Une buse fixe l'ensemble sur les échangeurs et limite les fuites. On se place au point de fonctionnement optimal calculé :  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min,  $Q = 2600$  m<sup>3</sup>/h comme dans [23].

La zone de l'hélice située près du bol est appelée le pied de la pale ; la zone située près de la virole, tête de pale. La direction qui sépare le pied de la tête est l'envergure. L'arête de la pale qui fend l'air lors de la rotation est le bord d'attaque, celle à l'opposé (d'où s'échappent les sillages) est le bord de fuite. A un rayon (envergure) constant, la corde correspond à la zone entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Le côté de la corde qui subit la surpression est appelé l'intrados, celui qui subit l'aspiration est l'extrados. La zone située entre l'intrados et l'extrados définit l'épaisseur de la pale. Ces appellations sont utilisées dans tout le reste du mémoire.

## 1.2 Conception numérique des GMV chez VALEO

La conception d'un système thermique s'effectue en plusieurs étapes. Tout d'abord, le constructeur fournit un cahier des charges pour l'ensemble. Ceci définit directement l'empilement des échangeurs, choisis dans une gamme standard. Ensuite, en fonction de la perte de charge associée et de l'encombrement disponible, la taille de l'hélice et la gamme de moteur est choisie d'après l'expérience, afin de minimiser le coût final. Il faut enfin choisir le nombre de pales de l'hélice et d'aubes du stator, leurs positions relatives, la forme de la buse et tous les autres paramètres géométriques.

Généralement, plusieurs configurations sont sélectionnées à ce niveau de la conception. Pour choisir celle qui donne les meilleures performances en garantissant le plus bas coût, il faut tester des prototypes réalisés pour l'occasion. Malheureusement, la réalisation de tels prototypes, et leur passage dans toute la boucle de tests, prend trop de temps et coûte trop cher pour pouvoir respecter le cahier des charges du constructeur ; il n'est donc pas possible de tester toutes les configurations retenues. Une alternative consiste à comparer les performances aérauliques des systèmes simulés numériquement.

Toutes les hélices récentes ont été conçues numériquement. Cet effort débouche sur une gamme d'hélices très efficaces, légères, peu coûteuses, permettant l'usage de petits moteurs moins chers ; elles sont de plus ultra-plates, elles respectent les contraintes d'encombrements axiaux imposées par les clients.

	diamètre (mm)	$\bar{\Omega}$ (tr/min)	$c$ (mm)	$W_0$ (m/s)	$M$	$Re$
min	280	1500	12	1	0.003	$10^4$
moyen	380	2000	40	15	0.04	$4 \cdot 10^4$
max	460	3000	70	100	0.2	$4 \cdot 10^5$

TAB. 1.1 – Valeurs extrêmes des caractéristiques des GMV chez VALEO : diamètre du GMV, vitesse de rotation, corde d’une pale, vitesse caractéristique, nombres de Reynolds et de Mach

### 1.2.1 Choix des techniques RANS

Pour choisir l’outil numérique le plus adapté à nos besoins de simulation aéraulique, dès 1996, une analyse portant sur les caractéristiques des GMV a été menée [26]. Le tableau 1.1 contient les extréma des nombres de Mach  $M$  et de Reynolds  $Re$  qui caractérisent les GMV VALEO. Le nombre de Mach est obtenu en divisant une vitesse  $W_0$  caractéristique de l’écoulement par la célérité du son  $c_0 = 340$  m/s. La vitesse  $W_0$  est la vitesse relative autour des aubes, en bout et en tête de pale ; elle est obtenue par composition de la vitesse de rotation et de la vitesse débitante en sortie d’échangeur.

Le nombre de Reynolds  $Re = W_0 c / \nu$  est calculé avec la corde de l’hélice  $c$ . Pour l’air aux conditions normales de température et de pression (25°C et 1013 hPa), la viscosité dynamique vaut  $\mu = 1.824 \cdot 10^{-5}$  Pa.s et la densité vaut  $\rho = 1,164$  kg/m<sup>3</sup>, la viscosité dynamique vaut donc  $\nu = \mu / \rho = 1.567 \cdot 10^{-5}$  m<sup>2</sup>/s. On peut ainsi calculer les bornes du nombre de Reynolds et du nombre de Mach présentés dans le tableau 1.1. Ces valeurs permettent de mieux choisir comment résoudre l’écoulement, en fonction des outils existants.

Le nombre de Reynolds est compris entre  $10^4$  et  $10^6$ , ce qui correspond soit à un régime de transition (valeurs les plus faibles) soit à un régime turbulent. Les régimes de transition sont assez difficilement calculables car les phénomènes observés (par exemple les décollements) sont sensibles à de petites variations de la topologie ou des conditions de fonctionnement. Les simulations ne prenant pas en compte le caractère visqueux des écoulements (calcul potentiel) ne permettent pas de résoudre de façon satisfaisante la couche-limite ; or, à ces nombres de Reynolds, les effets visqueux ont un effet sur l’écoulement moyen. Les résultats calculés avec un code potentiel ne fourniront donc pas un résultat suffisamment précis pour comparer deux configurations.

La simulation directe (Direct Numerical Simulation, DNS) résout complètement les équations de Navier-Stokes présentées au chapitre suivant (y compris la turbulence). Cette technique est très difficile à utiliser car elle nécessite des ordinateurs de très forte puissance. Il n’est pas réaliste d’utiliser cette technique dans l’industrie pour l’instant comme l’ont montré Moin [86] et Lohner [79]. Elle permettrait, en théorie, de calculer directement toutes les composantes spatio-temporelles des champs aérodynamique et acoustique : l’utilisation de l’analogie acoustique

serait dans ce cas superflue, sauf éventuellement pour propager le son en-dehors du domaine de simulation.

Les méthodes de macro-simulations, également appelées Large Eddy Simulation (LES) en anglais, résolvent complètement toutes les grosses structures tourbillonnaires, et utilisent une méthode statistique pour déterminer les petits tourbillons. L'évolution rapide des capacités des ordinateurs (vitesse de calcul, mémoire RAM utilisable) et celle des algorithmes de parallélisation pourraient permettre l'utilisation prochaine de tels outils. D'ores et déjà, les logiciels de CFD utilisés dans l'industrie proposent presque tous un module LES. De plus, les nombres de Reynolds caractéristiques de nos applications sont plutôt faibles ( $10^5$ ), les maillages nécessaires auront donc moins de mailles près des parois (facteur proche de 10) que dans les applications aéronautiques où, le plus souvent, on a  $Re > 10^6$ . Il est donc plus facilement envisageable d'utiliser la LES dans l'automobile que dans l'aéronautique.

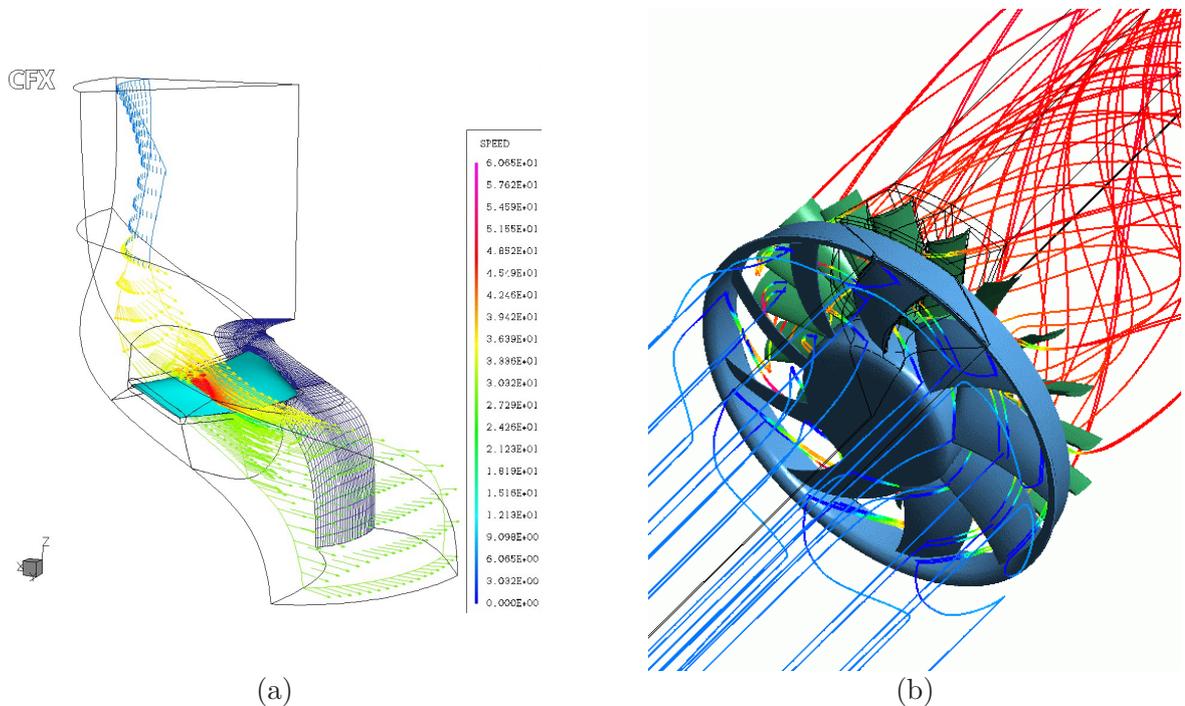
Cependant, pour l'instant la taille des maillages est limitée par la quantité de mémoire RAM sur les ordinateurs (4 Go pour la meilleure machine de l'équipe), et l'utilisation de tels maillages est limitée par la CPU disponible (2 processeurs de 1.7 GHz pour une configuration efficace avec les machines de l'équipe). La LES n'est donc pas utilisable de façon systématique.

Finalement, le choix des techniques Navier-Stokes moyenné s'impose (Reynolds Averaged Navier-Stokes, RANS). L'écoulement moyen est entièrement calculé, mais la turbulence est obtenue par une méthode statistique. On résout les équations de Navier-Stokes moyennées, avec un modèle de turbulence à deux équations de type  $k - \varepsilon$  ou  $k - \omega$ . L'utilisation de maillages structurés assure une convergence meilleure et un résultat plus précis ; ils sont réalisés avec les maillages TASCgrid ou ICEM (module HEXA). Les codes de calcul utilisés sont TASCflow de AEA-Technology, et TURB'FLOW de FLUOREM. Avec TASCflow, la résolution est implicite, et la formulation est incompressible, tandis que TURB'FLOW utilise une formulation explicite compressible. L'annexe E présente la technique RANS ainsi que les méthodes numériques. Le paragraphe suivant présente des simulations réalisées au sein de l'équipe VALEO.

### 1.2.2 Chaîne de calcul

Différentes simulations aident à choisir les formes des pales, du bol, du jeu périphérique ou du stator et ainsi de respecter le cahier des charges final. Ces simulations prennent en compte une partie seulement du GMV ; la complexité des écoulements restitués évolue constamment [62]. Éventuellement, une simulation complète peut être réalisée ensuite ; cependant, celle-ci nécessite beaucoup de temps à la fois en terme de maillage et de calcul proprement dit (CPU). La figure 1.4 présente deux exemples de résultats de simulation avec TASCflow. Le premier correspond à un calcul prenant en compte le rotor seul, qui fonctionnerait dans un cylindre de son diamètre (sans le jeu périphérique). Le deuxième exemple représente les lignes de courant d'une simulation

stationnaire, mettant en jeu le rotor et le stator en configuration 1 : 2, à une position angulaire relative figée.



**Fig. 1.4** – Exemples de résultats de simulations RANS avec TASCflow. (a) : Champ de vitesse sur une tranche 2D correspondant au rayon moyen, calcul mettant en jeu le rotor qui fonctionnerait dans une conduite de son diamètre. (b) : Lignes de courant sur un calcul mettant en jeu le rotor et le stator qui fonctionneraient dans une conduite de leur diamètre

Lorsque l'on veut étudier l'influence de paramètres de simulation (maillage, modèle de turbulence...), des essais numériques sont pratiqués sur des cas bidimensionnels, c'est-à-dire en configuration de grille d'aubes. Pour cela, on développe selon un plan le cylindre correspondant à un rayon constant de l'hélice, comme sur la figure 1.5. Dans la pratique les maillages et même la topologie sont systématiquement refaits, car le passage au 2D permet plus de souplesse dans la génération de maillage. Les simulations du stator présentées dans ce mémoire sont effectuées en grille d'aube.

Cette chaîne de calcul permet de concevoir entièrement le GMV d'un point de vue de ses performances aérauliques. L'objectif de la thèse est de la compléter par un outil qui prévoie le rayonnement acoustique du GMV directement à partir des résultats des simulations aérauliques.

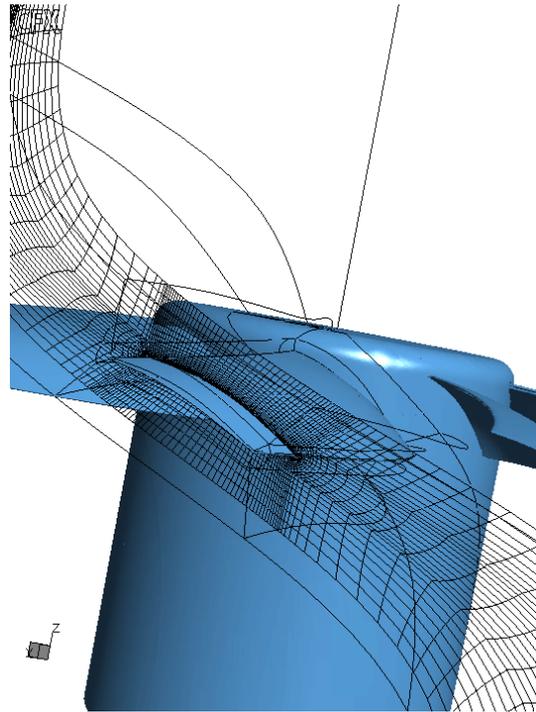


Fig. 1.5 – Présentation d'un domaine de calcul 2D extrait d'un domaine 3D

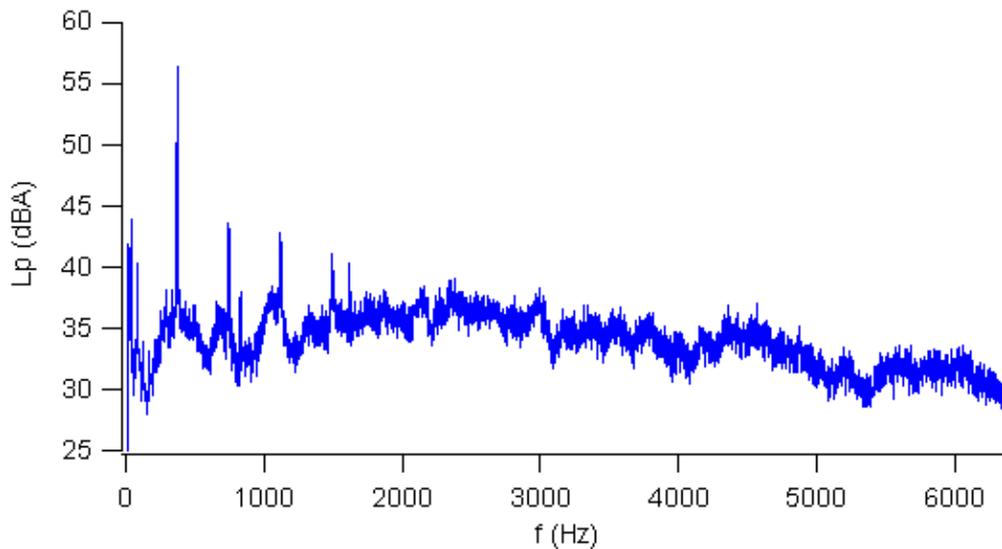
## 1.3 Mécanismes de bruit

Le bruit du GMV est majoritairement d'origine aéroacoustique. Ses autres composantes incluent le bruit rayonné par le moteur, qui peut avoir différentes origines, et les vibrations des différentes composantes du GMV, dont parfois l'hélice elle-même. Le plus souvent, cependant, c'est bien l'écoulement qui est responsable de la plus grande part du bruit comme le rappelle Guédel [58]. L'étude est désormais restreinte à cette composante du bruit.

L'assemblage échangeur – buse – hélice – stator émet un bruit lorsqu'il est en fonctionnement. On distingue deux composantes : des raies aux harmoniques de la fréquence de passage des pales, et un bruit à large bande étalé sur tout le spectre (figure 1.6). Ces deux composantes sont toutes deux d'origine aérodynamique, et contiennent environ la même énergie. Dans les deux cas, le bruit est de nature dipolaire au sens de l'analogie acoustique (chapitre 2).

### 1.3.1 Origines du bruit à large bande

Le bruit à large bande est associé à des phénomènes aléatoires. Deux sources principales de bruit à large bande sont identifiées : l'ingestion par le rotor et le stator de la turbulence présente en aval des échangeurs, et la composante propre de bruit à large bande, associée principalement au bruit de bord de fuite. Ces deux composantes font l'objet d'études en cours qui ne sont pas



**Fig. 1.6** – Spectre acoustique du système étudié, mesuré en chambre semi-anéchoïque à une certaine distance de la source, spectre donné en  $dB_A$  pour mieux rendre compte de la nuisance associée

reportées dans ce mémoire. Une partie du présent effort, essentiellement axé sur le bruit de raies, est cependant réutilisable si l'on désire inclure le bruit à large bande dans la simulation.

### 1.3.2 Origines du bruit de charge sur les rotors de GMV

Le bruit de charge sur le rotor se scinde en deux composantes. La première est liée à ce qui se passe en amont de l'hélice et déforme l'écoulement avant que celui-ci ne balaie les pales : elle s'appelle le bruit propre de l'hélice. Cette composante de bruit se scinde de nouveau en deux sous-composantes : bruit de charges stationnaires et bruit de charges non stationnaires. Dans le cas du bruit propre de l'hélice, la composante stationnaire est due à la moyenne azimutale de l'écoulement amont (à chaque rayon).

La composante de charge non stationnaire est due aux variations azimutales de l'écoulement (toujours à chaque rayon). Les inhomogénéités spatiales de l'écoulement sont dues à la géométrie en amont du ventilateur. Une buse de section rectangulaire conduit l'écoulement jusqu'à la section annulaire où le rotor travaille. La transition rectangulaire – annulaire crée des variations azimutales dans l'écoulement. Les pales du rotor rencontrent donc au cours d'une rotation des vitesses relatives de fluide différentes selon leur position angulaire. Ainsi, l'angle d'attaque sur les pales est variable au cours du temps, et la charge fluctue. Chaque pale rencontre cependant les mêmes conditions avec une périodicité d'un tour : l'écoulement "voit" des pales identiques à la fréquence de rotation du rotor multipliée par le nombre de pales. Ce phénomène génère un bruit de raies à la Fréquence de Passage des Pales FPP et ses Harmoniques FPPH ; les sources

du bruit sont localisées sur les pales du rotor.

La deuxième composante est liée à la présence d'obstacles en aval de l'hélice, qui perturbent l'écoulement dans l'hélice. En effet, la présence du stator dans un écoulement subsonique modifie l'écoulement en amont du bord d'attaque des aubes. Si les pales du rotor traversent ces zones perturbées, il se produit un bruit de raies aux harmoniques de la fréquence de passage des pales. Cette deuxième composante s'appelle le bruit d'interactions potentielles. Elle est comparée au bruit d'interactions de sillages par Gallus *et al.* dans [49] qui concluent que l'importance relative de chaque contribution dépend de la distance rotor-stator, les interactions potentielles devenant négligeables si la distance est suffisante.

Bien que le stator soit la cause du bruit dans le cas des interactions potentielles, les sources acoustiques sont situées sur le rotor. Dans l'étude acoustique, ce bruit est traité avec le bruit du rotor, tandis que dans l'étude aérodynamique, les sources associées sont traitées dans la partie consacrée au stator. La sommation des composantes se fait de la même façon que lorsque l'on somme les contributions d'éléments de pale compacts (somme d'interférences à chaque point d'observation). Ce bruit est calculé avec une méthode analytique dans le cas d'un fenestron d'hélicoptère dans [47].

### 1.3.3 Origine du bruit de charge sur les stators de GMV

Afin d'augmenter le rendement aérodynamique du ventilateur, l'écoulement en aval du rotor est redressé par un étage d'aubes statoriques. Le stator est une source de bruit de raies supplémentaire. En effet, les pales du rotor lâchent des sillages tournants qui balayent les aubes du stator situées en aval. Ces sillages correspondent à des déficits de vitesse par rapport à l'écoulement moyen. Cette distorsion du fluide crée des variations d'angle d'incidence au bord d'attaque des aubes, donc des variations de force sur les aubes du stator. Le même processus se répète à chaque passage de sillage donc à chaque passage de pale du rotor. La fréquence de ce bruit est donc à nouveau à la Fréquence de Passage des Pales FPP et ses Harmoniques, FPPH. Mais contrairement au bruit du rotor, les sources de bruit sont localisées sur les aubes du stator et sont donc fixes dans le repère absolu.

Ce bruit est d'autant plus efficace que le sillage est prononcé. Ainsi, l'efficacité de cette source de bruit est liée à la distance qui sépare le stator du rotor. Ce bruit se produit de même sur toute surface balayée par les sillages tournants issus du rotor (par exemple, un bras-support).

## 1.4 Méthodes de prévision du champ acoustique

Ce paragraphe dresse le bilan de l'existant en matière de simulation du bruit d'hélices ; la présentation détaillée des concepts sous-jacents ainsi que celle de la technique qui a été choisie font l'objet de toute la partie suivante. Dans un souci de clarté, seules les méthodes utilisables pour calculer les principales composantes du bruit de raies d'un GMV sont présentées.

### 1.4.1 Nécessité de l'analogie acoustique

Les simulations numériques utilisées pour connaître l'écoulement dans le GMV ne sont pas adaptées à la prédiction directe du champ de pression acoustique, même lorsqu'elles rendent compte de phénomènes non stationnaires, et ceci pour plusieurs raisons que Lockard présente dans [78]. Tout d'abord, les fluctuations de pression acoustique sont très petites en comparaison de la pression moyenne. Soit  $p_a$  la pression acoustique, le bruit rayonné par un GMV, de l'ordre de 70 dB, correspond à une fluctuation RMS de pression d'environ  $6.10^{-3}$  Pa d'après la définition suivante du bruit en décibels :

$$L_p = 10 \log_{10} \left( \frac{\langle \overline{p'^2} \rangle}{p_{ref}^2} \right)$$

avec  $p_{ref} = 2.10^{-6}$  Pa le seuil d'audibilité humain, et  $\langle \overline{p'^2} \rangle$  la fluctuation moyennée en temps et en espace de la pression acoustique, au sens des moindres carrés (RMS). La pression ambiante est d'environ  $10^5$  Pa : on ne peut pas espérer capter une fluctuation qui soit  $10^8$  fois plus petite que la valeur moyenne avec un code RANS. Il faut donc recourir à une autre technique.

D'autres difficultés s'ajoutent à celle-ci. On veut calculer le bruit du GMV sur une plage de fréquence d'environ [100 Hz – 10 kHz]. Cela correspond à des longueurs d'onde allant de 3.4 cm à 3.4 m. Pour résoudre la grande longueur d'onde, il faudra utiliser un maillage de grande taille : pour propager correctement l'information le domaine de calcul doit mesurer au moins 10 longueurs d'ondes, il faut un volume de calcul d'environ 34 m de côté. Pour résoudre la petite il faut utiliser un maillage serré ; pour avoir au moins 10 points par longueur d'onde la plus grosse maille du domaine de calcul doit mesurer au maximum 3.4 mm. Le maillage sera donc grand et serré, ce qui correspond à un grand nombre de mailles, de l'ordre de  $10^{12}$  dans notre cas (en 3D).

Dans le domaine temporel, le même problème se pose : la longueur d'onde étudiée  $\lambda$  est associée à une période caractéristique  $T = \lambda/c_0$  avec  $c_0$  la célérité du son ; les périodes associées à la plage de fréquences d'intérêt s'étalent de 10 ms à 0.01 ms. Les pas de temps devront être rapprochés pour résoudre les phénomènes rapidement variables ; pour avoir toujours au moins 20 pas de temps par période la plus courte il faut des pas de temps inférieurs à  $0.510^{-6}$  s.

Par ailleurs, il faut calculer longtemps pour capter les phénomènes lentement variables ; si l'on considère qu'il faut au moins 5 périodes complètes pour résoudre correctement les fréquences cela représente 50 ms. Il y aura donc beaucoup d'itérations temporelles, de l'ordre de 100 000 dans le cas étudié. Cette estimation est faite en considérant que le calcul fournit un résultat correct dès la première itération, ce qui est généralement faux, une longue période de transition précédant systématiquement toute convergence..

Le bruit ne peut pas être obtenu directement à partir de la simulation RANS. Il faut donc utiliser une autre technique. Dans les années trente, Gutin [59] énonce une théorie de calcul de la composante dipolaire du bruit de charge stationnaire. Lorsque Lighthill énonce l'analogie acoustique en 1952 [77], un pas important est franchi dans la compréhension des phénomènes liés au bruit de jet libre. Plus tard, à la fin des années soixante, Ffowcs-Williams et Hawkings (FW-H) complètent les travaux de Lighthill : la présence d'obstacles dans l'écoulement est alors prise en compte dans la théorie [44].

C'est sur cette base que s'appuient la majorité des codes de prévision de bruit d'hélices. Les simulations RANS fournissent beaucoup d'indications sur le milieu de création et de propagation du son, même s'il ne fournissent pas directement le son. Ces informations et l'"analogie acoustique" présentée au chapitre suivant peuvent servir à calculer indirectement le champ acoustique. Différentes techniques sont possibles ; certaines reposent sur une formulation temporelle de FW-H, d'autres sur une formulation fréquentielle. L'énoncé des deux formulations est effectué au chapitre suivant.

### 1.4.2 Méthodes existantes dans le domaine temporel

Dans le domaine de la simulation, les principaux efforts sur le bruit des pales en rotation ont été fournis pour le bruit des hélicoptères. Le bruit d'un rotor d'hélicoptère est impulsionnel, c'est-à-dire que le signal temporel comporte des variations brutales mais régulières et nettement séparées (trains d'ondes), tandis que le signal fréquentiel associé est très riche en pics (raies). L'approche la plus naturelle pour ce bruit est donc une approche temporelle. De plus, la prise en compte des termes de champ proche est difficile avec les méthodes fréquentielles, et le terme de champ proche a parfois une certaine importance pour le bruit d'hélicoptère, puisque les passagers sont en champ proche.

Les programmes sont basés sur la formulation de Lawson [80], ou sur celle de Ffowcs-Williams et Hawkings [44] qui en est une extension prenant en compte les termes quadripolaires. Lorsqu'on utilise une technique temporelle, il faut tenir compte du temps de propagation : un signal acoustique émis au temps  $\tau_e$  à une distance  $R$  de l'observateur est reçu par celui-ci au temps  $t = \tau_e + R/c_0$ . Comme la source est mobile,  $R$  dépend de  $\tau_e$ . Pour résoudre cette équation dite "de temps retardé", il existe deux techniques qui sont présentées dans les deux paragraphes

suivants. Les formulations sont adaptées au bruit d'hélices comme dans Lawson [81]. Hanson propose une méthode analogue pour le bruit de raies, ainsi que des formulations adaptées au bruit à large bande [60].

#### 1.4.2.1 Temps retardé avec FW-H

Il s'agit de la méthode classique. Pour un point d'écoute et un temps de réception donné, il faut résoudre une équation de "temps retardé" par une méthode itérative, afin de trouver pour chaque point-source la position et le temps d'émission associés. Le lieu retardé des points-sources associés à un temps de réception fixé définit la pale acoustique, par opposition à la pale géométrique, lieu des points de la pale à un instant quelconque donné. La méthode est détaillée au paragraphe 3.1.3.

L'outil le plus utilisé aux Etats Unis, WOPWOP, a été développé par Brentner *et al.* de NASA Langley [19]. De régulières mises à jour du programme ont été faites depuis la première version, et le code permet désormais le calcul de la composante quadripolaire, par exemple. Certaines applications utilisent des sources acoustiques issues de mesures, comme par exemple le travail de Hanson [61].

D'autres programmes existent, qui reposent sur les mêmes principes. On peut citer certains des plus populaires. En Italie, le CIRA a créé un code nommé HERNOP qui utilise indifféremment la formulation 1 de Farassat [35], ou la formulation 1A présentée dans [40]. Ianniello *et al.* présentent dans [69] une comparaison des deux méthodes ainsi qu'une validation avec WOPWOP. Dans la formulation 1A, la dérivée temporelle est située à l'intérieur des intégrales de surface, les erreurs numériques sont alors réduites. Les résultats de [69] montrent que la méthode utilisant la formulation 1A est plus rapide, et que les deux donnent le même résultat. Le code WOPWOP fournit des oscillations temporelles d'amplitudes moindres que HERNOP. Les auteurs considèrent enfin que le plus gros souci de la méthode est lié aux interpolations.

En France, l'ONERA a développé des méthodes permettant de calculer le bruit d'épaisseur et le bruit de charge sur les pales d'hélicoptère. Les activités de Lewy et Caplot sont résumées dans [76] pour la période d'avant 1984.

Parallèlement, en 1993, les français Haertig et Gnemi [53], de l'Institut de Recherche Franco-Allemand de Saint Louis, ont écrit puis validé un programme similaire, nommé ROTAC. A la demande d'équipes de recherche du secteur industriel, l'ISL a écrit une version du code adaptée aux ventilateurs ; il s'agit de HELIAC.

#### 1.4.2.2 Temps avancé avec FW-H

Dans [104], qui porte également sur le bruit des hélicoptères, Siegert utilise une méthode qui permet de rester dans le domaine temporel tout en évitant la résolution de l'équation du temps retardé (SOPRANO). La méthode, proposée par Lawson en 1991 pour le calcul du terme monopolaire [82], est utilisée avec succès et prend tout son intérêt lors du calcul de la contribution

quadripolaire. Plus tard, Casalino parle de méthode de temps avancé en référence à la façon dont est résolu le problème [25].

Siegert remarque que la résolution du temps retardé devient problématique lorsque l'hélicoptère avance et que le bout de pale travaille en régime supersonique : une même source ponctuelle peut alors émettre à trois instants différents des signaux qui arrivent en même temps à l'observateur. C'est-à-dire que l'équation du temps retardé (2.19) a alors trois solutions. Il y aura donc encore plus d'opérations arithmétiques à effectuer dans l'algorithme.

Le principe de résolution proposé est de déterminer, pour chaque source et chaque instant d'émission, le signal acoustique émis aux points d'observations et le temps de propagation associé. Le signal acoustique reçu en chaque point d'écoute est reconstitué dans une phase ultérieure. Il n'y a alors pas à déterminer le temps retardé. Par ailleurs, lorsqu'on connaît les positions angulaires où les sources ont la contribution la plus forte, il est possible d'affiner la résolution spatio-temporelle à ces endroits, ce qui est intéressant dans le cas de bruit impulsif comme celui d'un rotor d'hélicoptère. La méthode est présentée brièvement dans le paragraphe 3.1.4.

### 1.4.2.3 Méthode Kirchhoff

La méthode d'extrapolation de Kirchhoff est basée sur la propagation des ondes sonores. Dans ce cas l'analogie acoustique n'est pas vraiment utilisée ; les ondes sonores sont simplement convectées dans un domaine de calcul, sans que l'on ne s'intéresse à la nature des sources (monopôle, dipôle ou quadripôle). L'inconvénient majeur de ces techniques est mis en évidence par Brentner et Farassat dans deux articles récents ; le premier est une comparaison analytique de la technique de Kirchhoff d'avec celle de Ffowcs-Williams et Hawkings [21], et le second est l'application numérique, effectuée avec Lilley [20] (code RKIR). La technique ne permet pas de choisir librement la surface de contrôle sur laquelle on effectue le calcul des sources, contrairement aux techniques inspirées des équations de Ffowcs-Williams et Hawkings.

La méthode de Kirchhoff est parfaitement équivalente à celle de Ffowcs-Williams et Hawkings dans la mesure où elle est appliquée en-dehors du domaine des sources acoustiques. Les avantages qui étaient mis en avant pour cette formulation ne sont plus valables depuis que l'on interprète différemment les travaux de Ffowcs-Williams et Hawkings, comme nous le verrons au paragraphe 2.3.1.

## 1.4.3 Méthodes existantes dans le domaine fréquentiel

Lorsque l'hypothèse de champ lointain est valable, et lorsque l'information temporelle est destinée à être transformée en spectre, le passage dans le domaine fréquentiel dès le début du raisonnement simplifie sensiblement le travail et réduit les temps de calcul associés. Le principe est d'écrire la pression acoustique dans le domaine fréquentiel ; la variable du temps d'émission

devient muette et la résolution de l'équation de temps retardé n'est plus nécessaire. La structure modale du bruit, ainsi que le lien entre les propriétés modales des sources et celles du bruit, sont alors mises en évidence.

Une formulation du bruit rayonné par un rotor dans le domaine fréquentiel est donnée par Goldstein [55]. Pour le stator, un raisonnement analogue est proposé par Roger [101]. Krishnappa [73] calcule le bruit du rotor avec une méthode de temps retardé et des données sources issues de mesures de sillages. Il utilise un modèle de Sears, présenté dans le paragraphe 6.1.1. Il calcule aussi le bruit du stator ; pour cela il utilise une analogie de la formule du rotor de [81].

Chez VALEO, dès 1997, un programme a permis le calcul du bruit rayonné par un rotor aux pales acoustiquement compactes, les fluctuations d'efforts étant calculées analytiquement d'après leurs seules composantes stationnaires en utilisant une formule empirique proposée par Lawson ; la technique est présentée dans [93] et [23]. C'est sur cette base qu'a commencé l'implémentation de RSF (Rotor-Stator Fréquentiel), de nombreuses fonctionnalités ayant été ajoutées depuis.

La présente contribution est la suite logique de ce travail, avec l'intégration de la simulation numérique des écoulements utilisée lors de la conception, pour obtenir des sources et des résultats acoustiques plus physiques et plus exacts. Avec l'utilisation de CFD RANS non stationnaire, on peut calculer les variations périodiques de charge sur les pales du rotor, son bol et sa virole (parties tournantes), et sur les aubes du stator, les bras support et la buse (parties fixes).

Toutes les étapes du calcul analytique sont résumées dans les chapitres suivants.

## 1.5 Applications

L'objectif final de la présente étude est de pouvoir simuler entièrement un GMV, et d'en déduire ainsi numériquement le bruit rayonné (directivité et puissance ; bruit de raies et bruit à large bande). L'avantage est de supprimer beaucoup d'étapes de prototypage et de tests, qui sont longs et coûteux. Cet effort est pour le moment difficile à réaliser du fait de la complexité de la résolution de l'écoulement et de la détermination des sources acoustiques. Cependant, certains exemples complets ont pu être traités, par exemple par Algermissen *et al.* [3], ou en interne chez VALEO (dernier chapitre).



Première partie

**Construction de l'outil de simulation  
aéroacoustique**



## Chapitre 2

# Bruit d'origine aérodynamique

Dans ce mémoire, différentes techniques sont présentées, qui relient des résultats de simulations CFD à un rayonnement acoustique en utilisant l'analogie acoustique. Le but de ce chapitre et du suivant est de présenter les outils mathématiques qui ont été utilisés pour fabriquer le code RSF.

A l'origine, on parlait d'acoustique pour décrire de petites ondes de pression détectables par l'ouïe humaine : le son. On regroupe maintenant sous le nom d'acoustique toutes les ondes de pression qui se propagent, qu'elles soient dans le domaine de fréquence audible ou non. L'objectif est ici d'étudier des ondes de pression de très faible amplitude qui se propagent dans l'air ; il s'agit d'un cas particulier de la mécanique des fluides.

Ce chapitre présente l'analogie acoustique, proposée par Lighthill en 1952 [77], utilisée pour résoudre les équations non linéarisées de la mécanique des fluides, moyennant un certain nombre d'approximations. La formulation de Ffowcs-Williams et Hawkins [44] permet la prise en compte des obstacles dans la formulation, elle est présentée dans le paragraphe suivant. Dans le chapitre 3, son application à un système rotor-stator est présentée dans le cas où l'écoulement est subsonique et le bruit de nature dipolaire.

Farassat et Brentner conseillent dans [39] la lecture préliminaire de l'ouvrage de Goldstein [55]. Des précisions sur les fondements mathématiques sont également données par Farassat dans [37] ; l'ouvrage [36] du même auteur résume toutes les principales formulations utilisant des fonctions généralisées, tant en mécanique des fluides qu'en acoustique. Farassat et Brentner considèrent que la compréhension des mathématiques est aussi importante que celle de la physique qu'elles décrivent, ce qui justifie le choix de présenter entièrement la démarche.

## 2.1 Analogie acoustique de Lighthill

### 2.1.1 Dérivation de l'équation d'ondes

En notation indicielle, l'équation de masse s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho v_j}{\partial y_j} = 0 \quad (2.1)$$

avec  $\rho$  la densité et  $\mathbf{v}$  la vitesse de la particule. De même, en notation indicielle, l'équation de quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial y_j} = -\frac{\partial P_{ij}}{\partial y_i} \quad \forall i \quad (2.2)$$

avec  $\overline{\mathbf{P}}$  le tenseur des contraintes. Ces deux équations sont les équations de Navier-Stokes en l'absence de source. En acoustique linéaire, on ajoute des termes sources à ces équations (termes sources de masse et de quantité de mouvement). Ces termes permettent de décrire par exemple le son d'un haut parleur. La démarche est alors de linéariser les équations de la mécanique des gaz pour rendre le système soluble.

Par opposition, l'aéroacoustique est l'étude des composantes acoustiques qui ne sont pas liées à la présence de sources de masse ou de quantité de mouvement. Lighthill a en effet démontré qu'un écoulement peut créer un bruit, et que ce bruit n'est pas dû à des sources de cette nature (voir plus loin). Cette fois, il ne faut pas linéariser les équations de la mécanique des gaz.

Par ailleurs, l'annexe A permet d'écrire les relations suivantes, valables en dehors des sources acoustiques (écoulement isentropique) :

$$c^2 = c_0^2 = \gamma RT \quad (2.3)$$

$$p' = c_0^2 \rho' \quad (2.4)$$

où  $c$  est la célérité du son,  $c_0$  la célérité du son dans le milieu au repos,  $p'$  la fluctuation de pression et  $\rho'$  la composante fluctuante de la densité.

Le système constitué des équations de conservation de masse et de quantité de mouvement étant non-linéaire, il est difficile de le résoudre dans un cas général. Comme c'est la non-linéarité qui est responsable du bruit, il est impossible de s'en affranchir. Un certain nombre d'hypothèses supplémentaires, suggérées par Lighthill, sont donc introduites. La présence de surfaces solides sera prise en compte après la présentation de la formulation originelle de Lighthill [77];

On définit le tenseur des contraintes visqueuses  $\overline{\overline{\tau}}$  par  $\tau_{ij} = p\delta_{ij} - P_{ij}$ . Pour calculer  $\overline{\overline{\tau}}$ , il faut utiliser le caractère Newtonien de l'air. Dans le cas d'un gaz de Stokes (donc en particulier

pour un gaz parfait) à l'équilibre thermodynamique, la relation générale des fluides newtonniens s'écrit :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial v_i}{\partial y_j} + \frac{\partial v_j}{\partial y_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial y_k} \right) \quad (2.5)$$

On peut réécrire (2.2) en remarquant que  $\partial(p\delta_{ij})/\partial y_i = \partial p/\partial y_i \cdot \delta_{ij} = \partial p/\partial y_i \quad \forall i$  :

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial y_j} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial y_i} - \frac{\partial p}{\partial y_i} \quad \forall i$$

On regroupe à droite les dérivées spatiales, en laissant la dérivée temporelle à gauche ; puis on ajoute le terme  $c_0^2 \partial \rho/\partial y_i$  de chaque côté, avec  $c_0$  une constante pour l'instant quelconque. Cela donne :

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial \tau} + c_0^2 \frac{\partial \rho}{\partial y_i} = \frac{\partial}{\partial y_j} (-\rho v_i v_j + \tau_{ij} + \delta_{ij} (c_0^2 \rho - p)) \quad \forall i \quad (2.6)$$

Les parties moyennes peuvent être retirées des dérivées ; elles sont indicées par zéro ( $p_0, \rho_0$ ), les parties fluctuantes sont notées avec un prime ( $p', \rho'$ ). On définit alors un nouveau tenseur  $\overline{\mathbf{T}}$  comme suit :

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} (p' - c_0^2 \rho') - \tau_{ij} \quad (2.7)$$

$\overline{\mathbf{T}}$  est appelé le tenseur de Lighthill. La dernière étape consiste à effectuer l'opération suivante :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (2.1) - \frac{\partial}{\partial y_i} (2.6)$$

La formulation initialement proposée par Lighthill en 1952 s'écrit finalement :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial \tau^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad (2.8)$$

Si l'on admet que les équations de la mécanique des fluides peuvent être dérivées, ce qui suppose par exemple qu'il n'y ait pas de chocs, cette formulation est un simple réarrangement des équations de la mécanique des gaz en l'absence de source. C'est une équation d'onde, qui gouverne le champ acoustique  $\rho'$  produit par les variations du tenseur de Lighthill. Dans l'annexe A, on démontre que pour simplifier l'écriture du tenseur de Lighthill il faut choisir pour  $c_0$  la célérité des ondes sonores, équations (2.4) et (2.3). C'est désormais le choix qui est fait. Mais cela ne suffit pas à résoudre l'équation de propagation.

### 2.1.2 Fermeture du problème aéroacoustique

La réécriture des équations de la mécanique des fluides sous la forme (2.8) ne permet pas de résoudre le champ acoustique directement, car  $T_{ij}$  est aussi fonction de  $\rho'$ . Cependant, lorsque  $T_{ij}$  est nul, (2.8) devient exactement l'équation de propagation des ondes acoustiques en milieu au repos (acoustique linéaire). L'idée de Lighthill est de séparer physiquement l'espace en deux. La partie de l'espace dans lequel  $T_{ij}$  est nul est appelée espace de propagation. Dans la deuxième partie de l'espace,  $T_{ij}$  est non nul : on parle de l'espace des sources. Les sources sont situées dans l'écoulement d'après l'écriture de  $\overline{\overline{\mathbf{T}}}$ . Dans l'espace de propagation, l'équation (2.4) permet de réécrire (2.8) sous la forme d'une équation d'onde de pression.

Dans l'espace de propagation l'équation d'onde est homogène, sa résolution est donc réalisable. Dans l'espace des sources,  $\rho'$  intervient dans le terme  $T_{ij}$ , il y a donc couplage et il n'est pas possible de résoudre directement le champ acoustique. L'intérêt de la formulation de Lighthill est de ne présenter qu'une équation d'onde pour les deux milieux ; l'aéroacoustique peut désormais être définie comme l'étude d'écoulements où la plus importante source de bruit est le tenseur  $\overline{\overline{\mathbf{T}}}$  : on parle donc de "sources acoustiques" pour  $\overline{\overline{\mathbf{T}}}$ . Lighthill nomme la démarche "analogie acoustique".

Lighthill a ensuite ajouté un certain nombre d'hypothèses qui permettent de calculer les sources : il compare les ordres de grandeurs des différents termes du tenseur  $\overline{\overline{\mathbf{T}}}$ . La démarche est détaillée par Goldstein dans [55] ; seuls les grands principes sont présentés ici.

Les ventilateurs travaillent à des nombres de Reynolds élevés ( $Re \approx 10^5$ ), comme cela a été précisé dans le paragraphe 1.2.1. Les effets visqueux  $\tau_{ij}$  sont donc négligeables devant les effets inertiels  $\rho v_i v_j$ , ceci au moins en-dehors des couches limites.

Les vitesses  $v_i$  et  $v_j$  étant les vitesses particulières, elles sont implicitement dépendantes de la variable acoustique  $\rho'$ . Utilisons la propriété de faible nombre de Mach ; l'écoulement est incompressible :  $(\rho - \rho_0)/\rho \ll 1$ , donc  $\rho \approx \rho_0$ . De plus, les fluctuations de vitesse liées aux ondes acoustiques sont négligeables devant les fluctuations de vitesse liées à l'écoulement turbulent ; soit  $\mathbf{u}$  la vitesse particulière du fluide débarrassée de la composante acoustique, cette hypothèse s'écrit  $(v - u)/v \ll 1$ , et par conséquent  $\mathbf{v} \approx \mathbf{u}$ . Finalement le tenseur de Lighthill se réduit à l'expression suivante :

$$T_{ij} = \rho_0 u_i u_j \quad (2.9)$$

L'équation (2.8) est désormais soluble puisque le terme source  $\overline{\overline{\mathbf{T}}}$  ne fait plus intervenir la variable acoustique  $\rho'$ . Il faut maintenant résoudre une équation d'ondes, certes non homogène, mais linéaire en  $\rho'$ . Cela justifie toutes les simplifications qui précèdent.

D'autres formulations existent, adaptées à des problèmes spécifiques. La démarche est toujours inspirée de celle de Lighthill : on sépare le milieu en deux parties, une sans sources (milieu

de propagation), et une avec (milieu source). L'analogie acoustique est la réécriture du problème acoustique sous une forme proche de (2.8), associée à cette interprétation. L'influence de la compressibilité est étudiée par Ristorcelli [99]. Gloerfelt détaille l'ensemble des couplages possibles dans un chapitre dédié aux méthodes intégrales [52]. Bailly présente des formulations adaptées aux jets [9]. Les cours de Colonius [27] ou de Roger [101] sont plus généraux.

Pour écrire l'équation d'onde acoustique avec la variable de pression acoustique  $p'$  au lieu de  $\rho'$ , il faut pouvoir écrire l'égalité (2.4) qui est vraie en-dehors des sources. Dans le domaine des sources, cette égalité reste vraie à condition que la composante fluctuante de la pression soit essentiellement due à des phénomènes acoustiques : en effet, on a  $p' = p'_a + p'_h$  avec  $p'_a$  la partie acoustique de  $p'$  et  $p'_h$  la partie hydrodynamique. La pression hydrodynamique correspond à ce que l'on nomme le pseudo-son ; cette fluctuation de pression n'est pas de nature propagative.

## 2.2 Formulation intégrale

Les équations qui définissent l'évolution spatio-temporelle de la variable acoustique viennent d'être données. Il s'agit maintenant de résoudre ces équations. Cela est possible par exemple lorsque l'espace est libre (sans obstacle). Pour ce faire, il faut utiliser le formalisme des fonctions de Green, et mettre sous forme intégrale l'équation d'onde non homogène.

### 2.2.1 Fonction généralisée de Green

La fonction généralisée de Dirac  $\delta$  est définie comme égale à zéro presque partout, sauf en zéro où elle tend vers l'infini, avec pour toute fonction régulière  $F$  la propriété suivante :

$$\int_{-\infty}^{\infty} F(\tau)\delta(\tau)d\tau = F(0)$$

Une fonction de Green  $G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau)$  est une fonction généralisée qui s'interprète comme la réponse, au point d'écoute  $\mathbf{x}$  et au temps  $t$ , à un signal émis en  $\mathbf{y}$  et au temps  $\tau$ . Elle vérifie l'équation d'onde non-homogène et les conditions de causalité suivantes :

$$\begin{aligned} \nabla^2 G - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} &= -\delta(t - \tau)\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \\ G(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) &= 0 \quad \forall t < \tau \\ \frac{\partial G}{\partial t}(\mathbf{x}, t|\mathbf{y}, \tau) &= 0 \quad \forall t < \tau \end{aligned} \tag{2.10}$$

Les conditions aux limites satisfaites par les fonctions de Green sont a priori quelconques, on peut les choisir librement. Elles peuvent en particulier correspondre à celles du problème acoustique ; dans ce cas on parle de fonction de Green “adaptée” (tailorised Green function en anglais). Lorsque la fonction de Green choisie ne respecte pas les conditions aux limites du problème acoustique, on choisit généralement des conditions aux limites évanescents sur les bords du domaine d’intégration.

Comme le choix des conditions aux limites vérifiées par la fonction de Green est libre, on peut en particulier imposer la nullité asymptotique de la fonction à l’infini (condition de rayonnement de Sommerfeld) : c’est la fonction de Green en espace libre, choix qui a été fait pour la présente étude, paragraphe suivant. La fonction  $G^0$  s’écrit :

$$G^0 = G^0(\mathbf{y}, \tau | \mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi R} \delta\left(\tau - t + \frac{R}{c_0}\right) \quad (2.11)$$

avec  $R = |\mathbf{y} - \mathbf{x}|$

### 2.2.2 Résolution du problème acoustique

Soit une équation d’onde avec  $q$  distribution quelconque de sources acoustiques :

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \rho'}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y_i^2} = q(\mathbf{y}, \tau)$$

La technique consiste à intégrer cette égalité en multipliant par les fonctions de Green. Soit  $f$  une fonction généralisée qui décrit la surface  $S$  frontière du domaine volumique  $\mathcal{V}$ ,  $f = 0$  sur la surface, et  $f > 0$  à l’intérieur. Si  $\mathbf{n}$  désigne le vecteur normal entrant dans la surface  $S$ , on a  $\mathbf{n} = -\nabla f / |\nabla f|$ , et :

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\mathcal{V}} q(\mathbf{y}, \tau) G(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) dV_{\mathbf{y}} d\tau - \int_{-\infty}^{\infty} \int_S \left[ \rho' \frac{\partial G}{\partial y_i} - G \frac{\partial \rho'}{\partial y_i} \right] n_i dS_{\mathbf{y}} d\tau \quad (2.12)$$

Le signe de la deuxième intégrale change si  $\mathbf{n}$  est rentrant ; la convention choisie est celle de Lighthill [52].

Le choix de la fonction de Green est libre d’un point de vue mathématique, comme cela est expliqué dans plusieurs cours d’aéroacoustique. Par exemple, Goldstein, dans son ouvrage [55] paragraphes 3.2 et 3.3, justifie l’utilisation de la fonction de Green en espace libre pour résoudre des problèmes avec des obstacles. Récemment Farassat a utilisé une fonction de Green en espace libre pour résoudre un problème de bruit de bord de fuite [38]. Mais dans le cas général, il faut résoudre les termes sources avec beaucoup de précision pour limiter les erreurs, ce qui rend la résolution plus ou moins facile. Selon le choix, trois cas se présentent :

- Si l'on choisit la fonction de Green en espace libre, l'intégrale volumique correspond au champ primaire rayonné par la distribution de sources, celui qui serait obtenu en l'absence de surfaces. L'intégrale surfacique correspond aux diffractions et réflexions de ce champ. Les surfaces sont interprétables comme des sources secondaires modifiant le champ acoustique primaire. Si ces surfaces sont non-compactes, leurs contributions au bruit peuvent interférer entre elles et créer de nouveaux quadrupoles. Pour calculer correctement le bruit, il faut alors connaître assez précisément les efforts sur les surfaces, et prévoir les quadrupoles formés par interférences.
- Avec une fonction de Green adaptée à la surface, cette surface est prise en compte implicitement dans la réponse impulsionnelle : les intégrales de surface disparaissent, et il ne subsiste que l'intégrale de volume.
- Dans les autres cas, rien n'a plus de sens physique, même si la résolution mathématique doit donner le même résultat.

Comme seul le bruit de raies nous intéresse et qu'il est de nature dipolaire, les effets des quadripôles sont négligés. La fonction de Green peut par conséquent être choisie librement, sans risquer de créer des quadripôles parasites. Mais si l'on décide un jour de calculer des composantes du bruit mettant en jeu des phénomènes de diffraction et de réfraction, comme le bruit de bord de fuite, ce ne sera plus le cas. Or, trouver une fonction de Green adaptée à la surface réelle n'est pas toujours possible. Heureusement, en première approche la géométrie peut être simplifiée comme le suggère Golgstein au chapitre 3.6 de [55], par exemple en assimilant un profil à une plaque plane. Les intégrales de surface se réduisent alors au minimum, et les quadrupoles formés par interférences peuvent être négligés.

La fonction de Green en espace libre a une expression analytique simple ; elle est la plus utilisée. Par exemple, Ffowcs-Williams et Hall, Howe et Blake [43, 67, 18] ont utilisé une fonction de Green adaptée à une plaque semi-infinie ; Amiet [5, 4] a utilisé une plaque finie, ainsi que Howe plus récemment [68].

## 2.3 Présence d'obstacles mobiles dans un milieu au repos

### 2.3.1 Formulation de Ffowcs-Williams et Hawkings

La prise en compte des obstacles dans la formulation acoustique est nécessaire à plus d'un titre. Les obstacles sont responsables de réfractions et de diffractions du champ acoustique (fin du paragraphe précédent) ; dans ce cas il peut y avoir une contribution quadripolaire. Ils peuvent aussi être le siège de sources de type monopôle ou dipôle selon leur interaction avec le fluide environnant.

Pour prendre en compte les surfaces, il faut les identifier à des sources, pour réduire le problème à une équation de propagation plus des sources. Le raisonnement est donc le même que celui de Lighthill, excepté que les conditions aux limites du problème changent. Cette démarche a été présentée sous sa forme la plus universelle en 1969 par Ffowcs-Williams et Hawkings [44].

Le cas présenté est celui d'un milieu qui, bien que comprenant des obstacles mobiles, est au repos relativement à l'observateur. On impose une condition de vitesse nulle aux parois (dans le repère local de la paroi considérée). Il faut repartir des équations de départ : (2.1) et (2.2), et les modifier pour prendre en compte les surfaces en présence. Soit  $\mathbf{V}_S$  le vecteur vitesse de la surface  $S$  considérée et  $f(\mathbf{x}, t) = 0$  une équation décrivant la cinématique de la surface étudiée, avec les définitions précédentes pour  $\mathbf{n}$  et  $f$  et les mêmes notations que précédemment :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho v_j}{\partial y_j} &= \rho_0 V_{S_j} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \\ \frac{\partial \rho v_i}{\partial \tau} + \frac{\partial \rho v_i v_j}{\partial y_j} + \frac{\partial P_{ij}}{\partial y_j} &= P_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial x_j} \end{aligned}$$

On applique alors strictement le même raisonnement que celui qui a été présenté dans le paragraphe consacré à Lighthill. Il faut donc faire les mêmes hypothèses que celles qui ont permis d'établir la relation (2.8). On obtient une équation d'onde ; avec la même définition (2.7) pour  $\overline{\mathbf{T}}$ , elle s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial \tau^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial y_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} + \frac{\partial}{\partial y_i} \left( \tau_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial y_j} \right) + \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \rho_0 V_{S_j} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial y_i} \right) \quad (2.13)$$

Cette équation d'ondes présente désormais trois catégories de sources. Comme en champ libre (Lighthill), l'équation fait intervenir la variable acoustique  $\rho'$  aussi bien dans le terme propagatif (membre de gauche) que dans les termes sources. On ne peut donc pas utiliser directement ce résultat pour calculer le champ acoustique. Les trois catégories de sources de (2.13) ont des natures différentes :

- le premier terme,  $\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j}$ , est une distribution volumique de sources de la même espèce que celles qui existaient sans obstacles, c'est-à-dire des sources dont l'existence est due uniquement à l'écoulement.  $\overline{\mathbf{T}}$  est nul dans le domaine de propagation, comme dans l'hypothèse de Lighthill. Ces sources sont qualifiées de quadripolaire (dérivée seconde de l'espace). L'analyse dimensionnelle montre que pour une source compacte en espace libre, le son a une intensité proportionnelle à la puissance 8 de la vitesse. Ce terme est négligeable pour les GMV.
- le deuxième terme,  $\frac{\partial}{\partial y_i} \left( \tau_{ij} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial y_j} \right)$ , est une distribution surfacique de sources dues à l'interaction fluide-structure. On parle de sources dipolaires (dérivée première de l'espace). En général, la composante aérodynamique de la fluctuation de force est très largement supérieure à la composante due à la réaction du champ acoustique sur la surface; on néglige donc cette deuxième composante, ce qui rend l'équation utilisable de façon explicite. Les phénomènes de diffraction ne sont pas pris en compte. De plus, les efforts appliqués ont été restreints à ceux dus à la seule charge aérodynamique, cette composante de bruit s'appellera le bruit de charge aérodynamique. Le signe de ce terme dépend de la convention choisie pour définir les surfaces et la fonction  $f$ , comme le souligne Gloerfelt dans [52]. L'analyse dimensionnelle montre que pour une source compacte en espace libre, le son a une intensité proportionnelle à la puissance 6 de la vitesse. C'est le terme largement prédominant dans le bruit des ventilateurs de refroidissement du moteur.
- le troisième terme,  $\frac{\partial}{\partial \tau} \left( \rho_0 V_{S_j} \delta(f) \frac{\partial f}{\partial y_i} \right)$ , est une distribution surfacique de sources dues à la cinématique propre des obstacles mobiles. On parle de sources monopolaires (dérivée première du temps). On l'appelle bruit d'épaisseur, car il est exactement lié au volume de fluide déplacé lors du mouvement du corps, et est donc proportionnel à la taille de ce corps. L'analyse dimensionnelle montre que pour une source compacte en espace libre, le son a une intensité proportionnelle à la puissance 4 de la vitesse des sources. Son importance est négligeable sur les GMV.

FW-H est une généralisation des résultats de Curle [31] ou Lawson [80] dans la mesure où il est possible d'utiliser le même type de formulation avec une surface quelconque perméable, alors que les travaux de ces deux auteurs obligent à choisir les surfaces physiques du problème. Comme dans le cas présent on choisit justement d'utiliser les surfaces physiques (pales) comme surfaces d'intégration il n'y a pas de différence avec la formulation de Lawson.

Une formulation avec des surfaces quelconques a été présentée par Ffowcs-Williams lui-même [29]. Di Francescantonio [48] et Brentner et Farassat [21] ont testé numériquement cette technique, avec succès. Les avantages sont multiples. D'abord, elle permet d'assimiler les méthodes de Kirchhoff à des cas particuliers de la formulation FW-H, comme le souligne Farassat dans [38]. Les auteurs de [44] avaient d'ailleurs présenté leur résultat comme une extension de la théorie de Kirchhoff. Ensuite, cela donne libre cours à une multitude de formulations selon la surface de contrôle choisie et ses propriétés. Farassat [38] propose plusieurs formulations (numérotées :

1A, 1B, 2, 3, 4... ). La formulation 3 présentée en détails dans [38], qui a été codée par Dunn sous le nom de code ASSPIN [34], prend en compte les effets de diffraction du bord d'attaque et du bord de fuite par exemple : c'est une formulation complète. La surface de contrôle n'est pas obligatoirement la surface physique (*i.e.* la pale). L'équivalent existe pour le cas supersonique (formulation 4) qui incite l'auteur à se concentrer désormais sur l'aspect mathématique du problème acoustique (comme l'avaient fait Ffowcs-Williams et Hawkins).

Dans notre cas d'hélice tournant à un régime largement subsonique et où seul le terme dipolaire est significatif, c'est la formulation 1A qui s'impose selon Farassat [38] : la surface d'intégration égale l'ensemble des surfaces solides. Un changement de formulation ne se justifierait que si VALEO décidait de fabriquer des GMV tournant à des vitesses largement plus élevées qu'actuellement, ce qui n'est pour l'instant pas envisageable avec des pales fines en plastique.

### 2.3.2 Résolution avec les fonctions de Green

Trois termes sources de natures différentes ont été mis en évidence. L'intégration de (2.13) donne accès à une expression directe de la variable acoustique. Le calcul n'est que résumé dans ce mémoire ; les développements mathématiques avec ces fonctions généralisées sont sophistiqués, Farassat et Brentner conseillent dans [39] de se reporter à l'ouvrage de Goldstein [55], chapitres 1 et 3, pour une démonstration complète. Le principe a été exposé au paragraphe 2.2 ; on utilise l'équation (2.12). Le résultat s'écrit sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
c_0^2 \rho' &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\mathcal{V}(\tau)} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} T_{ij} d\mathbf{y} d\tau \\
&+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{S(\tau)} \frac{\partial G}{\partial y_i} f_i dS(\mathbf{y}) d\tau \\
&+ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{S(\tau)} \rho_0 V_n \frac{\partial G}{\partial \tau} dS(\mathbf{y}) d\tau
\end{aligned} \tag{2.14}$$

En théorie, on a ainsi accès aux fluctuations acoustiques puisque le formalisme de Lighthill prévoit que l'on connaît les sources. Le membre de droite de l'équation (2.14) a trois termes de natures distinctes. Les sources correspondantes sont ainsi caractérisées respectivement par les trois termes  $T_{ij}$ ,  $f_i$ , et  $\rho_0 V_n$ .

Rappelons que le choix de la fonction de Green est libre, dans la mesure où sa définition (2.10) est respectée ; pour des raisons pratiques seule la fonction de Green en espace libre (2.11) est utilisée. L'équation précédente doit être utilisée avec la définition de  $G^0$ , et la propriété suivante de cette fonction :

$$\frac{\partial G^0}{\partial y_i} = -\frac{\partial G^0}{\partial x_i}$$

ce qui permet de sortir les dérivations des intégrales, et on trouve l'expression suivante pour  $\rho'$  :

$$\begin{aligned} c_0^2 \rho' &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\mathcal{V}(\tau)} \frac{1}{4\pi R} \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c_0}\right) T_{ij} d\mathbf{y} d\tau \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{S(\tau)} \frac{1}{4\pi R} \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c_0}\right) f_i dS(\mathbf{y}) d\tau \\ &\quad + \int_{-\infty}^{\infty} \int_{S(\tau)} \frac{\rho_0 V_n}{4\pi R} \frac{\partial}{\partial \tau} \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c_0}\right) dS(\mathbf{y}) d\tau \end{aligned} \quad (2.15)$$

Faisons l'hypothèse de solide rigide indéformable ; cela s'écrit  $\mathbf{V} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{V}_S \cdot \mathbf{n}$ . En raisonnant dans le repère lié à la surface solide  $S$ , et en considérant que ce solide ne se déforme pas dans le temps, on peut réécrire les équations en temps retardé dans le repère mobile lié à  $S$ . On définit  $\zeta = \zeta(\mathbf{y}, \tau)$  le vecteur position de la source ( $\mathbf{y}$ ) exprimé dans des coordonnées liées au solide  $S$  ; l'avantage est que dans ce repère, la surface  $S$  est stationnaire. Les domaines d'intégration  $\mathcal{V}$  et  $S$  ne dépendent alors plus du temps, et on peut intervertir les signes d'intégrales :

$$\begin{aligned} c_0^2 \rho' &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathcal{V}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi R} T_{ij} \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c_0}\right) d\tau d\zeta \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi R} f_i \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c_0}\right) d\tau dS(\zeta) \\ &\quad + \int_S \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\rho_0 V_n}{4\pi R} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \delta\left(t - \tau - \frac{R}{c_0}\right) \right) d\tau dS(\zeta) \end{aligned} \quad (2.16)$$

Dans cette équation, le terme monopolaire est difficilement calculable dans la mesure où il utilise une dérivée généralisée. Goldstein [55] utilise les propriétés cinématiques du corps pour réexprimer ce terme. Définissons  $\mathbf{V}$  et  $\mathbf{a}$  respectivement la vitesse et l'accélération d'un point de la surface d'intégration, évaluées dans le repère mobile  $\zeta$  :

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= \left( \frac{\partial \mathbf{y}(\zeta, \tau)}{\partial \tau} \right)_{\tau=\text{constante}} \\ \mathbf{a} &= \left( \frac{\partial \mathbf{V}(\zeta, \tau)}{\partial \tau} \right)_{\tau=\text{constante}} \end{aligned}$$

Comme la surface  $S$  est fixe dans ce repère, pour tout point de cette surface on a nécessairement  $\mathbf{V}^S = \mathbf{V}$ . Soit  $\mathcal{V}_i$  le volume intérieur à la surface, volume défini par  $f > 0$ , et  $\mathcal{V}_e$  le volume

extérieur à la surface, volume défini par  $f < 0$ . Il est possible de séparer le dernier membre de (2.16) en deux termes ; ceci fait disparaître le terme monopolaire :

$$\begin{aligned}
c_0^2 \rho' &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathcal{V}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi R} T_{ij} \delta \left( t - \tau - \frac{R}{c_0} \right) d\tau d\zeta \\
&\quad - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi R} f_i \delta \left( t - \tau - \frac{R}{c_0} \right) d\tau dS(\zeta) \\
&\quad - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{\mathcal{V}_e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi R} \rho_0 a_i \delta \left( t - \tau - \frac{R}{c_0} \right) d\tau d\zeta \\
&\quad + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathcal{V}_e} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{4\pi R} \rho_0 V_i V_j \delta \left( t - \tau - \frac{R}{c_0} \right) d\tau d\zeta
\end{aligned} \tag{2.17}$$

Le dernier terme est un quadripôle qui traduit le mouvement du volume d'intégration dans le temps dans le repère lié à la surface d'intégration ; l'avant-dernier terme est un dipôle proportionnel à l'accélération de la surface dans le même repère. Farassat et Brentner [39] présentent une formulation dans laquelle l'expression du terme quadripolaire est exprimée comme une somme de plusieurs termes monopolaires, dipolaires et quadripolaires correspondant à de vrais quadripôles, aux termes de bord de fuite, de choc, de sillage et de couche limite. L'avantage de séparer ainsi les termes selon leur signification physique est que l'on peut concentrer l'étude sur ceux qui sont prédominants.

Cette écriture est supérieure à celle qui précède car les termes à l'intérieur des intégrales peuvent être calculés, contrairement à la dérivée du Dirac. C'est pour cette raison qu'elle est généralement préférée. Elle se simplifie en enlevant les intégrales sur  $\tau$  : toutes sont généralisées, et l'égalité suivante tirée de Goldstein [55] (chapitre 1) est utilisable, avec  $g(\tau) = \tau - t + \frac{R}{c_0}$  et  $\tau_e$  la solution de  $g(\tau) = 0$  (unique en subsonique) :

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) \delta(g(\tau)) d\tau = \frac{f(\tau_e)}{\left| \frac{dg(\tau_e)}{d\tau_e} \right|} = \frac{f(\tau_e)}{1 - \frac{\mathbf{MR}}{R}} = \frac{f(\tau_e)}{1 - M_r} = \frac{f(\tau_e)}{\Delta} \quad \text{pour } \Delta \neq 0$$

avec :  $\Delta = 1 - M_r = 1 - \frac{\mathbf{MR}}{R}$

On obtient l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkins, mise en évidence en 1969 [44] :

$$\begin{aligned}
4\pi c_0^2 \rho' &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathcal{V}_e} \left[ \frac{T_{ij}}{R|\Delta|} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \\
&\quad - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[ \frac{f_i}{R|\Delta|} \right]_{\tau=\tau_e} dS(\zeta) \\
&\quad - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{\mathcal{V}_i} \left[ \frac{\rho_0 a_i}{R|\Delta|} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \\
&\quad + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{\mathcal{V}_i} \left[ \frac{\rho_0 V_i V_j}{R|\Delta|} \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta
\end{aligned} \tag{2.18}$$

et où les crochets signalent que l'expression est à évaluer au temps retardé d'émission  $\tau = \tau_e$ , avec  $\tau_e$  le temps d'émission défini par la relation suivante pour un observateur fixe  $\mathbf{x}$  et une source mobile  $\mathbf{y}(\tau)$  :

$$g(\tau) = \tilde{g}(t, \mathbf{x}, \tau_e, \mathbf{y}) = \tau_e - t + \frac{1}{c_0} \left| \mathbf{x} - \mathbf{y}(\tau_e) \right| = 0 \tag{2.19}$$

L'équation obtenue est utilisable directement, et n'utilise pas d'écriture avec des fonctions généralisées. Sortir la dérivée de l'intégrale a servi à évaluer l'intégrale sur  $\tau$ . En subsonique la solution à l'équation de temps retardé est unique. Par ailleurs, la singularité du dénominateur  $\Delta = |1 - \mathbf{MR}/R|$  n'existe plus en subsonique ( $M_r < 1$ ). Les trois domaines d'intégration  $\mathcal{V}_i$ ,  $\mathcal{V}_e$ , et  $S$  sont bien indépendants de la variable d'intégration  $\tau$  le temps d'émission, puisqu'on travaille dans un repère lié au solide,  $\zeta$ . Cette équation a été dérivée par Ffowcs-Williams et Hawkings en 1969 [44], sans utiliser l'hypothèse de solide rigide indéformable comme le souligne Goldstein [55].

Dans le cas particulier où la surface  $S$  est fixe, on a  $\mathbf{a} = 0$ ,  $\mathbf{M} = 0$ ,  $\mathbf{V} = 0$  et  $\zeta = \mathbf{y}$  ; l'équation (2.18) se réduit alors à l'équation de Curle [31] où ne subsistent que les deux premiers termes de l'équation.

## 2.3.3 Rayonnement en champ lointain

### 2.3.3.1 Champ lointain acoustique

L'équation (2.18) est une réécriture exacte des équations de Navier-Stokes, elle décrit les fluctuations locales de densité dans tout l'espace. Cependant nous sommes intéressés uniquement par ce qui se passe à une certaine distance des sources : l'objectif est de construire un outil de prévision du rayonnement acoustique d'un GMV à un endroit où un piéton pourrait se trouver, c'est-à-dire une distance de l'ordre de quelques mètres du GMV.

Or les fluctuations acoustiques ne se propagent pas toutes avec la même atténuation en fonction de la distance : dans l'équation (2.18), certains termes évoluent en  $1/R$  et d'autres en

$1/R^2$  ; pour négliger les termes en  $1/R^2$  il faut que le critère suivant soit respecté :

$$\frac{\lambda}{2\pi R} \ll 1 \quad (2.20)$$

On parle de champ lointain acoustique. Dans (2.20),  $\lambda$  désigne la longueur de l'onde acoustique,  $\lambda = c_0/f_{ac}$  où  $f_{ac}$  est la fréquence associée,  $f_{ac} = mBf_0$  avec  $f_0$  la fréquence fondamentale de rotation en Hertz et  $m$  l'ordre de l'harmonique de bruit. Soit  $R_c$  la distance critique d'observation, (2.20) se traduit par :

$$R \gg R_c = \frac{c_0}{2\pi m B f_0} \quad (2.21)$$

Si l'on considère par exemple le cas de référence, un ventilateur de  $B = 9$  pales tournant à la vitesse angulaire de  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, on a  $f_0 = 40$  Hz, et on trouve donc pour l'harmonique d'ordre  $m$  une distance critique  $R_c$  donnée par :

$$R_c(m = 1) = 0.144 \text{ m}$$

$$R_c(m = 4) = 0.036 \text{ m}$$

Un observateur situé à une distance supérieure ou égale à 1 m est donc en champ lointain acoustique, et dans (2.18) ne restent que les termes de plus grand ordre en  $1/R$ . Dans la pratique, les mesures acoustiques sur les GMV sont effectuées à une distance de 1 m de l'axe de rotation, dans une chambre anéchoïque où le GMV est placé à une hauteur de 1 m. Le champ rayonné sur l'axe est faible, il n'est constitué que du mode symétrique ; c'est donc essentiellement par réflexion sur le sol qu'est créé le bruit, et la distance d'observation est supérieure à 2 m. L'observateur est donc largement en champ lointain acoustique.

Pour appliquer ne conserver que les termes en  $1/R$  dans l'équation (2.18), il faut transformer un peu les écritures. Goldstein par exemple donne le raisonnement complet au chapitre 3 de [55]. Soit  $h$  et  $A$  des fonctions généralisées vérifiant :

$$h \equiv \left[ \frac{A(\tau)}{R|\Delta|} \right]_{\tau=\tau_e}$$

qui donne : 
$$\frac{\partial^2 h}{\partial x_i \partial x_j} = \left[ \frac{R_i R_j}{c_0^2 R^3 \Delta} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{1}{\Delta} \frac{\partial}{\partial \tau} \frac{A}{|\Delta|} \right]_{\tau=\tau_e} + \mathcal{O}(R^{-2})$$

On réinverse alors les symboles de dérivation et d'intégration, mais cette fois-ci il n'y a déjà plus d'intégration sur  $\tau$ . En revanche, la dérivation d'une quantité évaluée sur un volume d'intégration est délicate : il vaut mieux dériver par rapport au temps avant d'intégrer en espace plutôt que d'intégrer sur l'espace des sources avant de dériver (au second ordre de plus) sur l'espace d'observation. Finalement, (2.18) devient :

$$\begin{aligned}
4\pi c_0^2 \rho'(\mathbf{x}, t) = & \int_{\mathcal{V}} \left[ \frac{R_i R_j}{c_0^2 \Delta R^3} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{1}{\Delta} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{T_{ij}}{\Delta} \right) \right) \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \\
& - \int_S \left[ \frac{R_i}{c_0 \Delta R^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{f_i}{\Delta} \right) \right]_{\tau=\tau_e} dS_\zeta \\
& - \int_{\mathcal{V}_e} \left[ \frac{R_i}{c_0 \Delta R^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\rho_0 a_i}{\Delta} \right) \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \\
& + \int_{\mathcal{V}_e} \left[ \frac{R_i R_j}{c_0^2 \Delta R^3} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{1}{\Delta} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{\rho_0 V_i^e V_j^e}{\Delta} \right) \right) \right]_{\tau=\tau_e} d\zeta \quad (2.22)
\end{aligned}$$

$$\text{avec : } 0 = \tau_e - t + \frac{1}{c_0} |\mathbf{x} - \mathbf{y}(\tau_e)|$$

$$\text{et : } \Delta = 1 - \frac{\mathbf{MR}}{R}$$

Cette équation est directement utilisable, seule la connaissance des sources et de leur évolution au cours du temps sont nécessaires pour l'utiliser. Les dérivées situées dans les intégrales sont des dérivées par rapport au temps, qui ne dépendent pas du repère où on les évalue.

### 2.3.3.2 Champ lointain géométrique :

Lorsque la distance d'observation est grande devant la taille des sources, on parle cette fois de champ lointain géométrique. Hormis les déphasages d'un point source à un autre, qui sont conservés car leur influence peut être grande, on considère alors que la distance de propagation jusqu'à l'observateur est la même pour tous les points sources. Un certain nombre de termes s'éliminent des intégrales de (2.22). Le critère de validité de cette hypothèse s'énonce tout naturellement d'après la définition :

$$R \gg L$$

avec  $L$  une longueur caractéristique de l'étendue des sources (dans le cas étudié, le rayon du ventilateur, qui sera noté  $R_1$ ), et  $R$  la distance moyenne d'observation. Le critère s'énonce par conséquent  $R_1/R_0 \ll 1$ , où  $R_0$  est la distance entre le centre du rotor et l'observateur. Cette hypothèse est utilisée au paragraphe 3.2.2.

### 2.3.4 Compacité

Pour utiliser (2.22) dans un calcul numérique, les intégrales spatiales doivent être discrétisées. Le choix de la taille maximale  $L$  des éléments ainsi discrétisés correspond à la notion de sources

compactes. Si les variations de temps retardé d'un point de la source à un autre sont négligeables devant la période caractéristique  $T_\zeta$  de la source considérée dans le repère lié aux surfaces mobiles, alors on peut utiliser directement l'intégrande dans (2.22). Cela s'écrit :

$$\begin{aligned} T_\zeta &\gg \frac{L}{c_0 \overline{\Delta}} \\ \text{donc : } L &\ll \frac{c_0 \overline{\Delta}}{f_S} \end{aligned} \quad (2.23)$$

avec  $f_S$  la fréquence de la source. La plus haute fréquence de source étudiée se situe toujours en-dessous de 3 kHz pour le bruit de raies. Le nombre de Mach étant inférieur à 0,2 on a  $\overline{\Delta} \approx 1$ . Le critère de compacité devient :

$$L \ll 11 \text{ cm} \quad (2.24)$$

La discrétisation des pales n'a donc en principe pas besoin d'être très fine puisque l'épaisseur est de l'ordre du millimètre, la corde ne dépasse jamais 6 cm et l'envergure 23 cm. L'étude numérique montrera que ce critère doit être relativisé.

En effet, la compacité a été définie en considérant que le seul problème était la différence de temps retardé. D'autres différences peuvent jouer un rôle significatif entre deux éléments de pale proches : la source peut être trop différente d'un point à l'autre en intensité, en phase, ou en orientation. Désormais les éléments de pale sont considérés comme compacts lorsqu'ils vérifient deux critères. D'une part, les différences de temps retardé d'un endroit à un autre de l'élément considéré doivent être négligeables. D'autre part, les variations d'intensité, de phase, d'orientation des sources  $f_i$  doivent être suffisamment faibles pour que l'on puisse aussi les négliger. Les critères numériques sont exposés dans le paragraphe 4.3. Lorsqu'une source est acoustiquement compacte, la formule suivante est utilisée pour en calculer le rayonnement acoustique :

$$\begin{aligned} 4\pi c_0^2 \rho'(\mathbf{x}, t) = & \left[ \frac{\overline{R_i} \overline{R_j}}{c_0^2 \overline{\Delta} \overline{R}^3} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{1}{\overline{\Delta}} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{T_{ij}}{\overline{\Delta}} \right) \right) \right]_{\tau=\tau_e} \mathcal{V} \\ & - \left[ \frac{\overline{R_i}}{c_0 \overline{\Delta} \overline{R}^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{f_i}{\overline{\Delta}} \right) \right]_{\tau=\tau_e} S \\ & - \left[ \frac{\rho_0 \overline{R_i} \mathcal{V}_S}{c_0 \overline{\Delta} \overline{R}^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{a_i}{\overline{\Delta}} \right) \right]_{\tau=\tau_e} \mathcal{V} \\ & + \left[ \frac{\overline{R_i} \overline{R_j} \rho_0}{c_0^2 \overline{\Delta} \overline{R}^3} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{1}{\overline{\Delta}} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{V_i^e V_j^e}{\overline{\Delta}} \right) \right) \right]_{\tau=\tau_e} \mathcal{V} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Dans cette équation, les barres de moyenne correspondent à une moyenne spatiale sur l'espace discrétisé considéré. Elles ne sont plus précisées dans la suite, ceci afin d'alléger les notations. L'équation (2.25) est exactement identique à (2.22) à part les barres de moyenne. Désormais

toutes les sources dont il sera question seront acoustiquement compactes : seule la formule (2.25) sera utilisée, sans toutefois préciser chaque fois les barres de moyenne, afin d'alléger un peu la présentation.



## Chapitre 3

# Bruit de raies d'un GMV

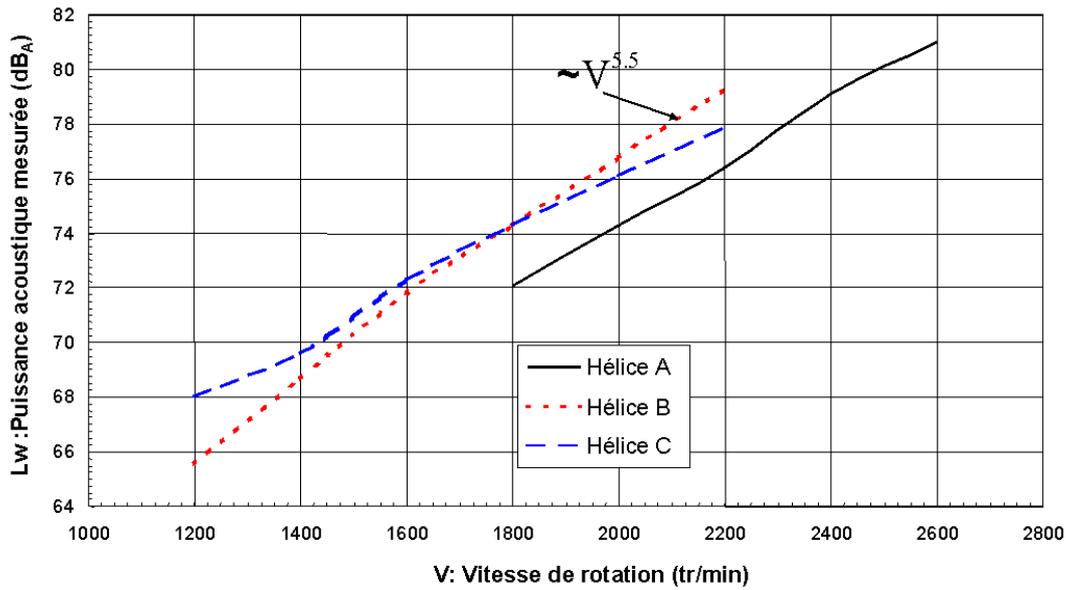
Dans ce chapitre, le cadre de travail du chapitre précédent est progressivement restreint afin de déterminer les équations utiles au calcul du bruit de raies du Groupe Moto-Ventilateur de refroidissement. La modélisation repose entièrement sur une formulation dipolaire ; le premier paragraphe présente la formule de Lawson dans le domaine fréquentiel. Les deux suivants sont spécifiques au bruit du rotor et du stator.

### 3.1 Dipôle tournant

#### 3.1.1 Termes monopolaires et quadripolaires

L'expérience interne chez VALEO permet d'affirmer que le bruit est de nature dipolaire. Cette certitude repose sur une banque de données de mesures. La figure 3.1 présente, pour trois hélices différentes, le bruit total rayonné en fonction de la vitesse de rotation. Les mesures ont été effectuées en chambre réverbérante à Auburn Hills (300 m<sup>3</sup>, bruit de fond 50 dBA, fréquence de coupure à 500 Hz) avec un instrument B&K référence 7507 (dédié à la mesure de puissance acoustique). On constate que pour ces trois hélices la puissance rayonnée évolue avec la puissance 5.5 de la vitesse, ce qui est conforme avec l'analyse dimensionnelle présentée par Roger [101].

Des ouvrages de références, comme celui de Guédel édité par le CETIAT [58], confirment que le bruit est de nature dipolaire pour les GMV, car les termes monopolaires et quadripolaires ne sont en effet efficaces que pour des nombres de Mach dépassant 0.8. Une simulation a par ailleurs été menée par Kaji [70] ; elle est documentée par Goldstein dans le chapitre 5 de [55]. Le résultat est comparé à des mesures. Le terme dipolaire est largement prédominant devant le terme quadripolaire quand l'écoulement est largement subsonique, même pour des éléments acoustiquement non compacts. Cela justifie l'approche de Lawson en 1965 [80], qui n'utilise que



**Fig. 3.1** – Puissance acoustique rayonnée en fonction de la vitesse de rotation de l'hélice, pour trois hélices de référence; mesures en chambre réverbérante à VA-LEO Auburn Hills

le terme dipolaire pour calculer le bruit de raies d'une hélice.

L'ajout des quadripôles pourrait devenir nécessaire par exemple si la taille des hélices et leur vitesse de rotation changent beaucoup et que le nombre de Mach approche la valeur 0.8. Il faut alors choisir parmi de nombreuses formulations – certes équivalentes. Farassat présente par exemple les formulations Q1A et Q2 dans [38], toutes deux implémentables directement, la formulation Q2 étant valable en supersonique. Dans un premier temps on veut utiliser des données d'entrée venant d'un code RANS, qu'il soit commercial comme ceux utilisés dans l'industrie (TASCflow, FLUENT, STAR-CD...) ou universitaire (TURB'FLOW). On peut donc calculer les termes quadripolaires à partir des résultats de ces simulations; mais l'utilisation de modèles statistiques pour résoudre la turbulence affecte la précision des termes quadripolaires calculés, et le bruit rayonné ne correspondra pas à la réalité. La prise en compte des quadripôles dans la modélisation n'est pas nécessaire car leur contribution est minime; elle est de plus superflue puisque le calcul des sources associées n'est pas accessible. L'étude est désormais restreinte au rayonnement dipolaire (bruit de charge). Dans l'équation (2.25), on ne conserve donc que le deuxième terme.

### 3.1.2 Dipôle compact en champ lointain

En ne conservant que le terme dipolaire, et en omettant les barres de moyenne, l'équation (2.25) devient :

$$p(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \left[ \frac{R_i}{c_0 \Delta R^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{f_i}{\Delta} \right) \right] \quad (3.1)$$

Les crochets signalent que l'expression est évaluée au temps retardé, déterminé par l'équation (2.19). En développant le quotient, (3.1) devient :

$$p(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi} \left[ \frac{R_i}{c_0(1 - M_r)^2 R^2} \left( \frac{\partial f_i}{\partial \tau} + \frac{f_i}{1 - M_r} \frac{\partial M_r}{\partial \tau} \right) \right] \quad (3.2)$$

La non stationnarité a ici deux origines. D'abord, celle propre de la source, qui correspond au terme  $\partial f_i / \partial \tau$ , qu'on appelle bruit de charges non stationnaires et qui constitue l'essentiel du bruit de raies dipolaire. L'autre part de la non stationnarité est due au mouvement de la source,  $\partial M_r / \partial \tau$ . Cela signifie entre autres qu'une force stationnaire peut produire du son (bruit de charges stationnaires), ce qui rejoint l'idée avancée par Gutin [59]. Cette seconde source est particulièrement efficace à grande vitesse, par exemple pour le rayonnement des rotors principaux d'hélicoptères où le nombre de Mach est de l'ordre d'au moins 0.8, ce qui n'est pas le cas. Ce point est vérifié numériquement dans le paragraphe 4.4.2.

Arrivé à ce stade, trois grands choix de méthodes sont possibles. On peut utiliser la formulation précédente le plus directement possible, en résolvant l'équation de temps retardé avant d'appliquer strictement la formule. La deuxième possibilité est d'utiliser la formulation en temps avancé, qui affranchit des problèmes de temps retardé. La troisième possibilité est de passer dans le domaine fréquentiel. Ces trois méthodes sont successivement présentées ; la première est utilisée par HELIAC qui sert de validation du programme RSF ; la deuxième est utilisée dans SOPRANO et est présentée à titre indicatif. La méthode fréquentielle est celle retenue, elle est présentée en dernier.

### 3.1.3 Formulation temporelle en temps retardé

Cette formulation constitue la base de la programmation de HELIAC, qui sert à valider RSF. C'est historiquement la plus ancienne des méthodes ; les méthodes numériques sont présentées sur la base de ce qui est programmé dans HELIAC[53].

L'équation (3.2) fournit la pression acoustique au temps  $t$  à la position  $\mathbf{x}$  en fonction de plusieurs variables :

- $\mathbf{R} = \mathbf{y} - \mathbf{x}$  est le vecteur entre la source  $\mathbf{y}$  et l'observateur  $\mathbf{x}$
- $M_r = \mathbf{M} \cdot \mathbf{R}$  est le nombre de Mach relatif à la source
- $\mathbf{f}$  est la force appliquée au temps  $\tau$  sur l'élément  $\mathbf{y}$
- $\partial M_r / \partial \tau$  est la variation temporelle de  $M_r$
- $\partial f_i / \partial \tau$  est la variation temporelle de  $\mathbf{f}$

Les variables sont toutes exprimées à la position  $\mathbf{y}$  et au temps d'émission  $\tau_e$ , dit "temps retardé". Le temps retardé est calculé grâce à l'équation (2.19) qui est rappelée ci-dessous :

$$g(\tau) = \tilde{g}(t, \mathbf{x}, \tau_e, \mathbf{y}) = \tau_e - t + \frac{1}{c_0} |\mathbf{x} - \mathbf{y}(\tau_e)| = 0$$

Pour chaque point d'observation fixe  $\mathbf{x}$ , à chaque pas de temps  $t$ , il faut trouver pour chaque source  $\mathbf{y}$  le temps d'émission  $\tau_e$ . Or la position  $\mathbf{y}$  dépend du temps  $\tau_e$ , puisque la source tourne. HELIACrésout cette équation par dichotomie, avec une précision dans le temps d'émission fixée à  $10^{-8}$  s. Le nombre de Mach, le vecteur  $\mathbf{R}$  deviennent alors des données cinématiques pour lesquelles une expression analytique existe ; ce n'est pas le cas de  $f_i$  ni de  $\partial f_i / \partial \tau$ . Une interpolation des valeurs de la force, connues aux temps  $\tau_k$  discrets, permet de trouver les valeurs au temps d'émission  $\tau_e$  : la méthode utilisée est une interpolation parabolique sur les trois plus proches pas de temps discrets, appelée méthode de Aitken. Ensuite, pour appliquer la formule (3.2) et obtenir le bruit, il faut connaître les valeurs de la dérivée de la force aux temps discrets d'émission. Les dérivées sont d'abord calculées aux temps discrets de réception, par une méthode présentée par Hildebrand [64] : les trois plus proches voisins du temps discret considéré définissent un polynôme de degré deux (polynôme lagrangien), sur lequel est effectuée la dérivation. Puis, une interpolation permet de se replacer aux temps d'émission (même méthode, Aitken à trois points).

Le résultat est en quelque sorte lissé par cette succession d'interpolations et par la méthode choisie pour la différenciation. Cela est bénéfique lorsque l'on s'intéresse au signal temporel ; mais pas quand on s'intéresse au spectre. Ce point est rediscuté lors des comparaisons des méthodes, au paragraphe 4.2.

### 3.1.4 Formulation temporelle en temps avancé

L'idée générale de la méthode dite de temps avancé est qu'on n'a pas besoin de l'information de pression acoustique à un temps de réception donné, mais à de nombreux temps de réception. Il n'est donc pas utile de fixer a priori ce temps de réception. La démarche est la suivante :

- fixer  $\tau_e$
- calculer  $\mathbf{y}$  au temps d'émission  $\tau_e$ , qui est connu)
- calculer le  $t$  associé au triplet  $(\mathbf{x}, \tau_e, \mathbf{y})$  en utilisant (2.19), avec un observateur  $\mathbf{x}$  fixe
- calculer l'expression (3.2)
- itérer

Pour que la méthode soit efficace, il est nécessaire que l'observateur  $\mathbf{x}$  soit fixe ; dans ce cas, l'équation (2.19) n'est pas transcendante et il n'y a aucune interpolation à faire pour évaluer (3.2), ce qui est un avantage par rapport à la formulation en temps retardé. On obtient les valeurs du champ de pression acoustique pour plusieurs pas de temps qui ne sont a priori pas uniformément répartis (puisque ceux-ci sont déterminés a posteriori), ce qui pose le problème du choix d'une méthode numérique pour calculer le spectre lorsqu'on s'y intéresse. En contrepartie, il est possible d'imposer plus de pas de temps d'émission  $\tau_e$  aux positions angulaires de la pale géométrique où l'on suppose qu'il va y avoir de plus fortes instationnarités. De nombreuses autres

précisions sont fournies dans [104], qui présente aussi une comparaison plus complète de cette technique avec celle de ROTAC, chapitre 3.

### 3.1.5 Formulation fréquentielle

Pour s'affranchir de la résolution de l'équation de temps retardé (2.19), une autre technique consiste à passer dans le domaine fréquentiel. Cette technique a été présentée par exemple par Lawson [80] en 1969 ; la méthode présentée ici est généralisée à des efforts quelconques. Définissons tout d'abord la transformée de Fourier sur la pression acoustique  $p$  et sur la force  $f$ , ainsi que la transformée inverse :

$$\begin{aligned}\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} p(\mathbf{x}, t) e^{i\omega t} dt \\ \tilde{f}(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, t) e^{i\omega t} dt\end{aligned}\quad (3.3)$$

$$f(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\mathbf{x}, \omega') e^{-i\omega' t} d\omega' \quad (3.4)$$

Cette définition s'utilise conjointement avec l'équation (3.1) :

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{1}{4\pi} \left[ \frac{R_i}{c_0 \Delta R^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{f_i}{\Delta} \right) \right]_{\tau=\tau_e} e^{i\omega t} dt$$

Le changement de variables  $t = \tau_e$  fait disparaître les problèmes de temps retardé puisque  $\tau_e$  est alors une variable muette :

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -\frac{1}{4\pi} \left[ \frac{R_i}{c_0 \Delta R^2} \frac{\partial}{\partial \tau} \left( \frac{f_i}{\Delta} \right) \right]_{\tau=\tau_e} e^{i\omega(\tau_e + R(\tau_e)/c_0)} \cdot \Delta|_{\tau_e} \cdot d\tau_e$$

Une intégration par partie permet de sortir  $f$  de la dérivation partielle. Le changement de variables  $\tau_e \rightarrow t$  donne finalement pour un dipôle compact :

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i\omega}{8\pi^2 c_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{fR}}{R^2} e^{i\omega(t+R/c_0)} dt \quad (3.5)$$

### 3.1.6 Prise en compte de sources non compactes

Si la pale n'est pas acoustiquement compacte, il faut la diviser en éléments compacts, indicés  $pt$ . Le rayonnement acoustique total est alors donné par la somme des contributions de ces

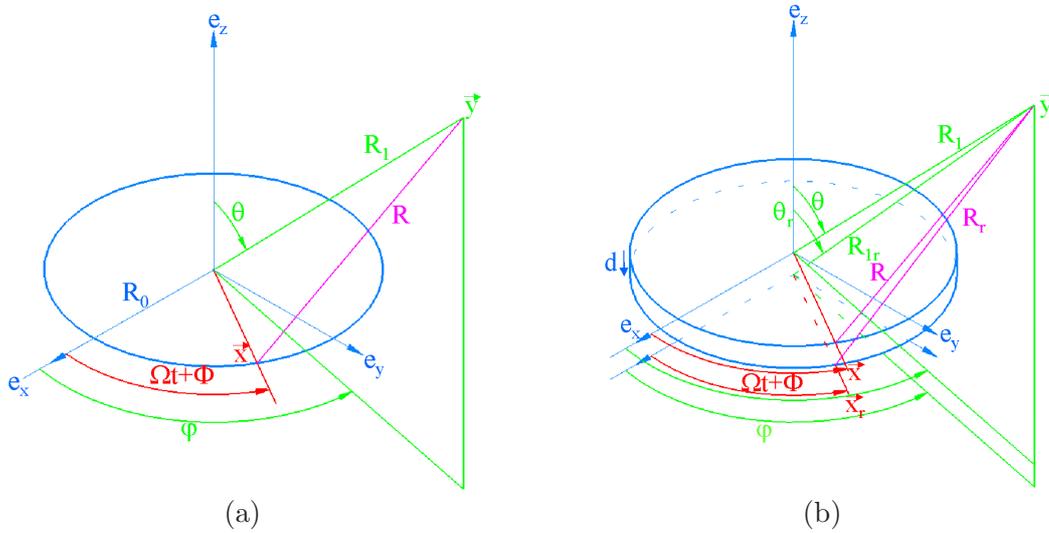
éléments. A la fréquence  $\omega$ , au point d'observation  $\mathbf{x}$  :

$$\tilde{P}(\mathbf{x}, \omega) = \sum_{pt=1}^{nbpt} \tilde{p}(pt, \mathbf{x}, \omega) \quad (3.6)$$

Cette sommation en module et phase est une somme d'interférences entre les éléments compacts. Elle est également valable dans le cas général de plusieurs sources quelconques ; par exemple, pour sommer les contributions de plusieurs pales, ou pour sommer les contributions du rotor et du stator.

## 3.2 Rayonnement acoustique d'un rotor

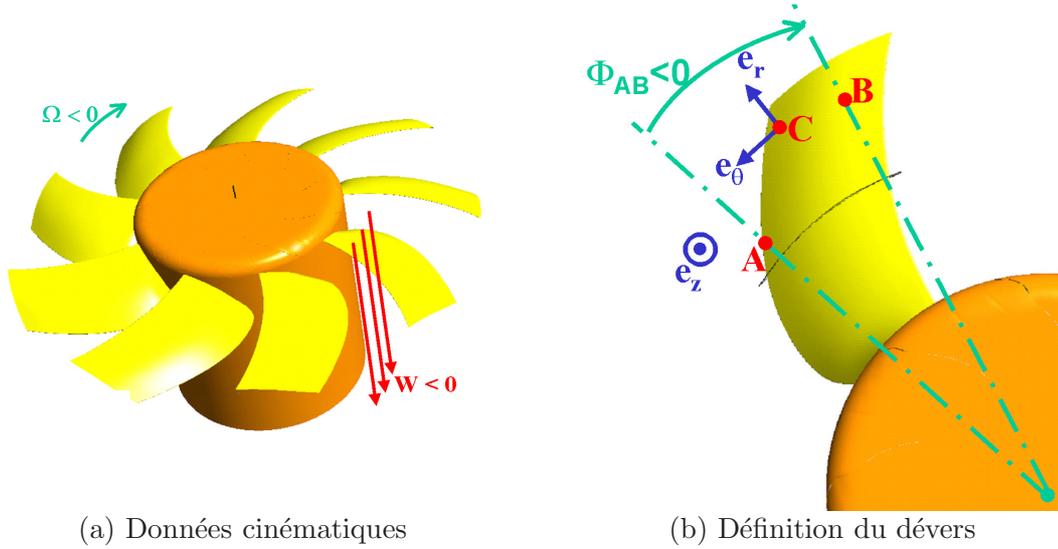
### 3.2.1 Orientation des efforts



**Fig. 3.2** – Schéma présentant les principales notations; (a) : repère usuel; (b) : influence de  $d$  sur  $\theta$ ,  $R$  et  $R_1$

On définit les coordonnées de l'observateur,  $(R_0, \theta, \varphi)$ , comme sur la figure 3.2. Soit  $R_1$  le rayon auquel tourne la source considérée, et  $\mathbf{R} = \mathbf{y} - \mathbf{x}$  le vecteur entre l'observateur et la source.  $\mathbf{f}$  est la force exercée par la surface sur le fluide environnant.

Le sens de l'écoulement définit celui de  $-\mathbf{e}_z$  ; soit  $(U, V, W)$  les composantes du vecteur vitesse de l'élément de pale considéré, exprimée dans le repère fixe  $(x, y, z)$ , on a  $W < 0$ . Sur l'exemple présenté sur la figure 3.3 et suivantes, la rotation se fait dans le sens horaire, il faut considérer  $\Omega < 0$  dans les formules qui suivent. La force  $\mathbf{f}$  se décompose en une composante radiale  $f_r$  et une



(a) Données cinématiques

(b) Définition du dévers

**Fig. 3.3** – (a) : Représentation de l'hélice sans virole (9 pales) et de son bol. Sur le dessin,  $\Omega < 0$  et  $W < 0$ . (b) : Définition du dévers, représenté sur une des pales de la même hélice que (a) : retard temporel entre une source acoustique quelconque B et la référence A

composante non-radiale  $f_{nr}$ , figure 3.4. On définit deux angles qui serviront dans le programme acoustique RSF :

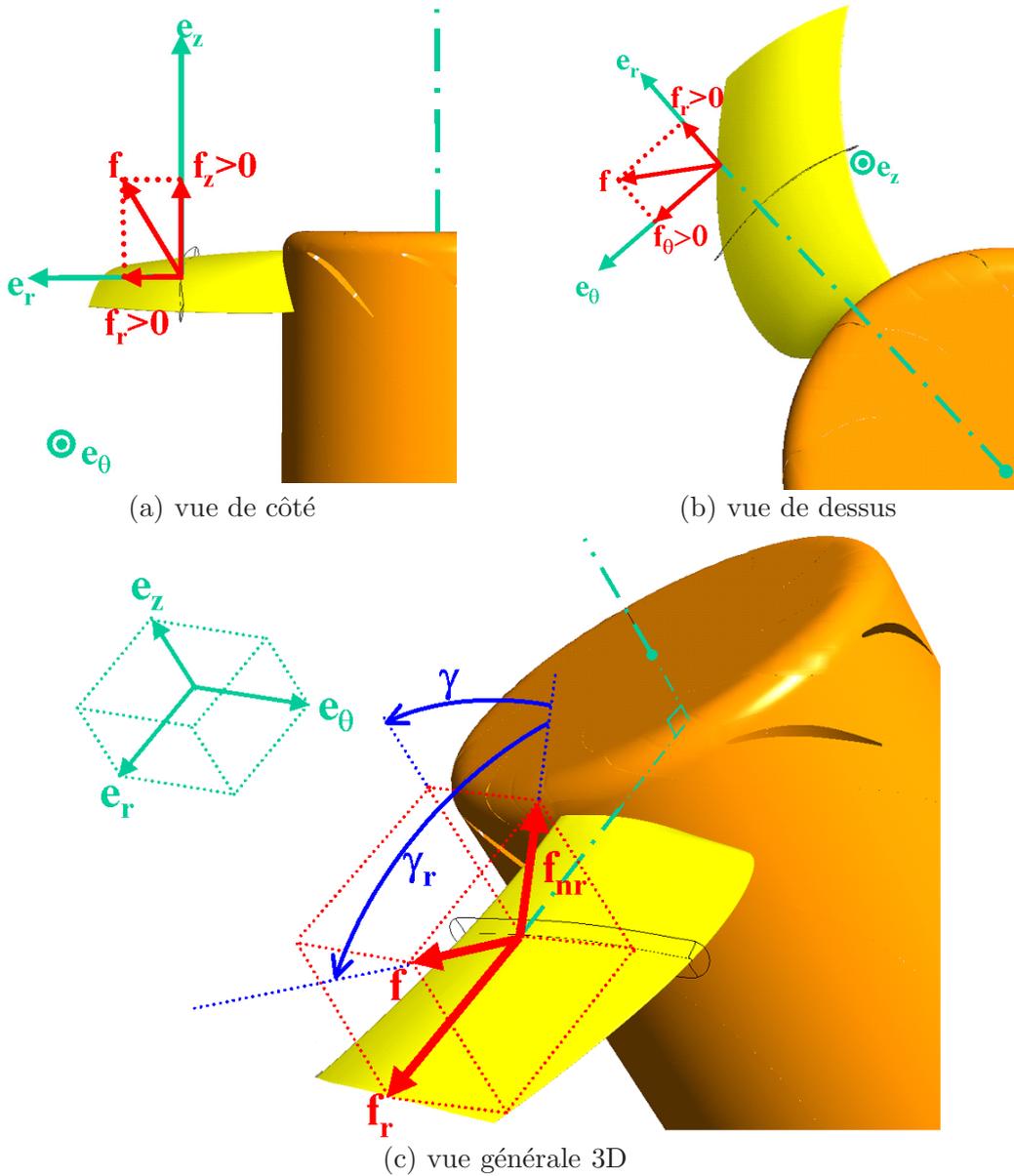
- $\gamma_r = (\mathbf{f}_{nr}, \mathbf{f})$  caractérise les efforts radiaux ( $\gamma_r = 0$  si  $\mathbf{f}_r = \mathbf{0}$ ), son signe est donné par celui de  $f_r$  (équation (3.7)) ;
- $\gamma = (\mathbf{f}_{nr}, -\mathbf{e}_z)$  caractérise les efforts non radiaux et correspond aussi à l'inclinaison des pales par rapport au plan de rotation. Le signe de  $\gamma$  est déterminé par celui de  $f_\theta$  (équation (3.7)).

On constate que sur l'exemple donné figure 3.4 que  $\gamma \in [0; \pi/2]$  et que  $\gamma_r \in [0; \pi/2]$ . Ces observations sont à faire à chaque fois que l'on veut effectuer un calcul acoustique : le résultat est en effet très dépendant de l'orientation des forces. On aura toujours intérêt à se ramener au cas étudié ici, pour éviter de refaire le raisonnement à chaque fois. Pour cela, la procédure suivante est utilisable :

- 1- définir  $\mathbf{e}_z$  dans le sens contraire à l'écoulement
- 2- selon le cas, en conséquence on peut avoir  $\Omega > 0$  ou  $\Omega < 0$  (dans le cas de référence,  $\Omega < 0$ )
- 3- si  $\Omega < 0$  par exemple, il est nécessaire pour que la machine fonctionne que le rotor de l'ensemble rotor-stator vérifie  $f_\theta > 0$ , et le stator  $f_\theta < 0$  (donc, respectivement,  $\gamma > 0$  et  $\gamma < 0$ )
- 4-  $\gamma_r$  est défini positif si la pale pousse l'écoulement de façon centrifuge ( $f_r > 0$ )

Ces définitions de  $\gamma$  et  $\gamma_r$  s'écrivent de la façon suivante :

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} f_r = f \sin \gamma_r \\ f_\theta = f \cos \gamma_r \sin \gamma \\ f_z = f \cos \gamma_r \cos \gamma \end{pmatrix}_{\{r\theta z\}} \quad (3.7)$$



**Fig. 3.4** – Définition des efforts appliqués sur une pale de rotor,  $f_r > 0$ ,  $f_\theta > 0$ , et  $f_z > 0$  ( $\Omega < 0$ )

Ceci équivaut au système suivant :

$$\begin{aligned}\gamma_r &= \arcsin(n_r) \\ \gamma &= \arctan\left(\frac{n_\theta}{n_z}\right)\end{aligned}$$

avec  $\mathbf{n}$  vecteur unitaire normal à l'élément considéré et  $(n_r, n_\theta, n_z)$  ses coordonnées dans le repère  $(e_r, e_\theta, e_z)$ .

Pour trouver l'expression de ce vecteur  $\mathbf{n}$  en coordonnées polaires, il faut se placer sur l'élément considéré dans le repère  $(e_r, e_\theta, e_z)$  lié à la pale. Définissons  $\Phi$  comme la position angulaire de l'élément à un temps de référence, et par rapport à un axe de référence. Ces deux

références peuvent être choisies librement ; choisissons par exemple  $\Phi = 0$  à  $t = 0$  pour les éléments sur l'axe  $e_x$ , comme sur la figure 3.2. Ceci définit l'angle  $\Phi$  :

$$\tan \Phi = \frac{y}{x} \Big|_{(t=0)} \quad (3.8)$$

Les angles  $\gamma$  et  $\gamma_r$  ne changent pas au cours du temps, on peut donc les calculer pour chaque élément de pale au temps  $t = 0$ . Tout d'abord il faut exprimer le vecteur  $\mathbf{n}$  au temps  $t = 0$  :

$$(e_r, e_\theta, e_z)|_{(t=0)} = \begin{pmatrix} \cos \Phi & \sin \Phi & 0 \\ -\sin \Phi & \cos \Phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{pmatrix}_{\{xyz\}} \quad (3.9)$$

Les définitions finales de  $\Phi$ ,  $\gamma$  et  $\gamma_r$  sont celles qui sont programmées dans RSF :

$$\begin{aligned} \Phi &= \arctan \frac{y}{x} \Big|_{(t=0)} \\ \gamma_r &= \arcsin(n_x \cos \Phi + n_y \sin \Phi) \\ \gamma &= \arctan \left( \frac{-n_x \sin \Phi + n_y \cos \Phi}{n_z} \right) \end{aligned} \quad (3.10)$$

### 3.2.2 Fonctions généralisées

Maintenant que les angles  $\Phi$ ,  $\gamma$  et  $\gamma_r$  sont connus, on peut exprimer les vecteurs  $\mathbf{R}$  et  $\mathbf{f}$  en fonction de paramètres connus ; dans le repère absolu, cela donne :

$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} f_r \cos(\Omega t + \Phi) - f_\theta \sin(\Omega t + \Phi) \\ f_r \sin(\Omega t + \Phi) + f_\theta \cos(\Omega t + \Phi) \\ f_z \end{pmatrix}_{\{xyz\}}$$

Les coordonnées de l'observateur par rapport à la source acoustique s'écrivent, elles :

$$\mathbf{R}_{\{xyz\}} = \begin{pmatrix} R_0 \sin \theta \cos \varphi - R_1 \cos(\Omega t + \Phi) \\ R_0 \sin \theta \sin \varphi - R_1 \sin(\Omega t + \Phi) \\ R_0 \cos \theta \end{pmatrix}_{\{xyz\}}$$

L'observateur est maintenant placé en champ lointain géométrique, ainsi qu'il a été défini au paragraphe 2.3.3. La distance d'observation  $R$  est à comparer au diamètre de l'hélice, et le critère s'énonce par conséquent  $R_1/R_0 \ll 1$ . Les développements limités sont écrits pour  $R_1/R_0$  au voisinage de zéro. On ne conserve que le premier ordre pour le module, et le deuxième ordre pour la phase ; en effet les effets de différence de distances entre deux points-sources sont négligeables en champ lointain, mais les différences de phase peuvent avoir une influence plus forte.

$$\begin{aligned}
\mathbf{fR} &\approx f_r R_0 (\sin \theta \cos(\Omega t + \Phi - \varphi) + o(1)) - f_\theta R_0 \sin \theta \sin(\Omega t + \Phi - \varphi) + f_z R_0 \cos \theta \\
R^2 &= R_0^2 - 2R_0 R_1 \sin \theta \cos(\Omega t + \Phi - \varphi) + R_1^2 \\
R^{-2} &\approx R_0^{-2} + o(1) \\
R &= R_0 - R_1 \sin \theta \cos(\Omega t + \Phi - \varphi) + o(R_1/R_0)
\end{aligned}$$

Remplaçons  $\mathbf{f}$  par sa transformée de Fourier  $\tilde{\mathbf{f}}$  dans l'intégrande de (3.5), et l'on obtient :

$$\begin{aligned}
\frac{\mathbf{fR}}{R^2} e^{i\omega\left(t + \frac{R_0}{c_0}\right)} &= e^{i\omega \frac{R_0}{c_0}} \frac{\tilde{\mathbf{f}}}{R_0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\left((\omega - \omega')t - \omega \frac{R_1}{c_0} \sin \theta \cos(\Omega t + \Phi - \varphi)\right)} \\
&\quad \left\{ \begin{aligned} &\cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta \\ &- \cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta \sin(\Omega t + \Phi - \varphi) \\ &+ \sin \gamma_r \sin \theta \cos(\Omega t + \Phi - \varphi) \end{aligned} \right\} d\omega'
\end{aligned}$$

On reconnaît les trois termes correspondant aux trois composantes de la force. Cette intégrande se recopie alors dans (3.5), et l'on obtient le système suivant :

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i\omega e^{i\omega \frac{R_0}{c_0}}}{8\pi^2 c_0 R_0 \Omega} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega') \quad (3.11)$$

$$\{(\cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta)I_1 - (\cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta)I_2 + (\sin \gamma_r \sin \theta)I_3\} d\omega' \quad (3.12)$$

avec :

$$\begin{aligned}
a &= \frac{\omega R_1 \sin \theta}{c_0} & b &= \frac{\omega' - \omega}{\Omega} & \tau &= \Omega t + \Phi - \varphi \\
I_1 &= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(a \cos \tau + b(\tau + \varphi - \Phi))} d\tau \\
I_2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \sin \tau e^{-i(a \cos \tau + b(\tau + \varphi - \Phi))} d\tau \\
I_3 &= \int_{-\infty}^{\infty} \cos \tau e^{-i(a \cos \tau + b(\tau + \varphi - \Phi))} d\tau
\end{aligned}$$

L'intégrale  $I_1$  se calcule en développant l'exponentielle  $e^{-ia \cos \tau}$  en série de Bessel comme indiqué dans [1] :

$$\begin{aligned}
e^{-i(a \cos \tau)} &= \sum_{n=0}^{+\infty} (-i)^n J_n(a) e^{-in\tau} \\
I_1 &= e^{-ib(\varphi-\Phi)} \cdot \sum_{n=0}^{+\infty} (-i)^n J_n(a) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(n+b)\tau} d\tau \\
I_1 &= 2\pi e^{-ib(\varphi-\Phi)} \cdot \sum_{n=0}^{+\infty} (-i)^n J_n(a) \delta(n+b)
\end{aligned}$$

Pour calculer les deux autres intégrales, il faut dériver l'exponentielle par rapport à  $\tau$  ou à  $a$  selon l'intégrale à calculer, ce qui donne :

$$\begin{aligned}
I_1 &= 2\pi e^{-ib(\varphi-\Phi)} \cdot \sum_{n=0}^{+\infty} (-i)^n J_n(a) \delta(n+b) \\
I_2 &= 2\pi e^{-ib(\varphi-\Phi)} \cdot \sum_{n=0}^{+\infty} (-i)^n \frac{n}{a} J_n(a) \delta(n+b) \\
I_3 &= 2\pi e^{-ib(\varphi-\Phi)} \cdot \sum_{n=0}^{+\infty} (+i) \cdot (-i)^n J'_n(a) \delta(n+b)
\end{aligned}$$

Comme  $\delta(n + (\omega' - \omega)/\Omega) = \Omega \delta(\omega' - (\omega - n\Omega))$ , en associant ces résultats à (3.11) on trouve trois fois une intégrale de la forme suivante :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(\omega') e^{i\frac{(\omega' - \omega)}{\Omega}(\varphi - \Phi)} \cdot \delta\left(n + \frac{(\omega' - \omega)}{\Omega}\right) d\omega' = \Omega \tilde{f}(\omega - n\Omega) e^{-in(\varphi - \Phi)}$$

Finalement, en remplaçant toutes nos notations intermédiaires par les notations habituelles, l'équation (3.11) se réduit à la forme suivante, valable pour un dipôle compact en rotation :

$$\begin{aligned}
\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{\omega e^{i\omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \sum_{n=0}^{+\infty} (-i)^n e^{-in(\varphi - \Phi)} \tilde{f}(\omega - n\Omega) \\
&\quad \left\{ i \left( \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta - \frac{nc_0 \cos \gamma_r \sin \gamma}{\omega R_1} \right) J_n \left( \frac{\omega R_1 \sin \theta}{c_0} \right) \right. \\
&\quad \left. - (\sin \gamma_r \sin \theta) J'_n \left( \frac{\omega R_1 \sin \theta}{c_0} \right) \right\} \tag{3.13}
\end{aligned}$$

### 3.2.3 Efforts périodiques

L'équation précédente est valable pour n'importe quelle espèce d'efforts  $\mathbf{f}$ . En particulier, elle est valable pour les fluctuations turbulentes de force sur les pales, responsables de bruit à large bande. Pour le bruit de raies, on décompose les efforts en série de Fourier puisque ceux-ci sont périodiques. Soit  $\lambda$  l'indice qui décrit l'ordre des harmoniques de charge :

$$f(t) = \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} f_{\lambda} e^{-i\lambda(\Omega t + \Phi)} \quad (3.14)$$

$$\tilde{f}(\omega) = \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} f_{\lambda} \delta(\omega - \lambda\Omega) \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{\omega e^{i\omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \sum_{n=0}^{+\infty} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} (-i)^n e^{-in(\varphi - \Phi)} f_{\lambda} \delta(\omega - (\lambda + n)\Omega) \\ &\quad \left\{ i \left( \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta - \frac{nc_0 \cos \gamma_r \sin \gamma}{\omega R_1} \right) J_n \left( \frac{\omega R_1 \sin \theta}{c_0} \right) \right. \\ &\quad \left. - (\sin \gamma_r \sin \theta) J'_n \left( \frac{\omega R_1 \sin \theta}{c_0} \right) \right\} \end{aligned}$$

Posons maintenant  $N = \lambda + n$  et inversons les signes de sommations :

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{\omega e^{i\omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} e^{-i(N-\lambda)(\varphi - \Phi - \pi/2)} f_{\lambda} \\ &\quad \left\{ i \left( \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta - \frac{(N-\lambda)c_0 \cos \gamma_r \sin \gamma}{\omega R_1} \right) J_{N-\lambda} \left( \frac{\omega R_1 \sin \theta}{c_0} \right) \right. \\ &\quad \left. - (\sin \gamma_r \sin \theta) J'_{N-\lambda} \left( \frac{\omega R_1 \sin \theta}{c_0} \right) \right\} \end{aligned}$$

On en conclut que le rayonnement acoustique est nul sauf si  $\omega = N\Omega$ . Définissons  $p_N$  comme  $f_{\lambda}$ , par  $\tilde{p}(\omega) = \sum_{n=0}^{+\infty} p_N \delta(\omega - N\Omega)$ , avec  $N$  l'indice qui décrit les ordres des harmoniques de bruit. On pose  $M = \Omega R_1 / c_0$  le nombre de Mach de la source, et l'équation précédente devient :

$$\begin{aligned} p_N(\mathbf{x}) &= \frac{N\Omega e^{i\omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} e^{-i(N-\lambda)(\varphi - \Phi - \pi/2)} f_{\lambda} \\ &\quad \left\{ i \left( \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta - \frac{(N-\lambda) \cos \gamma_r \sin \gamma}{MN} \right) J_{N-\lambda}(NM \sin \theta) \right. \\ &\quad \left. - (\sin \gamma_r \sin \theta) J'_{N-\lambda}(NM \sin \theta) \right\} \quad (3.16) \end{aligned}$$

$$\tilde{p}(\omega) = \sum_{N=0}^{+\infty} p_N \delta(\omega - N\Omega) \quad (3.17)$$

### 3.2.4 Fonction d'interférences entre les pales

Pour calculer le bruit total rayonné par le rotor, il faut sommer les contributions des différents éléments d'une même pale, pour toutes les pales. Les pales pourraient être considérées séparément,

on calculerait le rayonnement de chacun de leurs éléments compacts avec l'équation (3.16), puis on sommerait les contributions (complexes) des éléments non-compacts de chaque pale, en utilisant (3.6). S'il y a  $n$  éléments compacts sur chacune des  $B$  pales, cela représente  $n \times B$  utilisations de l'équation (3.16), puis une sommation de  $n \times B$  termes complexes, et ceci à chaque harmonique de bruit  $N$ .

Pour économiser les opérations, il faut regrouper des termes. Les pales sont toutes identiques ; par conséquent, elles vont expérimenter les mêmes fluctuations de charge aux mêmes endroits, avec seulement un décalage temporel d'une pale à une autre. Choisissons une pale de référence indiquée  $j = 1$ , où l'indice  $j$  numérote les pales de 1 à  $B$ . La pale de référence est découpée en éléments compacts. Pour chaque élément compact, on applique la formule (3.16). L'élément de la pale  $j$  homologue à celui considéré sur la pale 1 a le même rayonnement acoustique, décalé dans le temps d'une durée  $\alpha_j/\Omega$  où  $\alpha_j$  est la position angulaire de la pale  $j$  par rapport à la pale de référence  $j = 1$ . Notons  $p$  la pression acoustique rayonnée par l'élément compact de pale, et  $P$  celle par le même élément et ses homologues sur les autres pales :

$$P(\mathbf{x}, t) = \sum_{j=1}^B p\left(\mathbf{x}, t + \frac{\alpha_j}{\Omega}\right)$$

Dans l'espace de Fourier :

$$\begin{aligned} \tilde{P}(\mathbf{x}, \omega) &= \sum_{j=1}^B \int_{-\infty}^{\infty} p\left(\mathbf{x}, t + \frac{\alpha_j}{\Omega}\right) e^{i\omega t} dt \\ &= \sum_{j=1}^B e^{-i\frac{\alpha_j}{\Omega}\omega} \int_{-\infty}^{\infty} p(\mathbf{x}, t') e^{i\omega t'} dt' \\ &= \sum_{j=1}^B e^{-iN\alpha_j} \tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) \\ P_N(\mathbf{x}) &= p_N(\mathbf{x}) \sum_{j=1}^B e^{-iN\alpha_j} \end{aligned}$$

en utilisant le changement de variable  $t' = t + \alpha_j/\Omega$ . Cela s'écrit encore de la façon suivante, avec  $\Pi_N$  indépendant de  $\mathbf{x}$  :

$$P_N(\mathbf{x}) = p_N(\mathbf{x}) \Pi_N \quad (3.18)$$

$$\Pi_N = \sum_{j=1}^B e^{-iN\alpha_j} \quad (3.19)$$

S'il y a  $n$  éléments compacts sur la pale et  $B$  pales, cela fait maintenant  $n$  utilisations de l'équation (3.16), une unique utilisation de l'équation (3.19), puis une sommation de  $n$  termes

complexes, et ceci à chaque harmonique de bruit  $N$ . L'économie est grande, car l'utilisation de (3.16) requiert beaucoup d'opérations arithmétiques ; la vitesse d'exécution du programme est accrue par un facteur proche de  $B$ .

### 3.2.5 Formulation pour un rotor symétrique

Si le rotor est symétrique, c'est-à-dire si les  $B$  pales sont réparties à d'égales distances angulaires, l'écriture précédente se simplifie, comme dans l'article de Roger [100]. On a alors :

$$\begin{aligned}\alpha_j &= j \frac{2\pi}{B} \quad \forall j \in \mathbb{N}_{[1,B]} \\ \Pi_N &= B \text{ si } N \text{ est multiple de } B \\ &= 0 \text{ sinon}\end{aligned}$$

Le rayonnement acoustique d'un rotor symétrique est nul sauf aux fréquences multiples de la fréquence de passage des pales, et l'intensité est  $B$  fois celle d'un seul élément :

$$\begin{aligned}p_{mB}(\mathbf{x}) &= \frac{mB^2\Omega e^{i\frac{mB\Omega R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} e^{-i(mB-\lambda)(\varphi-\Phi-\pi/2)} \cdot f_\lambda \cdot \\ &\left\{ e^{i\pi/2} \cdot \left( \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta - \frac{(mB-\lambda) \cos \gamma_r \sin \gamma}{mBM} \right) J_{mB-\lambda}(mBM \sin \theta) \right. \\ &\quad \left. + e^{i\pi} \cdot (\sin \gamma_r \sin \theta) J'_{mB-\lambda}(mBM \sin \theta) \right\} \quad (3.20)\end{aligned}$$

Une économie supplémentaire a été réalisée par rapport au cas général : dans le cas d'un rotor symétrique, on sait grâce à la fonction d'interférence qu'il n'est pas nécessaire de chercher le bruit aux harmoniques qui ne sont pas multiples du nombre de pales  $B$ . Cela correspond à une vitesse d'exécution accrue d'un facteur égal à  $B$  par rapport à l'utilisation simple de la fonction d'interférence, et donc d'un facteur  $B^2$  par rapport à une stratégie où l'on somme tous les éléments de toutes les pales individuellement.

### 3.3 Rayonnement acoustique d'un stator

#### 3.3.1 Cas général

Le stator est aussi une source de nature dipolaire, le même raisonnement est utilisable. On repart du rayonnement d'un dipôle compact quelconque, dans le domaine fréquentiel, équation (3.5) :

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i\omega}{8\pi^2 c_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{f}\mathbf{R}}{R^2} e^{i\omega(t+R/c_0)} dt$$

Comme dans la partie consacrée au bruit du rotor, on exprime  $\mathbf{f}$  et  $\mathbf{R}$  dans le repère absolu ; cependant le stator est fixe et donc les sources aussi. Si l'on raisonne de nouveau dans le repère absolu, avec une rotation dans le sens horaire du rotor ( $\Omega < 0$ ) comme sur la figure 3.5, cette fois-ci le stator redresse l'écoulement, donc  $f_\theta < 0$  et  $\gamma < 0$ , figure 3.6. La définition de  $\mathbf{f}$  ne change pas, mais le changement de repère se simplifie du fait que le stator est fixe ; (3.7) reste identique et l'écriture de  $\mathbf{f}$  et  $\mathbf{R}$  devient :

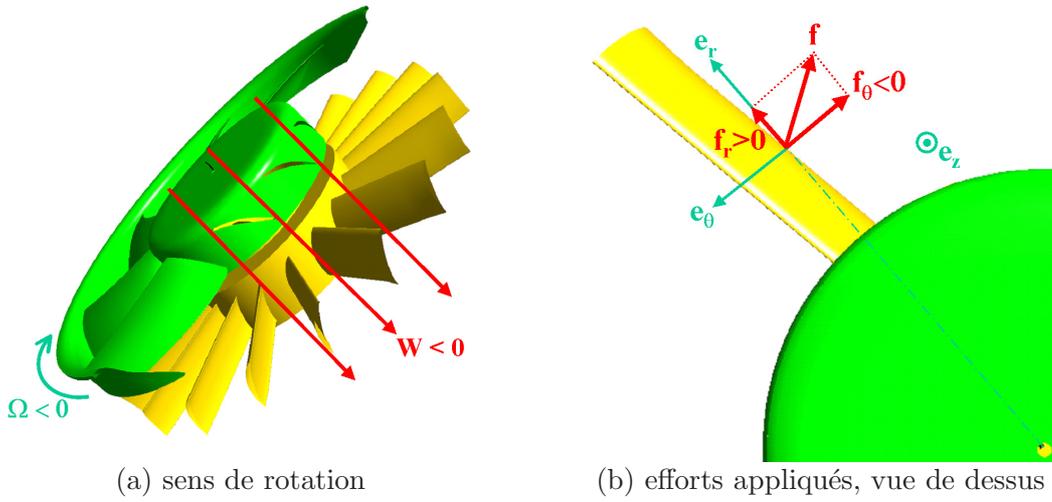
$$\mathbf{f} = \begin{pmatrix} f_r = f \sin \gamma_r \\ f_\theta = f \cos \gamma_r \sin \gamma \\ f_z = f \cos \gamma_r \cos \gamma \end{pmatrix}_{\{r\theta z\}} = \begin{pmatrix} f_r \cos(\Phi) - f_\theta \sin(\Phi) \\ f_r \sin(\Phi) + f_\theta \cos(\Phi) \\ f_z \end{pmatrix}_{\{xyz\}}$$

$$\mathbf{R}_{\{xyz\}} = \begin{pmatrix} R_0 \sin \theta \cos \varphi - R_1 \cos(\Phi) \\ R_0 \sin \theta \sin \varphi - R_1 \sin(\Phi) \\ R_0 \cos \theta \end{pmatrix}_{\{xyz\}}$$

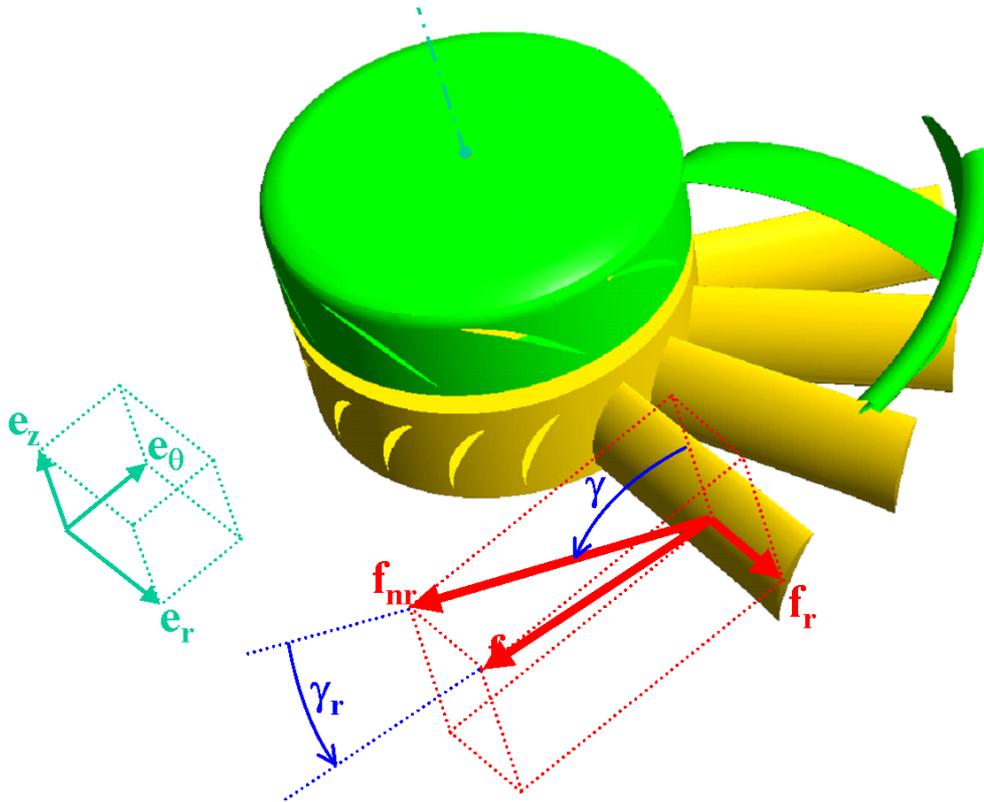
Comme lors du calcul du bruit du rotor, on se place en champ lointain géométrique et on néglige les termes de champ proche. Après passage dans l'espace de Fourier, l'intégrande de (3.5) s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{f}\mathbf{R}}{R^2} e^{i\omega\left(t+\frac{R_0}{c_0}\right)} &= e^{i\omega\frac{R_0}{c_0}} \frac{\tilde{\mathbf{f}}(\omega)}{R_0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\left((\omega-\omega')t-\omega\frac{R_1}{c_0}\right) \sin \theta \cos(\Phi-\varphi)} \\ &\quad \left\{ \begin{aligned} &\sin \gamma_r \sin \theta \cos(\Phi - \varphi) \\ &- \cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta \sin(\Phi - \varphi) \\ &+ \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta \end{aligned} \right\} d\omega' \end{aligned}$$

En remarquant que  $\int e^{i\omega t} dt = 2\pi\delta(\omega)$ , (3.5) devient :



**Fig. 3.5** – Représentation partielle du rotor (9 pales, avec bol et virole tournante) et du stator (19 aubes). Le rotor est tronqué pour que l'on voie mieux le stator. Le cas étudié est le même que sur la figure 3.3 ( $\Omega < 0$ )



**Fig. 3.6** – Définition des efforts appliqués sur une aube de stator : vue générale 3D représentant une pale de rotor et quatre aubes de stator, même cas que la figure 3.3; sur le stator :  $f_r > 0$ ,  $f_\theta < 0$ ,  $f_z > 0$  ( $\Omega < 0$ )

$$\tilde{p}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i\omega e^{i\omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi c_0} \frac{f}{R_0} \cdot e^{-i\omega \frac{R_1}{c_0} \sin \theta \cos(\Phi - \varphi)} \left\{ \begin{aligned} & \sin \gamma_r \sin \theta \cos(\Phi - \varphi) \\ & - \cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta \sin(\Phi - \varphi) \\ & + \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta \end{aligned} \right\} d\omega' \quad (3.21)$$

### 3.3.2 Efforts périodiques et stator à aubes identiques

Soit  $M = \Omega R_1 / c_0$ . Le bruit de raies d'un système rotor-stator est à des fréquences  $\omega = mB\Omega$  avec  $m$  entier naturel ; pour un élément d'aube compact :

$$p_{mB}(\mathbf{x}) = \frac{imB\Omega e^{imB\Omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi R_0 c_0} f_{mB} \cdot e^{-imBM \sin \theta \cos(\Phi - \varphi)} \left\{ \begin{array}{l} \sin \gamma_r \sin \theta \cos(\Phi - \varphi) \\ - \cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta \sin(\Phi - \varphi) \\ + \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta \end{array} \right\}$$

Il faut maintenant sommer les contributions des aubes du stator. La contribution de l'aube numéro  $j$  est la même que celle de l'aube de référence, sauf que la position d'émission est décalée d'un angle  $\delta\Phi = \alpha_j$  et que le temps d'émission est décalé de  $\delta t = \alpha_j / \Omega$ , lorsque  $\alpha_j$  correspond au décalage angulaire entre l'aube d'indice  $j$  et une aube de référence. Ainsi :

$$p(j)(t) = p(1) \left( t + \frac{\alpha_j}{\Omega} \right) \Big|_{\Phi_j = \Phi + \alpha_j}$$

$$p(t) = \sum_{j=0}^{V-1} p(j)(t)$$

Dans le domaine fréquentiel ceci s'écrit :

$$p_{mB}(j) = p_{mB}(1) \Big|_{\Phi_j = \Phi + \alpha_j} e^{i\alpha_j mB}$$

$$p_{mB} = \sum_{j=0}^{V-1} p_{mB}(j)$$

On obtient pour la contribution des  $V$  aubes :

$$p_{mB}(\mathbf{x}) = \frac{imB\Omega e^{imB\Omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi R_0 c_0} f_{mB} \cdot \sum_{j=0}^{V-1} e^{imB(\alpha_j - M \sin \theta \cos(\Phi + \alpha_j - \varphi))} \left\{ \begin{array}{l} \sin \gamma_r \sin \theta \cos(\Phi + \alpha_j - \varphi) \\ - \cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta \sin(\Phi + \alpha_j - \varphi) \\ + \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta \end{array} \right\} \quad (3.22)$$

Le déphasage entre les composantes axiales et radiales a disparu. De plus, chaque harmonique de bruit est exactement créé par un unique harmonique de charge (celui de même ordre), contrairement au cas du rotor où tous les harmoniques de charge participaient à chaque harmonique. Pour obtenir le rayonnement du stator entier, il faut découper une aube en éléments

compacts, calculer le rayonnement de ces éléments avec (3.22), et enfin sommer les contributions en utilisant (3.6).

### 3.3.3 *Stator symétrique*

Dans le cas d'un stator symétrique, c'est-à-dire composé de  $V$  aubes identiques réparties uniformément,  $\alpha_j = j \cdot 2\pi/V$ . Ceci ne simplifie pas l'écriture précédente qui est donc conservée.

Le stator peut être composé d'aubes qui ne sont pas identiques, par exemple dans le cas de bras-supports, ou même d'une virole fixe. Les contributions de chaque aube sont alors calculées avec la formule (3.22), puis on effectue une somme d'interférences. Il faut tout de même s'assurer d'avoir défini les  $\alpha_j$  à partir de la même origine angulaire.

## Chapitre 4

# Validation numérique et étude de sensibilité

Ce chapitre présente l'outil RSF, qui est utilisé dans la suite de la thèse pour calculer le rayonnement acoustique du rotor et du stator. La méthode choisie pour la programmation est présentée en détails. Puis, une validation du programme est proposée : l'outil HELIAC, fondé sur une formulation temporelle, est utilisé sur des cas très simples que l'on réutilise avec RSF. Tous les paramètres intervenant dans le calcul acoustique, ainsi que leur influence sur le bruit rayonné, peuvent ainsi être étudiés les uns après les autres. Les spécificités de l'approche fréquentielle sont mises en valeur. Une fois cette présentation faite et l'outil validé, RSF sera utilisable pour calculer le bruit de rotors et de stators dans des configurations réelles. C'est l'objet de la partie 2 du mémoire.

### 4.1 Programme VALEO : RSF

Le programme RSF (Rotor-Stator Fréquentiel) est séparé en deux parties qui donnent accès respectivement aux bruits rayonnés par le rotor et le stator. Les aubes sont découpées en éléments de taille suffisamment petite pour assurer la compacité ; pour chaque élément compact, l'équation (3.20) s'applique (respectivement, (3.22) pour le stator) ; elle tient compte des interférences entre le bruit créé par les  $B$  pales (respectivement, les  $V$  aubes pour le stator). Si  $ds$  représente la surface de l'élément compact considéré, on obtient la force  $\mathbf{f}$  en multipliant cette surface par la quantité  $p\mathbf{n}$  où  $\mathbf{n}$  est le vecteur normal sortant à la surface, et  $p$  la pression appliquée à cet endroit. La pression  $p$  peut être obtenue d'après les résultats aérodynamiques par exemple, la normale  $\mathbf{n}$  dépend de la géométrie de l'aube. Enfin, le bruit total rayonné par l'ensemble rotor-stator au point d'écoute considéré est donné par la somme d'interférences des différents

segments à la fois du rotor et du stator : c'est l'équation (3.6).

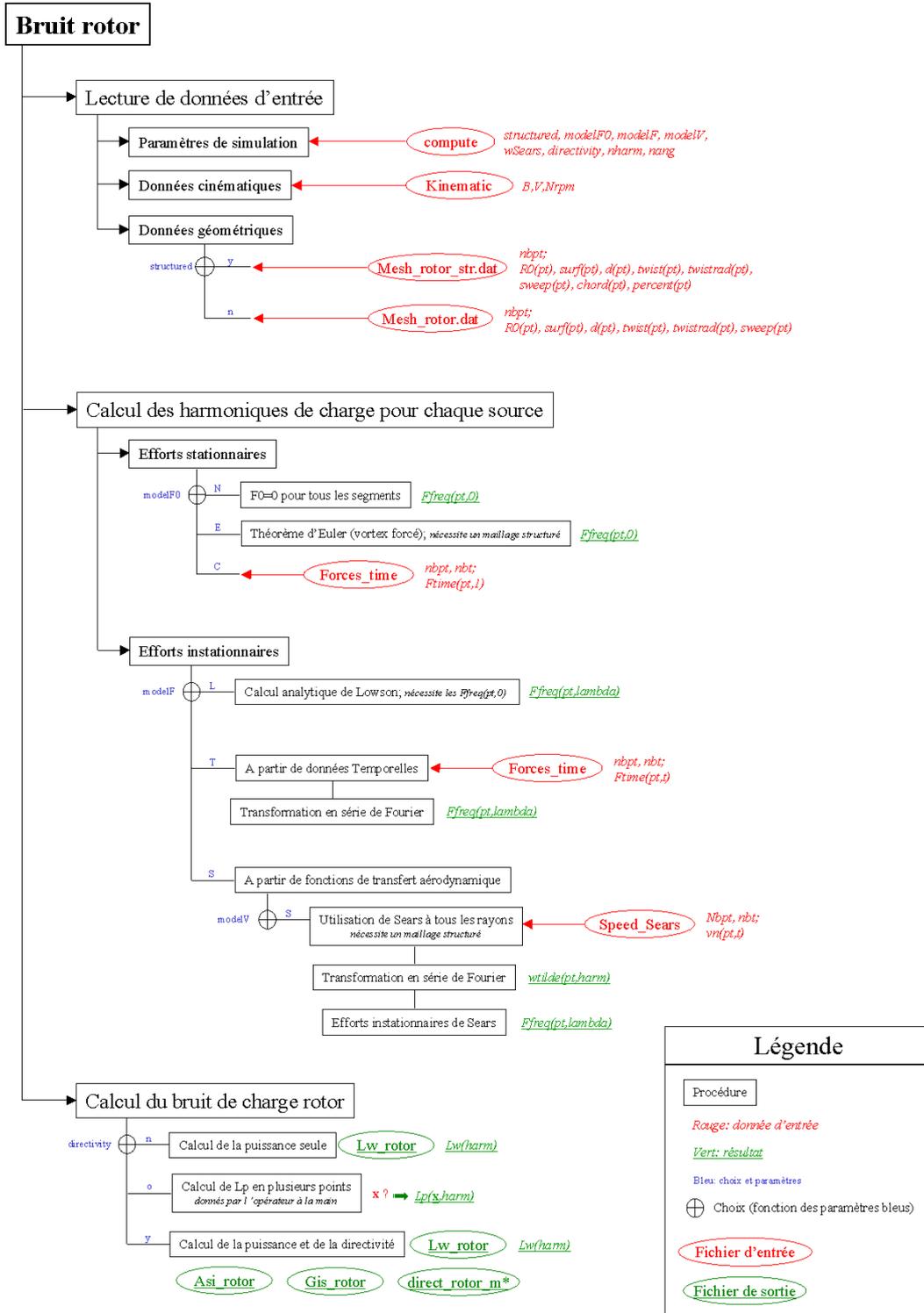


Fig. 4.1 – Organigramme simplifié du programme RSF : partie rotor ou stator (l'organigramme est le même)

La figure 4.1 représente le schéma fonctionnel du programme, avec ses entrées-sorties et

les différentes possibilités offertes. Ce schéma correspond au fonctionnement de la partie rotor, mais celui de la partie stator est parfaitement identique. Si l'on désire calculer la somme des contributions du rotor et du stator, il faut connaître les déphasages entre les sources ; cette partie du programme, ainsi que les interfaces pour obtenir les données d'entrée, ne sont pas mises en valeur sur l'organigramme. Les notations sont définies pour les éléments décrivant le rotor dans le tableau B.2 de l'annexe B. Le tableau B.3 présente l'ensemble des fichiers d'entrée utilisés par le programme, et les différentes données de sortie qu'il fournit.

Le format du fichier de données géométriques de RSFest adapté à la formulation choisie, puisque ce sont effectivement  $\Phi$ ,  $\gamma$ , et  $\gamma_r$  qui servent de données d'entrée. Un autre standard aurait pu être choisi pour les données d'entrée en adaptant la formulation ; par exemple, HELIAC utilise comme données d'entrée les coordonnées des points du maillage, les aires et normales correspondantes. Ces données sont plus proches de celles fournies par les codes de CFD. L'utilisation de paramètres comme le calage de l'aube  $\gamma$  en donnée d'entrée permet d'envisager la création future d'un outil de paramétrisation inspiré de ce qui a été développé par Stanciu [106] pour la conception aérodynamique des hélices.

RSF doit permettre de calculer le bruit à partir de résultats aérodynamiques venant de n'importe quelle simulation RANS. Une interface est nécessaire pour chaque logiciel de CFD, car les fichiers de sortie ont des formats spécifiques. De plus, les données d'entrée diffèrent selon la méthode choisie (technique directe ou indirecte). Des interfaces spécifiques à chaque cas ont été réalisées, qui préparent automatiquement les fichiers nécessaires. Ces interfaces utilisent les langages spécifiques du code de CFD (langage TASCtool pour TASCflow par exemple), ainsi que des routines Fortran77 ou Perl. Certains logiciels comme FieldView transforment les fichiers de tous les codes CFD en un format standard ce qui aurait évité d'écrire une interface par code ; mais on perd alors la maîtrise des éventuelles interpolations réalisées par FieldView.

Dans le programme, tous les passages entre l'espace temporel et l'espace fréquentiel sont faits avec la formule (3.14), qui correspond à la transformation en séries de Fourier, ou encore "transformée de fourier discrète" et constitue le meilleur choix possible pour des signaux temporels périodiques et discrétisés [105].

Parmi les différentes données que l'on peut extraire d'un calcul effectué avec RSF, la puissance acoustique est la grandeur la plus utilisée dans les chapitres applicatifs (chapitres 5 à 7). Elle est calculée en effectuant l'intégrale de la pression acoustique sur une surface fermée  $S$  englobant les sources, pour chaque ordre d'harmonique de bruit  $m$ . Pour l'application numérique,  $S$  a été choisi comme étant la sphère de rayon 1 m et de centre le centre de rotation du GMV :

$$L_{W,mB} = 10 \log_{10} \left( \frac{W_{mB}}{10^{-12}} \right) \quad (4.1)$$

$$W(mB) = \int_S p_{mB}^2 dS = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} p_{mB}^2(R=1 \text{ m}, \theta, \varphi) \sin(\theta) d\theta d\varphi \quad (4.2)$$

Ce niveau ne doit pas être confondu avec le niveau de pression acoustique, qui servira par exemple à comparer les résultats de mesures à ceux des simulations (paragraphe 5.2.4). Ce niveau est défini en chaque point d'écoute  $\mathbf{x}$  de la façon suivante :

$$L_{p,mB}(\mathbf{x}) = 10 \log_{10} \left( \left( \frac{p_{mB}(\mathbf{x})}{2 \cdot 10^{-5}} \right)^2 \right) \quad (4.3)$$

## 4.2 Validation de RSF par comparaison avec HELIAC

Avant d'utiliser RSF pour exploiter des résultats de simulations numériques de l'écoulement autour des profils VALEO, il est nécessaire de valider le programme. Actuellement aucun outil n'étant disponible sur le marché qui réponde exactement à tous les besoins de VALEO, la validation n'est que partielle, par comparaison avec le code HELIAC qui a été présenté aux paragraphes 1.4.2.1 et 3.1.3.

Ce paragraphe de validation n'est pas indispensable à la compréhension de ce qui suit. Cependant, il fait de ce mémoire un document réutilisable pour valider un programme de bruit de rotor en champ libre. Ce paragraphe est également l'occasion de vérifier l'équivalence entre la formulation temporelle et la formulation fréquentielle du dipôle de Lawson, et de mettre en évidence les causes des différences numériques observées.

### 4.2.1 Influence comparée des différents paramètres de calcul

Certains tests sur la version originale de HELIAC ont montré que celle-ci ne prenait pas en compte le dévers de façon satisfaisante. Le code HELIAC a été conçu pour prévoir le bruit de pales d'hélicoptère, qui sont très peu déversées. Or le dévers (noté  $\Phi$ ) a une influence lorsque le retard temporel auquel il correspond est significatif par rapport à la longueur de l'onde acoustique étudiée : un dévers faible a donc un effet limité sur le bruit rayonné, et les effets se font sentir d'abord aux fréquences élevées. Dans le cas des hélices de GMV, la prise en compte du dévers est

nécessaire car celui-ci est important. Une nouvelle version de HELIAC, qui prend correctement en compte le dévers, a donc été réalisée en collaboration avec le concepteur du code [54]. C'est de cette version dont il est question dans toute la suite du mémoire.

Une étude a été menée sur l'ensemble des paramètres importants qui conditionnent le bruit rayonné, à savoir  $\bar{\Omega}$ ,  $\Phi$ ,  $\gamma$ ,  $\gamma_r$ , la position de l'observateur, l'ordre  $\lambda$  de l'harmonique de charge. L'inventaire des simulations est présenté sur le tableau B.4 en annexe B. Le cas étudié est toujours le même. Il s'agit d'un doublet de pales, d'axe fixe, de rayon 5 cm, et tournant (sauf précision contraire) à la vitesse  $\bar{\Omega} = 1910$  tr/min (200 rad/s). Chaque pale est composée de deux éléments discrets acoustiquement compacts, virtuellement situés au même endroit (sauf lorsque  $\Phi \neq 0$ ), en bout de pale.

D'une façon générale lorsque l'on cherche à effectuer une comparaison grossière il vaut mieux utiliser la puissance acoustique, qui lisse les différences de directivité. Cependant ici nous voulons vérifier également la directivité : les résultats doivent être les mêmes quel que soit le point d'écoute, les comparaisons se font donc sur le niveau de pression  $L_p$ , en plusieurs points.

L'observateur se situe à une distance de 5 m ou 10 m du centre du rotor, donc en champ lointain acoustique et géométrique. Les efforts imposés sur chaque source compacte sont indiqués dans le tableau ; ce sont des harmoniques purs de la fréquence de rotation. Pour les besoins du test, une valeur de charge stationnaire très forte a été imposée. En pratique le bruit de charge stationnaire d'un ventilateur correspondant à une telle géométrie est complètement négligeable. Tous les calculs HELIAC sont effectués avec un signal temporel sur 72 pas de temps pour les sources ; le signal acoustique obtenu est écrit sur 1000 pas de temps, et les deux premiers harmoniques de bruit sont présentés pour sept points d'écoute.

Les cas 1 à 7 correspondent à des efforts stationnaires sur les deux segments. L'influence de  $\gamma$  est mise en évidence lorsqu'on compare les cas 1 à 4. Les résultats donnés par RSF et HELIAC montrent de très faibles différences. On constate que le bruit rayonné sur l'axe (point  $(10, 0, 0)$ ) est nul, ce qui correspond à un résultat connu ; le fait que le résultat numérique soit différent de la valeur théorique  $-\infty$  vient des accumulations des erreurs avec chaque méthode, et de l'application du logarithme à un très petit nombre : on atteint les limites de précision de la machine. Enfin, le bruit rayonné à l'harmonique d'ordre 2 est largement inférieur à celui rayonné à l'ordre 1, ce qui est également un résultat connu pour le bruit de charges stationnaires.

Les effets de la vitesse de rotation  $\bar{\Omega}$  sont mis en valeur sur les cas 4 à 7. On constate qu'avec les deux codes, un doublement de la vitesse de rotation s'accompagne d'une augmentation de l'harmonique 1 de la pression acoustique calculée de 12 dB, à chaque point d'écoute. Ce résultat peut s'obtenir analytiquement, la force étant proportionnelle au carré de la vitesse.

En champ lointain, le doublement de la distance d'observation coïncide théoriquement avec une diminution de 6 dB de la pression acoustique observée. Ce point est vérifiable en comparant les résultats du point  $(R, \theta, \varphi) = (5, 30, 0)$  avec le point  $(R, \theta, \varphi) = (10, 30, 0)$  : la concordance

est très bonne quelle que soit la combinaison de paramètres utilisée.

L'influence de l'harmonique de la force appliquée et du déphasage entre les deux segments est étudiée sur les cas 8 à 12 pour les composantes axiales et longitudinales ( $\gamma_r = 0$ ), puis sur les cas 13 à 17 pour les composantes radiales ( $\gamma_r \neq 0$ ). Dans tous les cas, on constate une bonne cohérence des niveaux prévus respectivement par HELIAC et RSF. De légères variations interviennent lorsqu'on augmente la fréquence de la source (ce point sera discuté ci-dessous), mais dans l'ensemble les résultats sont satisfaisants. Enfin, les cas 15 à 17 sont identiques exception faite du dévers  $\Phi$  imposé entre les sources acoustiques, ce qui démontre que la version corrigée de HELIAC donne des résultats corrects.

### 4.2.2 Fréquences élevées des sources ou du bruit

On constate sur les cas du paragraphe précédent que des différences de l'ordre du demi-dB peuvent apparaître lorsque la fréquence de la source augmente, par exemple sur le cas 11. De plus, si l'on calcule les harmoniques du bruit de charge stationnaire jusqu'à un ordre élevé à l'aide du code temporel, on constate que celles-ci ne sont pas réalistes : l'étude des fonctions de Bessel (qui sera présentée au paragraphe 4.4) nous enseigne que le bruit de charge stationnaire doit décroître rapidement lorsque la fréquence augmente [101] : par exemple,  $f_0$  ne doit pas avoir d'effet sur  $p_{10}$ . Le tableau ci-dessous présente les niveaux de pression acoustique, calculés, comme au paragraphe précédent, avec l'équation (4.3) ; le cas étudié correspond exactement au cas 4 du tableau B.4 pour le premier point d'écoute.

	$p_1$	$p_2$	$p_3$	$p_4$	$p_5$	$p_6$	$p_7$	$p_8$	$p_9$	$p_{10}$	$p_{11}$
HELIAC	108.6	53.4	-6.6	-18.8	-22.3	-12.7	-29	-16.3	-14.2	-11.6	-14.6
RSF	108.6	53.3	-3.3	-57.4	-64.9	-63.1	-61.6	-60.3	-59.1	-57.9	-56.9

Le bruit des charges stationnaires est largement surestimé. Cette imprécision n'est cependant pas gênante dans le cas présent. En revanche, lorsqu'on doit considérer les interférences entre plusieurs segments acoustiques, les erreurs se combinent d'une façon qui n'est pas prévisible : cette différence est donc potentiellement gênante pour la suite. Pour déterminer l'origine des erreurs, une série de tests a été réalisée sur une nouvelle configuration, avec un segment acoustique unique (dipôle tournant simple). Sur ce segment, on impose une force d'harmonique pur d'ordre dix. Les niveaux de pression acoustique, calculés pour les mêmes points que précédemment, sont présentés dans le tableau B.5.

Dans un premier temps seuls les résultats obtenus avec HELIAC sont étudiés. Comme le programme sera modifié par la suite, cette version de HELIAC est nommée H1, les suivantes sont nommées H2, H3 et H4. En faisant varier le nombre  $nbt$  de pas de temps qui décrit le signal acoustique, on constate que même pour le cas simple d'un dipôle élémentaire, il faut utiliser

beaucoup de pas de temps pour obtenir un résultat à l'allure correcte : de même que l'influence de la charge stationnaire sur les hautes fréquences de bruit doit être nulle, les harmoniques de bruit d'ordre peu élevé ne doivent pas être affectés par les harmoniques de charge d'ordre élevés.  $f_{10}$  ne doit pas avoir d'effet sur  $p_1$ , et par suite les résultats obtenus avec un post-traitement de la méthode temporelle utilisant un  $nbt$  faible sont faux pour les harmoniques de bruit faibles. Si le nombre de pas de temps par période  $nbt$  est suffisamment élevé, alors le résultat acoustique est correct aux basses fréquences : le nombre de pas par période est donc un critère déterminant du rapport signal/bruit du résultat acoustique fréquentiel. Cela se vérifie sur les autres cas du tableau, présentés ci-dessous.

Lorsqu'on compare les résultats obtenus avec HELIAC H1 et ceux obtenus avec RSF (même tableau), on constate des différences supérieures à 1 dB sur les harmoniques dominants ( $p_9$  à  $p_{11}$ ). Changer  $nbt$  n'a aucun effet sur les niveaux calculés pour ces harmoniques d'ordre élevé : le problème ne vient pas d'un rapport signal/bruit insuffisant comme dans le cas précédent, mais du signal utilisé pour calculer le bruit. Cette différence vient vraisemblablement des interpolations et de la méthode utilisée pour la dérivation. L'algorithme utilisé par HELIAC utilise une interpolation pour déterminer les valeurs de la source au temps retardé (paragraphe 3.1.3) : cette opération lisse le signal réel. Il faut aussi calculer une dérivée temporelle ; Farassat et Brentner considèrent dans [39] que celle-ci est particulièrement délicate et amplifie les erreurs.

Lorsque les incertitudes numériques deviennent importantes, il n'est *a priori* pas possible de savoir si le résultat calculé est au-dessus ou en-dessous du résultat analytique. Dans le cas de sommes d'interférences, si les signaux sont bruités, les interférences constructives sont sous-estimées et les interférences destructives sont surestimées. Le résultat final est donc lissé par rapport au résultat analytique, les fluctuations sont de moindre amplitude. Dans le cas étudié, il est donc prévisible que HELIAC donne un résultat acoustique plus faible que RSF, [102, 54]. C'est bien la tendance observée sur les harmoniques de bruit dominantes (proches de celle de la source).

Pour vérifier que les différences viennent effectivement des méthodes numériques d'interpolation et de dérivation, une nouvelle série de tests a été réalisée sur le même cas. Plusieurs algorithmes ont été testés, qui permettent d'évaluer l'influence du choix des méthodes de dérivation et d'interpolation. Le premier calcul a été effectué avec le programme HELIAC version H1, qui lit un fichier contenant l'effort appliqué à  $nbt$  pas de temps par période : les résultats viennent d'être présentés. HELIAC a ensuite été modifié pour que la dérivation et l'interpolation se fassent sur deux points au lieu de trois ; c'est la version H2. Avec la version H3, on utilise une écriture analytique donnant  $f_{10}$  directement dans le programme : il n'y a pas besoin d'interpolation pour trouver  $f(\tau_e)$ , et la dérivation pour trouver  $\partial f / \partial \tau(\tau_e)$  est elle aussi analytique : ce programme donne donc le résultat exact. Enfin, la version H4 utilise une formulation purement analytique pour la force mais conserve la dérivation numérique d'ordre 3 de H1 : ceci permet de comparer

les effets de l'interpolation et de la dérivation. Les résultats donnés par les quatre programmes sont comparés à ceux de RSF (tableau B.5).

Avec HELIAC H2, le rapport signal/bruit est moins bon, on constate effectivement que les premiers harmoniques de bruit sont surestimés. Les fréquences d'intérêt ( $p_8$  à  $p_{12}$ ) sont, elles, mieux restituées qu'avec la méthode à trois points, pour un nombre de pas de temps égal. C'est donc bien le lissage intrinsèque aux méthodes d'ordre élevé qui est responsable de la sous-estimation des harmoniques de bruit avec HELIAC.

Avec HELIAC H3, qui fournit un résultat exact, on constate que lorsque  $nbt$  est suffisamment élevé le rapport signal/bruit est très bon et les fréquences d'intérêt du bruit donnent des résultats très proches de ceux fournis par RSF. Ceci démontre que les interpolations et dérivations numériques, qui sont nécessaires lorsqu'on utilise une méthode de temps retardé, ont une influence non négligeable sur le bruit calculé. Les méthodes d'ordre élevé sont, de ce point de vue, moins précises que des méthodes plus grossières. Ceci démontre de fait l'équivalence entre les formulations temporelle et fréquentielle.

Enfin, avec HELIAC H4, on obtient des résultats de la même qualité que ceux obtenus avec HELIAC H1. La dérivation est donc une opération critique de l'algorithme, le soin avec lequel elle est réalisée conditionne fortement la précision du résultat. Cependant, les résultats ne sont pas identiques à ceux obtenus avec H1 ; l'interpolation est donc également une étape importante du calcul acoustique, qui en conditionne le résultat.

Deux phénomènes distincts ont été mis en évidence : les erreurs numériques liées à la dérivation et à l'interpolation faussent le résultat près des fréquences d'intérêt, et un autre type d'erreur lié au paramètre  $nbt$  affecte toutes les autres fréquences quel que soit l'algorithme. Ces deux phénomènes sont étudiés séparément dans ce qui suit.

Le nombre de pas de temps  $nbt$  utilisé pour décrire le signal acoustique est déterminant pour le calcul de la transformation en séries de Fourier, même dans un cas analytique comme H3. En effet, le nombre de pas utilisé pour décrire le signal temporel n'a pas d'influence sur la façon dont est réalisé le calcul à chaque pas de temps. D'ailleurs, lorsqu'on observe les signaux acoustiques correspondant aux niveaux en décibels du tableau B.5, on constate que, même avec un nombre de pas de temps  $nbt$  très faible, la pression acoustique calculée est exacte à tout instant (figure B.1 en annexe). Le nombre  $nbt$  ne conditionne donc pas la qualité du résultat temporel, mais affecte la qualité du passage dans l'espace fréquentiel. Une conséquence est que si c'est la signature acoustique (temporelle) qui nous intéresse, il n'y a pas de limitation sur  $nbt$  ; si c'est le résultat fréquentiel, il faut que  $nbt$  soit suffisamment grand.

Les théories de traitement du signal éclairent ce résultat. Le critère de Nyquist ou théorème d'échantillonnage (sampling theorem) est la base des théories de traitement du signal développées dans Numerical Recipes [97] ou dans les ouvrages spécialisés comme [105] :

**Critère de Nyquist :** *Si un signal continu composé de fréquences inférieures à la fréquence  $f$  est discrétisé à la fréquence  $2f$ , alors l'intégralité de l'information contenue dans le signal continu est incluse dans le signal discrétisé.*

Le critère de Nyquist peut être énoncé de différentes manières, et il est parfois nommé “théorème de Shannon” ou encore “théorème d'échantillonnage”. Dans la pratique, la fréquence maximale contenue dans le signal étudié n'est pas connue, et il faut supposer qu'elle l'est. Or lorsque ce critère n'est pas respecté, la partie du spectre située en haute fréquence (pour  $f > f_c = nbt/2 \cdot f_0$ ) est repliée sur les autres fréquences (phénomène nommé “aliasing”). Cela explique le bruit de fond, essentiellement visible aux fréquences basses sur l'exemple présenté (aux fréquences plus hautes, le signal couvre le bruit). Pour éviter le repliement, on utilise un coefficient de sécurité pour discrétiser le signal : la fréquence d'échantillonnage est choisie égale à  $kf$ , avec  $k > 2$ . Il n'est en effet pas possible de filtrer le signal temporel avant l'échantillonnage.

Avec une discrétisation temporelle plus fine, le repliement ne concerne que des fréquences très élevées, dont les contributions deviennent vite négligeables. Différentes variantes de cette solution sont utilisables, énumérées dans [105] (chapitre 9) : elles ont toutes un coût numérique important. En tout état de cause, aucun filtrage ni aucune méthode numérique particulière n'a été identifié qui permettrait d'obtenir le résultat fréquentiel correct avec un nombre de pas de temps  $nbt$  petit.

Maintenant que le bruit de fond a été expliqué, on peut se demander comment effectuer la dérivation et l'interpolation pour minimiser les erreurs. Aucun algorithme performant n'a été identifié. Pour l'interpolation, il est généralement conseillé d'utiliser des méthodes à deux ou trois points ([97]). Pour augmenter encore la précision de la dérivation, les fluctuations de pression sur les pales doivent être connus à des intervalles de temps plus rapprochés. Pour la dérivation le problème est encore plus critique. La première erreur que l'on fait lorsqu'on effectue une dérivation est l'erreur de troncation de la série de Taylor lorsqu'on écrit l'une des égalités suivantes :

$$g'(x) \approx \frac{g(x+h) - g(x)}{h} \quad \text{schéma décentré}$$

$$g'(x) \approx \frac{g(x+h) - g(x-h)}{2h} \quad \text{schéma centré}$$

Cette erreur est de l'ordre de  $\frac{1}{2}hf''$  dans le premier cas, de l'ordre de  $\frac{1}{6}h^2f'''$  dans le second cas. La deuxième erreur est l'erreur d'arrondi, liée à la précision de l'ordinateur utilisé et au schéma de dérivation : la nature du schéma utilisé a donc une forte influence sur la précision du

résultat pour un signal discrétisé donné. Les meilleurs schémas utilisent une extrapolation de la fonction temporelle, pour disposer ensuite de plus de pas de temps, mais leur coût numérique est élevé, [97] chapitre 5.7. Les dernières lignes du tableau B.5 présentent les résultats de calcul avec H1 et  $nbt = 10000$ , mais pour différents nombres de pas de temps par période  $n$  pour décrire les sources :  $n = 72$  par défaut (même cas que précédemment), puis  $n = 90$ ,  $n = 180$  et  $n = 360$ . Les résultats sont d'autant meilleurs que  $n$  augmente : l'utilisation d'une méthode temporelle requiert donc une description temporelle précise des sources.

Pour terminer, les temps d'exécution du tableau B.5 sont donnés en temps CPU réel, en secondes, pour une machine SGI Indigo 2 processeur R10000 cadencé à 195 MHz, équipée de 512 Mo de mémoire RAM (machine nommée Mesh plus loin). Ils sont presque proportionnels au paramètre  $nbt$  dépendent peu de la méthode utilisée. Par ailleurs, lorsque  $nbt$  augmente, de nombreux tableaux de HELIAC deviennent très grands et la mémoire utilisée augmente jusqu'à dépasser les limites de machines pourtant performantes. Par exemple, la machine utilisée ici n'est pas capable de traiter le cas du dipôle simple avec  $nbt$  supérieur à 100 000. Dans un cas d'application industrielle, il faut discrétiser une pale en dipôles compacts, typiquement 500 pour une pale complète comme on le verra plus loin. Une hélice possède au moins 5 pales et l'objectif est de connaître le quatrième harmonique de bruit correctement, ce qui nécessite au moins la prise en compte exacte de l'harmonique de charge d'ordre 25. La taille du problème est donc environ multipliée par 12 500 par rapport au cas le plus précis étudié ici : la méthode n'est pas adaptée à nos capacités actuelles de calcul, ni en temps d'exécution ni en taille.

### 4.2.3 Conclusions, méthodes temporelle et fréquentielle

Pour connaître le spectre acoustique, il faut considérer un nombre  $nbt$  relativement élevé. Les problèmes de temps de calcul et de mémoire RAM utilisée évoqués au paragraphe précédent deviennent des contraintes fortes qui remettent en cause la possibilité même du calcul. La méthode fréquentielle ne pose, elle, aucun problème de ce genre.

Outre les problèmes liés à  $nbt$ , que l'on désire obtenir un résultat temporel ou fréquentiel, il faut trouver une méthode de dérivation précise, ainsi qu'une méthode d'interpolation. Si la méthode de temps avancé est utilisée, la recherche du temps d'émission est supprimée et l'interpolation n'est plus nécessaire. Par conséquent, cette méthode doit fournir un résultat temporel plus précis que la méthode de temps retardé. Mais dans les deux cas, il faut effectuer la dérivation des efforts appliqués sur chaque élément discrétisé. Cette dérivation est une source d'erreur ; pour l'instant, aucune méthode n'a été identifiée qui fournisse une dérivation exacte à un coût raisonnable.

La méthode fréquentielle fournit donc un résultat meilleur que les méthodes temporelles. De

plus, le résultat est obtenu plus rapidement si l'on s'intéresse au spectre acoustique, ce qui est le cas. Si une méthode de dérivation est identifiée qui fournisse un résultat précis, la méthode de temps avancé permettra d'obtenir une réponse exacte, mais ce n'est pas le cas pour l'instant. La méthode fréquentielle est donc le choix qui s'impose pour l'étude du bruit de raies des GMV.

## 4.3 Retour sur la notion de compacité

### 4.3.1 Prise en compte de la non-compacité

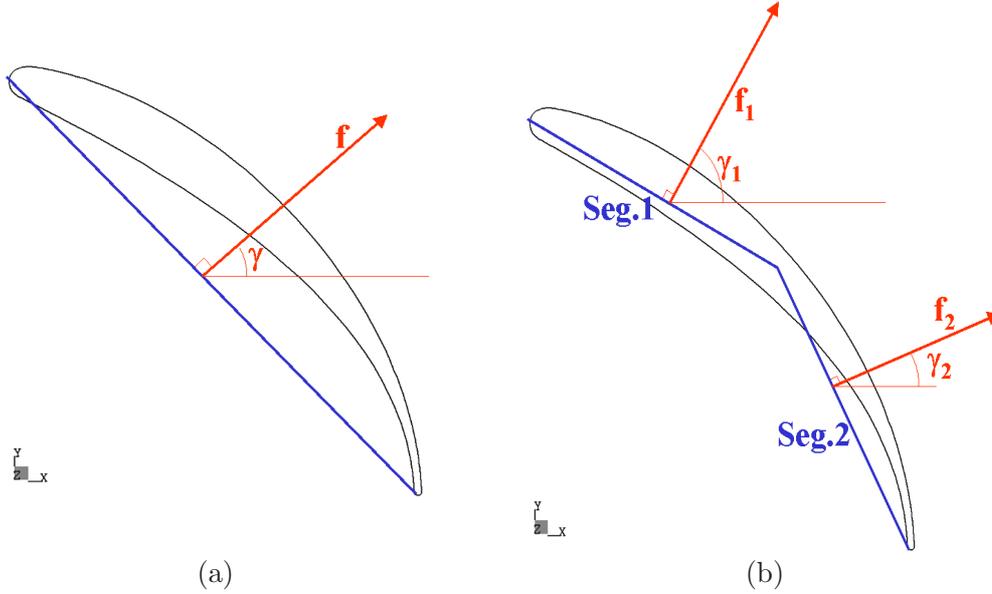
Une pale est une surface gauche fermée. Pour utiliser les formules de calcul du bruit, comme (3.22) dans le cas du bruit rayonné par le stator, il faut discrétiser la pale. Chaque élément discret est alors réduit à un sextuplet  $(ds, R_0, R_1, \Phi, \gamma, \gamma_r)$  où  $ds$  représente la surface de l'élément compact considéré. Le résultat acoustique est correct s'il ne change pas lorsqu'on discrétise plus finement encore. On dit alors que les éléments discrets sont compacts, et l'on parle de découpage compact.

Dans le paragraphe 2.3.4, la compacité a été présentée sous la forme d'analyse dimensionnelle : un élément est compact si sa longueur caractéristique  $L$  est largement inférieure à 11cm. Cette définition implique que les pales de GMV sont compactes en épaisseur ( $e \approx 2$  mm) et en corde ( $c \approx 40$  mm), mais pas en envergure ( $L \approx 150$  mm). La compacité en épaisseur est utilisée pour réduire le profil à sa ligne moyenne ; on applique alors à chaque élément discrétisé la  $\Delta p$  entre l'intrados et l'extrados. La compacité en corde permet de réduire la ligne moyenne à un point ; on y applique la pression moyenne. Les profils 2D sont ainsi réduits à un unique dipôle.

Pour la compacité en corde, il faut choisir un sextuplet  $(ds, R_0, R_1, \Phi, \gamma, \gamma_r)$  représentatif de toute la corde. Ceci pose problème par exemple pour  $\gamma$ , qui change beaucoup le long du profil, en particulier près du bord d'attaque où il varie rapidement de  $180^\circ$ . Or, c'est au bord d'attaque que les fluctuations de charge (sources acoustiques) sont les plus fortes, comme nous le constaterons dans les chapitres suivants. Le choix est donc délicat. En pratique, l'angle  $\gamma$  peut être choisi de différentes manières :

- réduire le profil à la ligne droite Bord-d'Attaque – Bord de Fuite, et y évaluer  $\gamma$  ;
- réduire le profil à sa ligne moyenne puis choisir comme point d'application le quart de corde comme dans la théorie de Sears (présentée plus loin) ;
- réduire le profil à sa ligne moyenne puis choisir comme point d'application le centre de forces de chaque harmonique
- ...

De même, pour la compacité en épaisseur, il faut décider entre quels points calculer la  $\Delta p$ , et différentes possibilités existent qui ne fourniront pas le même résultat. L'objectif est de montrer que le résultat acoustique dépend du choix qui est fait si l'on discrétise trop peu, et qu'il n'en dépend plus si la discrétisation est assez fine. Tout d'abord, un calcul analytique permet de comprendre pourquoi les pales cambrées doivent être discrétisées plus finement en corde que ne le laisse supposer le crière du paragraphe 2.3.4.



**Fig. 4.2** – Non-compacité due aux angles d'application des forces. Compacité en épaisseur : le profil est assimilé à sa ligne moyenne. (a) : compacité en corde, configuration à un seul segment acoustique. (b) : non compacité en corde, 2 segments acoustiques

Sur la figure 4.2 est représentée une section de pale cambrée, dont la corde est assimilée à un puis deux segments acoustiques. Pour calculer le bruit rayonné par chaque segment on utilise la formule (3.22) rappelée ci-dessous :

$$p_m(\mathbf{x}) = \frac{imB\Omega e^{imB\Omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi R_0 c_0} f_{mB} \cdot \sum_{j=0}^{V-1} e^{imB(\alpha_j - M \sin \theta \cos(\Phi + \alpha_j - \varphi))}$$

$$(\sin \gamma_r \sin \theta \cos(\Phi + \alpha_j - \varphi) - \cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta \sin(\Phi + \alpha_j - \varphi) + \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta)$$

Si l'on se positionne par exemple au point  $(\theta, \varphi) = (0, 0)$  on a pour chaque segment :

$$p_m(R, 0, 0) = \frac{imB\Omega e^{imB\Omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi R_0 c_0} f_{mB} \cos \gamma_r \cos \gamma \cdot \sum_{j=0}^{V-1} e^{imB\alpha_j}$$

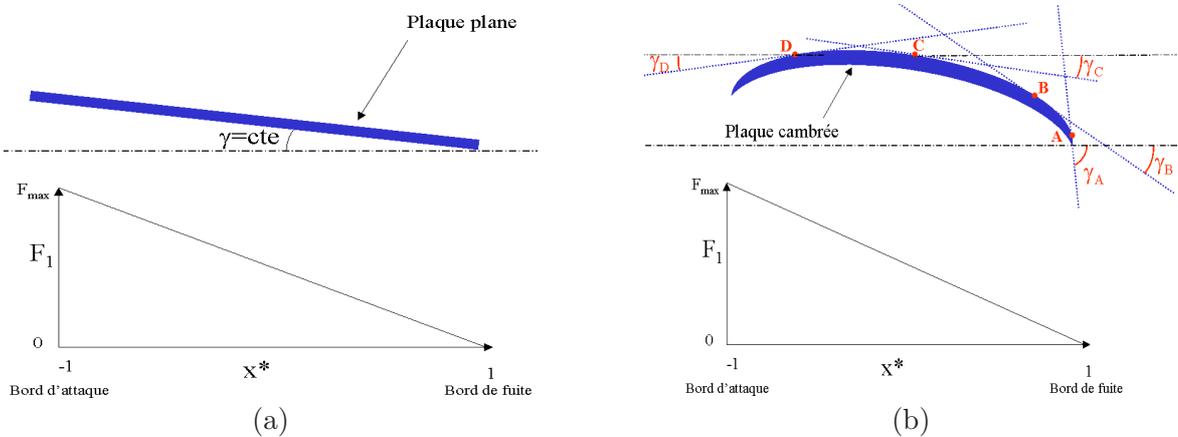
Dans cette équation,  $\cos \gamma$  est en facteur. Or lorsque l'on change de segment acoustique,  $\gamma$  change. Si l'on fait un calcul non compact, on a l'inégalité suivante (sauf dans des cas très particuliers tels la plaque plane) :

$$\begin{aligned}
p_{mB,total}(\theta, \varphi = 0, 0) &= p_{mB,1}(\theta, \varphi = 0, 0) + p_{mB,1}(\theta, \varphi = 0, 0) \\
&= (\dots)f_{mB,1} \cos \gamma_1 + (\dots)f_{mB,2} \cos \gamma_2 \\
&\neq (\dots)f_{mB,total} \cos \gamma_{total}
\end{aligned} \tag{4.4}$$

Même si le module de l'effort appliqué est constant sur toute la corde, la direction de la force  $\gamma$  varie avec la normale à la corde (figure 4.2). Il n'est donc pas possible de se ramener à un calcul compact directement, il faudrait pour cela décider a priori d'une direction de force moyenne.

### 4.3.2 Cas d'un stator simplifié

A titre d'application numérique, considérons maintenant un stator dont les aubages ont la forme d'une plaque sans épaisseur, plane ou cambrée. La répartition de charge le long de cette plaque est définie de façon analytique de 13 manières différentes résumées dans le tableau B.1 reporté en annexe. L'objectif est d'évaluer l'influence sur le résultat acoustique du nombre de points considérés en corde pour décrire l'aube selon la forme de cette aube.



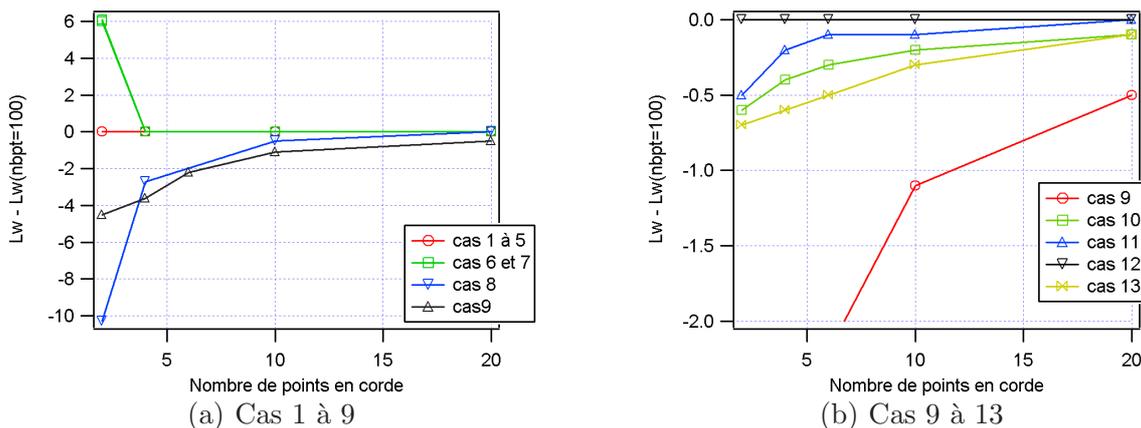
**Fig. 4.3** – Plaque plane (a) ou cambrée (b), influence du  $\gamma$  local : description du problème dans le cas 5 du tableau B.1. Dans le cas de la plaque cambrée, par opposition au cas de la plaque plane, l'angle  $\gamma$  dépend du point considéré sur le profil

L'effort imposé est un signal sinusoïdal pur,  $f = f_0 + f_1 * \cos(2\pi t/T)$  (sauf exception, cas numéro 4). L'aube simulée a une aire égale à celle du véritable stator, sauf dans le cas 3. Les différentes répartitions de charge selon la corde sont synthétisées dans le tableau B.1 ; la corde est décrite par la variable  $x^*$  qui varie de  $-1$  à  $+1$  entre bord d'attaque et bord de fuite. Le cas de référence correspond à un rotor à 9 pales tournant à  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min. Les efforts sont adimensionnalisés.

Les résultats acoustiques sont présentés dans le figure 4.4, sous la forme de puissance rayonnée par l'ensemble. La puissance est calculée comme indiqué au paragraphe 4.1, équation (4.1).

Dans les cas 1 à 5, la cambrure est nulle ( $\gamma$  constant) et les résultats acoustiques sont indépendants du nombre de points considérés selon la corde. Ceci démontre que la plaque considérée est compacte au sens acoustique "classique" du terme. Les différences observées sur les cas qui suivent constituent donc bien une démonstration que la notion classique de compacité n'est pas suffisante dans la pratique : c'est le caractère gauche de la pale qui oblige à revoir la notion de compacité.

Dans les cas où la cambrure est non-nulle, par contre (cas 6 à 13), le résultat est dépendant du nombre de points distribués selon la corde. Plus la variation est forte entre le bord d'attaque et le bord de fuite, plus la dépendance au nombre de points en corde est sensible. En d'autres termes, plus la cambrure est forte, plus il faut de points pour décrire la corde. On remarque également que le niveau de puissance augmente avec le nombre de points considérés sur cet exemple, sauf dans le cas 6.

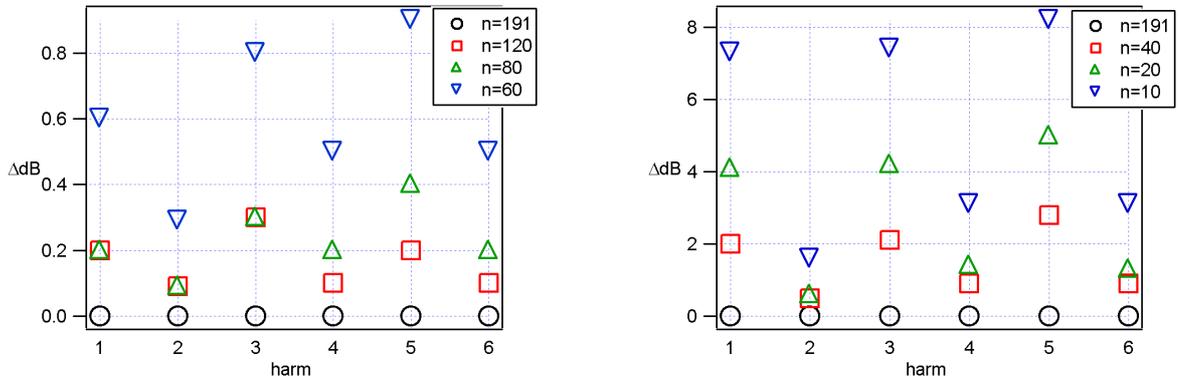


**Fig. 4.4** – Variations du bruit rayonné en fonction du nombre de points décrivant la corde, avec différentes répartitions des efforts selon la corde, puis avec présence d'une cambrure

### 4.3.3 Cas d'un stator profilé épais

Le nombre de points considérés pour décrire le profil a une influence sur la puissance acoustique rayonnée, puisque l'angle  $\gamma$  d'application de la force varie entre  $0^\circ$  et  $360^\circ$  (à cause de l'épaisseur de la pale). L'exemple retenu est la simulation TURB'FLOW non stationnaire rotor-stator 1 : 2, entrefer large, maillage optimisé (MG3), et qui est présentée dans le chapitre suivant. Une interpolation polynomiale de degré 4 permet de créer de nouveaux maillages acoustiques et de nouveaux fichiers sources, à partir de la variation temporelle de pression pour les 192 points décrivant le profil, avec un nombre de points répartis uniformément selon la corde développée.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.5, de nouveau en termes de pression acoustique. Pour un nombre de points supérieur à 50, le résultat est identique au cas de référence à 192 points ; par contre si  $nbpt \leq 30$  les différences sont trop importantes.



(a) Nombre de points suffisamment élevé

(b) Nombre de points trop faible

Fig. 4.5 – Influence du nombre de points distribués selon la corde

Les exemples présentés dans ce mémoire utilisent tous directement le maillage qui a servi à la simulation aéroulque comme maillage acoustique, la corde est décrite par au moins une centaine de points. Comme les pales étudiées sont toutes similaires à celle qui est présentée ici, ce nombre de points est suffisant. Pour les études à venir, l'étude ci-dessus aide à déterminer le nombre de points nécessaires et souligne l'importance du bord d'attaque, où  $\gamma$  change rapidement. Les maillages des simulations aéroulques sont suffisants et dans la pratique ils sont utilisés directement.

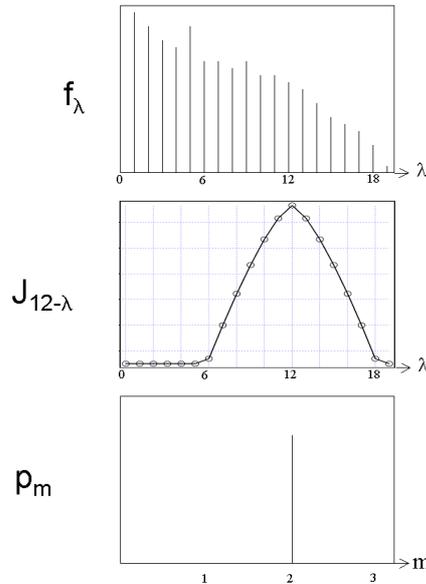
## 4.4 Pondérations des sources du rotor par les fonctions de Bessel

### 4.4.1 Passage de la somme infinie à une somme finie

Si l'on veut calculer le bruit du rotor, une fonction de Bessel (ou sa dérivée dans le cas des efforts radiaux) pondère les fluctuations des efforts (*i.e.* les sources). La formule (3.20) s'écrit en effet sous la forme simplifiée suivante :

$$p_{mB} \propto \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} f_{\lambda} \times J_{mB-\lambda}(x)$$

Il faut donc réaliser numériquement une somme infinie, ce qui est impossible en pratique. Heureusement, en traçant la fonction  $J_s(x)$  en fonction de  $s$  à  $x$  fixé, on constate que celle-ci a une valeur très proche de zéro partout, sauf pour  $s$  proche de  $x$ . Grâce à cette propriété, la somme infinie de (3.20) est en pratique finie, et le calcul est possible. Le calcul des fonctions de Bessel se fait à partir de la formule approchée proposée dans Numerical Recipies [97]. Cette formule a été validée par des essais numériques tirés des tables de Abramovitz et Stegun [1]. Ces deux ouvrages décrivent de façon plus mathématiques les fonctions de Bessel.



**Fig. 4.6** – Schéma présentant la pondération des fonctions de Bessel pour  $B = 6$ ,  $m = 2$  et  $\theta = 90^\circ$  : seuls les harmoniques d'ordre proche de 12 contribuent à  $p_2$

Une représentation de la pondération des efforts  $f_\lambda$  est présentée sur la figure 4.6, inspirée de Roger [101]. Le cas représenté explique la pondération associée au deuxième harmonique de bruit ( $m = 2$ ), pour une hélice à  $B = 6$  pales et l'angle d'observation  $\theta = 90^\circ$ . La figure est séparée en trois. Le graphe supérieur représente les modules des  $f_\lambda$  en fonction de  $\lambda$  l'ordre de l'harmonique de charge, en échelle logarithmique (20 dB par graduation). Le deuxième graphe représente, également en échelle logarithmique, la pondération  $J_{mB-\lambda}$  soit, ici,  $J_{12-\lambda}$ . Le troisième graphe correspond au deuxième harmonique de la pression acoustique,  $p_2$ , obtenu en effectuant l'opération suivante :

$$\sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} f_\lambda \times J_{12-\lambda}$$

On constate graphiquement que la contribution principale viendra des harmoniques d'ordre compris entre 6 et 18 ; comme l'échelle logarithmique du deuxième graphe est lâche (20 dB par graduation) il est même probable que seuls les harmoniques d'ordre 11 à 13 contribuent réellement au bruit. La présente étude répond à cette question de façon plus précise.

Pour choisir les bornes entre lesquelles prendre en compte les fonctions de Bessel, on peut considérer un cas classique, calculer les fonctions de Bessel pour un très grand nombre d'harmoniques, puis vérifier quand la pondération donne une quantité finale non négligeable. Il s'agit donc d'évaluer le terme  $J_{mB-\lambda}(mBM_r \sin \theta)$ , qui peut être représenté en fonction de  $\lambda$  pour différentes combinaisons de  $(\theta, B, M, m)$ , respectivement la position angulaire de l'observateur, le nombre de pales du rotor, le nombre de Mach considéré et l'ordre de l'harmonique de bruit considéré.

Les résultats sont présentés figure 4.7 et suivantes. Les courbes associées à  $\theta = 180^\circ$  sont confondues avec celles associées à  $\theta = 0^\circ$ . La participation des harmoniques  $\lambda$  diminue de façon drastique quand  $\lambda$  s'éloigne de l'ordre  $mB$  de l'harmonique considéré, ceci quel que soit l'angle  $\theta$ . Le nombre d'harmoniques  $\lambda$  à prendre en compte dans la somme de (3.20) peut donc être restreint. Les  $\lambda$  à considérer sont centrés sur la valeur  $mB$ .

Le nombre d'harmoniques à considérer est fonction du quadruplet  $(\theta, B, M, m)$ . On recherche un majorant ; la figure 4.7 montre que l'on doit considérer  $\theta = 90^\circ$ . L'influence de  $m$  et de  $B$  est présentée figure 4.8, celle de  $M$  figure 4.9. Pour ces trois paramètres, plus ils augmentent plus il faut considérer d'harmoniques de charge dans la sommation. Sur le cas de référence à 9 pales, pour  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min soit  $M = 0.15$  en bout de pale, on obtient les trois premiers harmoniques de bruit en considérant les harmoniques de charge d'ordre inférieur à 35. Il faudra donc obtenir les 35 premiers harmoniques de charge avec une précision suffisante pour calculer le troisième harmonique de bruit lié au rotor.

Il n'est pas utile de refaire le raisonnement pour les effort radiaux, puisque la dérivée de la fonction de Bessel vérifie la propriété suivante :

$$J'_\lambda(x) = \frac{1}{2}(J_{\lambda-1}(x) - J_{\lambda+1}(x))$$

Si  $B = 9$ , pour calculer l'harmonique de bruit d'ordre  $m$ , il suffit donc de considérer les harmoniques de sources  $\lambda$  situés dans l'intervalle  $[mB - 4; mB + 4] \quad \forall m \leq 4$ .

#### **4.4.2 Conséquences : bruit des charges stationnaires et non stationnaires**

Ce paragraphe permet de vérifier ces critères sur un cas concret représentatif de GMV VALEO. La simulation considérée est celle présentée au chapitre 8 sur l'hélice 5 pales. Le bruit rayonné par le rotor est calculé en considérant un nombre variable d'harmoniques de charges, les ordres des harmoniques de charge considérés étant centrés autour de l'ordre de l'harmonique supposée dominante (au sens de l'étude des fonctions de Bessel qui précède). Le tableau 4.1 synthétise les résultats.

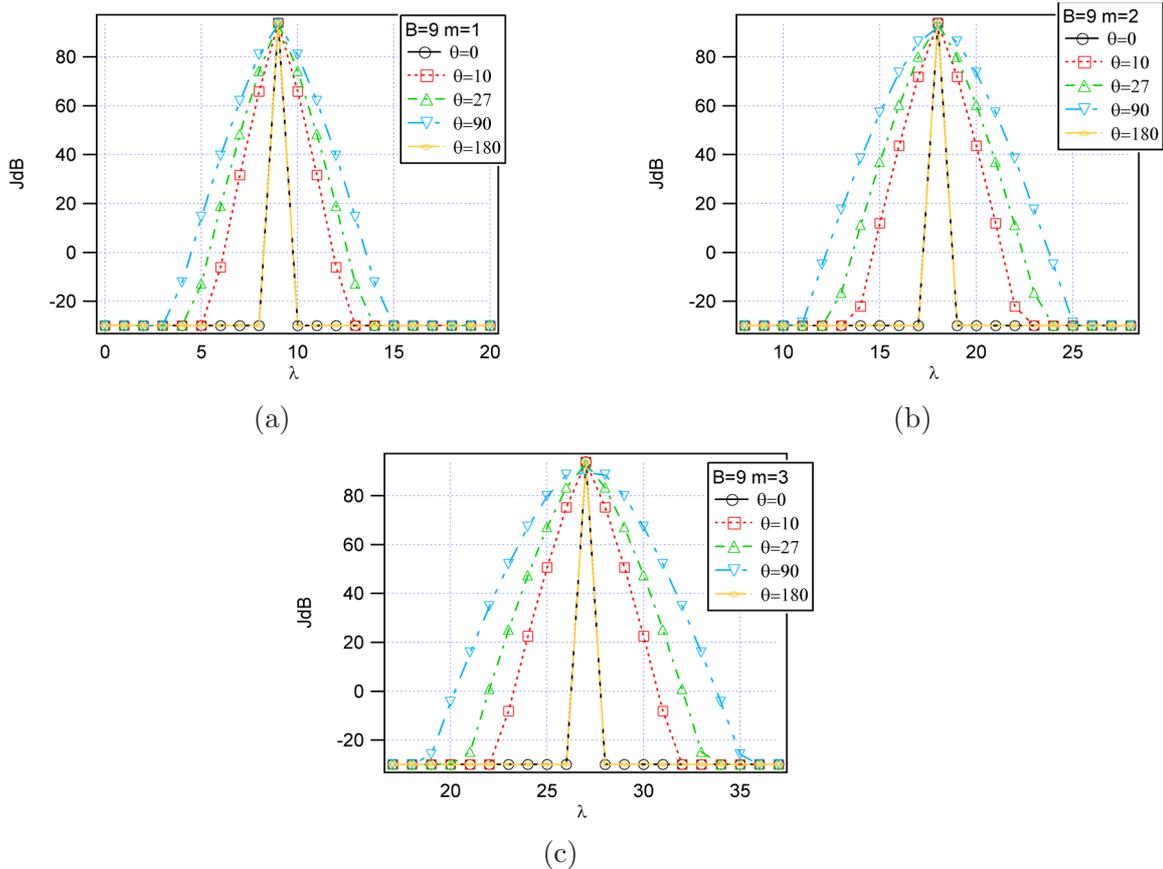


Fig. 4.7 – Fonctions de Bessel : Influence de  $\theta$

On constate que dans la pratique, seul l'harmonique dont l'ordre est celui supposé dominant s'exprime vraiment sur ce cas. D'une façon plus générale, il n'y a numériquement plus de différences quand on considère les  $\lambda$  situés dans  $[mB - p; mB + p] \quad \forall p \geq 3$  quand  $B < 10$ . De nombreux tests ont pu être réalisés car les temps de calcul sont réduits. Pour  $B \leq 10$ , il suffit de considérer  $p = 4$ .

On constate sur ces résultats numériques que les charges stationnaires n'interviennent pas significativement dans le calcul du bruit. Etant donnée la pondération des fonctions de Bessel, plus le nombre de pales  $B$  est élevé et moins les charges stationnaires sont susceptibles d'être créatrices de bruit. Pour être parfaitement certains que les efforts stationnaires ne jouent aucun rôle dans la génération du bruit, un calcul a été effectué sur la même configuration d'hélice à 5 pales, avec comme source acoustique la composante stationnaire des fluctuations de charges utilisées au test précédent.

Les résultats, présentés sur le tableau 4.2, sont en parfait accord avec ce qui précède : le bruit de charges stationnaires est négligeable pour les configurations de type GMV, et ce même pour une hélice ayant un petit nombre de pales ( $B = 5$  dans le cas choisi). Dans tous les cas de calculs de bruit de rotor, les composantes de bruit de charges stationnaires et non stationnaires ont été calculés ; mais le bruit de charges stationnaires aurait pu être négligé. Dans le tableau,

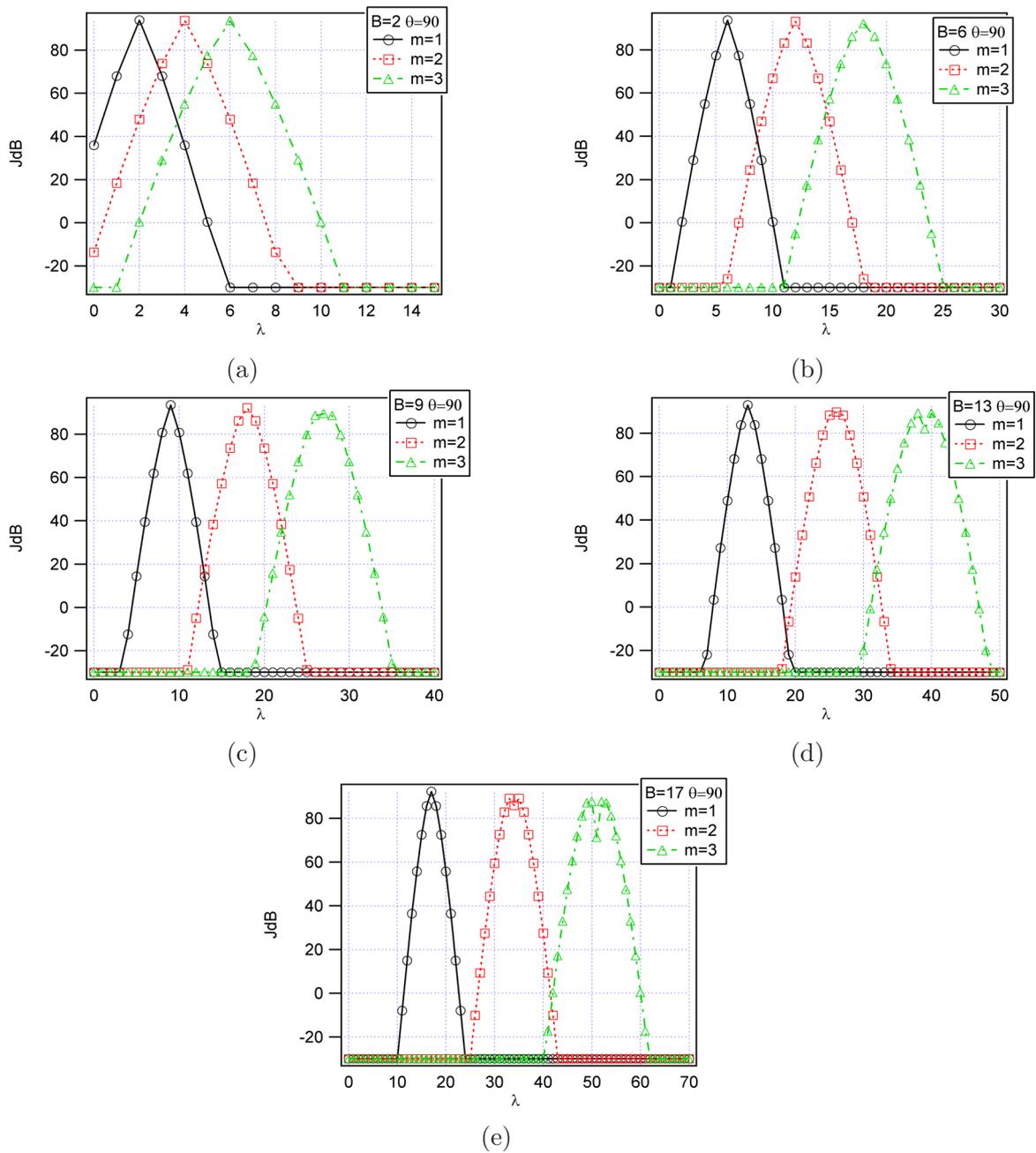
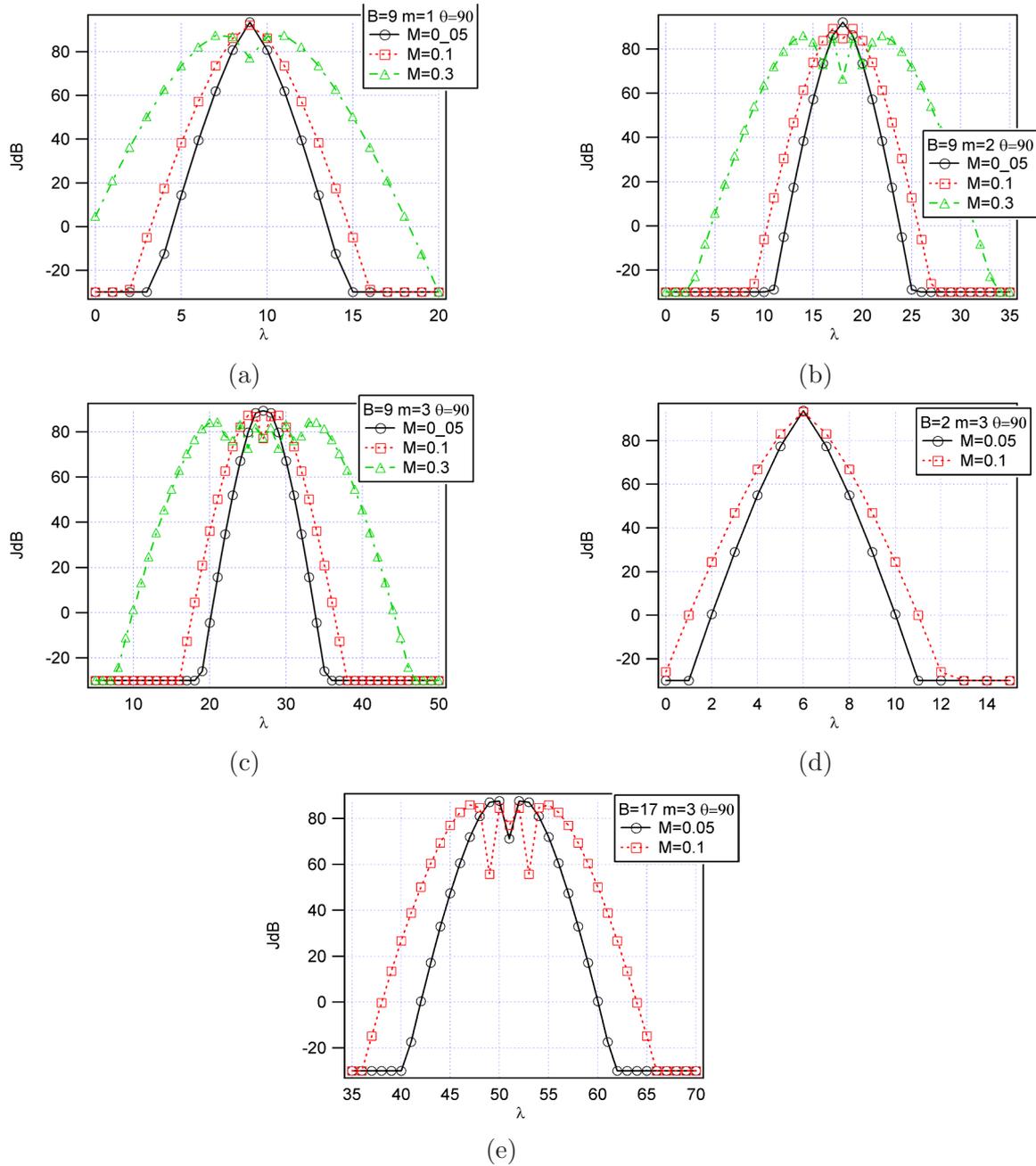


Fig. 4.8 – Fonctions de Bessel : Influence de  $B$  et  $m$

les niveaux marqués “-300” sont en fait inférieurs à cette valeur, mais la précision de l’opération logarithme étant faible pour de si petits nombres les valeurs calculées ne sont pas reportées.

Ce paragraphe permet de conclure sur les difficultés liées au calcul du bruit du rotor. Seuls les harmoniques de charge d’ordres élevés participent au bruit, même pour les premiers harmoniques. Ainsi, dans le cas de référence à 9 pales, ce sont les harmoniques d’ordre 8 à 10 qui contribuent le plus à l’harmonique de bruit d’ordre 1, et ceux d’ordre 16 à 20 qui contribuent à celui d’ordre 2. Pour prévoir correctement le bruit il faut donc avoir accès à ces harmoniques.



**Fig. 4.9** – Fonctions de Bessel : Influence de  $M$ . (a), (b), (c) : pour différents  $m$  ; (c), (d), (e) : pour différents  $B$

Par comparaison, dans le cas d'un rotor principal d'hélicoptère à deux pales par exemple, il suffit de connaître les harmoniques d'ordre 0 à 5 pour évaluer de façon satisfaisante les premiers harmoniques de bruit. Dans le cas d'un fenestron d'hélicoptère à 8 pales, la vitesse de rotation étant bien plus élevée la cloche de pondération des fonctions de Bessel est plus large et les premiers harmoniques de bruit participent activement au bruit. Ceux-ci sont en principe plus élevés que les suivants, et ils sont plus faciles à obtenir par simulation (chapitres suivants). L'originalité des GMV, du point de vue du bruit de charges, est qu'il faut une connaissance

$p$	$L_W$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
30	non radial	27.8	22.8	33	36	44.4	38.8
	radial	19.4	15.2	24.2	25.9	26.7	26.7
	total	28.3	22.6	33.4	36.3	44.5	39
10	non radial	27.8	22.8	33	36	44.4	38.8
	radial	19.4	15.2	24.2	25.9	26.7	26.7
	total	28.3	22.6	33.4	36.3	44.5	39
5	non radial	27.8	22.8	33	36	44.4	38.8
	radial	19.4	15.2	24.2	25.9	26.7	26.7
	total	28.3	22.6	33.4	36.3	44.5	39
2	non radial	27.7	22.8	33	36	44.4	38.7
	radial	17.4	15.2	24.2	25.8	26.6	25.7
	total	28.1	22.6	33.4	36.3	44.5	38.9
0	non radial	27	21.3	32.7	35.6	44.3	37.6
	radial	6	13.9	23.8	24.8	26.3	24.1
	total	27.1	21.6	33.2	36	44.4	37.8

TAB. 4.1 – Etude du nombre d’harmoniques à prendre en compte dans un calcul rotor avec  $B = 5$  ; la somme est faite sur  $\lambda \in [mB - p; mB + p]$

$L_W$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
non radial	8.5	-88.7	-184.3	-274.6	-300	-300
radial	12	-81.5	-181	-269.8	-300	-300
total	13.3	-80.8	-187.1	-265.9	-300	-300

TAB. 4.2 – Quantification du bruit des charges stationnaires

précise d’harmoniques de charges difficiles à calculer. Des compléments sont donnés sur la forme des perturbations efficaces dans l’annexe C.1.

## 4.5 Conclusions sur la première partie

Dans le chapitre 2, les fondements de l’aéroacoustique ont été posés, à partir des équations de la mécanique des fluides. Ceci a permis d’obtenir dans le chapitre 3 les formulations adaptées au calcul du bruit de raie des rotors et des stators de GMV : la formulation est fréquentielle, et prend en compte la contribution des dipôles acoustiquement compacts en champ lointain.

Le chapitre 4 présente le programme acoustique RSF. En plus de la géométrie des aubes du rotor et du stator ainsi que des caractéristiques cinématiques du GMV, celui-ci requiert les fluctuations de charges sur les aubes. Ces informations seront obtenues grâce à des simulations

numériques dans les deux parties qui suivent.

Le code temporel HELIAC a été utilisé pour valider la contribution du rotor. La concordance des résultats est excellente sur les cas simples. Cependant, lorsque les fréquences des sources sont trop élevées, HELIAC ne peut fournir un résultat spectral correct qu'à un coût numérique élevé. Par ailleurs, le bruit rayonné n'est alors plus calculé avec précision, à cause des interpolations et de la dérivation intrinsèques à la méthode. La méthode fréquentielle est plus adaptée au calcul du bruit des GMV.

Le programme RSF, grâce à son caractère fréquentiel, met en valeur les composantes du signal qui produisent du bruit. Sur nos applications, on constate pour le stator que ce sont les premiers harmoniques qui prédominent ; comme ils sont les plus faciles à calculer les cas de validation de la partie suivante sont basés sur l'interaction rotor-stator. En revanche, le bruit du rotor dépend essentiellement d'harmoniques de rangs supérieurs à 7 sur le cas de référence : l'information temporelle doit être de bonne qualité pour fournir correctement des harmoniques d'ordres si élevés. Cette information ne sera complètement exploitée que lors du calcul du bruit du rotor, dans la partie 3.

L'influence de l'allure des fluctuations de charge a été étudiée : les perturbations du champ de vitesse, induites par exemple par un obstacle situé dans l'écoulement en amont du rotor, ont un effet d'autant plus fort que leur caractère est impulsionnel. Il faudra donc, lors de la conception, limiter les obstacles à arêtes saillantes près de la section du rotor.

Le programme acoustique RSF a donc été validé et la nature précise des informations nécessaires pour que l'outil fournisse les bons résultats est désormais connue. La partie 2 est consacrée à la validation des méthodes RANS utilisées : le cas de l'interaction rotor-stator est étudié à un rayon représentatif, d'abord avec une méthode directe, puis avec une méthode indirecte. La partie 3 est consacrée au bruit du rotor.

Deuxième partie

Application au bruit des GMV



## Chapitre 5

# Bruit du stator, technique directe

Ce chapitre et les suivants présentent des utilisations de RSF sur des cas représentatifs de GMV VALEO. Trois techniques fournissant les fluctuations de charge sur les aubes sont présentées : la technique directe donne immédiatement accès aux sources, la technique indirecte nécessite l'emploi d'une fonction de transfert aérodynamique, et la semi-directe est une sorte d'intermédiaire entre les deux. Ces trois techniques sont appliquées au GMV de référence qui a été présenté au paragraphe 1.1.2. Celui-ci est muni d'une hélice à 9 pales équiréparties, et d'un support comportant 15 aubes de stator et 4 bras-support.

Dans un premier temps, l'objectif est de donner une méthode fiable et de démontrer sa pertinence. L'ambition n'est donc pas de calculer le bruit avec précision. Avec les simulations bidimensionnelles, on peut statuer des précautions à prendre avant de faire un calcul 3D. L'avantage est qu'un calcul 2D demande beaucoup moins d'efforts qu'un calcul 3D, il est ainsi possible d'effectuer beaucoup plus de simulations. Le cas choisi permet de plus une réduction très avantageuse du problème (paragraphe 5.1.4).

En faisant varier la taille du maillage, la répartition des mailles, le modèle de turbulence, les conditions aux limites, le pas de temps et le solveur, l'influence des paramètres de la simulation RANS sur le bruit calculé peut être évaluée. La précision finale du calcul acoustique peut aussi être appréciée. Cette étape bidimensionnelle constitue un préalable nécessaire à toute simulation tridimensionnelle. Les chapitres 5 et 6 sont donc consacrés à l'étude de ce système 2D, au rayon  $R = 130$  mm, tandis que l'étude 3D du système complet est reportée au chapitre 7. Pour simplifier encore l'étude préliminaire des chapitres 5 et 6, les bras-supports sont assimilés à des aubes : le système étudié possède donc finalement 9 pales de rotor et 19 aubes de stator, toutes équiréparties.

Ce chapitre utilise la technique directe, qui consiste à calculer les charges sur les aubes à chaque pas de temps. Les simulations sont non stationnaires, bidimensionnelles, et correspondent au défilement périodique des pales du rotor devant les aubes du stator. Dans le premier paragraphe, les simulations sont présentées. Les résultats aérodynamiques sont alors donnés, puis leur exploitation acoustique ; l'analyse est rassemblée en fin de chapitre.

## 5.1 Présentation des simulations

### 5.1.1 Aspect bidimensionnel

L'objectif est de connaître les effets acoustiques des interactions rotor-stator. La simulation donne accès aux fluctuations de charge sur le stator : celles-ci sont créées par le défilement périodique des sillages issus du bord de fuite du rotor, et le bruit résultant est appelé bruit d'interactions de sillage. La même simulation peut aussi donner accès aux fluctuations de charge sur le rotor. Celles-ci sont liées à la perturbation périodique de l'écoulement autour des pales, perturbation elle-même causée par la présence du stator dans le sillage des pales. Le bruit associé est nommé bruit d'interactions potentielles. Ce paragraphe est ciblé sur l'étude du bruit du stator, les interactions potentielles ne sont donc pas calculées.

Les simulations numériques réalisées tiennent compte seulement du rotor et du stator, mais pas des effets d'installation. Avec cette technique, en toute rigueur le bruit du stator n'est pas correctement calculé, puisque la déformée de l'écoulement en amont du rotor n'est pas prise en compte. Cependant, le phénomène d'interaction de sillages dépend uniquement du rotor et du stator. L'étude de leur interaction a donc un sens, par exemple dans le cadre d'une recherche d'optimum, ou encore pour la définition de préconisations destinées aux simulations aérodynamiques.

Le choix du rayon de calcul  $R = 130$  mm est lié à des mesures de vélocimétrie laser (Particle Image Velocimetry, PIV) qui avaient été menées à l'Institut Saint Louis (ISL) à ce même rayon [15, 16]. Celui-ci ne correspond pas exactement au rayon moyen de l'hélice, qui est de 120 mm. Or les calculs stationnaires de l'écoulement autour de l'hélice seule sont souvent effectués au rayon moyen. En conséquence, le calage du rotor change légèrement entre le rayon des simulations de ce chapitre et celui des simulations effectuées au rayon moyen, comme au chapitre 6 par exemple.

En principe, il n'est pas possible de déduire le bruit du stator complet directement à partir de ces simulations bidimensionnelles. D'une part, l'écoulement dépend du rayon considéré, il faudrait donc effectuer une simulation à plusieurs rayons, puis utiliser une interpolation pour trouver les sources aux rayons non calculés. D'autre part, les effets radiaux sont complètement ignorés avec cette approche, même si l'on effectue une simulation à chaque rayon. Cependant, d'une part, les phénomènes d'interaction sont de la même nature à tous les rayons, et d'autre part, les composantes radiales ne sont pas prédominantes dans la génération de bruit (chapitre 7). Les phénomènes simulés sont donc bien ceux générateurs de bruit, ce qui justifie l'étude bidimensionnelle. Le paragraphe 5.2.4 présente une solution palliative peu coûteuse pour évaluer le bruit total du stator à partir des seules données au rayon moyen.

### 5.1.2 Solveurs

Deux solveurs, présentés dans l'annexe E, ont été utilisés pour effectuer ces simulations : TASCflow et TURB'FLOW. Les paramètres de simulations ont été choisis identiques chaque fois que possible, avec une stratégie proche de celle de l'article présenté à l'ISUAAAT [63]. Cette comparaison sert de validation croisée des résultats et donne une idée de la sensibilité du calcul en fonction du solveur.

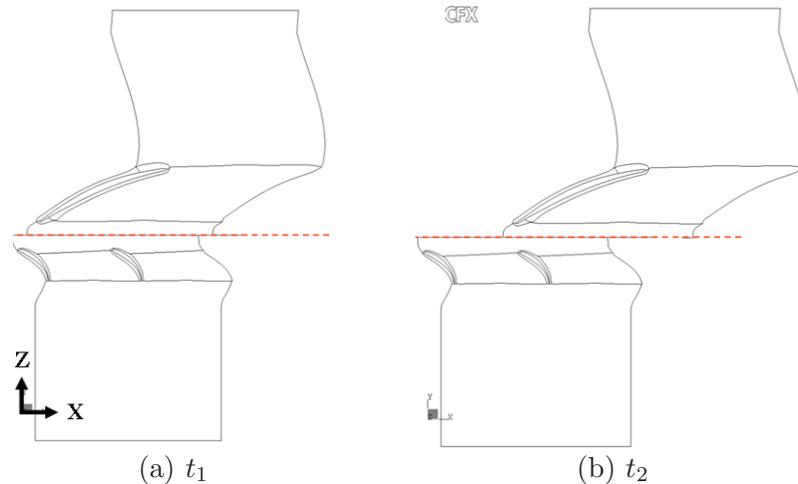
Les simulations réalisées avec TASCflow utilisent entre 18 et 256 pas de temps par période de passage de pale, ce qui correspond à un pas de temps compris environ entre  $1.5 \cdot 10^{-4}$  et  $1 \cdot 10^{-5}$  secondes. L'objectif est de démontrer l'indépendance du résultat au nombre de pas de temps considéré, pour les fréquences de bruit qui nous intéressent, avec un pas de temps le plus grand possible pour limiter le temps de calcul.

TASCflow est un solveur implicite (annexe E) ; à l'intérieur de chaque pas de temps, un certain nombre d'itérations sont nécessaires pour assurer la convergence. Une étude préliminaire a été menée sur plusieurs simulations, avec un nombre maximum de sous-itérations autorisées variant de 6 à 80. Avec 12 sous-itérations ou plus, le solveur oscille et le résultat ne s'améliore plus. Toujours pour limiter le temps de calcul, les simulations ont donc été effectuées avec 12 sous-pas de temps ; AEA en préconise au moins 4.

TURB'FLOW utilise un schéma d'Euler explicite à un sous-pas (annexe E). Par conséquent, il faut un pas de temps beaucoup plus petit qu'avec un solveur implicite comme TASCflow. Un des intérêts des méthodes implicites est en effet de permettre une convergence temporelle plus rapide que les solveurs explicites, la contrepartie étant que chaque itération temporelle nécessite plus de temps CPU. Le critère "CFL=1" défini par l'équation (E.15) en annexe doit suffire à la stabilité de la simulation ; par comparaison, l'utilisation d'un solveur implicite permet de choisir un CFL de 5 à 100, selon les cas [45], ce qui représente un gain en temps du même facteur. Les simulations présentées utilisent 250 000 itérations par cycle, ce qui correspond à un pas de temps d'environ  $10^{-8}$  secondes.

### 5.1.3 Principe d'une simulation rotor-stator

La simulation doit décrire le déplacement relatif du rotor par rapport au stator. Le maillage est construit en morceaux indépendants : le domaine correspondant au rotor est mobile, celui correspondant au stator est fixe. La frontière entre les deux domaines est l'interface rotor-stator, ou interface glissante. A chaque pas de temps (instants discrétisés), le domaine du rotor est déplacé dans le sens de rotation, comme sur la figure 5.1 ; les maillages à l'intérieur des deux domaines restent inchangés. En grille d'aubes, les conditions de périodicité font de l'interface glissante un domaine infini dans la direction  $\mathbf{e}_x$ .



**Fig. 5.1** – Déplacement du domaine du rotor relativement au domaine du stator : positions relatives à deux instants  $t_1$  et  $t_2$  ; l'interface glissante rotor-stator est représentée en pointillés

Deux interfaces rotor-stator ont été utilisées avec TASCflow : dans un premier temps, il n'était pas possible de mettre des domaines en mouvement relatif de translation. Un artifice a été utilisé, qui consiste à mettre les domaines plans en rotation autour d'un axe fixe, à un très grand rayon. Le rayon de courbure étant grand, la rotation est peu différente d'une translation (un rayon de  $R = 100$  m a été utilisé).

L'interface en translation, elle, correspond à un vrai comportement de grille d'aubes linéaire : les calculs suivants ont été réalisés avec cette technique. La comparaison des performances de chaque est proposée plus loin, au paragraphe 5.3.4. L'interface rotor-stator de TASCflow est généralisée, pleinement implicite, et l'interpolation se fait à l'ordre 1 (annexe E).

L'interface rotor-stator de TURB'FLOW est d'un type différent ; l'interpolation est cette fois d'ordre 2 grâce à l'utilisation de cellules fantômes [42], et son utilisation nécessite que les mailles soient coïncidentes au moins à un certain pas de temps (annexe E).

#### 5.1.4 Réduction du problème à l'interface : périodicité

Les simulations présentées dans ce chapitre correspondent toutes au même système rotor-stator. Celui-ci comporte  $B = 9$  pales de rotor et  $V = 19$  aubes de stator : on parle de système "9 : 19". Dans la partie acoustique de l'étude, on considère effectivement un système 9 : 19, car l'application acoustique prend un temps négligeable devant celui nécessaire à une simulation aérodynamique non stationnaire (1 minute vs. 1 semaine environ). Une configuration 9 : 18 est peu différente du point de vue de l'écoulement puisque le serrage reste presque le même. On peut donc faire une simulation 9 : 18 au lieu de 9 : 19. En deux dimensions, le calcul en grille d'aubes 9 : 18 doit être effectué avec des conditions périodiques aux bords ; on a alors 9 fois le

même arrangement 1 : 2, et on peut réduire le problème à la configuration 1 : 2 sans perte de généralité.

Ceci réduit de près de 90% la taille de la simulation CFD, qui peut donc être effectuée avec une précision supérieure pour un coût comparable : les sources acoustiques peuvent être déterminées avec plus de précision. La simulation CFD a alors une périodicité temporelle égale à la période de passage des pales,  $T_0/B$ , avec  $B$  est le nombre de pales et  $T_0$  la période de rotation. En conséquence, la transformation en série de Fourier fournit directement les harmoniques de charges  $f_\lambda$  d'ordre  $\lambda = mB$  : ce sont exactement les sources acoustiques dans l'équation (3.22). Le premier harmonique de charge calculé est donc la source associée au premier harmonique de bruit. Pour comparer, dans le cas étudié les harmoniques de charges responsables du premier harmonique de bruit du rotor sont principalement ceux d'ordre 7 à 11 (paragraphe 4.4) : il est beaucoup plus facile d'obtenir les sources situées sur le stator que celles situées sur le rotor dans le cas étudié, ce qui justifie le choix de calculer d'abord le bruit du stator.

La configuration 9 : 19 étudiée peut être comparée à celle 11 : 19 étudiée par Arnone et Pacciani dans [6]. L'auteur y compare la configuration bidimensionnelle 11 : 19 successivement à des configurations 1 : 2, 3 : 5, 4 : 7 et 7 : 12. On peut ordonner les résultats en fonction de l'erreur de pas angulaire commise. Si l'on compare à notre situation, l'erreur de pas angulaire entre la configuration 9 : 19 et celle calculée (1 : 2) est de  $(\frac{1}{2}/\frac{9}{19} - 1) = +5.6\%$ . Le tableau 5.1 dresse un bilan des erreurs de pas angulaire dans les deux cas.

Stator : Rotor Cas "Arnone"	Erreur de pas angulaire (%)	Rotor : Stator Cas VALEO	Erreur de pas angulaire (%)
1 : 2	-13.6%	1 : 2	+5.6%
3 : 5	+3.6%	9 : 19	0%
4 : 7	-1.3%		
7 : 12	+0.76%		
11 : 19	0%		

TAB. 5.1 – Comparaison des réductions de périodicité de l'article de Arnone et Pacciani [6] avec celle utilisée dans ce mémoire

En première approximation on peut considérer que l'erreur commise est de l'ordre de celle commise sur la configuration 3 : 5 de [6]. On se reporte alors aux résultats fréquentiels du même article ; les tendances fréquentielles sont correctement restituées, et les niveaux prévus sont environ 20% plus faibles, ce qui est acceptable grâce à l'échelle logarithmique utilisée en acoustique.

Toutes les simulations ont donc été réalisées avec une configuration 1 : 2. Une simulation 9 : 19 a cependant été réalisée, pour vérifier la validité de cette hypothèse dans notre cas qui est légèrement différent de celui de Arnone et Pacciani, par exemple en termes de nombre de

Reynolds. Elle est décrite dans la partie consacrée à la topologie.

### 5.1.5 Conditions aux limites

Les premières simulations ont été menées avec une vitesse de rotation  $\bar{\Omega}$  de 2550 tr/min, les suivantes avec  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min. L'influence de petits changements de la vitesse de rotation est donc accessible.

La condition à l'entrée du domaine de calcul est un vecteur vitesse uniforme. Le triangle de vitesses est déterminé par le point de fonctionnement  $(\Delta P, Q)$ . La vitesse débitante  $V = -8,15$  m/s est obtenue en divisant le débit  $Q = 2400$  m<sup>3</sup>/h par la surface active  $\pi \cdot (R_M^2 - R_m^2)$ , avec  $R_M = 182$  mm le rayon en tête de pale et  $R_m = 70$  mm le rayon en pied de pale. La vitesse de rotation est directement déterminée par le rayon :  $U = R\Omega$  ; or  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min équivaut à  $\Omega = 261,8$  rad/s, et comme le rayon vaut  $R = 130$  mm on obtient  $U = 34,0$  m/s. Pour  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min, on trouve  $U = 31,4$  m/s.

Une pression moyenne égale à 0 Pa est imposée sur la face de sortie ; la moyenne est réalisée sur l'ensemble de la face de sortie. Dans le cas de TASCflow, cette pression de sortie est fixée à une constante près puisque ce code est utilisé en incompressible.

Sur les bords du domaine (à gauche et à droite sur la figure 5.2 a), une condition de périodicité est imposée. Sa nature dépend de la génération du maillage, des détails sont donnés dans le paragraphe suivant.

Sur les bords de la tranche dans la direction de l'envergure (normale au plan de la figure 5.2 a), une condition de glissement est imposée (symétrie). Les aubes statoriques sont assimilées à des parois adhérentes adiabatiques en lesquelles le flux de chaleur et la vitesse sont nuls. De même pour les pales du rotor sauf que la vitesse est nulle dans le repère de la pale.

### 5.1.6 Trois générations de maillages

Les deux premières générations de maillages, appelées Maillage de Génération 1 (MG1) et Maillage de Génération 2 (MG2), ont des topologies droites de type fronts de grilles. Sur la figure 5.2 qui représente les topologies, les traits de constructions ont été laissés afin de visualiser la structure du maillage. Avec la troisième génération de maillages (MG3), la topologie suit les sillages issus de la pale du rotor ainsi que ceux issus des aubes du stator. Ceci permet l'utilisation de mailles orientées dans le sens de l'écoulement autour des pales et des aubes, en particulier près de l'interface périodique : la résolution est ainsi améliorée. De plus, les sillages ne traversent plus l'interface périodique avec cette nouvelle topologie ; le paragraphe 5.3.2 présente les avantages de cette nouvelle caractéristique du maillage.

Le fait d'imposer une pression constante sur la face de sortie est incompatible avec le caractère

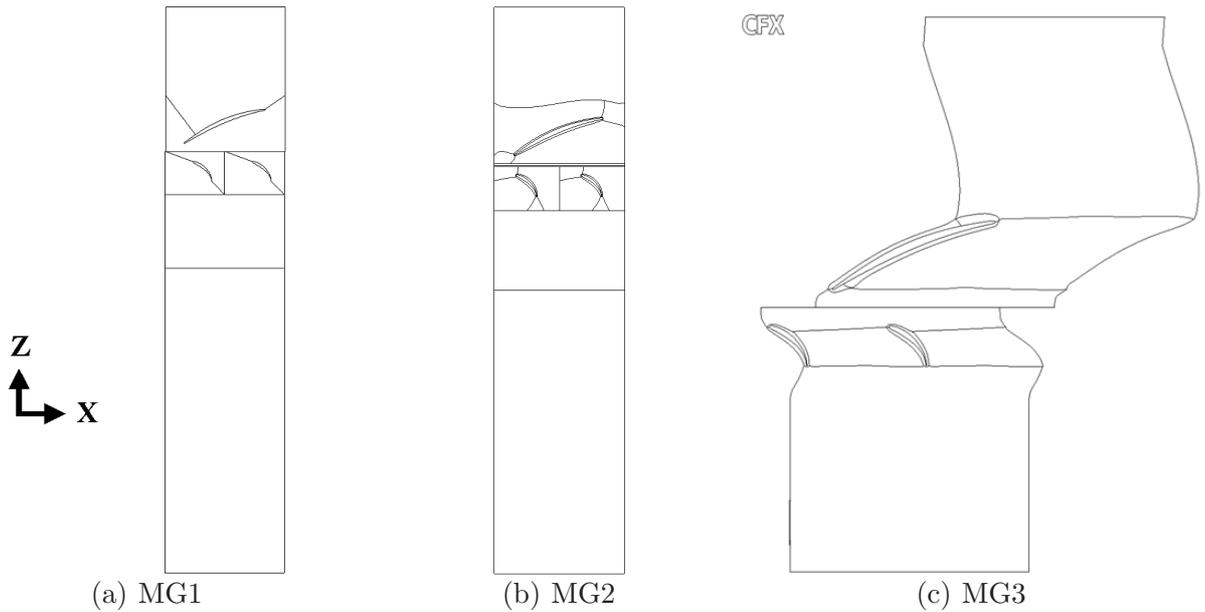


Fig. 5.2 – Trois générations de topologies

fluctuant des sillages issus du stator : si les sillages se propagent jusqu'à elle, les fluctuations sont réfléchies, comme cela a été démontré dans [11]. Pour éviter ce phénomène, un domaine supplémentaire est ajouté en aval de la face de sortie sur les maillages MG1 et MG2. Les gradients de densité de mailles  $y$  sont grands afin que les sillages soient fortement atténués : le domaine ajouté agit comme une éponge qui absorbe les sillages [14].

Lors de la conception de MG3, ce phénomène a été pris en compte : les gradients de densité de mailles sont forts dès le bord de fuite du stator. L'effet d'éponge est alors plus progressif, et le domaine de sortie n'a plus besoin d'être grand pour que les fluctuations soient faibles lorsqu'elles atteignent la face de sortie [63]. On vérifie sur le domaine de sortie que les écarts par rapport à la pression imposée (0 Pa) sont inférieurs à 2 Pa. Cette quantité est largement inférieure aux fluctuations observées sur les aubes de stator, qui sont de l'ordre de 40 Pa. On peut donc négliger ces variations devant les phénomènes principaux : le domaine de sortie n'a pas à être rallongé.

Le maillage MG1 a été généré avec Mulcad (figure 5.3). Les interfaces périodiques sont généralisées, ce qui signifie que le calcul des différents flux de part et d'autre des interfaces nécessite une interpolation. L'interface généralisée porte le nom de Generalized Grid Interface (GGI). La densité de mailles a été réduite au maximum tout en conservant une définition précise des sillages. Sur la première maille près des parois (pales ou aubes),  $y^+$  est de l'ordre de 30 : le maillage est adapté aux lois de paroi avec un modèle de fermeture  $k - \varepsilon$ . Une présentation générale des modèles de turbulence est proposée en annexe E.

Le maillage MG2 a lui été réalisé avec Gridgen. Il est plus raffiné : on vérifie  $y^+ \approx 1$  sur la première maille près des parois, ce qui justifie l'emploi de modèles bas-Reynolds. Les deux

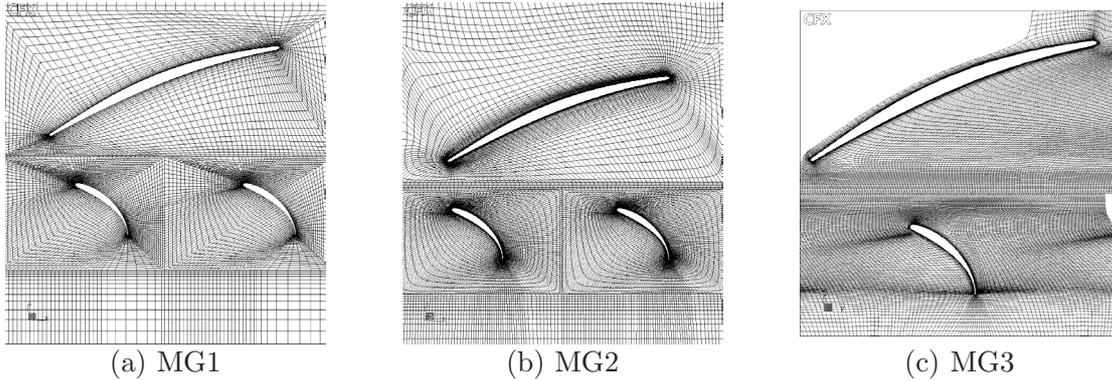


Fig. 5.3 – Trois générations de maillages

modèles utilisés sont  $k - \omega$  et SST. Les mailles, cette fois, sont coïncidentes aux interfaces périodiques. Ceci permet d'utiliser le solveur TURB'FLOW ; de plus, à cause de l'interpolation, les interfaces généralisées diffusent les informations : les sillages qui les traversent sont lissés, alors que le problème ne se pose pas avec une interface coïncidente 1 – 1. De part et d'autre de l'interface rotor-stator, la distribution de mailles est uniforme, et les mailles sont presque carrées, pour éviter que l'interface ne dissipe trop les sillages.

La troisième génération de maillages (MG3) est inspirée des résultats publiés à l'ISUAAAT [63] et suit les préconisations sur les répartitions de mailles des calculs stationnaires, afin que les sillages issus du rotor ne soient pas trop dissipés. Le maillage a également été généré avec Gridgen selon une procédure décrite dans [8]. Un raffinement derrière le bord de fuite des pales du rotor est nécessaire pour que les sillages ne soient pas dissipés numériquement. Le maillage est adapté à l'utilisation des modèles bas-Reynolds tels que  $k - \omega$  et SST. La distribution spatiale des mailles est uniforme à l'interface rotor-stator, et le nombre de points à cette interface respecte un critère de Nyquist (énoncé au paragraphe 4.2.2).

Dans le cas étudié, on considère en pratique qu'il faut au moins 10 points par longueur d'onde étudiée dans le sillage ( $k = 10$  dans la relation du paragraphe 4.2.2). Ainsi la plus grande part des informations traverse l'interface sans atténuation, et les résultats sont de meilleure qualité. Chaque composante de Fourier du signal de vitesse, dans un sillage d'une pale de rotor, correspond à un harmonique de charge sur le stator : la restitution correcte des sillages du rotor est par conséquent très importante. Les comparaisons sur le nombre de points à l'interface sont présentées dans le tableau 5.3, avec les temps de calculs associés à chaque type de maillage.

Trois distances rotor-stator ont été utilisées sur le maillage MG3 [8]. Les trois distances rotor-stator  $d_{RS}$  étudiées sont celle de référence avec 14 mm (MG3, entrefer large), une distance intermédiaire de 9.2 mm (MG3m, entrefer moyen), et une distance courte de 5.3 mm (MG3f, entrefer fin). La corde axiale vaut 26 mm, ce qui donne des valeurs du rapport  $d_{RS}/c$  respectivement de 54%, 35% et 20%. Deux publications [63, 89] permettent de justifier le choix de la topologie et du maillage ; la démarche suivie est reprise dans les paragraphes qui suivent.

Une simulation a été effectuée avec un maillage dérivé de MG3f (entrefer faible), mais deux fois plus dense dans chaque direction. Ce cas est baptisé “MG4f” bien qu’on ne puisse pas vraiment parler d’évolution de génération de maillage, puisque les mailles obtenues sont trop petites près de la paroi ( $y^+$  atteint parfois 0.5). L’idéal aurait été de construire un maillage entièrement nouveau, qui respecte la condition  $y^+ = 1$  sur la première maille, avec des sauts de mailles les plus petits possibles et en soignant les angles des mailles : cette étude n’a pas été menée. On considère que l’on a indépendance du résultat vis-à-vis du maillage si les résultats obtenus avec MG3f et MG4f sont identiques.

Pour comparer la configuration 1 : 2 à celle 9 : 19, il est indispensable de réaliser une simulation complète 9 : 19. Le maillage correspondant a été obtenu à partir de la MG3 (entrefer large). Le canal inter-aubes du stator a été remaillé quasiment à l’identique, avec un serrage correspondant non plus à la configuration 9 : 18 (ou 1 : 2) mais à la configuration réelle 9 : 19. Il a ensuite été dupliqué 19 fois (au lieu de 2 précédemment). La partie rotor du maillage n’a pas été modifiée, elle a seulement été dupliquée 9 fois. La simulation a été menée avec le modèle de turbulence SST.

Une autre simulation 9 : 19 a été effectuée, sur un autre maillage. Les résultats stationnaires sont satisfaisants [11], mais la simulation non stationnaire diverge, vraisemblablement parce que le maillage est trop lâche, en particulier à l’interface rotor-stator. Les simulations rotor-stator non stationnaires nécessitent une bonne qualité de maillage sous peine de conduire à une mauvaise restitution des phénomènes physiques.

Le tableau 5.2 présente les maillages utilisés dans les principales simulations, ainsi que la plupart des caractéristiques de ce maillage. Le nombre de nœuds indiqué correspond au nombre de nœuds dans un plan de calcul. En réalité, la version utilisée de TASCflow (2.11) nécessite au moins trois mailles dans le sens de l’envergure, il y a par conséquent trois fois plus de mailles sur le maillage réel que ce qui est indiqué ici. La finesse des mailles près des parois est représentée par les valeurs minimale et maximale de  $y^+$  près des parois des aubes du stator.

Nom	Topologie	Périodicité	Entrefer	Mailleur	Taille	$y^+$
MG1	droite 1 : 2	GGI	large	Mulcad	15 296	15-17
MG2	droite 1- : 2	1 - 1	large	Gridgen	28 248	1.8-1.0
MG3	courbe 1 : 2	1 - 1	large	Gridgen	40 749	1.8-1.0
MG3m	courbe 1 : 2	1 - 1	moyen	Gridgen	37 917	1.8-1.0
MG3f	courbe 1 : 2	1 - 1	faible	Gridgen	35 085	1.8-1.0
MG4f	courbe 1 : 2	1 - 1	faible	Gridgen	136 618	0.9-0.5
9-19	courbe 9 : 19	1 - 1	large	Gridgen	364 719	1.8-1.0

TAB. 5.2 – Noms des principaux maillages utilisés dans les simulations rotor-stator et caractéristiques associées : type de topologie, interface périodique, taille de l’entrefer, mailleur utilisé, nombre de mailles dans un plan, extrema des  $y^+$  sur les premières mailles aux parois du stator

### 5.1.7 Besoins numériques du calcul

La convergence vers un régime périodique établi n'est pas assurée dès la première période de calcul effectuée : il faut initialiser la simulation par une étape transitoire correspondant à environ 7 périodes de passages de pales. Les techniques de contrôle de la convergence sont présentées au paragraphe 5.2.1. Si les paramètres de simulation changent, par exemple le modèle de turbulence, il faut refaire plusieurs périodes de passage de pale avant que le résultat ne soit de nouveau cyclique.

Le temps CPU indicatif du tableau 5.3 est donné par pas de temps, avec 12 sous-itérations maximum par pas de temps, sur une machine SGI-Octane monoprocesseur R12000 cadencée à 300 MHz, sans utilisation de mémoire virtuelle, et en simple précision. Le temps de calcul associé à la simulation complète doit être multiplié par le nombre de périodes (environ 7) et par le nombre de pas de temps par période (64 minimum). Ainsi le temps de référence pour une simulation sur un maillage MG1 est d'environ 36 heures ; pour le maillage 9 : 19 le temps de référence est d'environ 1300 heures (54 jours). Pour le maillage MG3 ordinaire (1 : 2), le temps de référence en 2D est d'environ 156 heures (6 jours et demi). En supposant que les temps de calcul sont environ linéaires avec la taille du problème, pour une simulation 3D (toujours 1 : 2) et environ 30 mailles dans le sens de l'envergure, on obtient un temps approximatif de 195 jours (6 mois et demi).

La correspondance entre les temps d'exécution des différentes machines est présentée dans le tableau 5.4. La mémoire RAM nécessaire est pratiquement proportionnelle à la taille du maillage (en nombre de nœuds) ; cependant, les interfaces généralisées nécessitent plus de mémoire. Elle est donnée pour la version 2.11 de TASCflowcompilée pour SGI (64 bits).

Maillage	MG1	MG2	MG3	MG4f	9 : 19 MG3
Nombre de points à l'interface devant un passage rotor	75	87	160	320	160
Nombre de points total sur une tranche 2D	15296	28248	40749	136618	364719
Temps CPU indicatif	250 s	500 s	1100 s	4000 s	9000 s
Mémoire RAM nécessaire	63 Mo	126 Mo	154 Mo	722 Mo	1.45 Go

TAB. 5.3 – Données sur les maillages en fonction de leur génération

Les simulations sont résumées dans le tableau 5.5. Les noms des notations correspondent à une nomenclature utilisée par souci de commodité. Les noms se présentent sous la forme suivante :  $mgn\bar{\Omega}_{interface\_nbt\_turb\_}(919)$ . Dans cette notation,  $mgN$  désigne la génération de maillage (MG1, MG2, MG3, MG3f, MG4f) ;  $\bar{\Omega}$  correspond à la vitesse de rotation en tours par minute ;  $rot$  ou  $trans$  désigne le type d'interface, en rotation ou en translation. Enfin,  $nbt$  indique le nombre de pas de temps par période de passage de pale. Ainsi,  $mg3\_2500\_trans\_64\_sst$

Machine utilisée pour le calcul	CPU relatif
Eros : SGI Octane R12000 cadencé à 300MHz ; RAM 1.3Go	1
Chronos : SGI Octane R10000 cadencé à 200MHz ; RAM 750Mo	0.7
Mesh : SGI Indigo2 R10000 cadencé à 200MHz ; RAM 512Mo	0.64
Hercule : PC sous Windows cadencé à 1.7GHz ; RAM 2Go	2
Parrallel : Eros+Chronos+Mesh+Mesh en parrallèle	2.2

TAB. 5.4 – Temps CPU relatif, divisé par celui sur Eros : indications relatives à la machine utilisée

correspond à un calcul effectué sur le maillage MG3, à la vitesse de rotation  $\bar{\Omega}$  de 2500 tr/min ; l'interface rotor-stator est une interface en translation, le pas de temps correspond à 64 pas par période de passage de pale et le modèle de turbulence utilisé est le modèle SST. Les simulations utilisant le modèle  $k-\varepsilon$  sont effectuées avec un modèle de lois de parois. Les simulations utilisant le modèle  $k-\omega$  et effectuées avec TASCflow utilisent le limiteur de  $P_k$  de Menter (annexe E).

Nom	Topologie	Interface	Code	Turbulence	$\bar{\Omega}$	$nbt$
mg1_2550_rot_18_ke	MG1	rotation	TASCflow	$k-\varepsilon$	2550	18
mg1_2550_rot_64_ke	MG1	rotation	TASCflow	$k-\varepsilon$	2550	64
mg1_2550_rot_128_ke	MG1	rotation	TASCflow	$k-\varepsilon$	2550	128
mg1_2550_rot_256_ke	MG1	rotation	TASCflow	$k-\varepsilon$	2550	256
mg1_2550_trans_64_ke	MG1	translation	TASCflow	$k-\varepsilon$	2550	64
mg2_2550_rot_32_kw	MG2	rotation	TASCflow	$k-\omega$	2550	32
mg2_2550_rot_64_kw	MG2	rotation	TASCflow	$k-\omega$	2550	64
mg2_2550_rot_128_kw	MG2	rotation	TASCflow	$k-\omega$	2550	128
mg2_2550_trans_64_kw	MG2	translation	TASCflow	$k-\omega$	2550	64
mg2_2500_trans_64_kw	MG2	translation	TASCflow	$k-\omega$	2500	64
mg2_2500_trans_64_sst	MG2	translation	TASCflow	SST	2500	64
mg2trans2500_64	MG2	translation	TASCflow	$k-\omega$	2500	64
mg3_2500_turbflow_kw	MG3	translation	TURB'FLOW	$k-\omega$	2500	(*)
mg3m_2500_turbflow_kw	MG3m	translation	TURB'FLOW	$k-\omega$	2500	(*)
mg3f_2500_turbflow_kw	MG3f	translation	TURB'FLOW	$k-\omega$	2500	(*)
mg3f_2550_rot_64_kw	MG3	rotation	TASCflow	$k-\omega$	2500	64
mg3f_2550_rot_128_kw	MG3	rotation	TASCflow	$k-\omega$	2500	128
mg3f_2550_rot_256_kw	MG3	rotation	TASCflow	$k-\omega$	2500	256
mg4f_2550_rot_64_kw	MG4	rotation	TASCflow	$k-\omega$	2550	64
mg3_2500_trans_64_sst	MG3	translation	TASCflow	SST	2500	64
mg3_2500_trans_64_sst_919	9 – 19	translation	TASCflow	SST	2500	64

TAB. 5.5 – Inventaire des simulations rotor-stator effectuées ; les maillages sont décrits dans le tableau 5.2 ; (\*) : 250 000 pas par période (schéma explicite)

## 5.2 Technique d'exploitation des simulations

Ce paragraphe est une présentation de la méthode qui consiste, à partir des simulations aérodynamiques, à calculer la pression sur les aubes de stator, pour en déduire le bruit rayonné par celui-ci. L'analyse des résultats est reportée au paragraphe 5.3, en même temps que la comparaison des effets des différents paramètres de simulation.

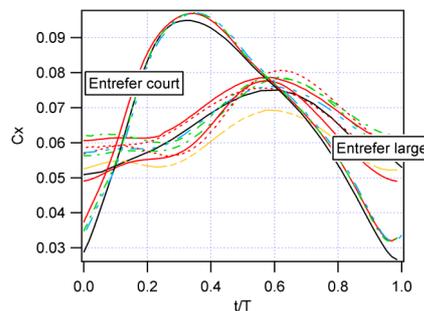
### 5.2.1 Utilisation des résultats temporels

Au moment du dépouillement, avant de comparer les résultats, il faut corriger les origines temporelles : en effet la position relative de l'aube de stator de référence (par exemple celle de gauche) par rapport à la pale de rotor est différente d'un maillage à l'autre.

Les coefficients intégraux  $C_X$  et  $C_Y$  sont les projections, respectivement sur l'axe principal de l'écoulement ( $\mathbf{e}_z$ ) et sur la direction de rotation ( $\mathbf{e}_\theta$ ), de l'effort intégré sur toute la corde (intradors plus extradors). On a donc une valeur par pas de temps pour le profil entier :  $C_X(t)$  et  $C_Y(t)$ . Les  $C_X(t)$  de toutes les simulations sont présentés sur la figure 5.4. Les informations sont redondantes avec celles des hodographes présentés ci-après ; cependant la visualisation est différente avec cette représentation. Les coefficients sont adimensionnalisés par la pression dynamique, calculée de la façon suivante :

$$P_{dyn} = \frac{1}{2} \rho W^2 \quad (5.1)$$

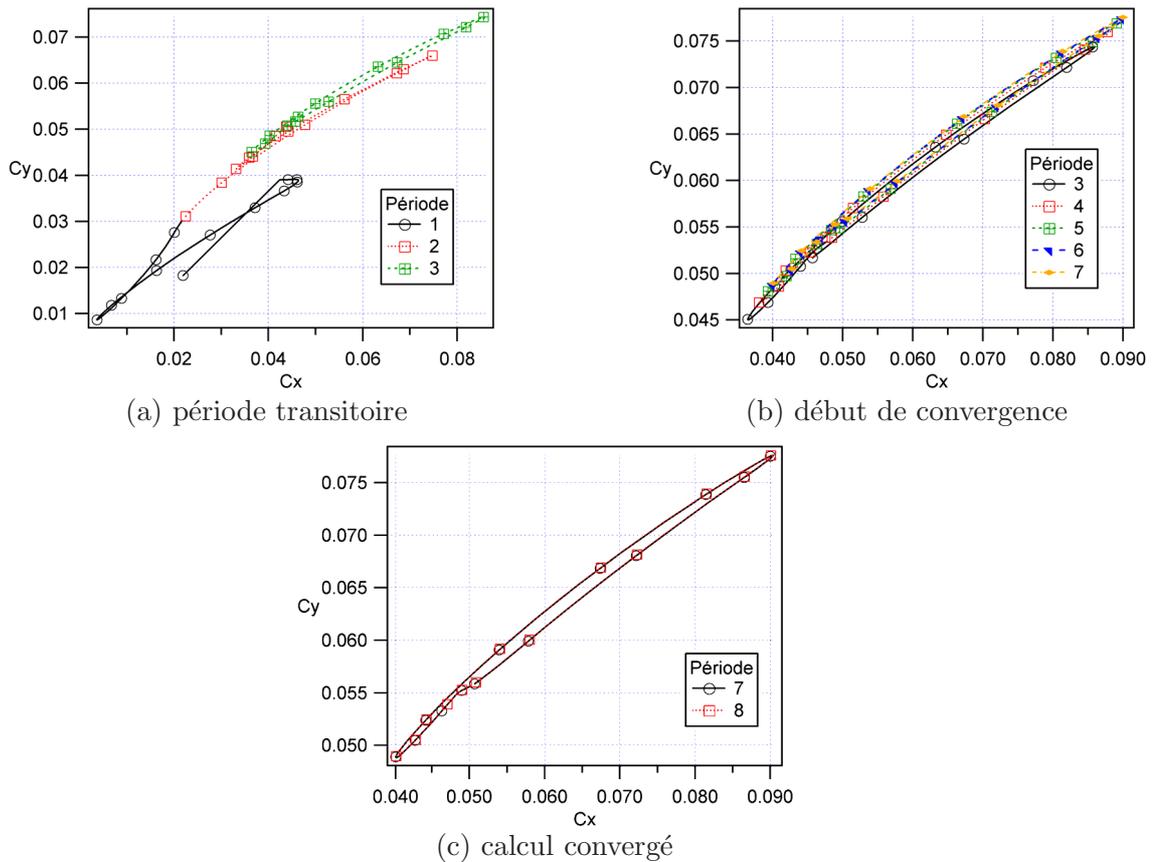
avec  $W$  la vitesse relative en amont du rotor. Par exemple, dans le cas de référence, pour  $N = 2500$  tr/min et  $Q = 2400$  m<sup>3</sup>/h on trouve  $P_{dyn} = 715$  Pa.



**Fig. 5.4** – Calculs rotor-stator : représentation de  $C_x$  en fonction du temps, pour les différents calculs entrefer large ou court. On constate que l'enveloppe de ces courbes est assez large

On peut vérifier la convergence d'une simulation non stationnaire en superposant l'ellipse de convergence ou hodographe  $(C_X, C_Y)(t)$  de la dernière période calculée,  $t \in [t_1, t_1 + T]$ , avec

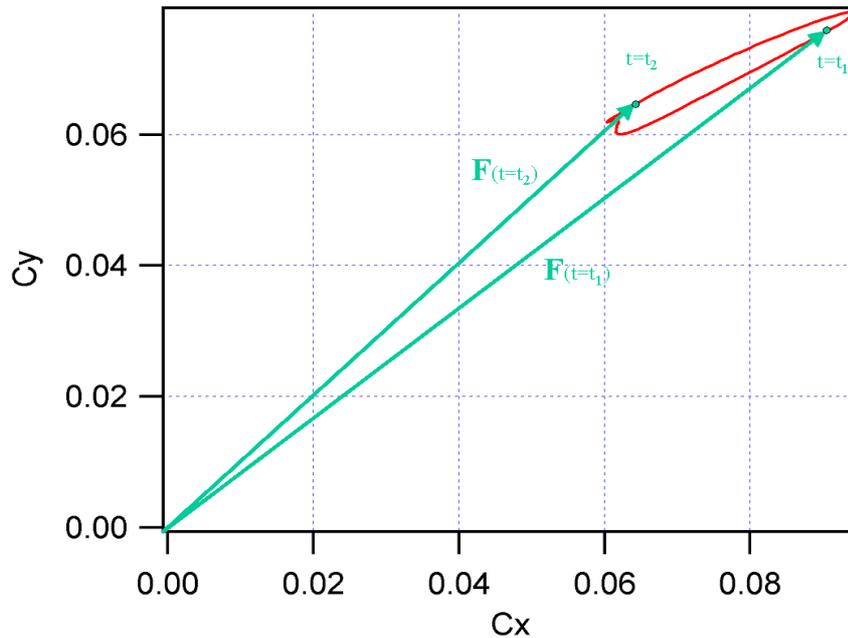
celle de l'avant dernière période calculée,  $t \in [t_1 - T, t_1]$ . Elles doivent être confondues. De cette façon, on peut aussi apprécier le décalage entre deux simulations effectuées dans des conditions de calcul différentes. Après 7 périodes environ, le calcul est convergé, comme on le constate sur l'exemple de la figure 5.5, associée à la simulation `mg3_2500_trans_64_sst`. Le début de la convergence (a) est marqué par une phase de transition assez courte ; après 2 périodes environ l'allure générale de l'hodographe est bonne. Les 5 périodes suivantes (b) oscillent autour de la bonne solution ; lorsqu'on compare les résultats obtenus à la période 7 et ceux de la période 8 on ne constate aucune différence (c) : on dit alors que la simulation est convergée.



**Fig. 5.5** – Convergence d'une simulation rotor-stator non-stationnaire typique

Les hodographes permettent aussi d'apprécier les variations temporelles de l'effort exercé à chaque instant ; en effet, la force appliquée sur le profil est la somme vectorielle de  $C_X$  et de  $C_Y$ . Parcourir l'ellipse revient à incrémenter le temps, et à chaque pas de temps, le segment reliant l'origine au point de coordonnées  $(C_X, C_Y)$  correspond au vecteur force instantané (figure 5.6) : l'ellipse donne une idée de la variation de ce vecteur dans le temps. Dans le cas d'un calcul acoustique compact, la variation de ce vecteur correspond exactement à la source acoustique.

Les coefficients de pression ne sont pas présentés sous la forme adimensionnalisée classique. En effet, la pression appliquée correspond exactement aux sources acoustiques, il est donc plus intéressant de représenter cette quantité. Le  $C_p$  classique, lui, est un coefficient adimensionnalisé



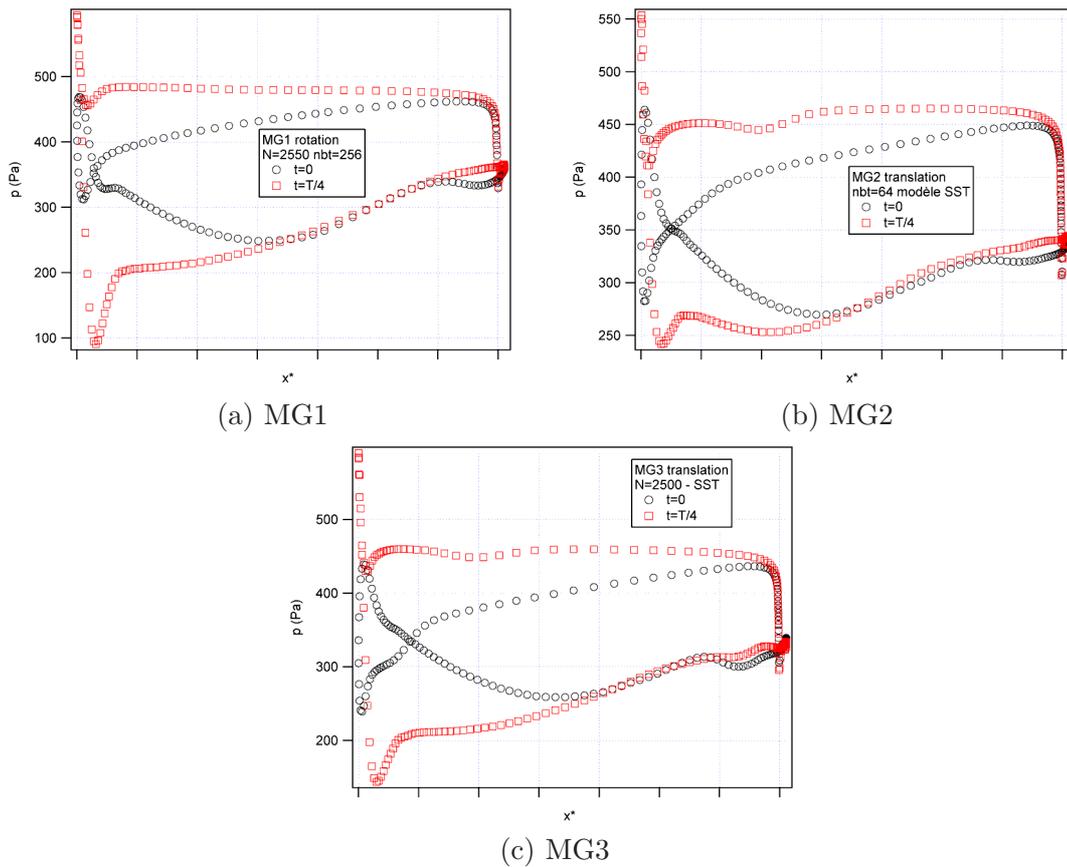
**Fig. 5.6** – *Calculs rotor-stator : signification d'un tracé d'hodographe : chaque point de la courbe correspond à un pas de temps, et l'effort appliqué à cet instant est exactement représenté par le vecteur allant de l'origine à ce point*

par la pression dynamique : il est utile pour comparer aérodynamiquement deux configurations à des points de fonctionnement différents. Cependant, lorsque les simulations à comparer ont été effectuées au même point de fonctionnement, la pression dynamique qui sert à adimensionnaliser les  $C_p$  est identique d'une simulation à l'autre : il revient alors au même, dans ce cas, de comparer les coefficients adimensionnalisés ou la pression elle-même. Il n'est donc pas nécessaire de représenter le  $C_p$  en plus de la pression.

C'est donc la pression le long de la corde qui est présentée dans le paragraphe 5.3. La distribution de pression, représentée sur la figure 5.7 à deux instants différents et pour trois simulations de référence, rend compte de la non stationnarité des phénomènes mis en jeu. Les trois simulations retenues pour servir d'exemples sont caractéristiques de l'ensemble des simulations de ce mémoire. Il s'agit des simulations nommées `mg1_2550_rot_256_ke`, `mg2_2500_trans_64_sst` et `mg3_2500_trans_64_sst`.

## 5.2.2 Maillage acoustique

Une fois connues les sources acoustiques, la formule (3.22) mène au rayonnement acoustique de chaque élément d'aube de stator. Cette dernière étape nécessite une description géométrique de l'aube, pour connaître la surface de chaque élément et les angles  $\gamma$  et  $\gamma_r$  associés, ce qui constituera le maillage acoustique. Ce paragraphe décrit une procédure possible pour calculer ces valeurs et construire ainsi le maillage acoustique.



**Fig. 5.7** – Pression sur l’aube de stator : influence de l’instant considéré sur trois calculs. Les données concernant  $t = 0$  apparaissent aussi sur d’autres graphes, elles sont répétées ici pour plus de clarté dans la comparaison avec celles à  $t = T/4$

Pour fabriquer le maillage acoustique, c’est systématiquement le maillage qui a servi dans la simulation aérodynamique associée au cas étudié (MG $i$ ) qui est utilisé. Il est réécrit sous un format universel de la façon suivante. On définit une abscisse curviligne qui décrit le profil bidimensionnel en partant du Bord d’Attaque, puis parcourt l’extrados jusqu’au Bord de Fuite, avant de revenir au Bord d’Attaque par l’intrados. Le profil est donc décrit des deux côtés, on ne néglige pas l’épaisseur dans l’approche. La pression est évaluée à chaque instant discrétisé en chaque point de ce parcours : on ne fait ni l’hypothèse de compacité en corde, ni celle de compacité en épaisseur pour le profil. L’indice de parcours des éléments de ce maillage est “ $pt$ ”, l’abscisse curviligne est  $s$ .

Une envergure arbitraire de 1 mm a été attribuée au maillage 2D ; les aires  $da$  des éléments  $pt$  sont donc obtenues de la façon suivante :  $da(pt) = s(pt) \times 1$  mm. Les définitions de  $\Phi$ ,  $\gamma$  et  $\gamma_r$  ont été données dans le paragraphe 3.2.1, formule (3.10). Par définition,  $\gamma_r$  est identiquement nul en 2D :  $\gamma_r = 0$ .

Les simulations effectuées avec TASCflow utilisent un repère “CFD”, noté  $(X, Y, Z)$ . Par opposition,  $(x, y, z)$  désigne le repère “acoustique” à partir duquel on a obtenu les formules

définissant les angles ou donnant le bruit. Dans le cas de la figure 5.2(a) par exemple, on note que l'écoulement se fait dans le sens de  $-e_Z$ , donc  $z = Z$ . On remarque aussi que  $\bar{\Omega} < 0$ ; comme à  $t = 0$  on a  $e_\theta = e_y$ , on en conclut que  $y = -X$ . Enfin,  $e_Y = e_Z \wedge e_X = +e_x$  et l'on a finalement les équivalences suivantes :  $(x, y, z) = (Y, -X, Z)$ . L'équation (3.10) devient alors :

$$\begin{aligned}\Phi &= \arctan \frac{y}{x} &= -\arctan \frac{X}{Y} \\ \gamma &= \arctan \left( \frac{-n_x \sin \Phi + n_y \cos \Phi}{n_z} \right) &= -\arctan \left( \frac{n_Y \sin \Phi + n_X \cos \Phi}{n_Z} \right)\end{aligned}$$

avec  $\mathbf{n}$  le vecteur normal à l'élément d'aube considéré,  $(n_x, n_y, n_z)$  ses coordonnées dans le repère  $(x, y, z)$  et  $(n_X, n_Y, n_Z)$  ses coordonnées dans le repère  $(X, Y, Z)$ .

### 5.2.3 Harmoniques de charge

Maintenant que le maillage acoustique est construit, il reste à affecter des sources à chaque point de ce maillage. Ce paragraphe présente une possibilité pour le faire.

Le calcul du bruit rayonné par le stator est basé sur des simulations de type 1 : 2. La période est donc la Période de Passage d'une Pale PPP ; elle est  $B = 9$  fois plus petite que la période de rotation de l'hélice, les fréquences calculées sont des harmoniques de la fréquence de passage des pales (Blade Passing Frequency and Harmonics BPFH en anglais).

Cela signifie que l'on obtient les harmoniques de charges (Blade Loading Harmonics BLH en anglais)  $f_{mB} \forall m$  directement par transformation en série de Fourier du signal temporel. La formule (3.22) indique que ce sont ces mêmes fréquences qui apparaissent dans le calcul du bruit. L'utilisation de la transformation en série de Fourier a été écrite dans un chapitre précédent, équation (3.3). Sous la forme discrète avec  $nbt$  pas de temps espacés de  $dt$  ( $T = nbt \cdot dt$ ), elle s'écrit :

$$\begin{aligned}\tilde{f}(x^*, \omega) &= \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} f_\lambda(x^*) \times \delta(\lambda\Omega - \omega) \\ f_\lambda(x^*) &= \frac{1}{nbt} \sum_{k=1}^{nbt} f(x^*, k \cdot dt) \times e^{i\omega k \cdot dt} \\ \text{où } \omega &= \frac{2\pi\lambda t}{nbt} \quad \text{et} \quad T = nbt \times dt\end{aligned} \tag{5.2}$$

Dans cette formule,  $\Omega$  est la vitesse de rotation et  $\omega$  la pulsation étudiée;  $\lambda$  est l'ordre de l'harmonique correspondant.  $nbt$  désigne le nombre de pas de temps par période,  $T$  la période du phénomène (passage de pales).  $x^*$  est l'abscisse curviligne décrivant la corde développée, qui est définie ci-dessous.

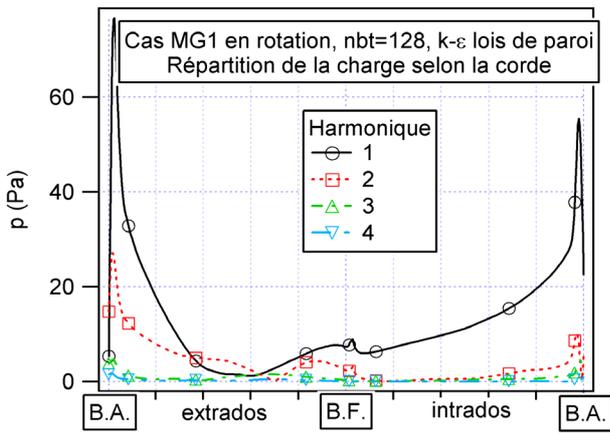
Les résultats aérodynamiques présentés plus haut prennent avec cette opération un aspect différent. L'examen des résultats en harmoniques de Fourier est en effet mieux adapté à l'approche fréquentielle choisie. Ce sont eux qu'il faut comparer pour savoir si des différences entre deux signaux temporels peuvent avoir une influence acoustique.

Les harmoniques de charges sont représentés d'une façon inspirée par les travaux de Sears. Le chapitre 6 est consacré à la méthode indirecte ; on y présente une loi analytique de répartition de l'amplitude des harmoniques de charges le long de la corde, du bord d'attaque au bord de fuite. Cette répartition est systématiquement comparée avec celle calculée, pour chaque harmonique. Des détails sont donnés dans le paragraphe 6.1.2 ; pour l'instant seule la comparaison des harmoniques de charge le long de l'aube de stator nous intéresse. La technique de présentation des résultats est la suivante :

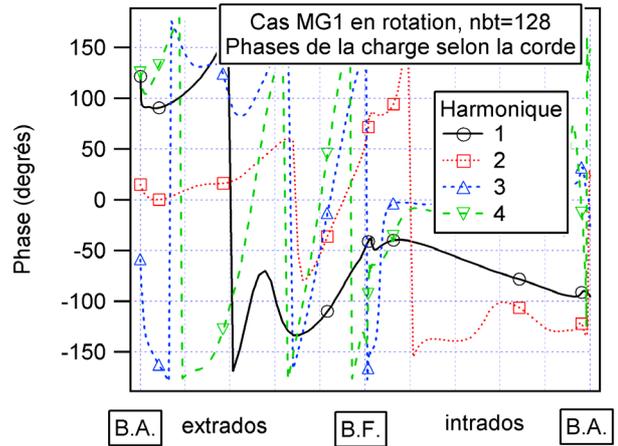
- on développe la ligne constituée par l'extrados d'une part (Bord d'Attaque BA - extrados - Bord de Fuite BF), et celle constituée par l'intrados d'autre part (BF-intrados-BA) ;
- on définit, pour l'extrados d'une part et pour l'intrados d'autre part, l'abscisse curviligne  $x^*$ , avec  $x^* = -1$  au Bord d'Attaque et  $x^* = 1$  au Bord de Fuite ;
- on représente le long de cette ligne les modules et phases des harmoniques de l'effort appliqué à chaque élément  $f_\lambda(x^*)$ , adimensionnalisé par la surface (donc homogène à une pression en Pascals)

Les résultats sont présentés sur la figure 5.8 pour les trois principaux types de calculs : un exemple sur MG1, un sur MG2 et un sur MG3. Dans chaque cas, on a choisi la simulation ayant la meilleure qualité ; la justification de ces choix nécessite les résultats du paragraphe 5.3. Le calcul choisi pour caractériser MG1 est celui nommé `mg1_2550_rot_128_ke` dans le tableau 5.5 : il est représentatif d'une solution convergée avec MG1. La simulation nommée `mg2_2500_rot_64_sst` a été choisie pour représenter les résultats avec MG2 : le modèle de turbulence SST étant celui qui donne les résultats les plus proches de la mesure (annexe E), c'est celui qu'il faut utiliser en priorité. Les résultats obtenus sur le maillage MG3 sont illustrés par le calcul `mg3_2500_rot_64_sst` : des comparaisons entre le maillage MG2 et MG3 sont donc possibles, elles mettent en évidence le rôle de la topologie et du maillage.

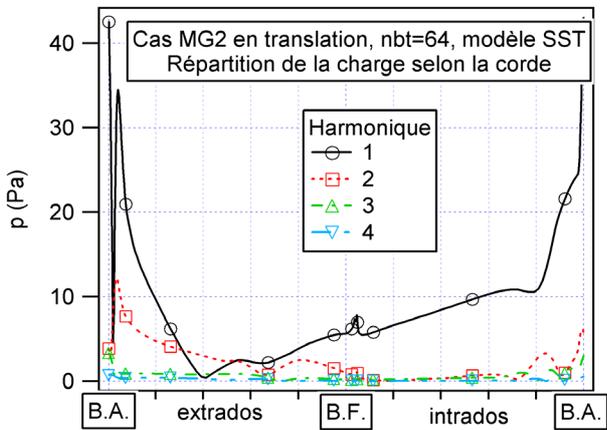
Les harmoniques représentés sont ceux d'ordre 1 à 4 : l'harmonique d'ordre 0, qui correspond à la charge stationnaire, n'engendre aucun bruit pour une aube fixe, et les harmoniques d'ordres supérieurs sont moins intéressants à calculer pour Valeo. Les fluctuations de charges sont plus intenses près du bord d'attaque de l'aube, surtout pour les premiers harmoniques. Lorsqu'on monte en fréquence, les modules décroissent rapidement ; ainsi le module de l'harmonique 3 ne dépasse pas 6 Pa, ce qui se rapproche de la précision supposée de la simulation non stationnaire. Une incertitude pèse donc sur la précision des harmoniques d'ordres plus élevés, qui ne sont pas présentés.



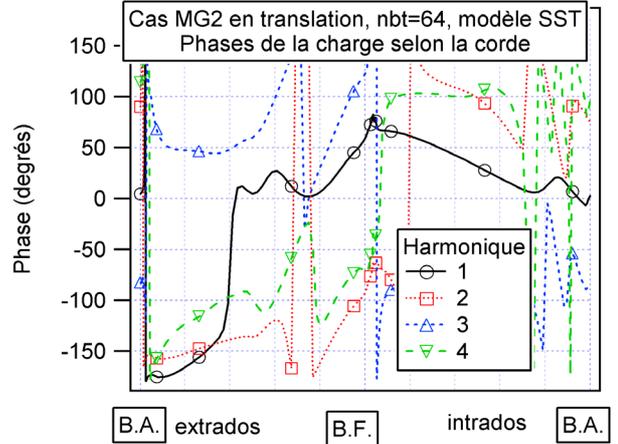
(a) Module, MG1



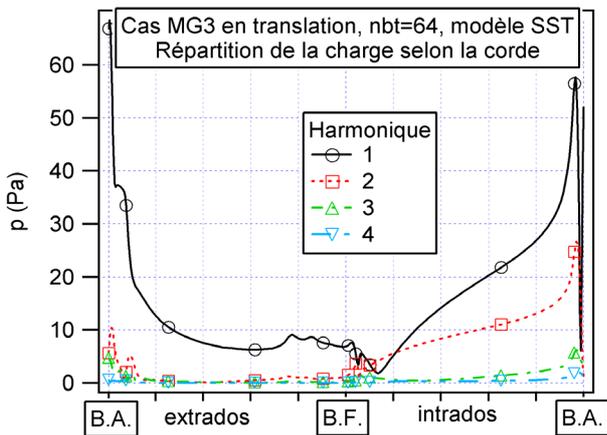
(b) Phase, MG1



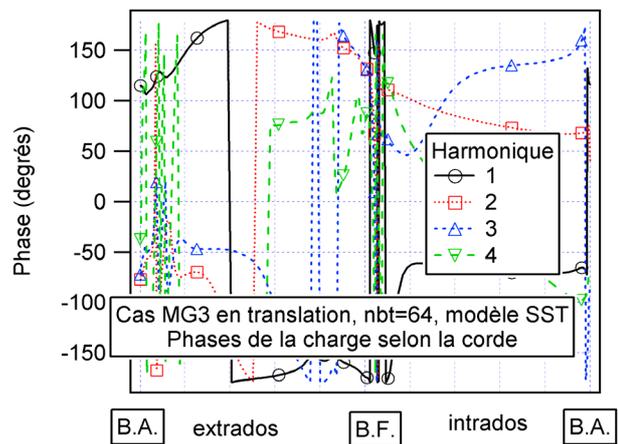
(c) Module, MG2



(d) Phase, MG2



(e) Module, MG3



(f) Phase, MG3

Fig. 5.8 – Répartition des quatre premiers harmoniques de charge le long de la corde pour les simulations de référence sur les trois maillages, modules adimensionnalisés par la surface (donc homogènes à une pression en Pascals) et phases

Sur les graphes représentant les phases, on constate que celles-ci ne sont pas du tout constantes le long de la corde : les sources interfèrent entre elles, et l'hypothèse de compacité en corde ne peut donc pas être utilisée. De plus, l'évolution du module ou de la phase des harmoniques n'est pas la même côté intrados que côté extrados : l'hypothèse de compacité en épaisseur n'est pas valable ici. Cette hypothèse est faite dans toutes les théories linéarisées de l'aérodynamique instationnaire : par exemple la théorie de Sears présentée au chapitre 6 suppose que les charges sont en opposition de phase sur les deux faces. Des aménagements sont donc nécessaires si l'on veut utiliser l'approche de Sears.

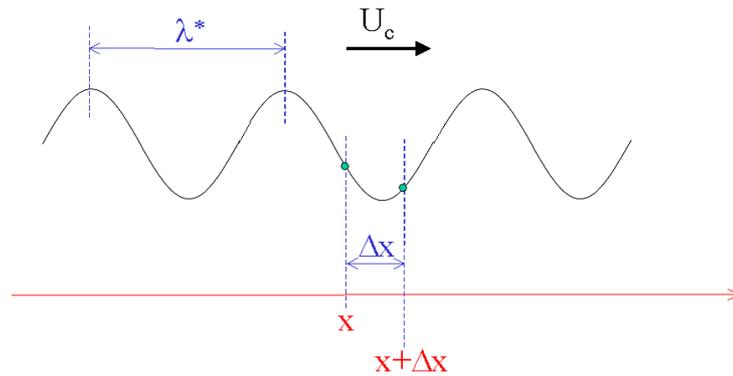


Fig. 5.9 – Onde monodimensionnelle de vitesse de phase  $U_c$

La pente des courbes représentant la phase correspond à la vitesse de phase des phénomènes générateurs de bruit. Pour la calculer, en première approche on assimile le profil à sa développée telle qu'elle est définie plus haut. La vitesse de phase pour chaque harmonique de fluctuation de charge est assimilée à la vitesse de phase d'une onde monodimensionnelle se propageant le long de la développée. Si  $\lambda^*$  est la longueur d'onde aérodynamique caractéristique de la perturbation de fréquence  $\frac{\omega}{2\pi}$ , et  $k^*$  le nombre d'onde associé, alors on a les relations suivantes :

$$\frac{\omega}{2\pi} = \frac{U_c}{\lambda^*} \quad k^* = \frac{2\pi}{\lambda^*} = \frac{\omega}{U_c}$$

où  $U_c$  est la vitesse de phase de l'onde considérée (figure 5.9). L'onde  $e^{i(\omega t - k^* x)}$  s'écrit, au point  $x + \Delta x$ , sous la forme  $e^{i(\omega t - k^*(x + \Delta x))}$ . L'écart de phase entre les deux points espacés de  $\Delta x$  est donc  $\Delta\Psi = -k^* \Delta x$ , et on a finalement :

$$U_c = -\omega \frac{\Delta x}{\Delta\Psi}$$

Dans le cas du bruit de raies, on a  $\omega = m\Omega$  où  $m$  est le rang de l'harmonique étudié :

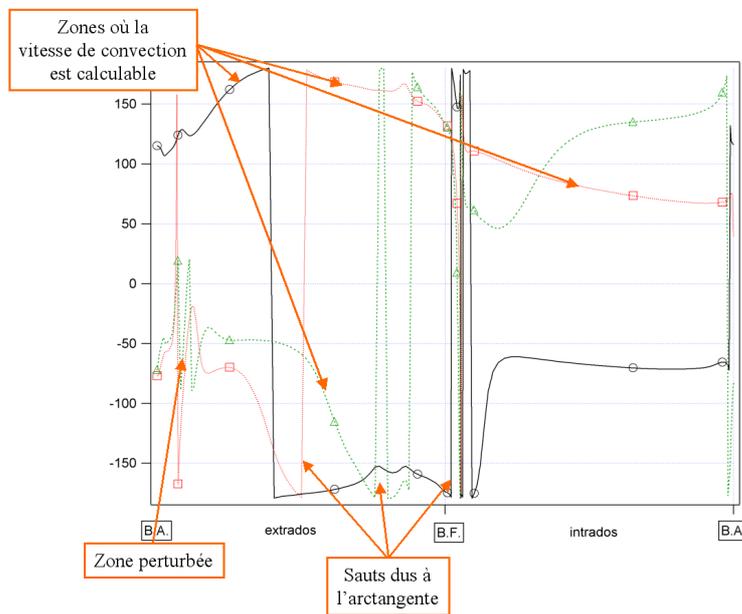
$$U_c = -m\Omega \frac{\Delta x}{\Delta\Psi}$$

enfin, puisque  $x^* = \frac{2x}{c} - 1$  on peut écrire  $U_c$  de la façon suivante :

$$U_c = -\frac{m\Omega}{\frac{2}{c} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial x^*} \right)} \quad (5.3)$$

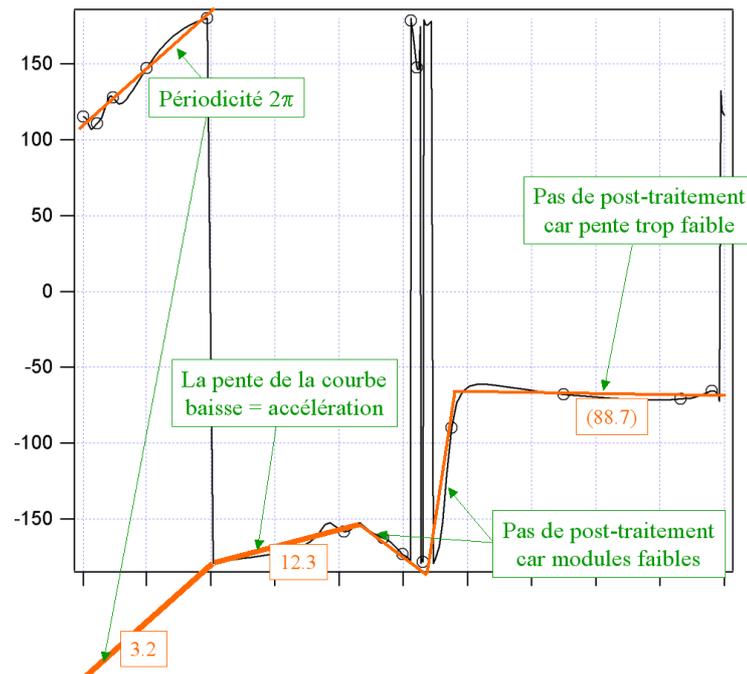
La quantité  $U_c$  de l'équation (5.3) ne correspond pas nécessairement à un phénomène physique identifiable. Ainsi, lorsque le module est faible, le calcul de la phase n'est pas fiable en raison d'incertitudes numériques. Par ailleurs, la vitesse de phase calculée très près du bord d'attaque correspond à la convection le long de la développée du bord d'attaque, quantité difficilement interprétable en raison de la courbure. Le calcul de  $U_c$  n'a en fait de sens que si le diagramme fait apparaître une portion linéaire. De plus, la vitesse de phase des ondes ne peut être interprétée comme une vitesse de convection que si elle est inférieure à celle de l'écoulement  $U_0$  à cet endroit.

La figure 5.10 présente, pour la simulation MG3, les zones où l'on peut calculer une vitesse de convection, pour les quatre premiers harmoniques (les données sont celles de la figure 5.8 f). Le résultat est reporté sur la figure 5.11 pour l'harmonique 1. L'abscisse correspond effectivement à  $x^*$ , mais lors du calcul des dérivées il faut faire attention au signe de  $dx^*$ , qui change au milieu du graphe. De plus il ne faut pas tenir compte des sauts égaux à  $2\pi$ , dus à l'arctangente. Les valeurs de la vitesse de phase calculée sont reportées sur la figure 5.11.



**Fig. 5.10** – Mise en évidence des zones où l'on peut calculer une vitesse de convection

Les vitesses de phase calculées sont de l'ordre de 3 à 90 m/s pour ce premier harmonique. Dans la zone où la vitesse de phase est très forte, on ne peut pas interpréter la vitesse de phase comme une vitesse de convection : toute la zone est à peu près en phase. Dans les autres zones, les ondes induites se déplacent à des vitesses largement subsoniques le long de la corde. Cela est



**Fig. 5.11** – Calcul de la vitesse de convection en différents endroits de l'intrados et de l'extrados pour  $\lambda = 1$

contraire à l'hypothèse de Sears, selon laquelle la vitesse de phase est infinie, puisque la phase est constante dans l'équation (5.3).

La convection est différente entre l'intrados et l'extrados, ce qui confirme la non-compacité en épaisseur constatée lors de l'observation des modules. L'hypothèse de Sears, selon laquelle l'intrados est exactement en opposition de phase avec l'extrados, est donc invalidée par ce calcul. Côté intrados, la phase est quasiment constante, ce qui correspond assez bien aux hypothèses de Sears : on n'y calcule pas de vitesse de convection, l'information se propage instantanément le long de la corde. Côté extrados en revanche, la vitesse de phase est d'abord très faible (3 m/s), puis elle augmente avant de s'inverser. L'inversion est vraisemblablement associée à la recirculation observée à cet endroit, à l'extrados, après la mi-corde.

La vitesse de phase dépend de l'harmonique considéré (figure 5.8), ce qui signifie que ce ne sont pas les mêmes aspects des phénomènes physiques qui sont responsables du bruit aux différents harmoniques. Cependant, plus l'ordre de l'harmonique augmente et plus les modules sont faibles : les phases sont alors moins fiables.

A ordre d'harmonique fixé, la vitesse de phase dépend aussi beaucoup des paramètres de la simulation (figure 5.8) : la qualité de la simulation rend plus ou moins bien compte de la nature réelle des phénomènes générateurs de bruit. Les modules obtenus avec les trois simulations sont comparés sur la figure 5.28 du paragraphe 5.3.2. Les données exploitées sont les mêmes que sur la figure 5.8, elles sont répétées pour plus de clarté dans la comparaison.

### 5.2.4 Harmoniques de bruit et comparaison à une mesure

Une fois les sources fréquentielles connues, on peut effectuer le calcul acoustique. Pour cela, il faut donner une épaisseur à la tranche bidimensionnelle rotor-stator sur laquelle ont été effectuées les simulations CFD. Cette épaisseur doit être faible, car le domaine de validité (selon l'envergure) des sources acoustiques calculées n'est pas connue *a priori* : on la fixe arbitrairement à 1 mm.

Le programme RSF permet alors le calcul du champ acoustique  $L_p(\mathbf{x})$  dans tout l'espace, en utilisant l'équation (4.3). On peut calculer la directivité des sources, le niveau de pression en un point spécifique, ainsi que la puissance acoustique rayonnée telle que définie par l'équation (4.1). Etant donné le nombre de cas à comparer, la représentation du champ acoustique doit être synthétique : on ne peut pas présenter les diagrammes de directivité. La puissance acoustique est représentative du rayonnement global d'une source, contrairement à la pression acoustique en un point, à cause de la directivité de celle-ci. C'est donc sur la puissance acoustique que les comparaisons de bruit calculé se font.

Les résultats sont résumés dans le tableau 5.17 page 125, et seront rappelés au paragraphe 5.3 lors de l'analyse par paramètre. Les notations utilisées sont les mêmes que dans le tableau 5.5; (a) indique que la partie acoustique a été effectuée avec  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min; si rien n'est précisé c'est qu'elle a été effectuée à la vitesse de rotation utilisée pour la simulation RANS.

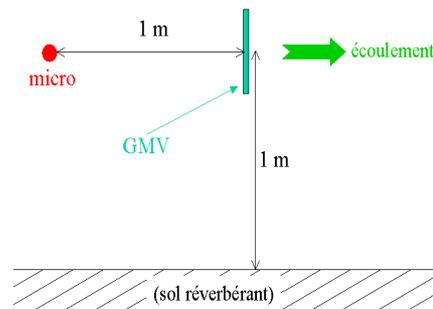
La première observation est relative à la différence entre le rayonnement des harmoniques d'ordres pairs et ceux d'ordres impairs. Cette différence est due à la nature de la configuration étudiée (9 : 19) : les interférences concernant les harmoniques d'ordres impairs sont majoritairement destructrices, celles qui concernent les harmoniques d'ordres pairs sont majoritairement constructrices. Ce point est détaillé plus largement dans l'annexe C.2.

Les éléments de validation manquent pour l'instant, à cause des difficultés à réaliser une expérience acoustique qui restitue le comportement d'une double grille d'aubes rotor-stator. Il faut donc comparer au système rotor-stator complet, pour lequel il est possible de réaliser des mesures de bruit. Si l'on mesure un niveau inférieur à celui prévu, c'est que la simulation a surévalué le bruit; cependant, si l'on mesure un niveau supérieur à celui prévu il est possible que ce soit le bruit du rotor qui masque celui du stator.

Ces résultats correspondent au rayonnement d'une section de 1 mm d'envergure. Pour connaître le rayonnement du stator complet, il manque les données aux autres rayons. Cependant, les aubes du stator ont la même forme et la même taille quel que soit le rayon : en première approche on peut considérer que le bruit rayonné par la tranche calculée est exacte-

ment identique au bruit rayonné par les autres tranches, et que les tranches rayonnent toutes en phase. Avec cette hypothèse, comme l'envergure totale du stator étudié est, dans la réalité, d'environ 110 mm, il faut ajouter  $20 \log_{10}(110) = 40.8$  dB à chaque niveau du tableau 5.17. Les niveaux sont alors nettement plus proches de ce qui est mesuré pour le GMV complet.

Afin de comparer plus précisément à la réalité, des mesures ont été effectuées sur le système étudié. Conformément à l'usage dans l'automobile, ces mesures sont des mesures de pression acoustique, effectuées en chambre semi-anéchoïque [17]. Le GMV est suspendu en l'air à 1 m du sol par des tendeurs élastiques qui absorbent les vibrations. Un unique microphone mesure la pression acoustique en un point situé sur l'axe de rotation du ventilateur, à une distance horizontale de 1 m comme sur la figure 5.12. L'acquisition est faite sur une bande de 12.5 Hz de large, avec un analyseur de spectre de type HP35670A et un microphone classique B&K. Le calcul de l'énergie contenue dans chaque raie est effectué en considérant l'intégrale de la pression acoustique mesurée sur une largeur de 25 Hz autour de la fréquence centrale de la raie.



**Fig. 5.12** – *Mesure normalisée de la pression acoustique rayonnée par un GMV*

Aucune mesure de puissance acoustique n'est disponible pour les GMV, il n'est donc pas possible de comparer les puissances calculées jusqu'ici ( $L_W$ ) à une mesure. Il aurait été possible de présenter les niveaux de pression acoustique pour chaque simulation ; cependant, la puissance est plus représentative de l'efficacité globale des sources, car la directivité ne saurait être la même d'un cas à un autre. De plus, du point de vue de l'équipementier automobile, il est préférable de limiter la puissance acoustique plutôt que de modifier la directivité des sources. En effet, après avoir testé les GMV seuls en chambre semi-anéchoïque, les constructeurs automobiles les mettent en configuration réelle, dans le véhicule. Les réflexions et diffractions du son émis sur les autres composants ne sont pour l'instant pas prévisibles, il est donc sage de limiter d'abord la puissance globale. Les comparaisons des simulations aux mesures sont faites sur la pression acoustique par nécessité, tandis que les comparaisons entre simulations se font en étudiant les puissances acoustiques.

Une nouvelle fonctionnalité a donc été ajoutée à RSF, pour que le programme fournisse le bruit rayonné en tout point de l'espace. Le sol est assimilé à une paroi plane, infinie, et parfaitement réfléchissante. La comparaison présentée correspond à la mesure décrite ci-dessus

effectuée sur le GMV de référence, et à la simulation `mg3_2500_trans_64_sst` en faisant l'hypothèse que toute l'envergure de l'aube de stator rayonne en phase. Il n'est pas possible de ne mesurer que la contribution du stator, la mesure prend en compte aussi le bruit rayonné par l'hélice. On s'attend par conséquent à trouver un bruit calculé inférieur au bruit mesuré. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.6.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
Simulation	-87.1	53.5	-9.1	34.7	15.4	13
Mesure	72.1	61.3	58.3	55.2	56.3	60.2

TAB. 5.6 – Comparaison mesure - simulation pour l'interaction rotor-stator : simulation `mg3_2500_trans_64_sst` avec les sources toutes en phase selon l'envergure. Mesure du niveau de pression en un point en chambre semi-anéchoïque. La simulation donne le niveau de pression acoustique au point de mesure

On constate sur ce résultat que le bruit calculé pour le stator est notablement inférieur au bruit mesuré total du GMV. Comme le rotor n'est pas pris en compte, il n'est pas possible de tirer de conclusion quant à la précision du bruit calculé. Nous reviendrons sur ce résultat lors de l'analyse des résultats acoustiques obtenus avec les deux autres méthodes (chapitre suivant), puis lors de la présentation du bruit calculé pour le rotor, paragraphe D.4.

Par ailleurs, il peut sembler étonnant que de telles différences séparent le niveau de pression acoustique du niveau de puissance acoustique. En effet, le niveau de puissance pour  $m = 2$  par exemple est  $L_W = 84.2$  dB, ce qui est largement supérieur à la pression acoustique mesurée ici (53.5). Cela provient uniquement de la directivité du système rotor-stator étudié. On comprend alors l'importance de la prise en compte de la directivité dans les simulations.

## 5.3 Comparaison des résultats

### 5.3.1 Effets du pas de temps avec *TASCflow*

Plutôt que de parler du pas de temps utilisé dans la simulation, il vaut mieux présenter les résultats en termes de nombres d'itérations temporelles par période de passage de pale. Pour réutiliser des résultats il est en effet préférable de présenter ceux-ci sous une forme adimensionnée. Si  $nbt$  est le nombre d'itérations temporelles, ou nombre de pas de temps par période de passage de pale, alors le pas de temps de la simulation CFD est :

$$\delta t = \frac{T_0}{B nbt} = \frac{60}{\overline{\Omega} B nbt} \quad (5.4)$$

où  $B$  est le nombre de pales et  $T_0$  la période de rotation.

Le nombre d'itérations temporelles  $nbt$  à prendre en compte est fonction du nombre d'harmoniques de charges que l'on veut obtenir. Si l'on désire calculer les 6 premiers harmoniques de bruit il faut connaître les  $6B$  premiers harmoniques de charges sur le stator. La simulation CFD 1 : 2 fournit des charges harmoniques de la fréquences de passage de pale, donc d'ordres  $pB$  avec  $p$  entier. Le critère de Nyquist à respecter (paragraphe 4.2.2) s'énonce donc ici :  $nbt > 2 * 6$ , la simulation CFD doit avoir au moins 12 itérations temporelles par période.

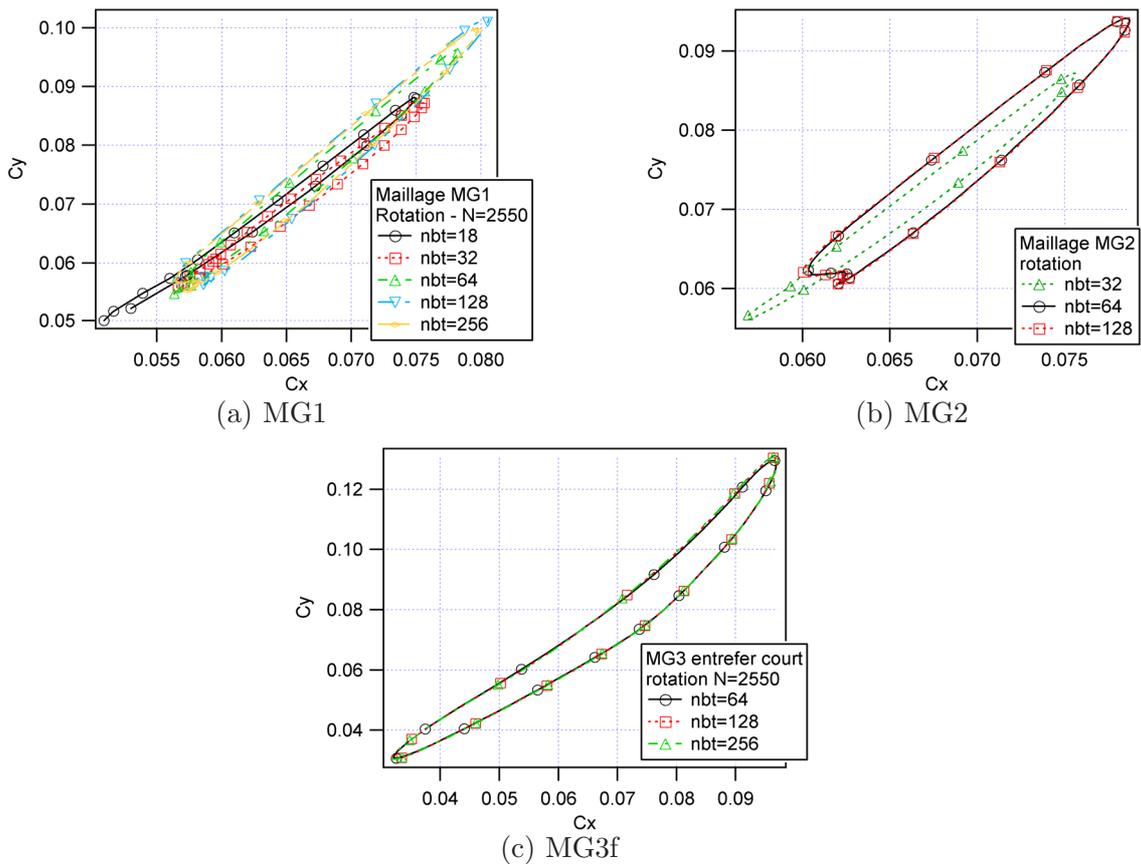
Cependant, la solution aérodynamique dépend du nombre de pas de temps selon un critère plus strict : une simulation RANS non stationnaire doit avoir un pas de temps assez petit pour donner un résultat correct. Le critère de Nyquist est nécessaire mais pas suffisant. Si le pas de temps est trop grand, seules les grosses structures tourbillonnaires se développent. Or il existe un échange permanent d'énergie entre les structures tourbillonnaires des différentes tailles : pour résoudre correctement les grosses structures il faut résoudre correctement une partie des petites. Les critères utilisés en traitement du signal, comme le théorème d'échantillonnage, ne sont pas suffisants ici.

On peut comparer entre eux les résultats obtenus avec les simulations `mg1_2550_rot_18_ke`, `mg1_2550_rot_64_ke`, `mg1_2550_rot_128_ke` et `mg1_2550_rot_256_ke` pour le maillage MG1. Les résultats obtenus avec le maillage MG2, simulations `mg2_2550_rot_32_kw`, `mg2_2550_rot_64_kw` et `mg2_2550_rot_128_kw`, peuvent également être comparés entre eux, de même que les résultats MG3f, simulations `mg3f_2550_rot_64_kw`, `mg3f_2550_rot_128_kw` et `mg3f_2550_rot_256_kw`.

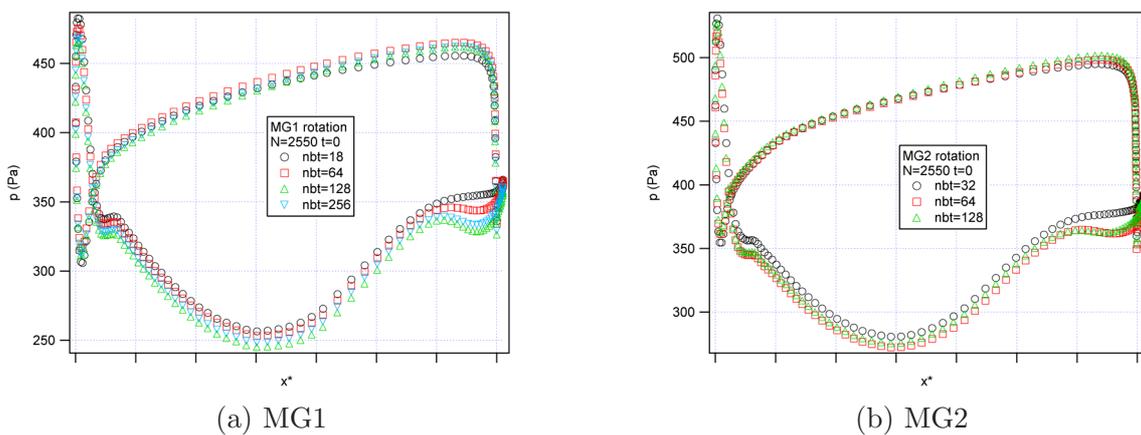
Sur les coefficients intégrés, on constate que dans le cas de MG1 les hodographes se décalent et changent de forme lorsque le nombre d'itérations temporelles diminue trop, figure 5.13 (a). De petites différences subsistent entre le résultat à 64 itérations (ou pas de temps) et celui à 128, mais elles sont presque négligeables. Pour la simulation sur le maillage MG2 (b), de même si le nombre d'itérations temporelles est trop faible le résultat n'est pas convergé ; un nombre de 64 pas par période de passage de pale est suffisant pour assurer la convergence au sens défini plus haut. Les simulations suivantes ont toutes été réalisées avec au minimum 64 itérations temporelles par période de passage de pale. Pour le maillage MG3f, on a aussi indépendance au nombre d'itérations temporelles à partir de 64.

La figure 5.14 représente la distribution de pression pour MG1 et MG2, à deux instants donnés. Les résultats sont différents surtout à l'extrados et au niveau du bord de fuite. Avec trop peu d'itérations temporelles par période, on ne capte pas correctement le décollement qui a lieu au bord de fuite (annoncé par le point d'inflexion avant le plateau de pression). Un nombre d'itérations temporelles trop faible se traduit donc par une restitution incomplète des phénomènes non stationnaires.

On vérifie la même tendance sur les résultats acoustiques du tableau 5.7. Cependant, pour le maillage MG1, on remarque que les petites différences que l'on observait sur les hodographes entre le cas à 64 itérations par période et celui à 128 itérations se traduisent par une différence



**Fig. 5.13** – Hodographes de pression : influence du nombre d'itérations temporelles par période de passage de pale dans trois cas de référence



**Fig. 5.14** – Pression sur l'aube de stator : influence du nombre d'itérations temporelles par période de passage de pale sur deux cas de référence

de plusieurs décibels. On en conclut que le résultat acoustique est sensible à des variations qui peuvent paraître toutes petites à un aérodynamicien. C'est pourquoi un soin particulier a été porté à tous les détails dans les simulations MG2 et surtout MG3. Par ailleurs, toutes les comparaisons présentées dans la suite concernent uniquement des simulations où le nombre

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg1_2550_rot_18_ke	-109.7	29.9	-36.2	17.1	-12.3	1.8
mg1_2550_rot_64_ke	-110.2	35.7	-35.8	14.7	-16.6	-3.6
mg1_2550_rot_128_ke	-109.7	39.1	-33.7	11.8	-14.1	-8.2
mg1_2550_rot_256_ke	-109.7	38.1	-34	11.9	-15.5	-7
mg2_2550_rot_32_kw	-111.8	29.8	-34.8	17.9	-12	-2.6
mg2_2550_rot_64_kw	-112.2	35.5	-35	11.4	-18.5	-1
mg2_2550_rot_128_kw	-112.1	35.5	-34.4	9.3	-18.4	-6.5
mg3f_2550_rot_64_kw	-103.6	45.2	-33.6	27.2	6.1	24.3
mg3f_2550_rot_128_kw	-103.6	45.1	-31.4	26.9	6.9	26.9
mg3f_2550_rot_256_kw	-103.6	45	-30.8	26.8	6.8	28.1

TAB. 5.7 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d'envergure 1 mm : influence du nombre d'itérations temporelles par période de passage de pale

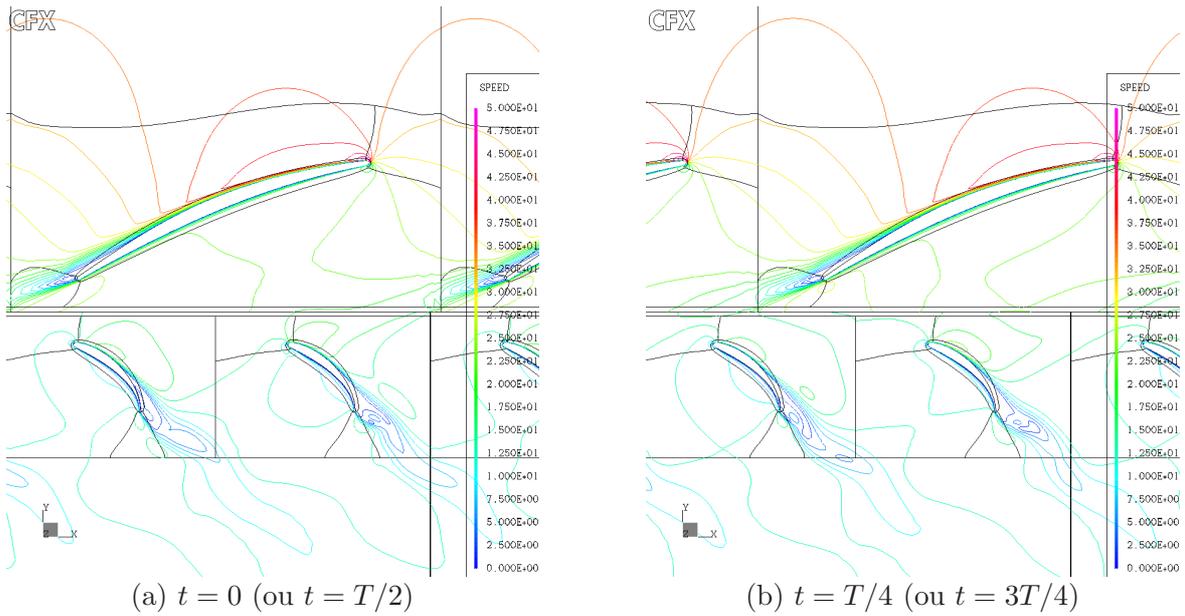
d'itérations temporelles par période est suffisant : 128 pour MG1, 64 pour MG2, MG3 et MG4.

### 5.3.2 Effets de la topologie et du maillage

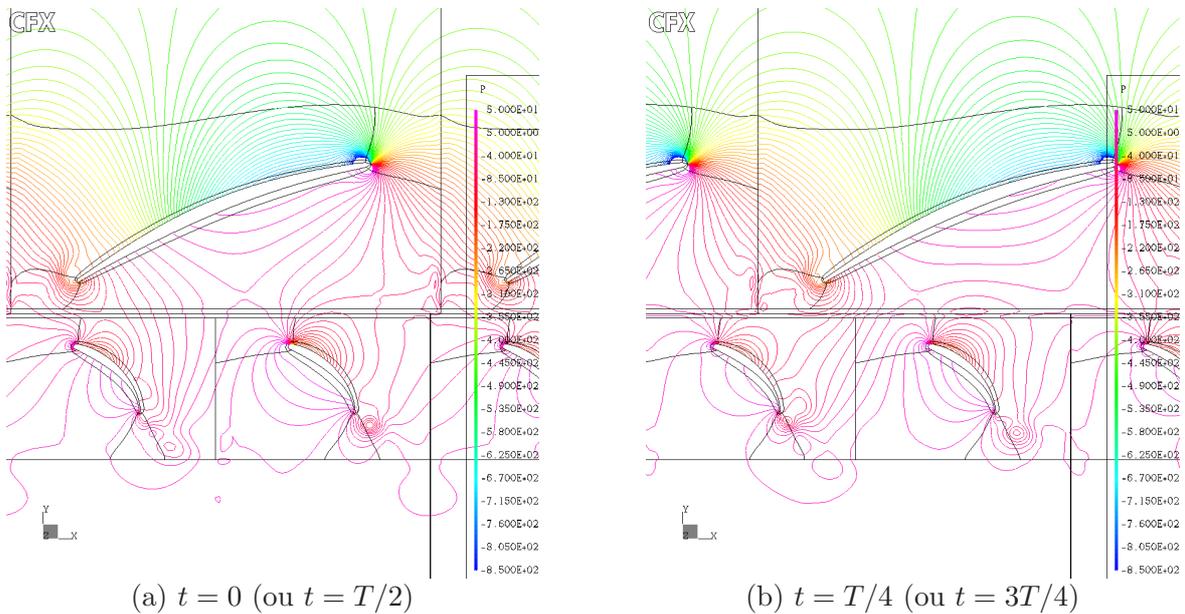
Cette comparaison porte sur les maillages MG2 et MG3 d'une part, et les maillages MG3f et MG4f d'autre part. Les simulations utilisées sont mg2\_2500\_trans.64\_sst et mg3\_2500\_trans.64\_sst d'une part, et mg3f\_2550\_rot.64\_kw et mg4f\_2550\_rot.64\_kw d'autre part.

Avec le maillage MG2, on constate en observant les contours d'égal niveau de vitesse de la figure 5.15 que l'interface périodique ainsi que l'interface rotor-stator sont des zones mal résolues. En effet, les sillages sont dissipés numériquement par MG2 qui ne respecte pas le critère de nombre de points à l'interface, ni celui du nombre de points pour définir le sillage. De plus, la topologie, droite, n'est pas adaptée à la résolution des sillages, qui s'écrasent sur l'interface. La figure 5.16 présente les courbes d'égal niveau de pression : au niveau de l'interface, les lignes ont une allure distordue imputable aux erreurs numériques liées à la mauvaise restitution du champ de vitesse : aucune variable aérodynamique n'est correctement résolue. La figure 5.17 synthétise bien ce constat : l'échelle de vitesse (a) est choisie pour mettre en valeur l'écrasement du sillage sur l'interface périodique et sur l'interface glissante, les courbes de pression rapprochées (b) font ressortir la mauvaise résolution aux interfaces. Le même constat s'applique aux simulations MG1, sensiblement pour les mêmes raisons (figure 5.18).

Les calculs effectués avec MG3 ne posent pas ce problème. La figure 5.19 présente des courbes d'égal niveau de vitesse sur l'ensemble du domaine de calcul : les sillages se propagent sans atténuation à travers l'interface rotor-stator. Comme ils ne traversent pas l'interface périodique celle-ci n'est pas susceptible de les atténuer : la restitution des sillages est donc excellente. On vérifie effectivement sur les courbes d'égal niveau de pression que celles-ci sont lisses et

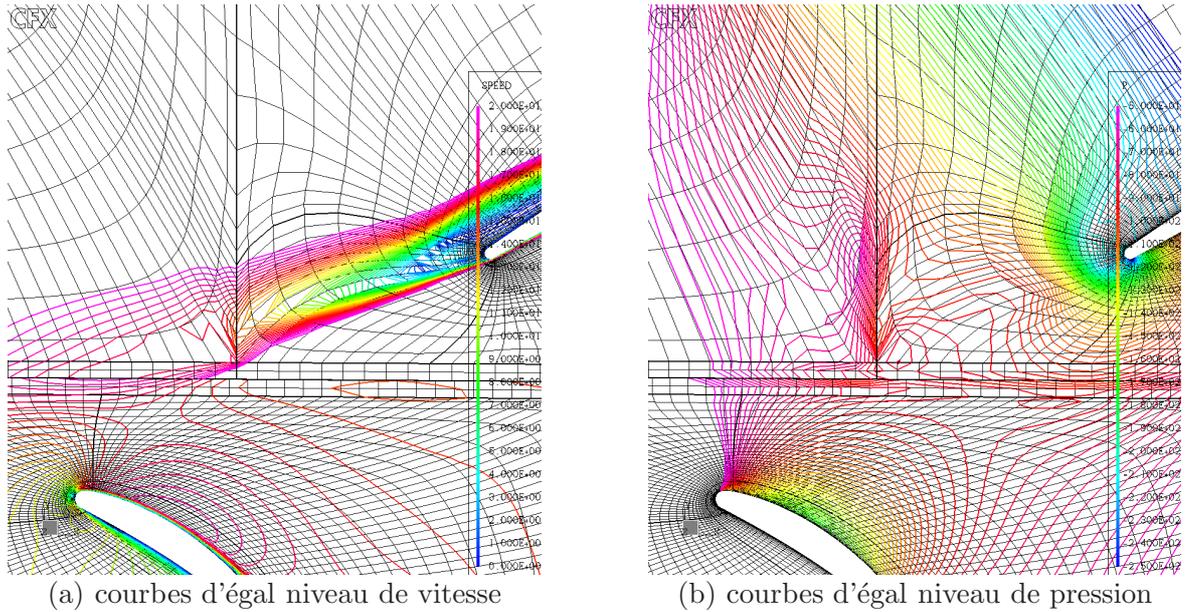


**Fig. 5.15** – Maillage MG2, interface en rotation à  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : courbes d'égal niveau de vitesse dans les repères relatifs, à  $t = 0$  et  $t = T/4$

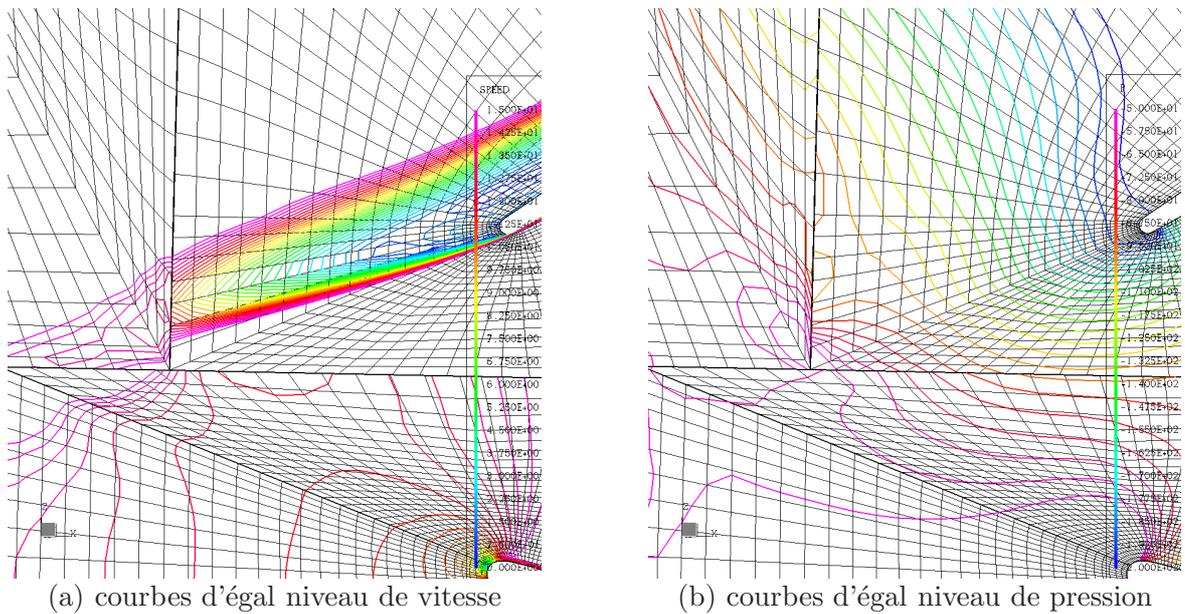


**Fig. 5.16** – Maillage MG2, interface en rotation à  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : courbes d'égal niveau de pression à  $t = 0$  et  $t = T/4$

régulières (figure 5.20). La figure 5.21 présente les mêmes grandeurs autour de l'interface rotor-stator : à part de faibles erreurs numériques attribuées à la méthode d'interpolation de l'interface glissante, le sillage se propage sans atténuation. Les contours sont lisses, ce qui est gage de qualité. On apprécie aussi la complexité du sillage, (a). La figure 5.22 présente des détails aux



**Fig. 5.17** – Maillage MG2, interface en rotation à  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : interface périodique et dissipation du sillage, à  $t = T/4$  (ou  $t = 3T/4$ )

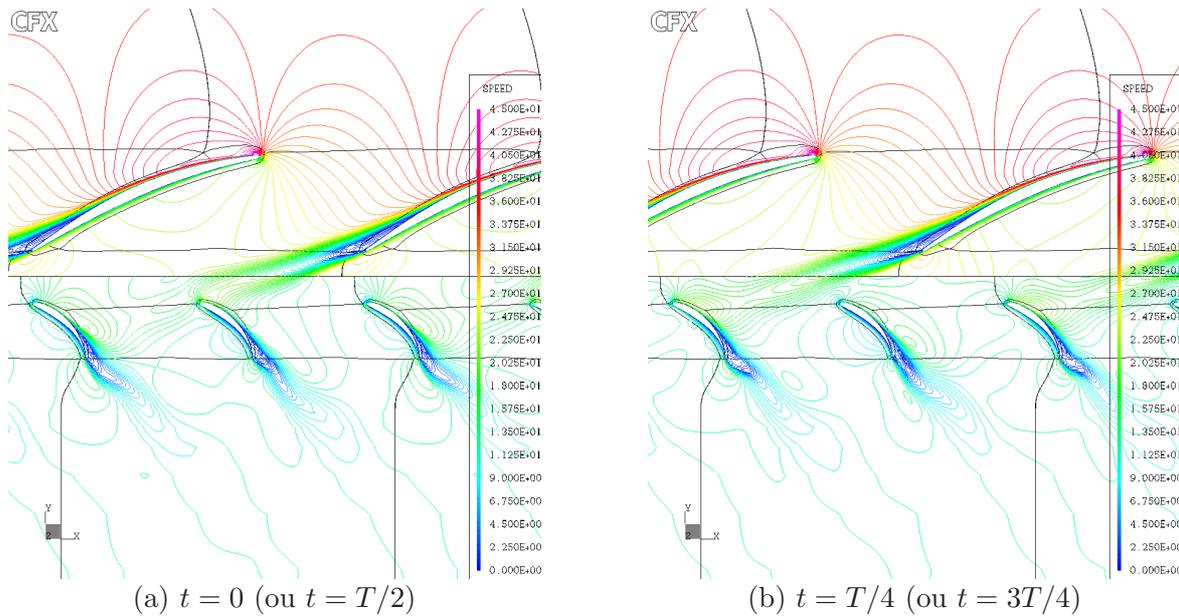


**Fig. 5.18** – Maillage MG1, interface en rotation à  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : interface périodique et dissipation du sillage, à  $t = 0$  (ou  $t = T/2$ )

bords d'attaque et bords de fuite du rotor, où l'on voit très nettement le point d'arrêt au bord d'attaque, l'accélération-décélération sur l'extrados, et le point de séparation au bord de fuite.

Une autre visualisation des sillages est disponible avec la cartographie d'énergie cinétique turbulente de la figure 5.23 ; le sillage issu du rotor se propage nettement en aval de l'interface

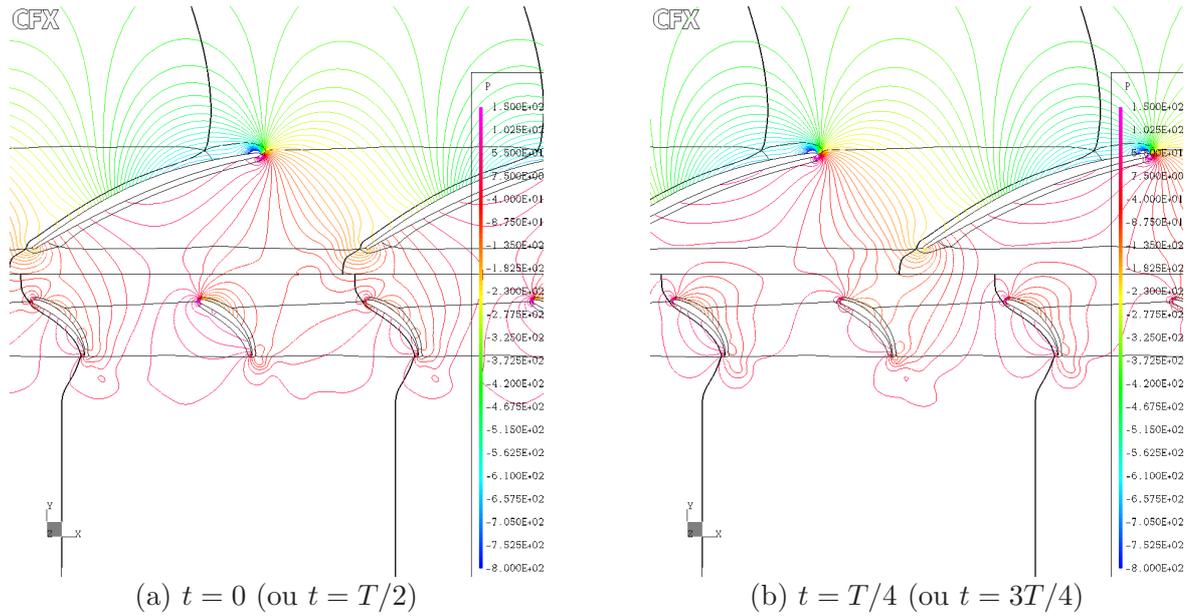
rotor-stator. Cette cartographie met de plus en valeur le lâcher de tourbillons en aval du stator, associé aux fluctuations de pression le long de sa corde. Les structures tourbillonnaires se détachent nettement du bord de fuite ; elles sont visibles sur la figure 5.24 où l'on voit des bulles de pression se détacher de l'extrados en aval de la mi-corde. La résolution est excellente avec ce maillage ; ces informations ne sont pas aussi nettes avec les simulations MG1 ou MG2, les sillages issus du rotor ont été trop atténués avant d'arriver au niveau du stator.



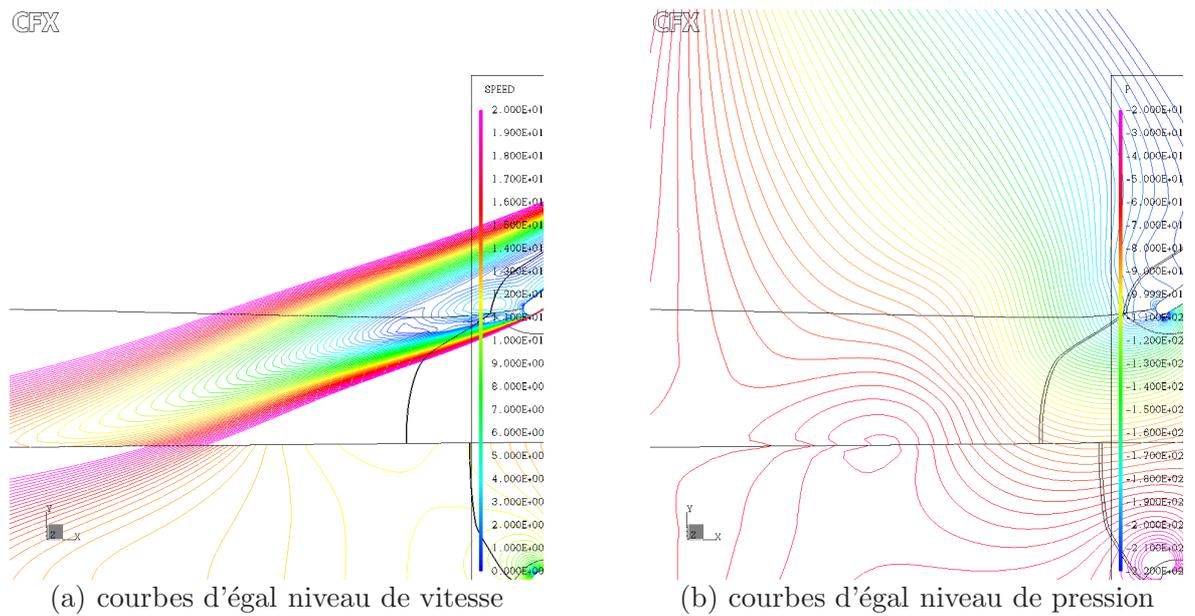
**Fig. 5.19** – Maillage MG3, interface en translation à  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : courbes d'égal niveau de vitesse dans les repères relatifs, à  $t = 0$  et  $t = T/4$

Ces observations peuvent être complétées par une comparaison des sillages avant et après l'interface dans chacun des cas étudiés. La figure 5.25 présente le lissage des sillages par l'interface rotor-stator (la variable étudiée est l'énergie cinétique turbulente  $k$ ). Les cas comparés sont mg1\_2550\_rot\_128, mg2\_2500\_trans\_64\_sst et mg3\_2500\_trans\_64\_sst. On constate que dans les trois cas, le passage du sillage dans l'interface rotor-stator modifie celui-ci et le lisse. Le lissage est d'environ 20% sur les deux premiers cas étudiés, 15% pour le maillage MG3. L'interface rotor-stator est donc toujours dissipative, mais elle l'est d'autant moins que le maillage est fin autour. Ainsi, les informations transmises par MG3 sont nettement plus riches que celles transmises par MG2 ou MG1 : la comparaison (d) met en avant la grande différence entre les sillages modélisés avec MG3 et ceux avec les deux autres maillages.

Le lissage du sillage a deux grandes conséquences. La première est relative à l'amplitude du sillage : les fluctuations de charges sur le stator sont directement reliées aux défauts de vitesse en amont (ce point est précisé dans le chapitre suivant consacré à la théorie de Sears). L'atténuation des sillages a donc pour première conséquence l'atténuation des fluctuations de charges, donc



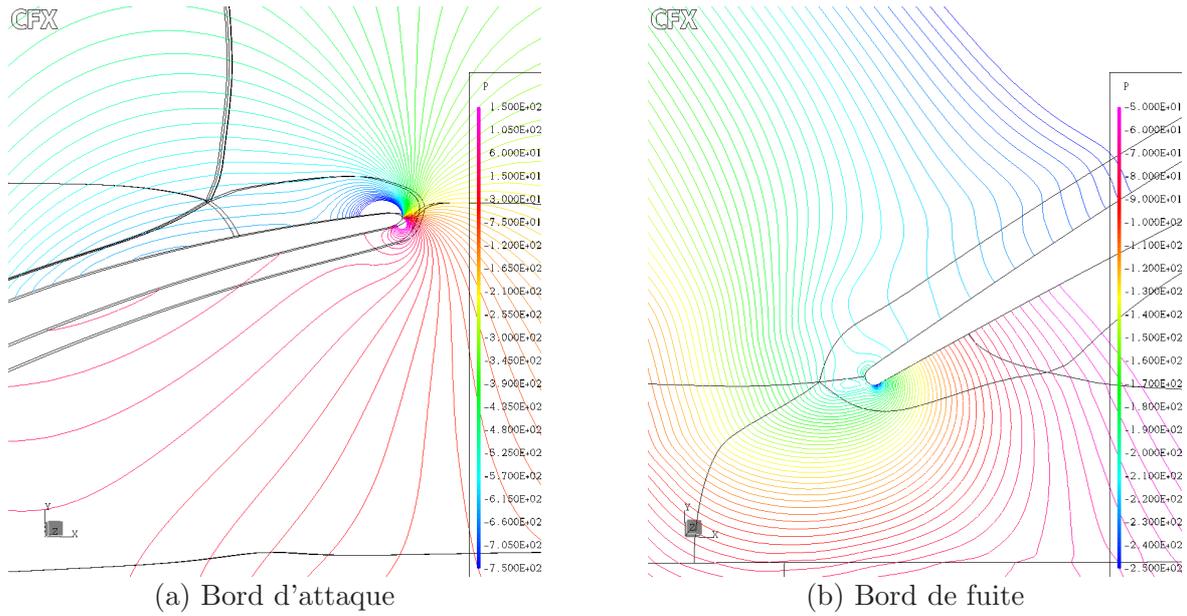
**Fig. 5.20** – Maillage MG3, interface en translation à  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : courbes d'égal niveau de pression à  $t = 0$  et  $t = T/4$



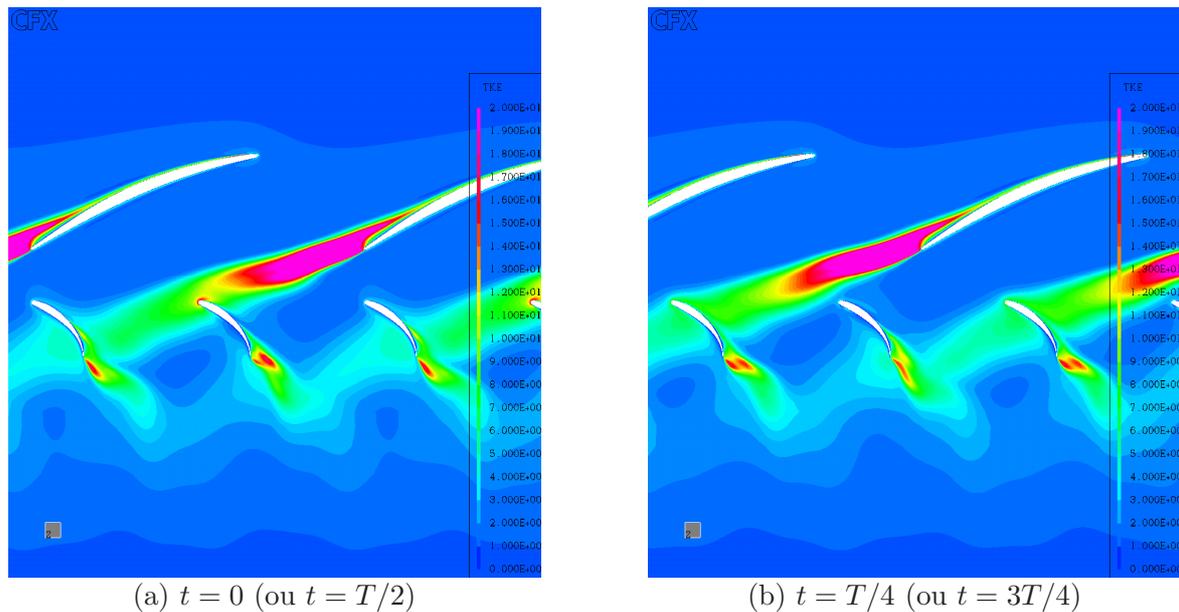
**Fig. 5.21** – Maillage MG3, interface en translation à  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : interface périodique et dissipation du sillage, à  $t = 0$  (ou  $t = T/2$ )

du bruit calculé.

La deuxième conséquence est la modification du contenu spectral du sillage. La figure 5.26 présente le résultat de la transformation en série de Fourier des sillages de la figure 5.25 (c), maillage MG3. Même les fréquences hautes sont très peu filtrées par l'interface. Le contenu



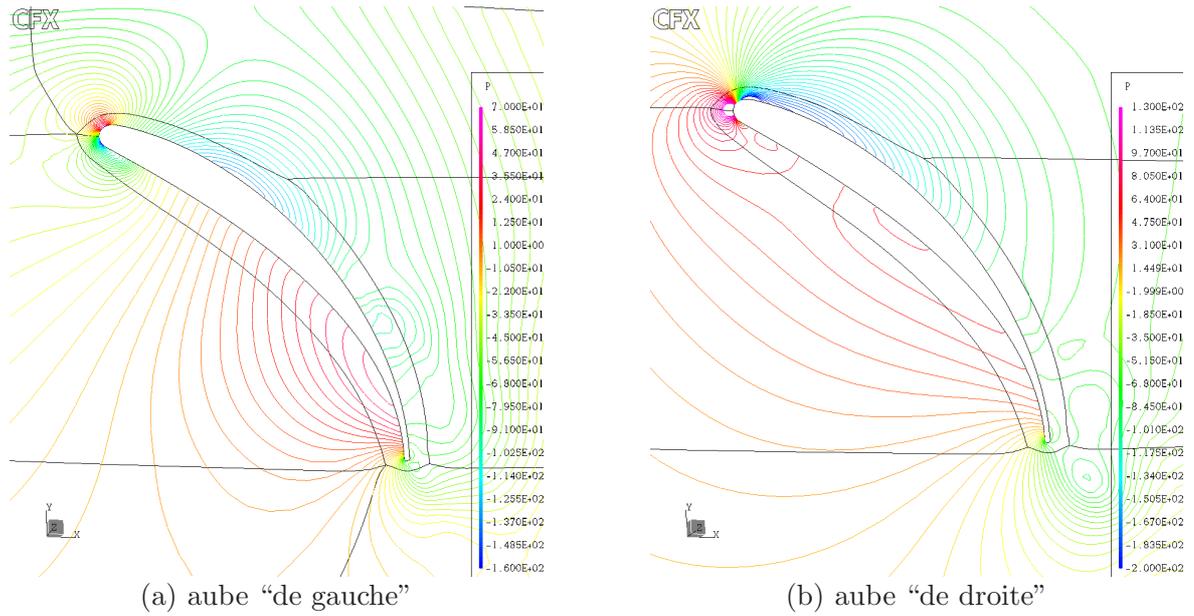
**Fig. 5.22** – Maillage MG3, interface en translation à  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : détails des courbes d'égal niveau de pression autour du rotor, au bord d'attaque et au bord de fuite, à  $t = 0$



**Fig. 5.23** – Maillage MG3, interface en translation à  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : cartographie d'énergie cinétique turbulente  $k$ , à  $t = 0$  et  $t = T/4$

spectral des sources est donc conservé et le bruit calculé n'est pas affecté par l'interface rotor-stator, et le seul effet de l'interface glissante rotor-stator est donc d'atténuer les perturbations qui arrivent sur le stator.

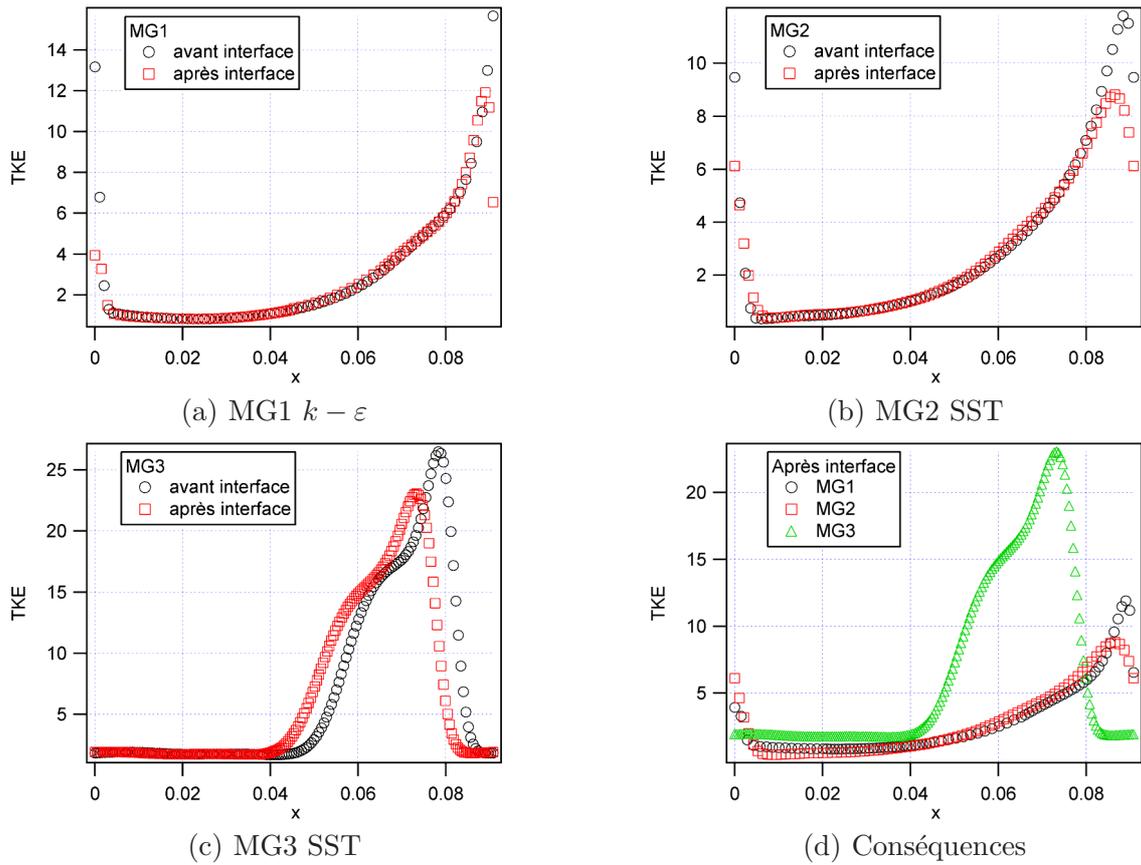
hspace1 cm



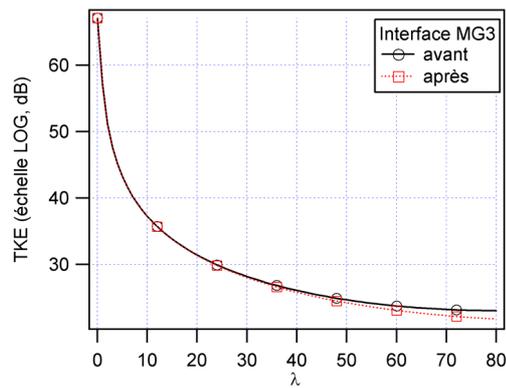
**Fig. 5.24** – Maillage MG3, interface en translation à  $\overline{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : détails des courbes d'égal niveau de pression autour des aubes du stator, à  $t = 0$

Sur les hodographes de la figure 5.27 (a), on constate de grandes différences entre MG2 et MG3. La figure 5.27 (b) présente une comparaison de la pression sur le stator. Les variations calculées n'ont pas la même allure ; la courbe correspondant à MG3 est plus basse, et les variations au niveau du bord de fuite ne sont pas aussi bien restituées avec le maillage MG2. Ces variations correspondent à un décollement persistant, quasi-stationnaire, sur 30% de la corde environ, et au lâcher tourbillonnaire visible sur les figures 5.15 et 5.19. Cela est lié au raffinement supplémentaire près des zones sensibles (en particulier aux parois du stator) sur le maillage MG3.

Les harmoniques de charge représentés sur la figure 5.28 sont associés aux mêmes simulations (mg2\_2500\_trans\_64\_sst et mg3\_2500\_trans\_64\_sst). Les données exploitées sont les mêmes que sur la figure 5.8, elles sont répétées pour plus de clarté dans la comparaison. Dès le premier harmonique ( $\lambda = m = 1$ ), la structure même de la répartition de la charge, abstraction faite des amplitudes, est très différente. Entre autres, on constate que l'harmonique  $m = 2$  est bien plus fort sur MG3 que sur MG2 au niveau de l'intrados. Cette représentation directe des sources aide à mieux comprendre les différences acoustiques ; le tableau 5.8 montre que de petits détails peuvent changer radicalement le bruit calculé, la différence sur l'harmonique  $m = 2$  dépassant ici 9 dB. Le maillage et la topologie ont donc une influence importante.

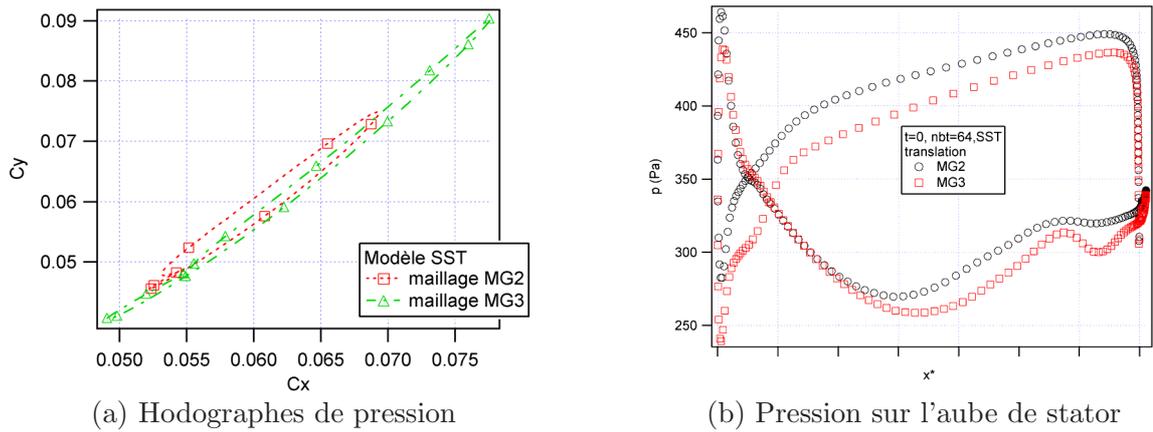


**Fig. 5.25** – Influence de la topologie et du nombre de points à l'interface sur la diffusion du sillage par l'interface rotor-stator, calculs réalisés avec TASCflow

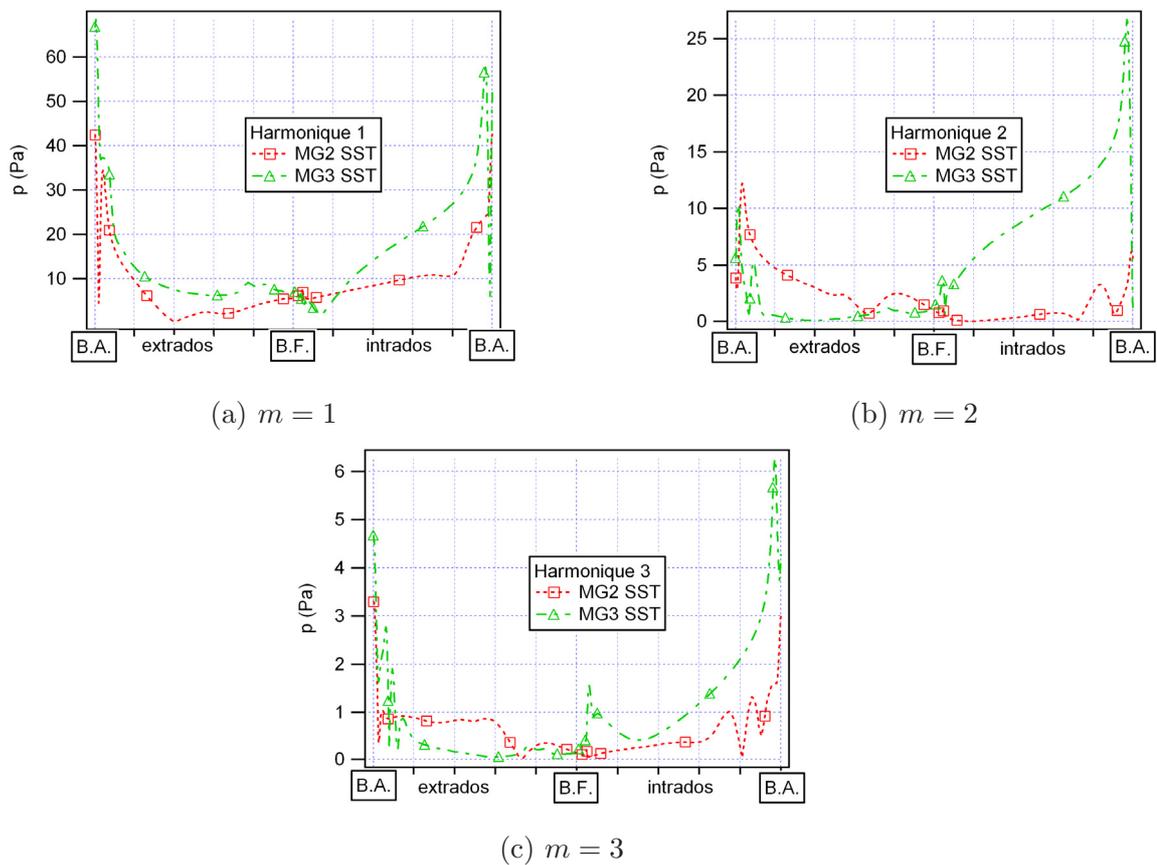


**Fig. 5.26** – Rôle de l'interface rotor-stator sur le spectre du sillage, cas du maillage MG3

Par ailleurs, les harmoniques de charge obtenus avec MG4f et MG3f (entrefin fin) sont assez proches, et d'un point de vue acoustique, la raie  $m = 2$  est correctement restituée, la différence dépassant à peine 1 dB (tableau 5.9). En revanche sur les raies suivantes l'écart dépasse 2 dB. On peut donc conclure qu'avec MG3f on a atteint une indépendance de maillage "relative", qui concerne surtout les harmoniques de bruit  $m \leq 2$ . Le cas de l'entrefin fin est plus sévère que



**Fig. 5.27** – Indépendance de maillage et influence de la topologie : MG2 vs. MG3



**Fig. 5.28** – Répartition des quatre premiers harmoniques de charge le long de la corde, comparaison des modules pour trois maillages

celui de l'entrefer large, car le maillage avec l'entrefer large est mieux réussi : il y a plus de place pour faire suivre aux mailles la direction de l'écoulement dans chaque repère. Le résultat du calcul acoustique est donc indépendant du maillage lorsqu'on utilise MG3, pour au moins les deux premières raies dans le cas étudié.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg2_2500_trans_64_sst	-114.7	34.1	-33.7	16.6	-14.8	-6.3
mg3_2500_trans_64_sst	-109.2	43.4	-34.4	17.6	-12.2	-2

TAB. 5.8 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d’envergure 1 mm : influence de la topologie et du maillage

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg3f_2550_rot_64_kw	-103.6	45.2	-33.6	27.2	6.1	24.3
mg4f_2550_rot_64_kw	-103.2	45.2	-26.4	24.2	3.7	24.9

TAB. 5.9 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d’envergure 1 mm : influence de la finesse du maillage

### 5.3.3 Effets du modèle de turbulence

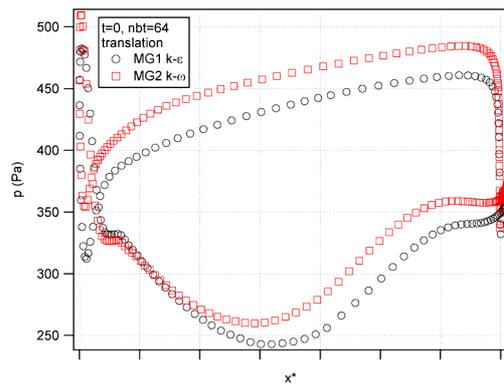
La première comparaison présentée dans ce paragraphe concerne les modèles de turbulence  $k - \varepsilon$  et  $k - \omega$ , simulations mg1\_2550\_rot\_128\_ke et mg2\_2550\_rot\_64\_kw. On ne peut pas déduire de généralités de cette première comparaison, car elle n’est pas faite à iso-maillage : le maillage MG1 est adapté aux lois de parois et est inutilisable avec un modèle  $k - \omega$ . Il est cependant possible de dégager certains enseignements en partant du principe que les deux maillages ont le même type de qualités par ailleurs.

D’un point de vue aérodynamique, le modèle  $k - \varepsilon$  simule des sillages différents de ceux obtenus avec le modèle  $k - \omega$  (figures 5.17 et 5.18). Le modèle  $k - \omega$  est un modèle bas-Reynolds : par conséquent l’écoulement est réellement résolu jusqu’à la paroi, par opposition aux techniques de lois de parois où une interpolation est réalisée dans la sous-couche visqueuse. La résolution est donc plus précise avec le modèle  $k - \omega$  qui prévoit mieux les décollements. Par ailleurs, le modèle  $k - \varepsilon$  est connu pour les prévoir trop tôt (annexe E). Le résultat obtenu avec la deuxième simulation est donc en principe plus proche de la réalité.

En conséquences ,on constate une répartition très différente de la pression le long de la corde : sur la figure 5.29 : les différences concernent toute la corde, extradots et intrados, du bord d’attaque au bord de fuite. D’un point de vue acoustique, les différences sont grandes aussi, surtout sur la raie  $m = 2$  (tableau 5.10).

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg1_2550_rot_128_ke	-109.7	39.1	-33.7	11.8	-14.1	-8.2
mg2_2550_rot_64_kw	-112.2	35.5	-35	11.4	-18.5	-1

TAB. 5.10 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d’envergure 1 mm : influence du modèle de turbulence : MG1  $k - \varepsilon$  lois de parois vs. MG2  $k - \omega$



**Fig. 5.29** – Pression sur l’aube de stator à un instant donné  $t_0$  : Influence du modèle de turbulence utilisé, MG1  $k - \varepsilon$  lois de parois vs. MG2  $k - \omega$

Les avantages du modèle  $k - \omega$  sur celui  $k - \varepsilon$  ont été mis en avant. Cependant, loin des parois, Menter montre dans [83] que la résolution n’est pas aussi bonne qu’avec le modèle  $k - \varepsilon$ , car le modèle  $k - \omega$  fournit des solutions qui dépendent des conditions initiales. La solution préconisée est d’utiliser le modèle SST, qui est une combinaison linéaire des deux modèles :  $k - \omega$  près des parois et  $k - \varepsilon$  loin de celles-ci (annexe E). Ce modèle doit donner de bons résultats dans l’ensemble du domaine de calcul, et une étude spécifique a montré [91] que ce modèle de turbulence donne des résultats proches de l’expérience. C’est pourquoi toutes les comparaisons qui peuvent l’être ont été faites sur ce modèle.

La deuxième comparaison présentée dans ce paragraphe concerne donc les modèles  $k - \omega$  et SST, qui est possible en étudiant les simulations `mg2_2500_trans_64_kw` et `mg2_2500_trans_64_sst`. La figure 5.30 présente une comparaison des hodographes (a), qui sont franchement différents ; la distribution de la pression le long de la corde est d’ailleurs elle aussi très différente (b). Il n’est donc pas très surprenant d’obtenir des résultats acoustiques assez éloignés (tableau 5.11) : les écarts atteignent presque 3 dB sur la deuxième raie. C’est le modèle SST qui fournit le résultat le plus élevé, ce qui signifie que le modèle  $k - \omega$  sous-estime les fluctuations par rapport à la réalité si l’on admet que les conclusions obtenues sur des simulations stationnaires (annexe E) sont réutilisables dans ce cas non stationnaire.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
<code>mg2_2500_trans_64_kw</code>	-113.4	30.9	-36.9	14.7	-17.2	-7.4
<code>mg2_2500_trans_64_sst</code>	-114.7	34.1	-33.7	16.6	-14.8	-6.3

**TAB. 5.11** – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d’envergure 1 mm, maillage MG2 : influence du modèle de turbulence :  $k - \omega$  vs. SST

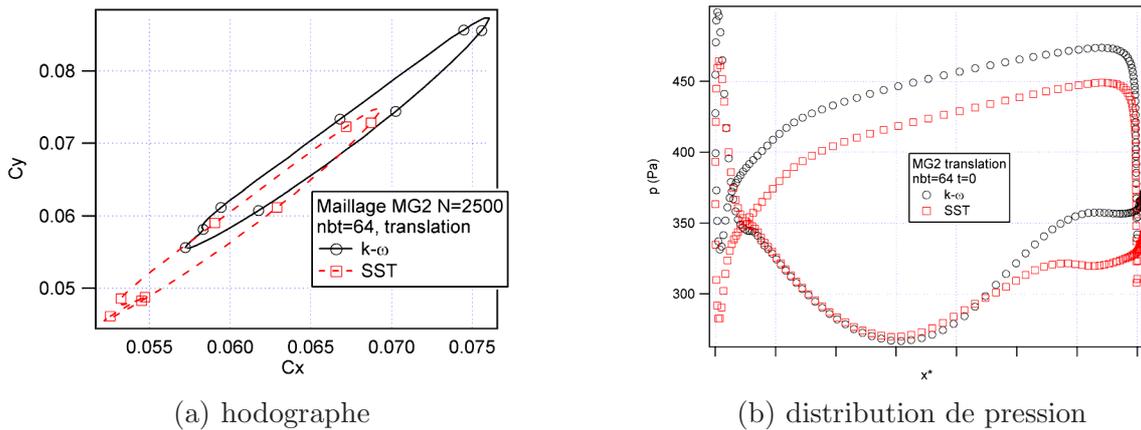


Fig. 5.30 – Influence du modèle de turbulence :  $k - \omega$  vs. SST

### 5.3.4 Effets du traitement de l'interface en translation

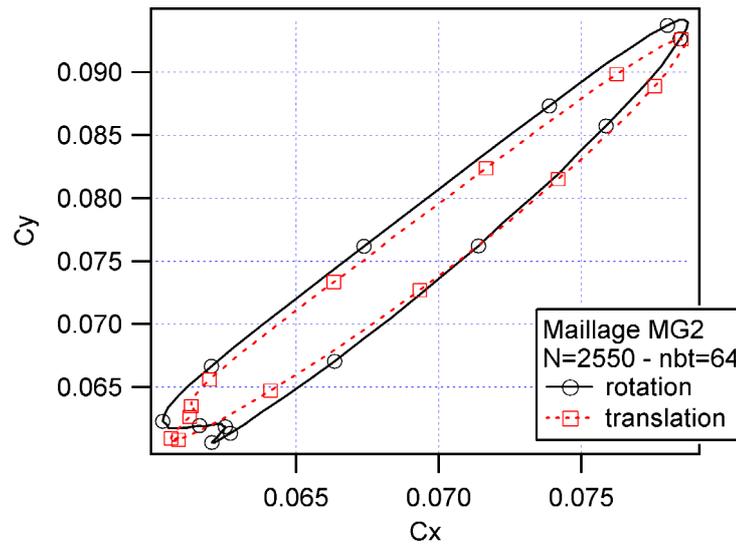
L'interface en rotation a été utilisée avec les maillages MG1 et MG2. Seule l'interface en translation a été utilisée par la suite (paragraphe 5.1.2). Les comparaisons de ce paragraphe concernent les simulations `mg1_2550_rot_64_ke` et `mg1_2550_trans_64_ke` d'une part pour le maillage MG1, et `mg2_2550_rot_64_kw` et `mg2_2550_trans_64_kw` d'autre part pour le maillage MG2.

Sur les contours d'égal niveau de pression, de vitesse ou d'énergie, il n'est pas possible de voir de différence. La figure 5.31 présente des résultats sur les coefficients intégrés, la figure 5.32 montre les différences en termes de distribution de pression. On constate que les résultats sont relativement proches. Le niveau de pression est légèrement décalé vers le bas avec les domaines en translation, car la pression dynamique est légèrement plus basse avec le domaine en translation : les erreurs induites par la mise en rotation du domaine augmentent la pression dynamique de l'ordre de 3 Pa. Les différences acoustiques sont négligeables (de l'ordre du demi-dB) dans le cas du maillage MG1 (tableau 5.12). En revanche, dans le cas du maillage MG2, elles dépassent 4 dB sur la deuxième raie, alors que sur les représentations de la pression locale instantanée aucune différence n'est décelable. L'interface en translation donne le résultat le plus faible.

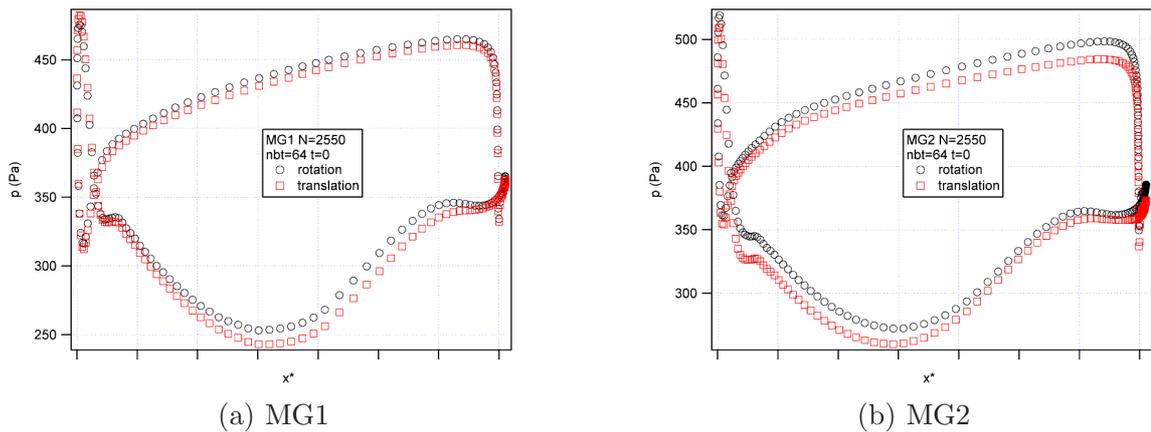
Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
<code>mg1_2550_rot_64_ke</code>	-110.2	35.7	-35.8	14.7	-16.6	-3.6
<code>mg1_2550_trans_64_ke</code>	-110	35.2	-35.4	15.2	-14.3	-3.3
<code>mg2_2550_rot_64_kw</code>	-112.2	35.5	-35	11.4	-18.5	-1
<code>mg2_2500_trans_64_kw</code>	-113.4	30.9	-36.9	14.7	-17.2	-7.4

TAB. 5.12 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d'envergure 1 mm : influence de la nature de l'interface rotor-stator

L'interface en translation fournit en principe des résultats de meilleure qualité que l'interface en rotation. En effet, même avec un rayon de courbure de 100 m, la rotation est différente d'une

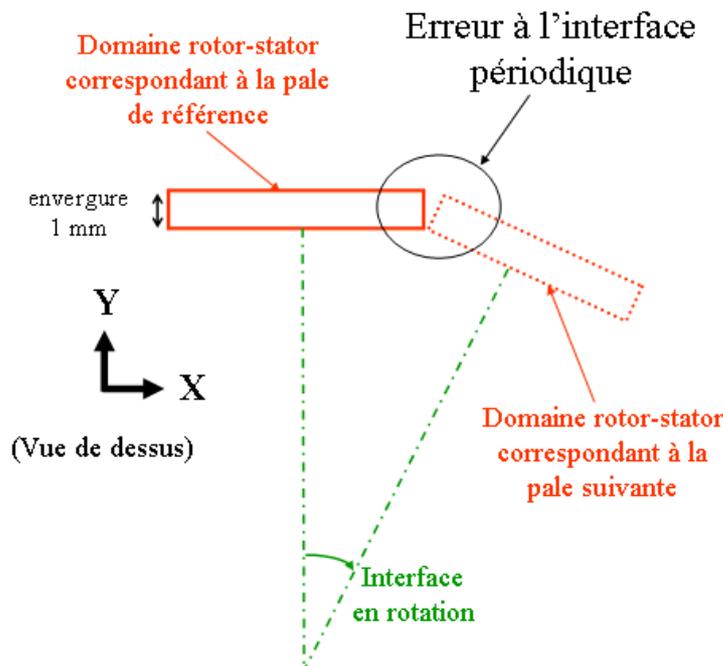


**Fig. 5.31** – Hodographe de pression : influence de du type d'interface rotor-stator (rotation ou translation) avec le maillage MG2



**Fig. 5.32** – Pression sur l'aube de stator : influence du type d'interface rotor-stator sur MG1 puis MG2

translation. Les effets sont particulièrement gênants aux interfaces périodiques : la figure 5.33 présente une exagération de l'erreur commise dans ce cas. Cette figure représente le domaine de calcul, vu de dessus par rapport à la figure 5.2, ainsi qu'une copie de ce même domaine de calcul en pointillés, qui représente le domaine de la pale suivante (condition de périodicité). Comme le mouvement de déplacement est une rotation, et non pas une translation comme en grilles d'aubes réelles, les deux domaines (la pale de référence et celle d'à côté) ne se touchent pas exactement. Pour le solveur CFD cependant, les domaines coïncident exactement puisqu'on impose une condition de périodicité. Il y a donc une incorrection dans ce qui est simulé. Ici les erreurs sont faibles d'un point de vue aérodynamique, mais d'un point de vue acoustique ces petites différences ont des conséquences non négligeables.



**Fig. 5.33** – Interface en rotation : une erreur est commise sur les conditions de périodicité (vue de dessus du domaine; la translation devrait se faire de gauche à droite)

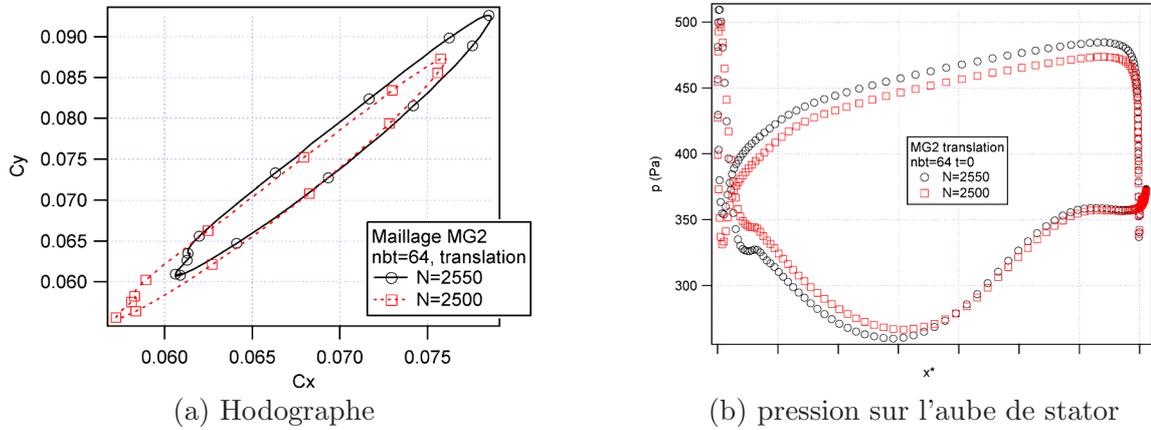
### 5.3.5 Effets d'une faible variation de la vitesse de rotation

Différents types de calculs aérodynamiques ont été réalisés, certains à 2500 tr/min et d'autres à 2550 tr/min. L'influence de la vitesse de rotation peut être mise en évidence en comparant les simulations `mg2_2550_trans_64_kw` et `mg2_2500_trans_64_kw` (figure 5.34). Sur les hodographes, qui représentent des variables adimensionnalisées par la pression dynamique, on constate un décalage des ellipses. Celle qui correspond à la plus faible vitesse est décalée vers le bas et la gauche :  $C_X$  et  $C_Y$  diminuent. En revanche, la distribution de la pression est relativement similaire. Or, c'est elle qui correspond effectivement au bruit, d'ailleurs l'application acoustique confirme que le changement de vitesse de rotation a peu d'effets (tableau 5.13). Cela montre que les comparaisons de coefficients adimensionnalisés n'est pas pratique pour les exploitations acoustiques, et qu'il est préférable d'utiliser la pression directement.

Les différences observées sur les hodographes s'expliquent par la façon dont on calcule la pression dynamique qui sert à les adimensionnaliser, équation (5.1). Lorsqu'on change la vitesse de rotation, la vitesse relative en amont du rotor change et la pression dynamique change. Ici elle passe de 715 Pa pour une vitesse de rotation de 2500 tr/min à la valeur 740 Pa pour 2550 tr/min.

Un post-traitement supplémentaire de la simulation `mg2_2500_trans_64_kw` a été effectué en considérant dans l'application acoustique que la vitesse de rotation était de 2550 tr/min (tableau

5.13, (a)). On constate là aussi que les différences sont très faibles. Par conséquent, ni la partie aérodynamique ni la partie acoustique ne sont sensibles à de faibles variations de la vitesse de rotation. On retrouve ainsi un résultat connu : le bruit du ventilateur évolue en principe avec la puissance 5.5 de la vitesse de rotation [58].



**Fig. 5.34** – Influence de la vitesse de rotation sur l'hodographe et la distribution de pression  $\bar{\Omega}$

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg2_2550_trans_64_kw	-111.7	31	-35.6	15.1	-17.2	-11.2
mg2_2500_trans_64_kw	-113.4	30.9	-36.9	14.7	-17.2	-7.4
mg2_2500_trans_64_kw (a)	-111.8	31.2	-35.5	14.8	-16.2	-7.3

TAB. 5.13 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d'envergure 1 mm : influence de la vitesse de rotation. (a) signifie que l'application acoustique a été faite à  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min

### 5.3.6 Effets du solveur

Les solveurs TASCflow et TURB'FLOW ont été comparés sur des simulations stationnaires dans [63]. Des comparaisons non stationnaires ont pu être effectuées à partir des simulations TURB'FLOW de cet article. Les simulations concernées sont mg3f\_2500\_turbflow\_kw et mg3f\_2550\_rot\_64\_kw. Aucune comparaison n'est disponible à la même vitesse de rotation, cependant on vient de démontrer que les effets acoustiques d'un changement de vitesse de rotation sont faibles.

Les hodographes de la figure 5.35 doivent être comparés en considérant les conclusions du paragraphe précédent : une augmentation de la vitesse de rotation décale l'hodographe sur son axe et vers le haut. On peut donc supposer que la grande différence entre TASCflow et TURB'FLOW réside dans un décalage de l'hodographe vers la gauche : le  $C_y$  est plus faible avec TURB'FLOW. On remarque de plus que l'hodographe est de plus grande taille, ce qui signifie que

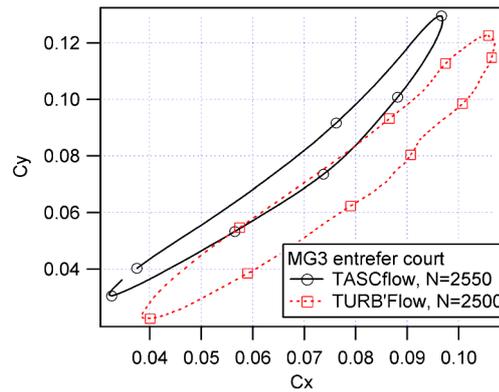


Fig. 5.35 – Hodographes de pression : comparaisons entre TASCflow et TURB'FLOW

les fluctuations de charge sont de plus grande amplitude.

L'application acoustique (tableau 5.14) montre que les différences aérodynamiques ne se traduisent pas facilement : sur la raie  $m = 2$ , TASCflow donne une résultat plus élevé tandis que sur les trois suivantes c'est TURB'FLOW. Les résultats sont du même ordre de grandeur, mais les différences restent élevées ; elles sont vraisemblablement dues à la différence de schéma temporel.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg3f_2500_turbflow_kw	-103.7	43.3	-19.8	33.4	11.7	23.2
mg3f_2550_rot_64_kw	-103.6	45.2	-33.6	27.2	6.1	24.3

TAB. 5.14 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d'envergure 1 mm : influence du code de calcul utilisé

### 5.3.7 Effets de l'assimilation d'un système 9 : 19 à 1 : 2

Comme la base du maillage associé au calcul 9 : 19 est identique à celle de MG3 (1 : 2), on peut comparer les résultats. Les simulations à comparer sont mg3\_2500\_trans\_64\_sst et mg3\_2500\_trans\_64\_sst\_919. Les champs de pression, de vitesse, ou d'énergie cinétique turbulente sont semblables à ceux que l'on a observés sur le maillage équivalent en configuration 1 : 2 (maillage MG3). Les hodographes sont quasiment superposés (figure 5.36). La pression instantanée appliquée sur l'aube est également la même, comme on le constate sur la figure 5.37 qui présente des résultats à deux instants. Tout ceci est largement confirmé par l'application acoustique, puisque les différences sont petites, de 0.5 à 1 dB (tableau 5.15).

Ce résultat justifie l'utilisation de simulations 1 : 2 pour rendre compte de phénomènes d'un ensemble 9 : 19. Les résultats présentés sont donc représentatifs du cas réel. Mais surtout, il

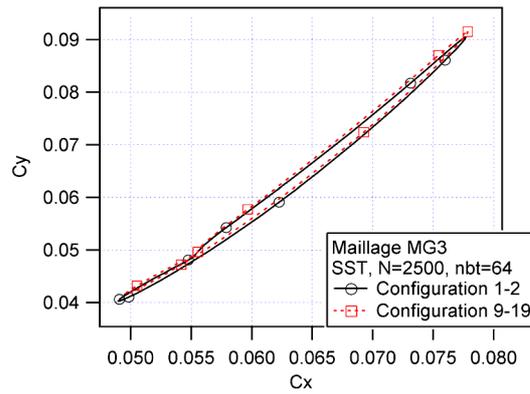


Fig. 5.36 – Hodographe de pression : validation du calcul 1 : 2 par un calcul 9 : 19

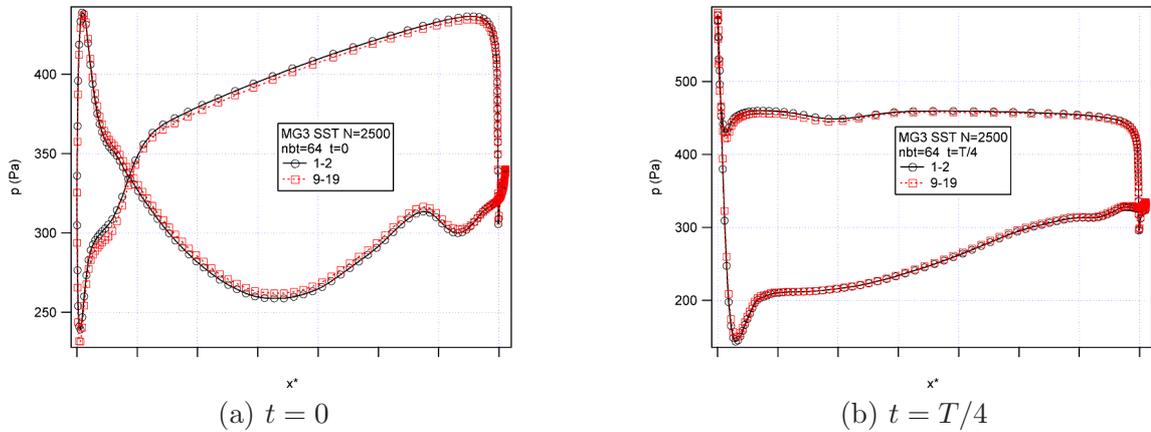


Fig. 5.37 – Pression sur l'aube de stator : comparaison des résultats entre le calcul complet 9 : 19 et le calcul réduit 1 : 2. Les distributions de charge sont quasiment identiques, et ce aux deux instants

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg3_2500_trans_64_sst	-109.2	43.4	-34.4	17.6	-12.2	-2
mg3_2500_trans_64_sst_919	-108.5	44	-33.6	18,8	-11.3	1.6

TAB. 5.15 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d'envergure 1 mm : validation du calcul 1 : 2 par un calcul 9 : 19

sera bientôt possible de réaliser des simulations non stationnaires tridimensionnelles 1 : 2 : les applications acoustiques donneront par conséquent un résultat représentatif du système réel 9 : 19 sans que l'on ait besoin de réaliser la simulation complète. D'autres applications acoustiques sont proposées dans l'annexe C.2 : le tableau C.2 présente différents post-traitements du calcul mg3\_2500\_trans\_64\_sst.

Lorsque la taille d'un problème peut être réduite, comme ici, celui-ci devient plus facile à résoudre. Cependant, toutes les configurations rotor-stator ne peuvent pas se réduire à une

configuration simple comme celle 1 : 2 présentée ici. Une configuration 9 : 13 peut par exemple être assimilée à une configuration 2 : 3, mais cela représente déjà une simulation deux fois plus importante que celle 1 : 2 qui vient d'être étudiée. Dans le cas d'une configuration 9 : 16 par contre aucune réduction du problème n'est raisonnable.

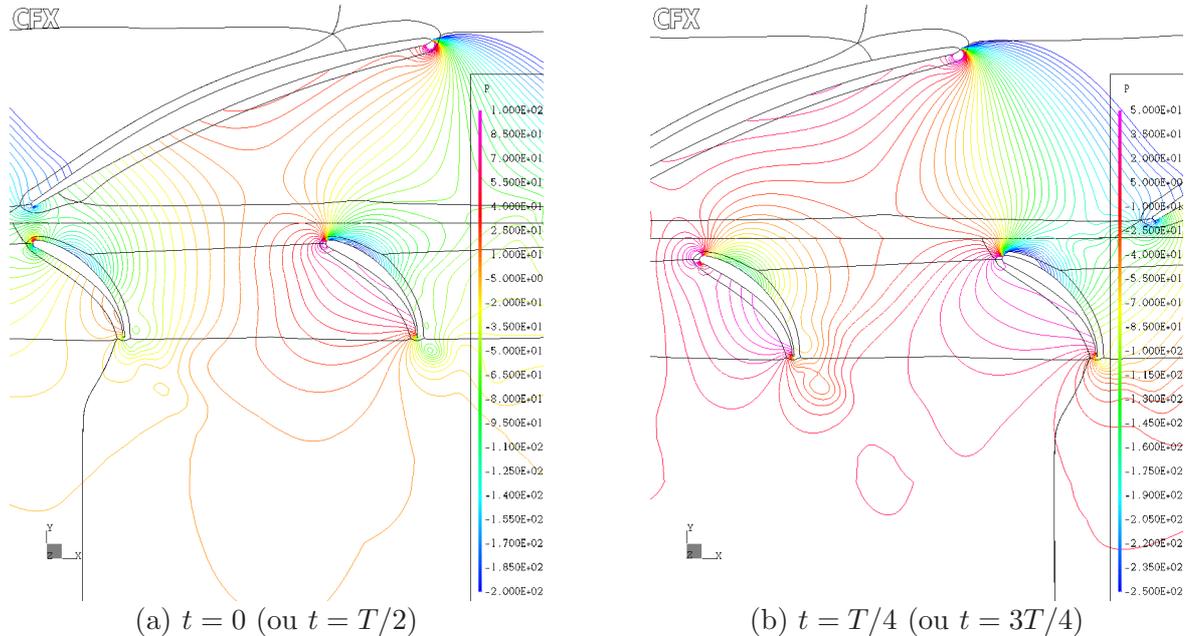
Une solution est alors d'utiliser des conditions périodiques dites "chorochroniques", décrites et utilisées par exemple par Gerolymos *et al.* dans le cas de simulations non stationnaires [51]. Dans le cas du système rotor-stator 9 : 19 étudié par exemple, chaque aube de stator expérimente le même écoulement que sa voisine, mais avec un retard temporel égal à  $T/19$  où  $T$  est la période de passage de pales,  $T = T_0/9$  où  $T_0$  est la période de rotation du rotor. Le retard temporel d'une aube à une autre est donc égal à  $T_0 \cdot 9/19$  ce qui correspond à un déphasage de  $2\pi \cdot 9/19$ . Le même raisonnement peut être effectué pour chaque pale du rotor, qui expérimente la même chose que sa voisine avec un déphasage de  $2\pi \cdot 19/9$ . On utilise alors des conditions de périodicité généralisées, ce qui permet de ne mailler qu'une seule pale de rotor et une seule aube de stator. Le code TASCflow ne permet pour l'instant pas l'utilisation de telles conditions périodiques, cette voie n'a pas été explorée plus avant. La technique n'est intéressante que dans le cas d'une hélice symétriques (pales régulièrement réparties), et avec un stator lui aussi symétrique. L'implémentation proposée dans [51] donne de bons résultats comparés à l'expérience.

### 5.3.8 Effets de la taille de l'entrefer

Les trois tailles d'entrefers correspondent à des situations physiques différentes, contrairement aux autres cas de ce chapitre, qui concernent différentes simulations de la même configuration rotor-stator. L'objectif de ce chapitre est essentiellement de donner des préconisations pour la conduite de calculs fiables, les comparaisons présentées ici sont une application des résultats précédents. Ceux-ci ont permis de choisir au mieux les paramètres de simulation. Pour des raisons pratiques, la comparaison a été effectuée avec TURB'FLOW, c'est donc le modèle  $k - \omega$  qui a été utilisé. Les simulations comparées sont celles nommées mg3\_2500\_turbflow\_kw, mg3m\_2500\_turbflow\_kw et mg3f\_2500\_turbflow\_kw.

Les comparaisons s'appuient sur les résultats obtenus avec TASCflow sur l'entrefer fin, simulation mg3f\_2550\_rot\_64\_kw. Des courbes d'égal niveau de pression (figure 5.38) relient directement l'intrados de la pale de rotor aux deux aubes de stator, à tout instant : l'écoulement autour du rotor est perturbé par la présence du stator. On parle d'interactions potentielles. Elles sont visibles sur une vaste portion de l'intrados du rotor, qui est relié par ces courbes aussi bien au bord d'attaque qu'au bord de fuite des aubes du stator. En conséquence, les sillages qui s'échappent du rotor sont déformés bien avant d'avoir balayé le stator (figure 5.39), et la charge sur le rotor fluctue au rythme du passage d'une pale de rotor devant chaque aube de stator. Chaque pale de rotor reçoit la même information des sillages, mais à des temps décalés. Le bruit résultant

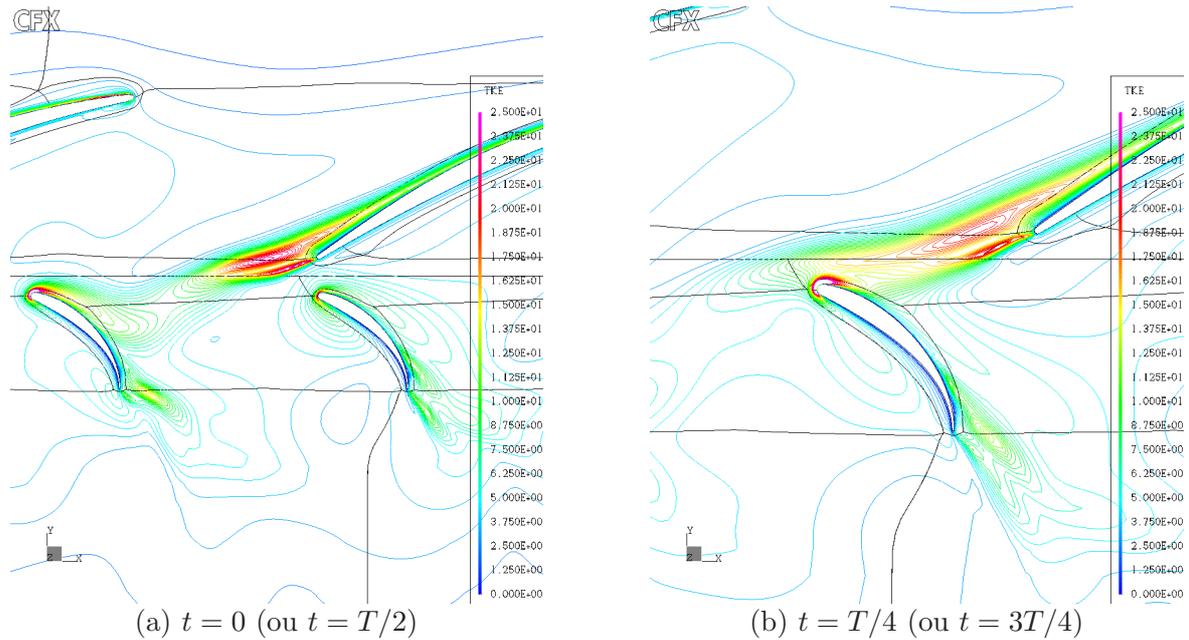
est donc périodique de la période de passage de pale dans le cas d'un rotor symétrique ; dans le cas général tous les harmoniques de la fréquence fondamentale de rotation apparaissent sur le spectre acoustique.



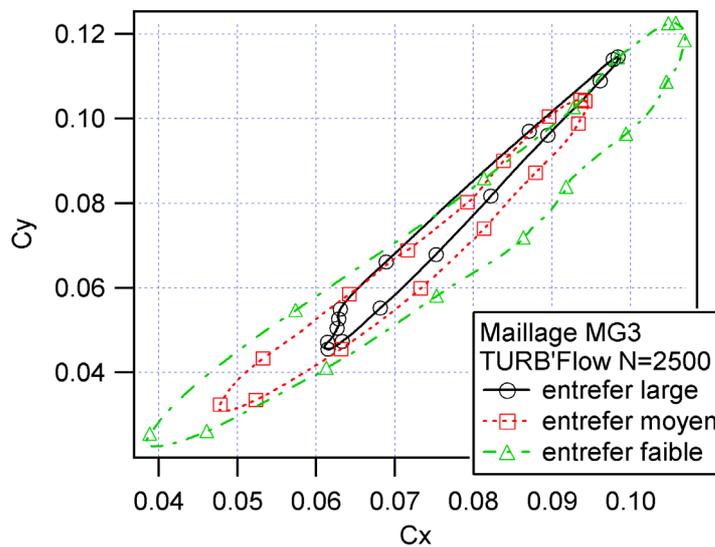
**Fig. 5.38** – Maillage MG3f entrefer fin, interface en rotation à  $\overline{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : courbes d'égal niveau de pression à  $t = 0$  et  $t = T/4$

La taille des hodographes “correspond” à l'harmonique d'ordre 1 des sources (et donc du bruit) ; ce sont les petites fluctuations qui sont responsables des autres harmoniques. On constate effectivement que pour cet harmonique, la taille des ellipses (figure 5.40) évolue comme le bruit calculé. Mais pour des raisons d'interférences entre les aubes de stator, l'harmonique d'ordre 1 a une contribution au bruit très faible dans la configuration 9 : 19 étudiée.

Dans ce chapitre, la contribution au bruit des interactions potentielles est ignorée : l'étude porte sur l'interaction du stator avec les sillages qui s'échappent du rotor. Par contre, comme on vient de le signaler, les sillages sont perturbés avant même d'avoir balayé le stator. Le stator ne reçoit donc pas la même nature de perturbations. On ne peut *a priori* pas savoir à l'avance si cette modification va augmenter ou diminuer le bruit rayonné. Il n'est donc pas étonnant de constater qu'ici le bruit rayonné n'évolue pas de façon monotone avec la distance rotor-stator (tableau 5.16).



**Fig. 5.39** – Maillage MG3f entrefer fin, interface en rotation à  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 itérations temporelles par période : courbes d'égal niveau d'énergie cinétique turbulente à  $t = 0$  et  $t = T/4$



**Fig. 5.40** – Hodographes de pression : influence de la taille de l'entrefer

## 5.4 Conclusions

De nombreuses simulations non stationnaires ont été réalisées selon la technique directe, dans une configuration représentative d'un système de référence à 9 pales et 19 aubes de stator, au rayon moyen. De l'étude paramétrique, il ressort essentiellement deux informations.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg3_2500_turbflow_kw	-108.1	41.6	-23.8	32.1	4.2	23.8
mg3m_2500_turbflow_kw	-106.6	34.1	-27.3	22.2	-2.5	17.3
mg3f_2500_turbflow_kw	-103.7	43.3	-19.8	33.4	11.7	23.2

TAB. 5.16 – Puissance acoustique rayonnée par une tranche 2D d’envergure 1 mm : influence de la distance rotor-stator

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg1_2550_rot_18_ke	-109.7	29.9	-36.2	17.1	-12.3	1.8
mg1_2550_rot_64_ke	-110.2	35.7	-35.8	14.7	-16.6	-3.6
mg1_2550_rot_128_ke	-109.7	39.1	-33.7	11.8	-14.1	-8.2
mg1_2550_rot_256_ke	-109.7	38.1	-34	11.9	-15.5	-7
mg1_2550_trans_64_ke	-110	35.2	-35.4	15.2	-14.3	-3.3
mg2_2550_rot_32_kw	-111.8	29.8	-34.8	17.9	-12	-2.6
mg2_2550_rot_64_kw	-112.2	35.5	-35	11.4	-18.5	-1
mg2_2550_rot_128_kw	-112.1	35.5	-34.4	9.3	-18.4	-6.5
mg2_2550_trans_64_kw	-111.7	31	-35.6	15.1	-17.2	-11.2
mg2_2500_trans_64_kw	-113.4	30.9	-36.9	14.7	-17.2	-7.4
mg2_2500_trans_64_kw (a)	-111.8	31.2	-35.5	14.8	-16.2	-7.3
mg2_2500_trans_64_sst	-114.7	34.1	-33.7	16.6	-14.8	-6.3
mg3_2500_turbflow_kw	-108.1	41.6	-23.8	32.1	4.2	23.8
mg3m_2500_turbflow_kw	-106.6	34.1	-27.3	22.2	-2.5	17.3
mg3f_2500_turbflow_kw	-103.7	43.3	-19.8	33.4	11.7	23.2
mg3f_2550_rot_64_kw	-103.6	45.2	-33.6	27.2	6.1	24.3
mg3f_2550_rot_128_kw	-103.6	45.1	-31.4	26.9	6.9	26.9
mg3f_2550_rot_256_kw	-103.6	45	-30.8	26.8	6.8	28.1
mg4f_2550_rot_64_kw	-103.2	45.2	-26.4	24.2	3.7	24.9
mg3_2500_trans_64_sst	-109.2	43.4	-34.4	17.6	-12.2	-2
mg3_2500_trans_64_sst_919	-108,5	44	-33.6	18.8	-11.3	1.6

TAB. 5.17 – Puissance acoustique calculée pour chacune des simulations rotor-stator. Les simulations sont présentées dans le tableau 5.5. Le (a) signifie que l’application acoustique est effectuée à  $\bar{\Omega} = 2550$  tr/min au lieu de 2500

Tout d’abord, ces simulations sont techniquement difficiles à réaliser. La génération des maillages est délicate même en 2D, spécialement lorsque la distance rotor-stator est faible ; en 3D, on peut s’attendre à des difficultés encore supérieures. Les temps de calcul et la capacité des machines sont de réels soucis en 3D.

Ensuite, les conditions nécessaires pour accorder une bonne crédibilité aux résultats acoustiques obtenus portent sur la qualité de la simulation CFD : une faible variation des paramètres de la simulation peut se traduire par une différence de rayonnement de plusieurs décibels, car les phénomènes physiques restitués seront déformés par rapport à la réalité. Le maillage doit être d’une finesse adaptée au modèle de turbulence utilisé près des parois ; les gradients de densité de mailles doivent être faibles et les mailles ne doivent pas être trop écrasées. La topologie doit permettre aux sillages de se propager le plus loin possible sans atténuation : par exemple, aucune interface périodique ne doit rencontrer la trajectoire des sillages. Le modèle de turbulence

doit être choisi parmi ceux qui restituent le plus fidèlement le type d'écoulement à résoudre ; dans notre cas il s'agit du modèle SST. Lorsque ces conditions sont réunies, le calcul fournit un résultat vraisemblable ; cependant, la validation des résultats obtenus dans ce chapitre n'est pas aisée.

## Chapitre 6

# Bruit du stator, techniques indirectes

La méthode indirecte repose sur un modèle analytique du comportement aérodynamique d'un profil, proposé par Sears. Il s'agit de multiplier les variations temporelles des perturbations de la vitesse en amont du stator par une fonction de transfert, où intervient la fonction de Sears, pour connaître les sources situées sur les aubes du stator. Les perturbations amont sont fournies par une simulation numérique stationnaire de l'écoulement autour du rotor isolé.

Cette façon de procéder permet de se dispenser d'interfaces rotor-stator. Le maillage peut alors être réalisé en faisant en sorte que les mailles suivent les lignes de courant : la résolution du sillage est donc meilleure avec cette technique. De plus, une simulation stationnaire autour d'une aube prend moins de temps (CPU) et moins de mémoire (RAM) que la résolution non-stationnaire de l'écoulement dans un ensemble rotor-stator.

L'écoulement est donc mieux résolu, plus vite, et plus facilement : la méthode indirecte est très attrayante. En revanche, elle suppose que la présence du stator ne modifie pas fondamentalement la structure des sillages tels qu'on peut les déduire d'une simulation du rotor isolé. Ceci est partiellement justifié par les simulations du chapitre précédent avec le grand entrefer, mais pas pour l'entrefer court.

Dans ce chapitre, on présente d'abord la technique utilisée. Un paragraphe est ensuite dédié à la présentation des simulations numériques ; les effets de différents paramètres sont étudiés. Les résultats sont alors comparés à ceux de la technique directe. Les limitations de la méthode conduisent à proposer une méthode semi-directe, présentée dans le dernier paragraphe.

## 6.1 Méthode utilisée

### 6.1.1 Théorie de Sears

Le bruit créé par un sillage balayant une grille d'aubes a été étudié par Kemp et Sears dans les années 30 à 50. En 1935, ils publient un article détaillant l'origine des bruit aérodynamiques ainsi créés [71]. Cette étude, qui rend compte des phénomènes d'interactions de sillages, est complétée par l'étude des interactions potentielles en 1955 [72]; mais seule la description des phénomènes est réalisée. Sears [103] a ensuite développé en 1941 une théorie analytique de l'écoulement potentiel autour d'une plaque plane bidimensionnelle, placée sans incidence dans un écoulement permanent de vitesse moyenne  $U_0$ , avec une perturbation sinusoïdale de la vitesse transversale (direction normale à la plaque). Il obtient une relation entre les fluctuations de vitesse transversale et les fluctuations de portance le long de la corde. Les conditions pratiques d'application de la théorie de Sears sont les suivantes :

- Profil d'aube isolé et au repos
- Ecoulement isentropique
- Nombre de Mach  $M_0$  faible : écoulement incompressible
- Fluctuations de vitesse majoritairement transverses (perpendiculaires au plan du profil)
- Aube peu cambrée assimilable à une plaque plane
- Aube mince
- Ecoulement figé : les perturbations se propagent le long de la corde sans autre modification que celle apportée par la présence du profil
- Contribution au bruit majoritairement dipolaire, seules les fluctuations de portance étant assimilées aux sources.

Dans le cas étudié, l'hypothèse d'incidence nulle doit être interprétée, en raison de la cambrure. Elle peut être définie par exemple par rapport à la ligne moyenne du profil au bord d'attaque, ou selon la corde. L'harmonique d'ordre  $\lambda$  de la fluctuation de portance selon la théorie de Sears pour un segment d'aube s'écrit alors :

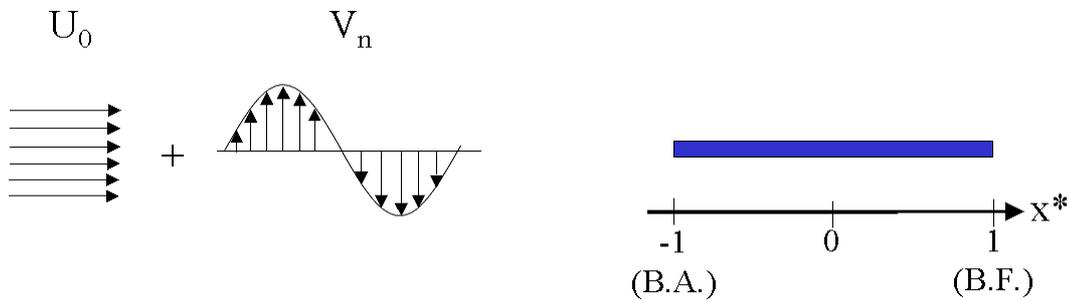
$$f_\lambda = \rho_0 U_0 \widetilde{V}_n(\lambda) \cdot S \left( \frac{\lambda \Omega c}{2U_0} \right) \cdot \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} e^{-i\omega t} ds \quad (6.1)$$

avec les notations suivantes (figure 6.1) :

- $U_0$  vitesse moyenne, définie par une projection à partir de la vitesse relative à une aube
- $V_n(t)$  composante normale de la vitesse, fluctuante dans le temps
- $\lambda$  ordre de l'harmonique :  $\omega = \lambda\Omega$
- $\widetilde{V}_n(\lambda)$  harmonique d'ordre  $\lambda$  de  $V_n(t)$
- $x^*$  l'abscisse curviligne le long de la ligne moyenne, adimensionnalisée par la corde ; cette fois contrairement au paragraphe 5.2.3 l'aube est considérée comme n'ayant pas d'épaisseur, on définit  $x^*$  pour la ligne moyenne ;
- $ds$  surface de l'élément compact considéré ;
- $S$  fonction de Sears :

$$S(k_1^*) = \frac{2}{\pi k_1^*} \left( \left[ J_0(k_1^*) - Y_1(k_1^*) \right] - i \left[ J_1(k_1^*) + Y_0(k_1^*) \right] \right)^{-1} \quad (6.2)$$

où  $J$  et  $Y$  désignent respectivement les fonctions de Bessel de première et de deuxième espèce.



**Fig. 6.1** – *Théorie de Sears : vitesse incidente*

Avec la théorie de Sears, toutes les sources distribuées le long de la corde sont en phase, ce qui correspond à une hypothèse de compacité en corde étant donné que la plaque est plane (paragraphe 4.3). Cette hypothèse est discutable en hautes fréquences, pour les harmoniques de bruit d'ordres supérieurs à 4. De plus, on peut démontrer que l'hypothèse d'incompressibilité tombe en défaut, en aérodynamique non stationnaire, lorsque la fréquence augmente, même à faible nombre de Mach. On doit donc en principe rechercher une extension compressible et hautes fréquences à la théorie de Sears, comme celles proposées par Amiet [5, 4].

Par ailleurs, les aubes de stator ne sont pas des plaques planes sans épaisseur mais des aubes cambrées et épaisses. La cambrure du stator est d'environ  $25^\circ$ , et l'épaisseur relative à la corde de 9% : nous sommes donc aux limites du champ d'application de la formule. Du point de vue de la perturbation incidente, les fluctuations de vitesse ne sont pas uniquement normales à l'aube, en particulier à cause de sa cambrure : la vitesse longitudinale fluctue donc aussi, ce qui ne correspond pas non plus aux hypothèses du modèle de Sears. Enfin, les récentes études de Gobulev *et al.* [30] montrent que l'approche linéarisée est valable au moins jusqu'à un taux de perturbation de l'ordre de 10% de l'écoulement moyen. Cette hypothèse est discutable ici, puisque les perturbations de vitesse atteignent 8 m/s pour un écoulement moyen  $U_0$  d'environ 40 m/s, pour certains paramètres de simulation. En outre les perturbations sont bidimensionnelles et non monodimensionnelles, ce qui augmente l'importance des effets non linéaires. Nous sommes

donc à la limite de validité des théories linéarisées.

Il peut donc être tentant d'utiliser des variantes à la théorie de Sears. Celles proposées par Horlock [66] ou Naumann et Yeh [96] prennent en compte l'angle d'attaque de l'aube, son épaisseur et sa cambrure. Par conséquent, elles considèrent aussi les perturbations de la vitesse longitudinale (parallèlement à  $U_0$ ). Cependant Goldstein et Atassi [56] ont démontré que ces modèles, issus comme celui de Sears d'une analyse du premier ordre, étaient faux dans le sens où les effets de cambrure et d'épaisseur nécessitent une analyse du second ordre comme celle proposée par Atassi dans [7]. Son emploi n'est cependant pas aussi aisé que celui d'une théorie linéarisée comme celle de Sears.

L'objectif de ce chapitre est de savoir si l'on peut remplacer l'approche directe, *a priori* exacte, par une approche indirecte simplifiée, qui ne se justifie que si elle reste analytique et simple d'emploi. Tenir compte à la fois des effets de compressibilité et de géométrie reviendrait à traiter de façon numérique les approches aérodynamiques non stationnaires, comme Atassi [7], ce qui n'entre pas dans les objectifs de ce travail. Cette étude, complétée par les simulations non stationnaires du chapitre précédent, doit permettre de déterminer si l'on est suffisamment proches des conditions d'application du calcul de Sears. Il sera éventuellement possible de raffiner le modèle ensuite, si l'on pense que cela permettrait une meilleure prévision.

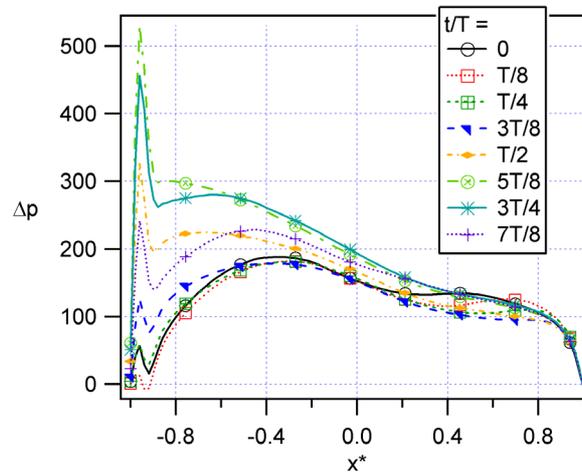
### 6.1.2 Etude de la répartition de charge selon la corde

Dans l'équation de Sears (6.1), on peut séparer les variables de la façon suivante :

$$f_\lambda(x^*) = g(\lambda) \cdot \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}}$$

avec  $g$  une fonction indépendante de  $x^*$ . Dans la théorie de Sears, la phase est constante égale à zéro : la phase calculée au paragraphe 5.2.3 représente donc directement l'écart en phase entre la théorie de Sears et le calcul direct. Il reste à présenter la comparaison du module des charges locales en fonction de  $x^*$ , *i.e.* le terme  $\sqrt{(1-x^*)/(1+x^*)}$  de l'équation précédente, à la répartition déduite des résultats des simulations rotor-stator précédentes. La technique suivante est utilisée ; elle est fortement inspirée de ce qui a été présenté au paragraphe 5.2.3 mais cette fois on fait l'hypothèse de compacité en épaisseur :

- développer entièrement le profil réel pour obtenir une ligne “Bord d’Attaque (BA) – extrados – Bord de Fuite (BF) – intrados – Bord d’Attaque” ;
- définir, pour l’extrados d’une part et pour l’intrados d’autre part, l’abscisse curviligne  $x^*$ ,  $x^* = -1$  au Bord d’Attaque et  $x^* = 1$  au Bord de Fuite ;
- calculer pour chaque position  $x^*$  et chaque instant  $t$  la différence de pression entre l’extrados et l’intrados :  $\Delta p(x^*, t) = p_{extrados}(x^*, t) - p_{intrados}(x^*, t)$  (figure 6.2) ;
- ce  $\Delta p(x^*)$  correspond à la source acoustique si l’on fait l’hypothèse de compacité en épaisseur ;
- effectuer la transformation en série de Fourier de  $\Delta p(x^*, t)$  pour trouver les  $f_\lambda(x^*)$  ;
- comparer  $f_\lambda(x^*)$  à  $\sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}}$  après adimensionnalisation par l’aire sous la courbe pour se ramener à la même charge (figure 6.3).



**Fig. 6.2** – Représentation de  $|\Delta P|$  entre l’extrados et l’intrados, le long de la corde, à différents instants dans la période (simulation *mg1\_2550\_rot\_128\_ke*)

Ces opérations peuvent ici être simplifiées puisque  $f_\lambda(x^*)$  a déjà été représenté pour l’extrados et l’intrados (paragraphe 5.2.3). L’hypothèse de compacité revient en fait à supposer que les contributions de l’intrados et de l’extrados peuvent être sommées avant l’application acoustique. L’effort appliqué sur la ligne moyenne est donc la somme algébrique des deux vecteurs dirigés dans des sens opposés. Si les normales sortantes (et donc les angles  $\gamma$  et  $\gamma_r$ ) sont choisies pour la ligne moyenne comme pour l’extrados, alors l’hypothèse de compacité en épaisseur revient à dire que la force appliquée sur le profil moyen est égale à :

$$\Delta p(\lambda, x^*) = f_\lambda(x^*, \text{extrados}) - f_\lambda(x^*, \text{intrados})$$

La démarche a été appliquée à 4 simulations du chapitre précédent : *mg1\_2550\_rot\_128\_ke*, *mg2\_2500\_rot\_64\_kw*, *mg2\_2500\_rot\_64\_sst* et *mg3\_2500\_rot\_64\_sst*. Les résultats sont présentés sur la figure 6.4. La répartition proposée par Sears semble convenir pour la première raie ( $m = 1$ ), et ce quels que soient le maillage ou le modèle de turbulence utilisé. La deuxième raie soutient

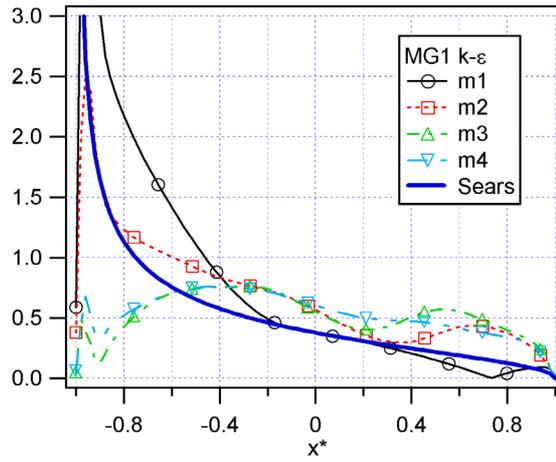


Fig. 6.3 – Comparaison de la répartition proposée par Sears avec celle obtenue lors de la simulation rotor-stator *mg1\_2550\_rot\_128\_ke*

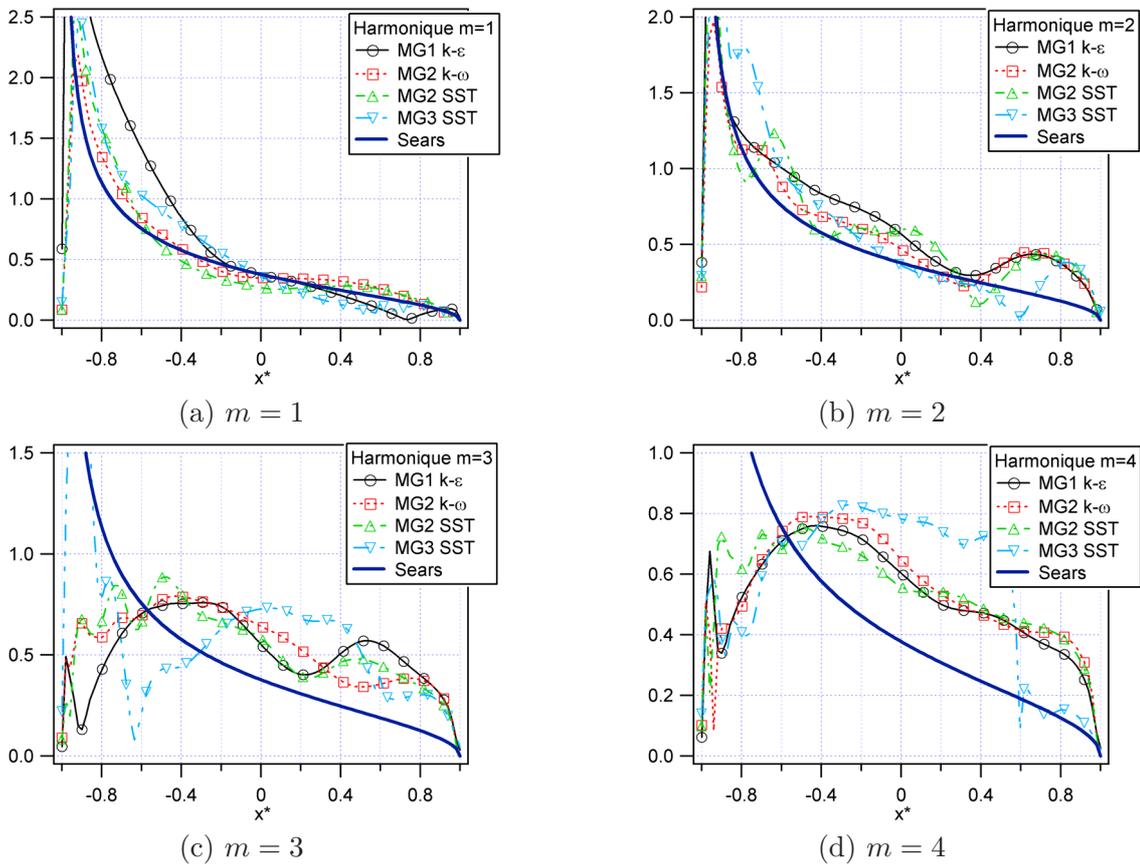


Fig. 6.4 – Répartition de charge le long de la corde : résultats obtenus sur les simulations rotor-stator de référence et comparaison avec la répartition proposée par Sears, pour quatre simulations de référence; la variable en ordonnées est sans dimension

encore la comparaison, mais beaucoup moins bien, surtout au bord de fuite. Pour les harmoniques

suivants, les résultats sont très différents. Le plateau que l'on observe près du bord de fuite peut être attribué au décollement persistant (presque stationnaire) dont il a été question au chapitre précédent. Les autres différences peuvent être expliquées par des effets de serrage au bord d'attaque [18].

Comme cela a été démontré au chapitre précédent, l'utilisation d'un maillage plus fin et d'un modèle de turbulence plus sophistiqué donnent un comportement différent au niveau du bord de fuite : on capte mieux les décollements en utilisant le maillage MG3 avec le modèle SST qu'en utilisant le maillage MG1 avec des lois de parois. Le modèle de Sears, issu d'une théorie potentielle qui ne prend pas en compte ces effets, ne peut prétendre à leur restitution. Aucun raffinement de la théorie de Sears ne permettra de retrouver analytiquement les résultats de cette figure 6.4 ; en effet, toutes les théories linéarisées s'appuient sur le fait que l'écoulement est attaché jusqu'au bord de fuite, et les petits décollements calculés ici contredisent cette hypothèse, quel que soit le modèle de turbulence, dès  $m = 2$ .

Dès à présent, on constate que même les plus fins raffinements de la théorie de Sears, comme celui proposé par Atassi, ne permettront pas une prévision parfaite des sources acoustiques dans les cas où les décollements sont forts.

## 6.2 Description des simulations numériques

Lorsque la simulation CFD n'est pas disponible, il est possible d'utiliser des modèles analytiques de sillages comme ceux proposés par Lakshminarayana [74]. Cette possibilité n'a pas été étudiée ici, l'objectif étant d'utiliser des résultats de CFD pour le calcul des sources acoustiques. Des simulations rapides et peu coûteuses permettent de connaître les sillages des pales du rotor ; elles fournissent des résultats suffisamment précis, en principe au moins autant qu'un modèle analytique.

Une étude préliminaire est nécessaire pour valider la CFD avant d'utiliser la technique indirecte sur des cas concrets. Des simulations en grille d'aubes, prenant en compte uniquement le rotor, ont été réalisées ; l'objectif est de vérifier que les tendances observées sur les simulations rotor-stator se retrouvent avec les théories indirectes, celles concernant par exemple l'influence du maillage ou du modèle de turbulence.

Toutes les simulations présentées dans ce paragraphe ont été réalisées au rayon 120 mm, et non 130 mm comme les simulations rotor-stator, excepté une, pour comparer les résultats avec la technique directe du chapitre précédent. Un résumé des simulations est présenté dans le tableau 6.7 (page 152, en même temps que la présentation des résultats acoustiques). Le seul code utilisé est TASCflow.

### 6.2.1 Trois générations de maillages

Deux premières générations de maillages ont été utilisées : la première génération (mg1) ne suit les sillages que sur environ une corde en aval du bord de fuite, la deuxième suit l'écoulement sur environ 3 cordes en aval du bord de fuite (figure 6.5). Une routine utilisant le mailleur TASCgrid fabrique automatiquement les maillages de type mg1 ou mg2 pour TASCflow. Ainsi, les principales caractéristiques des maillages sont conservées si l'on change légèrement la topologie, par exemple si l'on change la corde de 10% : on peut ainsi facilement réaliser des études paramétriques.

Une troisième génération, mg3, a été créée pour être utilisée avec le logiciel TURB'FLOW lors des comparaisons de l'ISUAAAT [63] : elle aussi suit l'écoulement sur 3 cordes, elle présente de plus des interfaces périodiques coïncidentes. Les maillages mg3 ont été réalisés avec GRIDGEN.

### 6.2.2 Etude paramétrique

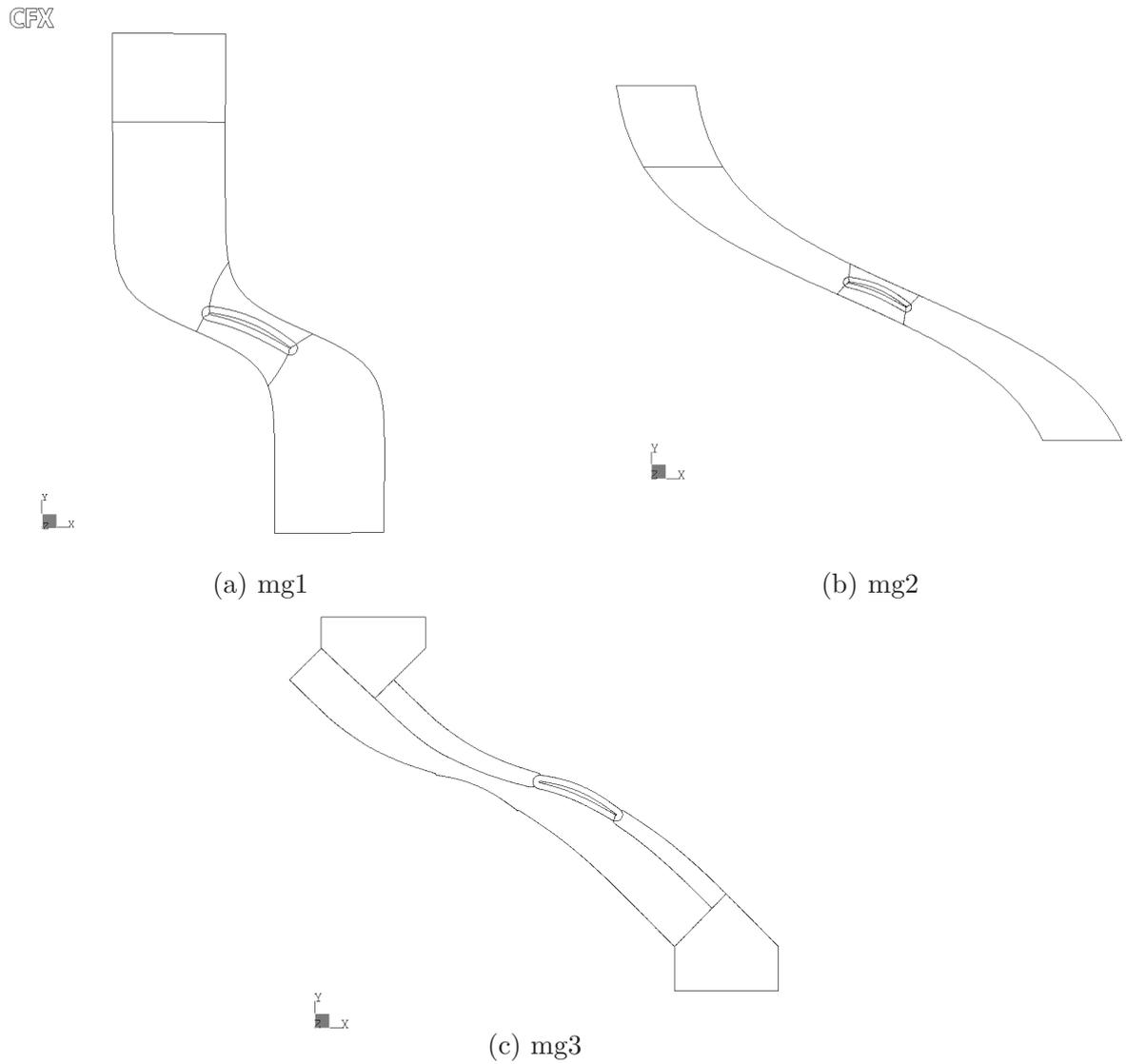
Grâce au générateur de maillage, plusieurs simulations ont été effectuées sur des maillages de différentes finesses, adaptés tantôt à des modèles de type  $k - \varepsilon$  avec des lois de paroi, lorsque  $y^+$  est proche de 30 sur la première maille, et tantôt à des modèles bas-Reynolds, quand  $y^+$  est proche de 1 sur la première maille. Les trois modèles bas-Reynolds utilisés sont : le modèle bicouche  $k - \varepsilon$ , le modèle  $k - \omega$  de Menter avec et sans son limiteur de  $P_k$ , et le modèle SST.

Les maillages sont toujours de type H-O-H et sont décrits selon une notation qui met en valeur le nombre de mailles qui servent à définir le sillage. Ainsi, "240x25\_10x60" signifie qu'on met 240 mailles dans le O sur 25 d'épaisseur, que le canal de chaque côté du O comporte 10 mailles et que la fin du domaine est longue de 60 mailles. Une illustration graphique est proposée sur la figure 6.6. Les deux grands types de maillages sont présentés sur la figure 6.7.

### 6.2.3 Conditions aux limites

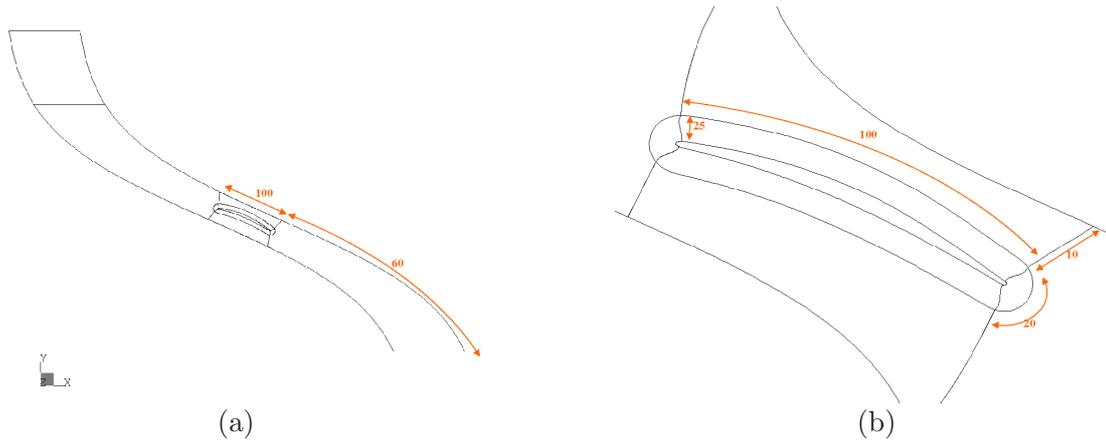
Les conditions imposées aux parois sont détaillées dans l'annexe E pour chaque modèle de turbulence. Une vitesse uniforme est imposée à l'entrée du domaine de calcul. Les simulations sont effectuées dans le repère relatif lié au rotor ; la vitesse imposée en amont du domaine est donc exprimée dans le repère relatif lié au rotor. Le point de fonctionnement étudié est le même qu'au paragraphe 5.1.5 :  $(\bar{\Omega}, Q) = (2500 \text{ tr/min}, 2600 \text{ m}^3/\text{h})$ . Dans le repère relatif :

rayon 120	$U = R \cdot \Omega = 31.4 \text{ m/s}$	$V = -8.2 \text{ m/s}$
rayon 130	$U = R \cdot \Omega = 34.0 \text{ m/s}$	$V = -8.2 \text{ m/s}$

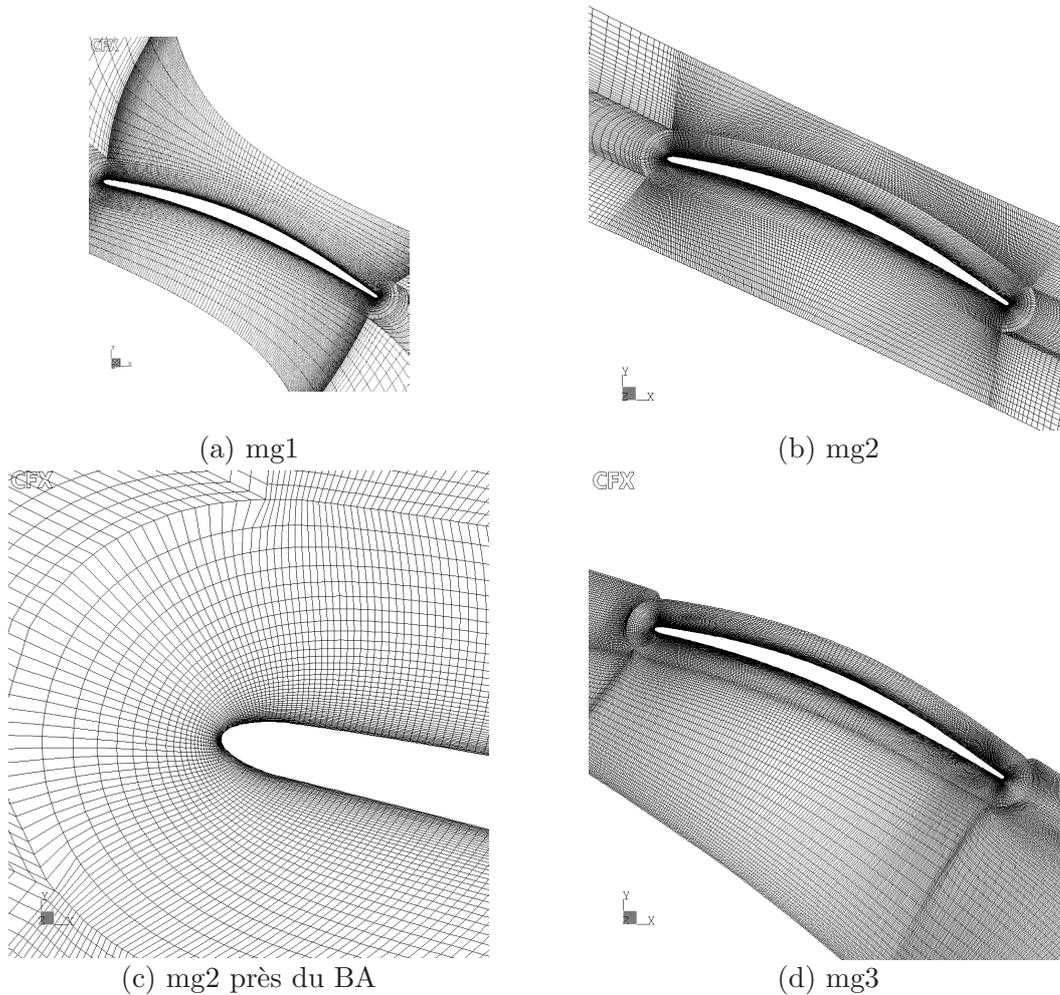


**Fig. 6.5** – Trois générations de maillage pour les simulations de l'écoulement du rotor

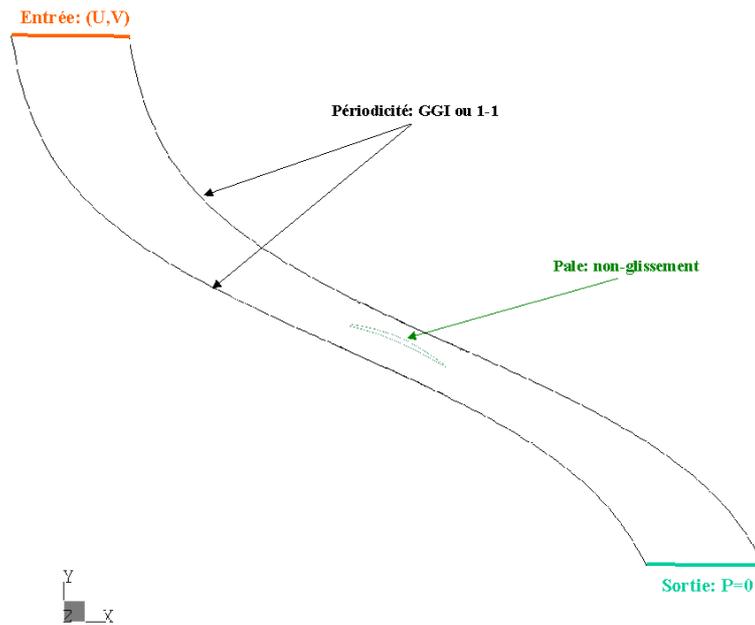
La condition imposée sur la face de sortie du domaine est, comme dans le cas des simulations rotor-stator, une pression moyenne égale à zéro (moyenne sur l'ensemble de la face de sortie). Les conditions de périodicité sont généralisées dans le cas des maillages mg1 et mg2, et coïncidentes dans le cas des maillages mg3. La synthèse de ces conditions est présentée sur la figure 6.8.



**Fig. 6.6** – Notation d'un profil de rotor 2D selon la norme de [63] : exemple du maillage 240x25\_10x60. Le nombre de points distribués le long du profil égale celui le long de la corde plus bord d'attaque et bord de fuite :  $240 = (100 + 20) * 2$



**Fig. 6.7** – Maillages associés à la figure 6.5 : les maillages mg1 et mg2 ont la même distribution de mailles, ils ont été obtenus à partir d'un template du même type



**Fig. 6.8** – Définition des conditions appliquées aux limites du domaine et repère de travail associé

## 6.3 Préparation des résultats

Ce paragraphe présente la méthode qui a été utilisée pour mettre les résultats des simulations CFD sous une forme exploitable par RSF. La présentation des résultats proprement dits est faite au paragraphe 6.4.

### 6.3.1 Perturbations de vitesse incidente

#### 6.3.1.1 Géométrie de l'aube

Une fois le champ de vitesse incident connu, les fluctuations de la charge sur les éléments d'aube sont directement obtenues par la formule (6.1). Il faut alors utiliser la formule (3.22) pour obtenir le rayonnement acoustique de chaque élément d'aube de stator. Cette dernière étape nécessite une description géométrique de l'aube pour connaître la surface  $ds$  de chaque élément et les angles  $\gamma$  et  $\gamma_r$  associés, qui définissent le maillage acoustique.

Le maillage rotor-stator MG3, qui a servi dans les simulations aérodynamiques et acoustiques du chapitre précédent, a été utilisé à cette fin. La théorie de Sears nécessite l'assimilation du profil à une plaque sans épaisseur ; il faut donc théoriquement considérer la ligne moyenne de l'aube. En première approximation, l'extrados a été utilisé en place du profil moyen. L'erreur commise sur la position des sources a peu d'importance car les aubes sont largement compactes

dans le sens de l'épaisseur ; en revanche on commet ainsi une erreur sur l'angle d'application de la force, en particulier au niveau du bord d'attaque. Cette erreur n'a pas de grandes conséquences car la normale à l'extrados est très peu différente de celle à la ligne moyenne, sauf tout près du bord d'attaque. Cette approximation convient pour l'étude paramétrique, il sera ensuite possible de s'en affranchir pour gagner en précision. La grandeur  $x^*$  est assimilée à l'abscisse curviligne selon la convention du paragraphe 6.1.2.

### 6.3.1.2 Choix de la section de travail

On cherche la réponse aérodynamique d'une aube de stator à la perturbation venant du sillage du rotor. Pour appliquer la théorie 2D proposée par Sears dans le cas présent, il faut choisir une section de travail où seront considérées les composantes normales de la vitesse instantanée, dans le repère de l'aube de stator. Cette section doit correspondre à celle où se trouverait théoriquement le centre de forces, qui se calcule analytiquement à partir de la formule de Sears. Le point d'application d'un effort est le point où le moment total est égal à la force totale multipliée par le bras de levier de la force :

$$\mathcal{M} = f \cdot x_p^* \tag{6.3}$$

avec :

$$\mathcal{M} = P_{dyn} \int_{-1}^1 p(x^*) x^* dx^*$$

et :

$$f = P_{dyn} \int_{-1}^1 p(x^*) dx^*$$

où  $P_{dyn}$  est la pression dynamique définie par l'équation (5.1), et  $p$  la pression pariétale (en Pascals) . L'évaluation de  $\mathcal{M}$  et de  $f$  donne ainsi accès à  $x_p$ . Sears a démontré dans le cas d'une plaque plane finie et infiniment mince que les efforts non visqueux appliqués le long de la plaque suivent une répartition telle que la pression pariétale  $p$  est donnée par :

$$\begin{aligned}
p(x^*, k_1) &= \rho_0 c U_0 \tilde{w}(k_1) \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} S(k_1^*) e^{-i\omega t} \\
\text{avec : } x^* &= \frac{2x}{c}, \quad k_1^* = \frac{k_1 c}{2}, \quad \text{et : } \omega = k_1 U_0 \\
\int_{-1}^1 \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} dx^* &= -4 \int_0^{\pi/2} \sin^2 t dt = \pi \\
\text{et : } \int_{-1}^1 \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} x^* dx^* &= - \int_0^{\pi/2} \tan t \sin t dt = -\frac{\pi}{2} \\
\text{donc : } f &= \int_{-1}^1 p(x^*) dx^* ds = \rho_0 \pi c U_0 \tilde{w}(k_1) S(k_1^*) e^{-i\omega t} ds \\
\text{et : } \mathcal{M} &= \int_{-1}^1 p(x^*) x^* dx^* ds = -\frac{1}{2} \rho_0 \pi c U_0 \tilde{w}(k_1) S(k_1^*) e^{-i\omega t} ds \\
\text{Finalement : } x_P^* &= -\frac{1}{2} \tag{6.4}
\end{aligned}$$

Le point d'application des harmoniques est donc situé au quart de corde dans la théorie de Sears. On peut comparer ce point d'application à celui calculé pour chaque harmonique pour différentes simulations rotor-stator du chapitre précédent. Pour cela il faut réutiliser les résultats du paragraphe 6.1.2 et calculer le moment intégré  $\mathcal{M}$  ainsi que l'effort intégré  $f$  pour chaque harmonique, ce qui permet d'obtenir directement le point d'application (tableau 6.1).

Cas	$\lambda = 1$	$\lambda = 2$	$\lambda = 3$	$\lambda = 4$
Sears	-0.5	-0.5	-0.5	-0.5
mg1_2550_trans_64_ke	-0.58	-0.32	-0.06	-0.11
mg2_2500_trans_64_kw	-0.4	-0.3	-0.14	-0.09
mg2_2500_trans_64_sst	-0.45	-0.32	-0.14	-0.11
mg3_2500_trans_64_sst	-0.5	-0.44	-0.21	-0.12

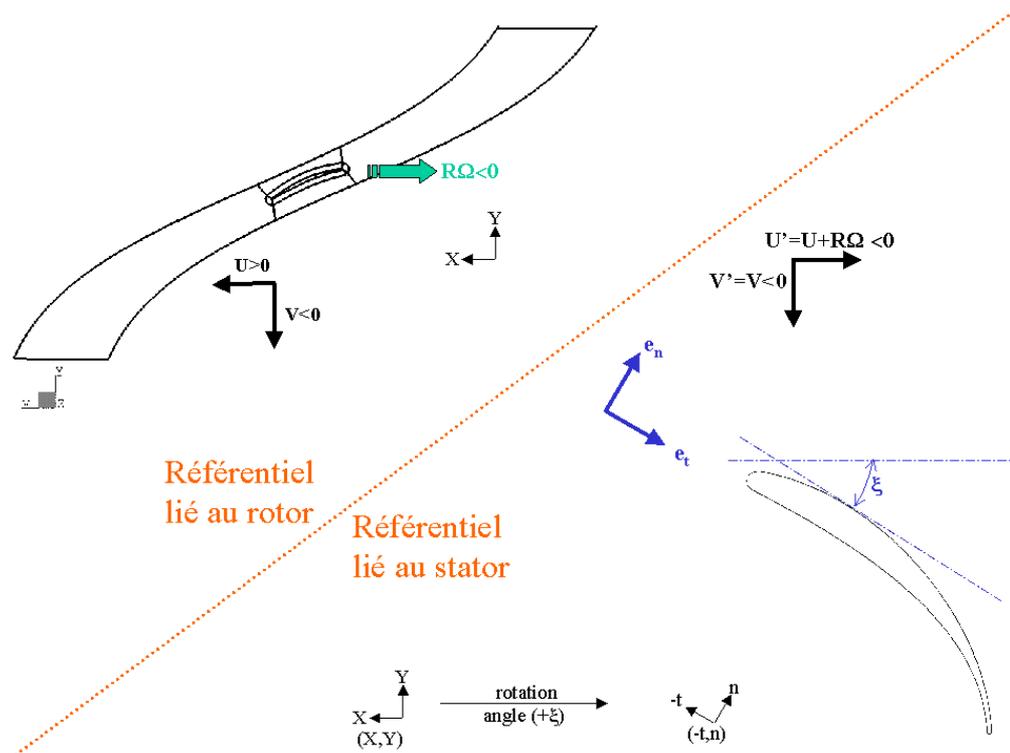
TAB. 6.1 – Comparaison des positions du point d'application de la charge,  $x^*$ , entre la théorie de Sears et les simulations du chapitre 5

Dans le cas présent, le point d'application des forces n'est donc pas systématiquement au quart de corde ( $x^* = -0.5$ ). De plus, comme c'est l'écoulement incident qui importe, et qu'il y a concentration des effets non stationnaires près du bord d'attaque, l'information aurait pu être prise plus près du bord d'attaque. Le choix de la section correspondant au quart de corde n'est donc pas le seul possible. Cependant il n'est pas déterminant, comme le montre l'étude de sensibilité à  $d$  du paragraphe 6.4.5.

Pour obtenir la vitesse normale dans la section choisie à partir des composantes bidimensionnelles ( $U, V$ ) fournies par le code de CFD, il faut effectuer un changement de repère. L'aube

étant cambrée, plusieurs choix de changement de repère sont également possibles. L'angle  $\xi$  définissant ce changement de repère a été choisi comme étant l'angle  $-\gamma$  au quart de corde de l'aube, côté extradados. La sensibilité à  $\xi$  est étudiée en même temps que celle à  $d$  au paragraphe 6.4.5.

### 6.3.1.3 Champ de vitesse normale $V_n$



**Fig. 6.9** – Illustration du double changement de repère pour trouver la vitesse normale “de Sears”)

Obtenir  $V_n$  nécessite deux changements de repère. Notons  $(U, V)$  les composantes de la vitesse dans le référentiel lié au rotor. Dans le référentiel lié au stator, on obtient donc  $(U', V') = (U + R\Omega, V)$  avec pour cas de référence  $\Omega < 0$ ,  $U > 0$ ,  $V' = V < 0$  et  $U' < 0$ , comme sur la figure 6.9. Il faut ensuite passer dans le repère local  $(-e_t, e_n)$  de l'aube de stator (désormais assimilée à une plaque plane de normale  $e_n$ ) par une rotation d'angle  $+\xi$ . L'indice  $t$  correspond à la direction tangentielle, et l'indice  $n$  à la direction normale (relativement à la plaque plane) :

$$\begin{pmatrix} -V_t \\ V_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \xi & \sin \xi \\ -\sin \xi & \cos \xi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U + R\Omega \\ V \end{pmatrix}$$

Finalement :

$$V_n = V \cos \xi - (U + R\Omega) \sin \xi \quad (6.5)$$

L'angle  $\xi$  a été choisi égal à l'angle  $-\gamma$  au quart de corde. Dans cette configuration, comme

la rotation se fait dans le sens horaire ( $\overline{\Omega} < 0$ ), nécessairement pour le stator  $\gamma < 0$  d'après le système (3.10) du paragraphe 3.2.1, par conséquent,  $\xi = -\gamma$ . Sur le cas de référence,  $\xi = 47^\circ$ .

### 6.3.2 Résultats acoustiques - approche fréquentielle

Les harmoniques de charge  $f_\lambda$  sont obtenus directement par application de la formule de Sears (6.1). La vitesse  $U_0$  est assimilée à la moyenne du module de la vitesse dans la section étudiée,  $U_0 = \langle \sqrt{(U^2 + V^2)} \rangle$ . L'harmonique d'ordre  $\lambda$  de la vitesse est obtenu par décomposition en série de Fourier des  $V_n(t)$ ; la période fondamentale à considérer est celle de passage des pales. Les harmoniques  $\widetilde{V}_n(\lambda)$  calculés sont donc d'ordres multiples du nombre de pales du rotor ( $\lambda = kB$ ,  $k \in \mathbb{Z}$ ). La fonction de Sears peut être évaluée d'après la définition exacte rappelée ci-dessous. Cependant, pour calculer les fonctions de Bessel on utilise une formule approchée (chapitre 4), on peut donc directement utiliser pour  $S$  une formule approchée déduite des mêmes approximations, comme par exemple dans Roger [101] :

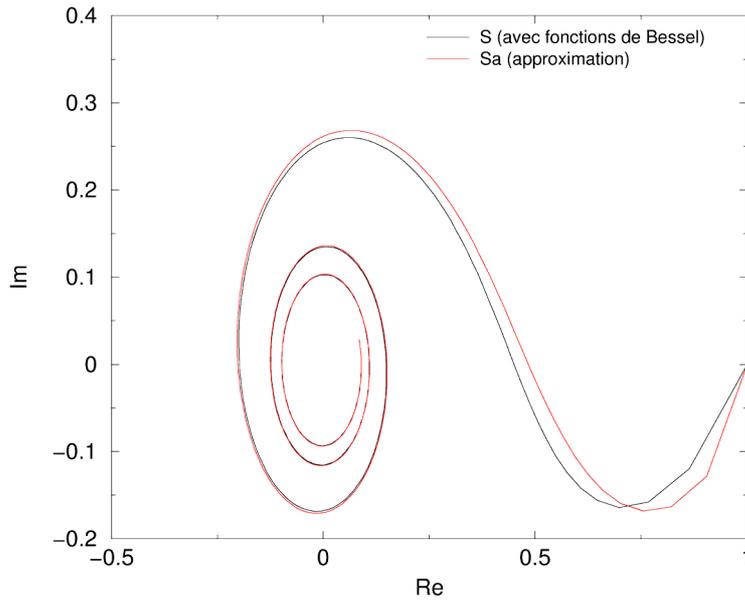
$$\begin{aligned} S(k_1^*) &= \frac{2}{\pi k_1^*} \left( \left[ J_0(k_1^*) - Y_1(k_1^*) \right] - i \left[ J_1(k_1^*) + Y_0(k_1^*) \right] \right)^{-1} \\ S(k_1^*) &\approx S_a(k_1^*) = \frac{1}{\sqrt{1 + 2\pi k_1^*}} \exp \left( -ik_1^* \left[ 1 - \frac{\pi^2}{2(1 + 2\pi k_1^*)} \right] \right) \end{aligned} \quad (6.6)$$

$k_1^*$  est donné par la relation suivante :

$$k_1^* = \frac{m\Omega c}{2U_0}$$

avec les notations définies plus haut. Dans le cas des ventilateurs de refroidissement,  $\Omega \approx 260$  rad/s,  $c \approx 0.05$  m,  $U_0 \approx 30$  m/s et  $m \in [1, 6]$ ; on a donc des nombres d'ondes réduits  $k_1^*$  compris environ entre 0.2 et 1.3. Sur cette plage de fréquences la comparaison entre  $S$  et son approximation donnée par (6.6) donne des différences peu importantes (figure 6.10).

Toutes les données nécessaires à l'évaluation des harmoniques  $f_\lambda$  sont alors connues. Le tableau 6.7 page 152 donne un résultat acoustique par simulation aérodynamique, avec les paramètres  $(d, \xi) = (16\text{mm}, 47^\circ)$ . Le paragraphe suivant présente l'analyse de l'influence des différents paramètres.



**Fig. 6.10** – Comparaison entre la fonction de Sears “exacte” et son approximation de la formule (6.6), pour  $k_1^* \in [0; 10]$

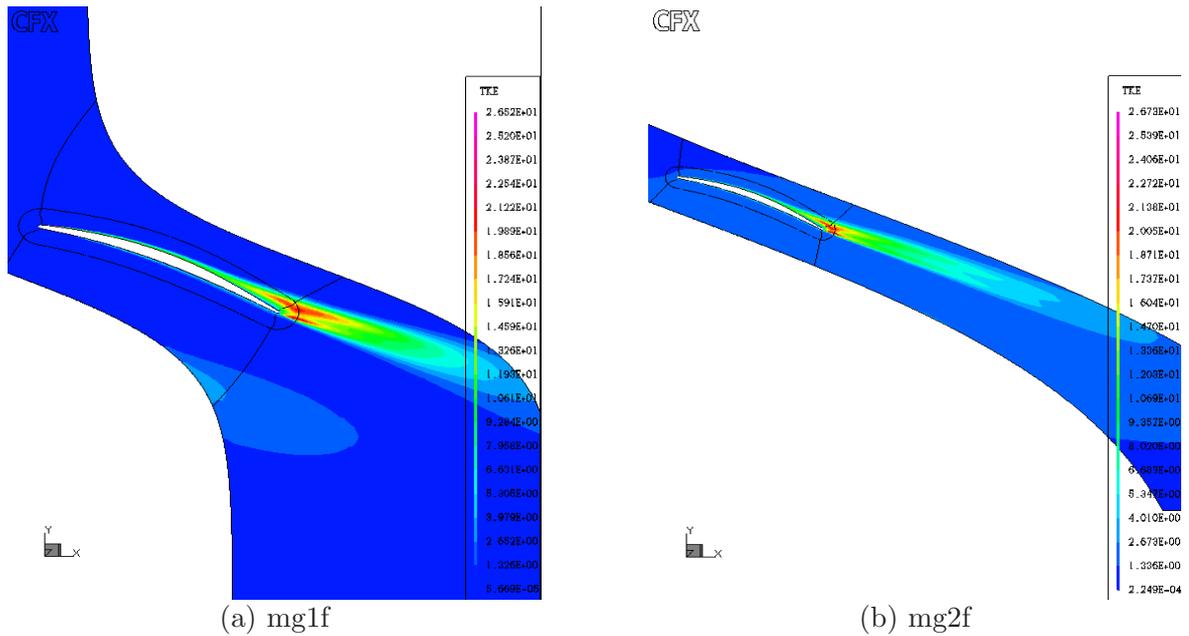
## 6.4 Analyse des résultats

### 6.4.1 Effets de la génération de maillage

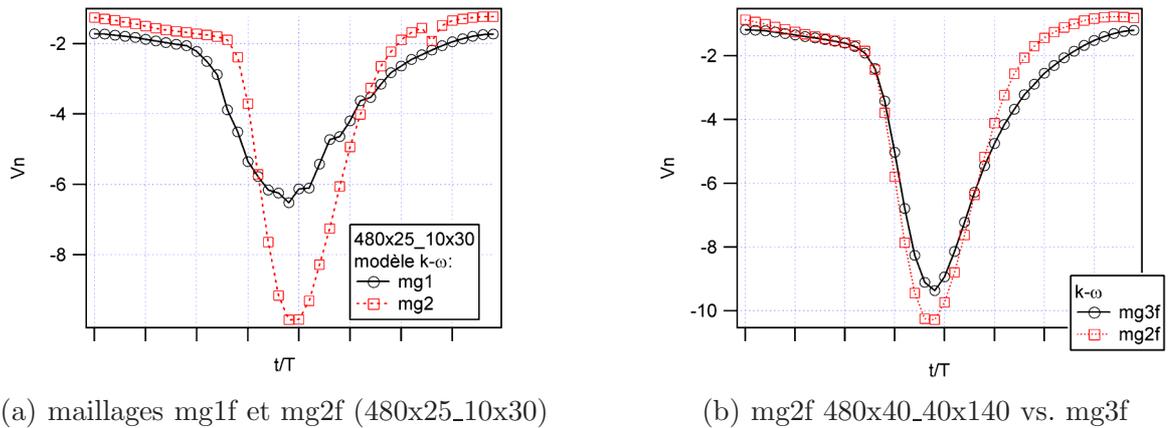
Comme cela a été signalé dans le chapitre précédent consacré aux simulations rotor-stator, il est important que les sillages ne traversent pas d’interface périodique généralisée, susceptible de les lisser. La figure 6.11 représente l’énergie cinétique turbulente pour une simulation réalisée avec mg1 et une autre avec mg2, les autres paramètres étant identiques par ailleurs (maillages de types 480x25\_10x30). En particulier, le maillage a la même finesse à chaque endroit dans les deux cas, seules l’orientation et la forme des mailles changent.

Avec un maillage de type mg1, les sillages sont correctement convectés jusqu’à une distance d’environ 1.5 cordes, tandis qu’avec un maillage de type mg2 ils sont préservés jusqu’à une distance avoisinant 3 cordes. L’interface périodique généralisée lisse les sillages : avec mg1, le sillage est très rapidement atténué et l’information n’est pas transmise en aval. Avec mg2, le sillage ne traverse pas l’interface périodique, qui se trouve dans une zone de faibles gradients, où le lissage n’est pas gênant. Ce résultat confirme les résultats des comparaisons entre MG2 et MG3 au chapitre précédent.

Les conséquences sur la fluctuation de vitesse qui sert à appliquer la formule de Sears sont visibles sur la figure 6.12 (a), qui représente la vitesse normale  $V_n$  pour les mêmes cas. Avec mg2, la trace du sillage est deux fois plus importante qu’avec mg1. De plus, les sillages calculés avec mg1 sont accidentés, irréguliers : la résolution du sillage est approximative. Enfin, le sillage



**Fig. 6.11** – Cartographies d'énergie cinétique turbulente  $k$  : effets d'une modification majeure du maillage; maillages  $480 \times 25_{-10} \times 30$ , modèle  $k - \omega$



(a) maillages mg1f et mg2f ( $480 \times 25_{-10} \times 30$ )

(b) mg2f  $480 \times 40_{-40} \times 140$  vs. mg3f

**Fig. 6.12** – Influence de la génération de maillage : vitesse normale à l'aube (vitesse de Sears); modèle  $k - \omega$

calculé avec mg1 est plus large que celui calculé avec mg2.

La profondeur du sillage est étroitement liée au premier harmonique de  $V_n$ , donc au premier harmonique de charge  $f_1$  qui, en configuration rotor-stator, correspond au premier harmonique de bruit. Dans la configuration 9 : 19 étudiée cependant, cet harmonique de bruit a une contribution négligeable au rayonnement global du stator. La largeur des sillages conditionne leur contenu spectral : plus le sillage est large et plus le contenu spectral est concentré aux basses fréquences (annexe C.1, figure C.2 d). Les modèles analytiques comme ceux proposés par Lakshminarayana [74] et utilisés entre autres par Fournier et Roger dans [46] permettent de déterminer les har-

moniques de bruit d'après la profondeur et la largeur du sillage. Avec un maillage inadapté, on calcule des sillages moins profonds et plus larges : les sources acoustiques résultantes sont moins intenses et n'ont pas le bon contenu fréquentiel.

Les résultats acoustiques sont résumés dans le tableau 6.2. Les écarts sont très nets : ils dépassent les 7 dB sur la raie  $m = 2$ , et même 10 dB sur  $m = 4$  : c'est effectivement avec le maillage le mieux adapté (celui qui prévoit le sillage profond et fin) que l'on obtient le résultat le plus élevé. Les résultats obtenus avec la technique directe sont ainsi confirmés : le bruit calculé est très sensible à la qualité du maillage (cf. les comparaisons entre MG2 et MG3). Même si, comme ici, on désire utiliser des techniques semi-analytiques pour obtenir les fluctuations de charge, il faut soigner la résolution des sillages, sous peine d'obtenir un résultat faux.

Les champs de vitesse normale obtenus avec deux maillages fins de types mg2f et mg3f (figure 6.12 b) sont très proches en apparence, mais en réalité les sillages n'ont pas exactement la même forme : mg2 prévoit un sillage plus profond et plus fin. L'application acoustique permet de confirmer les remarques précédentes : le bruit calculé avec mg2 est plus élevé de quelques dB. Les comparaisons doivent donc impérativement être faites sur des simulations utilisant le même maillage.

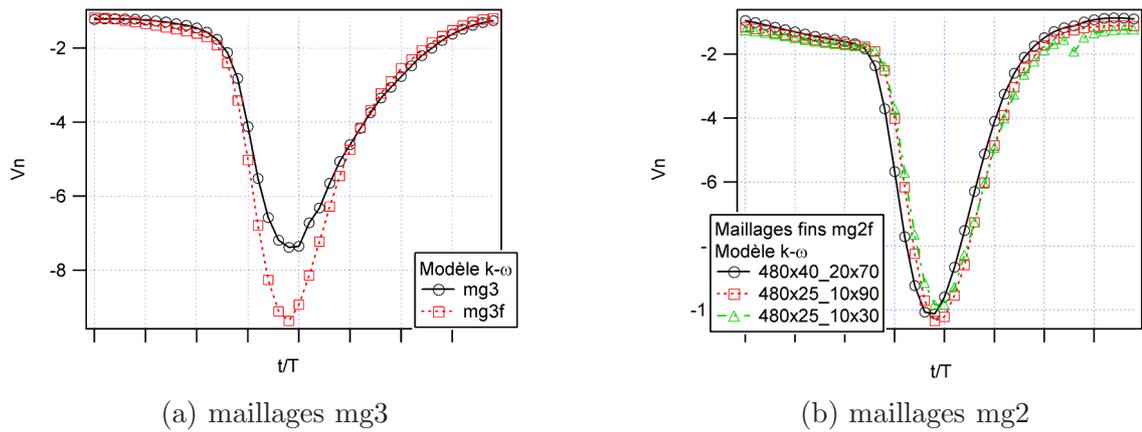
L'influence de la forme du maillage étudiée ici peut être comparée à l'influence d'un changement de topologie dans le chapitre précédent : en effet, MG3 se distingue de MG2 en ceci que les sillages ne traversent plus d'interface périodique, et de même pour ce qui distingue mg2 de mg1. Ce changement, dans les deux cas, s'accompagne d'une augmentation du niveau acoustique calculé.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg1 480x25_10x30	-108	44.9	-27.4	28.4	-7.6	21.7
mg2 480x25_10x30	-104.1	52.5	-17.4	40.6	10.7	28.2
mg2f 480x40_40x140	-103	53	-17.	41	9.6	28.5
mg3f	-104.1	50.4	-19.7	39.6	8	24.6

TAB. 6.2 – Niveau de puissance acoustique rayonnée par une tranche de 1 mm au rayon 120 mm : influence de la génération du maillage ; modèle  $k - \omega$

### 6.4.2 Effets de la finesse du maillage

On compare ici les simulations effectuées sur une même génération de maillage avec un nombre de mailles différent ou avec une répartition de mailles différente. Sur la figure 6.13 (a), on constate que le maillage raffiné fournit, à modèle de turbulence égal ( $k - \omega$ ), un sillage caractérisé par un déficit de vitesse plus grand et un profil modifié.



**Fig. 6.13** – Influence de la finesse du maillage : vitesse normale à l’aube (vitesse de Sears), modèle  $k - \omega$

L’application acoustique confirme ce résultat (tableau 6.3) : les différences dépassent 2.5 dB sur cet exemple. Les critères de construction de maillage énoncés dans [63], concernant la taille de la première maille ( $y^+$ ) et les gradients de densité de mailles, doivent être respectés pour obtenir un résultat correct.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg3	-106.1	47.7	-22.7	36.9	5.5	23.7
mg3f	-104.1	50.4	-19.7	39.6	8	24.6
mg2f 480x40_20x70	-103.3	52.8	-17.5	40.9	9.7	28
mg2f 480x25_10x90	-103.3	53.3	-16.9	41.9	10.5	29.6
mg2f 480x25_10x30	-104.1	52.5	-17.4	40.6	10.7	28.2

TAB. 6.3 – Niveau de puissance acoustique rayonnée par une tranche de 1 mm au rayon 120 mm : influence de la finesse du maillage ; modèle  $k - \omega$

Sur l’exemple présenté, le résultat acoustique (tableau 6.3) est plus élevé lorsque le maillage est plus fin. Si le maillage est trop lâche, certaines perturbations induites par la pale ne sont pas conservées jusqu’à la section où l’on désire connaître la composante  $V_n$  (section de Sears). Les fluctuations de  $V_n$  sont alors moins riches, les niveaux des harmoniques de  $\widetilde{V}_n$  sont par conséquent plus bas et le bruit calculé est moins élevé : un maillage trop lâche conduit donc à une sous-estimation du niveau rayonné. Les mêmes tendances sont observées que dans l’étude rotor-stator du chapitre précédent : la qualité du maillage assure une meilleure restitution du rayonnement acoustique.

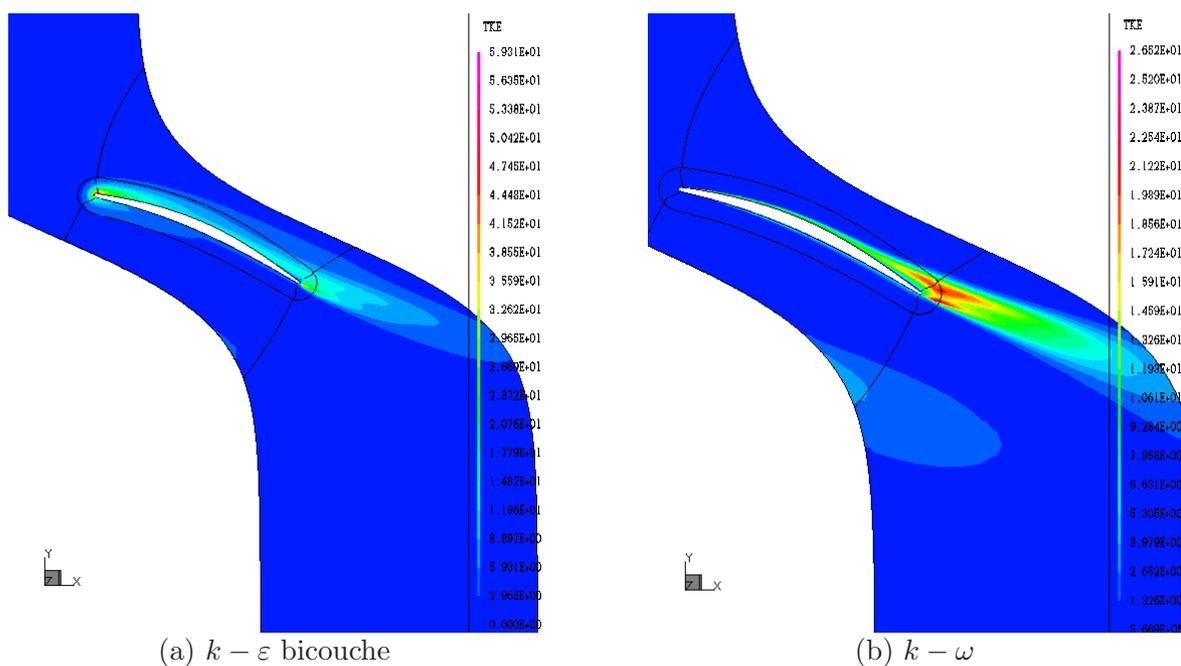
La figure 6.13 (b) montre l’influence d’une modification de la qualité du maillage, à finesse comparable. Les maillages utilisés sont tous de génération mg2 : maillages 480x40-20x70 (O élargi), 480x25-10x90 (domaine de sortie raffiné) et 480x25-10x30 (O simple, domaine de sortie simple). Le modèle de turbulence utilisé est le modèle  $k - \omega$ . Le raffinement du domaine de

sortie et l'élargissement du O du maillage n'ont pas d'effet notable sur l'allure du sillage. D'un point de vue acoustique (tableau 6.3), les différences sont inférieures à 1 dB, ce qui permet de conclure à l'indépendance du résultat vis-à-vis de la finesse du maillage.

### 6.4.3 Effets du modèle de turbulence

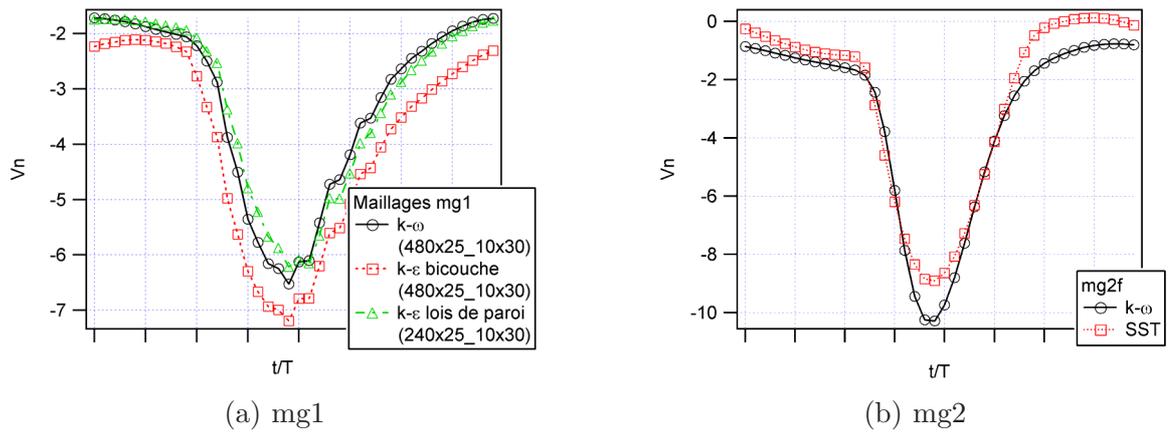
Une première comparaison, entre les modèles  $k - \omega$  et  $k - \varepsilon$  bicouche a été réalisée sur un maillage mg1 (480x25\_10x30) : les cartographies d'énergie cinétique turbulente  $k$  sont présentées sur la figure 6.14. Le modèle bicouche prévoit une production d'énergie cinétique turbulente supérieure au modèle  $k - \omega$  au niveau du bord d'attaque (autour du point d'arrêt). Cette production n'est pas réaliste. Elle ne serait pas moindre avec l'implémentation Kato-Launder, comme le constate Murakami [94].

Il est à noter que les différences de niveau d'énergie cinétique turbulente  $k$  auraient aussi une grande importance dans l'utilisation des résultats CFD pour une évaluation du bruit à large bande.



**Fig. 6.14** – Cartographies d'énergie cinétique turbulente avec les modèles  $k - \varepsilon$  bicouche et  $k - \omega$ , même maillage (mg1)

Ces effets se répercutent sur les variations de la vitesse normale (figure 6.15 a). Le modèle  $k - \omega$  prévoit un sillage plus étroit et décalé vers le haut par rapport au modèle bicouche ; l'allure est cependant sensiblement la même. Cette figure présente aussi un calcul  $k - \varepsilon$  réalisé sur un maillage adapté aux lois de paroi (mg1g) : les résultats sont similaires à ceux donnés avec le modèle bicouche, mais le sillage prévu avec les lois de parois est un peu moins profond.



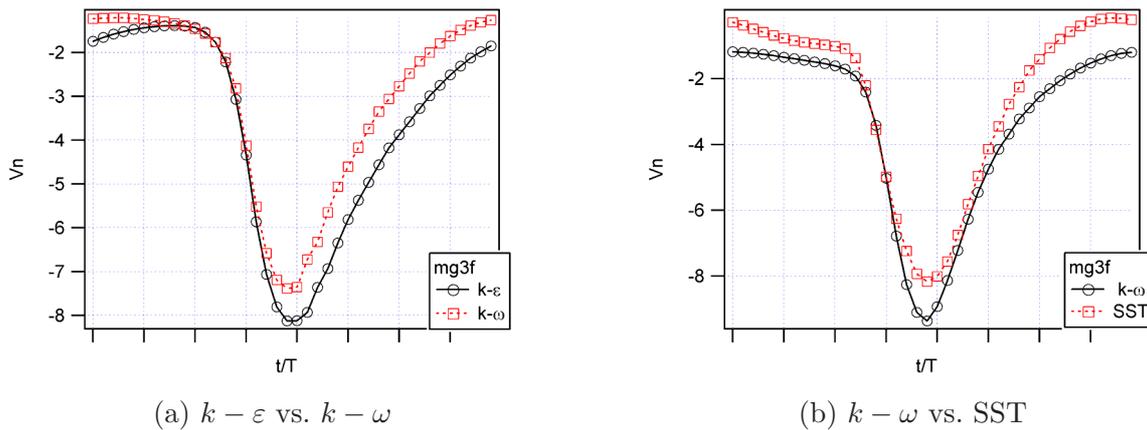
**Fig. 6.15** – Influence du modèle de turbulence (1/2) : vitesse normale à l'aube (vitesse de Sears)

D'un point de vue acoustique (tableau 6.4), le passage du modèle  $k-\epsilon$  bicouche au modèle  $k-\omega$  n'a pas d'influence notable, les différences n'atteignent pas 1 dB sur les raies d'ordres pairs. Cela semble logique puisque les sources (variations de  $V_n$ ) sont très similaires. En revanche, avec les lois de parois le rayonnement prévu est environ 1.5 dB en-dessous des résultats obtenus avec le modèle bicouche, pour la raie  $m = 2$  (prédominante) ; ce résultat est à relier à la différence de profondeur du sillage. De faibles différences aérodynamiques se traduisent donc par des écarts acoustiques variables.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
mg1g $k-\epsilon$ ldp	-108.2	44.1	-29.4	25.1	-8.4	20
mg1 $k-\epsilon$ bicouche	-106.6	45.6	-28.8	27.6	-3.8	21.5
mg1 $k-\omega$	-108	44.9	-27.4	28.4	-7.6	21.7
mg2f $k-\omega$	-103	53	-17.3	41	9.6	28.5
mg2f SST	-103.1	52.2	-21.4	34.5	8.9	23.6
mg3 $k-\epsilon$ bicouche	-104.6	48.8	-22	36.7	5	23.3
mg3 $k-\omega$	-106.1	47.7	-22.7	36.9	5.5	23.7
mg3f $k-\omega$	-104.1	50.4	-19.7	39.6	8	24.6
mg3f SST	-104.3	50	-21.5	35.3	1.2	20.8

**Tab. 6.4** – Niveau de puissance acoustique rayonnée par une tranche de 1 mm au rayon 120 mm : influence du modèle de turbulence

La même démarche a été appliquée à d'autres cas, sur les maillages de génération mg2f, puis mg3 et mg3f. Ainsi, la figure 6.15 (b) présente la vitesse utilisée pour appliquer la théorie de Sears à un maillage mg2 (480x40\_40x140), avec le modèle  $k-\omega$  puis avec le modèle SST. En apparence, les sillages sont relativement proches, bien que celui obtenu avec SST soit moins creusé. En réalité, la forme du sillage est notablement différente, en particulier après le déficit de vitesse maximum (à droite sur la courbe). On constate d'ailleurs que l'application acoustique



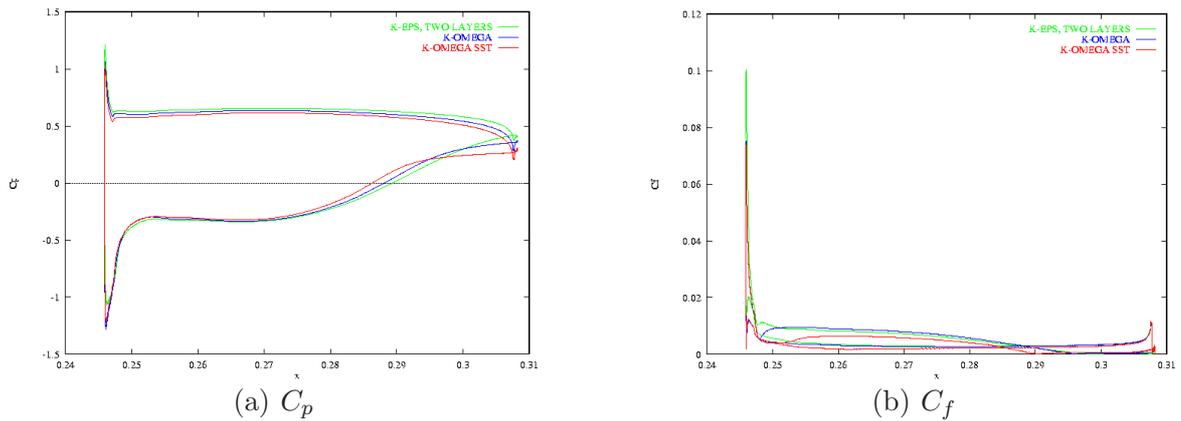
**Fig. 6.16** – Influence du modèle de turbulence avec mg3f (2/2) : vitesse normale à l'aube (vitesse de Sears). (a) : modèles  $k-\varepsilon$  bicouche et  $k-\omega$  (maillage mg3); (b) : modèles  $k-\omega$  et SST (maillage mg3f)

fournit des résultats assez différents : à peine 1 dB de plus avec  $k-\omega$  sur la raie  $m = 2$ , mais plus de 5 dB sur la raie  $m = 4$ , et -5 dB sur la raie  $m = 6$ .

La vitesse normale obtenue avec les modèles  $k-\varepsilon$  et  $k-\omega$  pour le maillage mg3 est représentée sur la figure 6.16 (a) : les observations précédentes sur le maillage MG1 sont confirmées, le sillage prévu avec  $k-\omega$  est décalé vers le haut et moins large. Les conséquences acoustiques sont également comparables (tableau 6.4) : le modèle  $k-\omega$  fournit un résultat légèrement inférieur au modèle  $k-\varepsilon$ .

La vitesse normale de la figure 6.16 (b) est obtenue avec les modèles  $k-\omega$  et SST (maillage mg3f) : le modèle SST prévoit un sillage aussi marqué mais décalé vers le haut par rapport au modèle  $k-\omega$ . Il donne des résultats acoustiques plus faibles, les différences allant jusqu'à 3 dB sur les harmoniques supérieurs (tableau 6.4). Le sillage prévu avec le modèle SST est donc moins riche en harmoniques d'ordres supérieurs à 1. Ce résultat ne confirme pas ce qui avait été observé avec les simulations rotor-stator, puisque les tendances étaient alors inverses. De plus ce résultat ne confirme pas non plus ceux qui viennent d'être présentés pour le maillage mg2f.

En fait, l'allure des répartitions de pression le long de la corde est très différente avec le modèle SST de ce que l'on observe avec le modèle  $k-\omega$  (paragraphe 5.3.3 et figure 5.30) : le modèle SST se comporte presque comme le modèle  $k-\omega$ , surtout au niveau du bord d'attaque. Près du bord de fuite cependant, à l'extrados, le modèle SST prévoit un décollement plus fort d'après une étude menée sur des simulations stationnaires. La figure 6.17 présente les coefficients de pression et de friction pour trois modèles de turbulence, les calculs ayant tous été effectués sur un maillage mg2f 480x25\_10x30. Son étude permet de vérifier que le décollement prévu avec le modèle SST est plus fort : le plateau de pression côté extrados est plus long, et le  $C_f$  s'annule plus tôt. Cela est dû à une implémentation différente de la viscosité turbulente d'après Moreau *et al.* [63]. Les modèles  $k-\omega$  et SST prévoient des sillages où l'énergie cinétique turbulente



**Fig. 6.17** – Coefficients aérodynamiques comparés pour des simulations stationnaires sur le même maillage, influence du modèle de turbulence, d’après [63]

est plus forte, et où l’on distingue clairement les couches limites de l’extrados et de l’intrados. Les phénomènes restitués dépendent donc fortement du choix du modèle de turbulence, ce qui confirme les conclusions de [63].

Ces remarques confirment globalement les résultats du chapitre précédent (paragraphe 5.3.3). Aucune tendance ne peut être dégagée quant à l’impact du modèle de turbulence utilisé sur le calcul du bruit, car les phénomènes restitués (sources) sont trop différents. L’étude actuelle porte sur une interaction rotor-stator, chaque harmonique de charge correspond exactement à un harmonique de bruit ; lors du calcul du bruit du rotor, plusieurs harmoniques de charges participeront à chaque harmonique de bruit, et les tendances seront encore plus difficiles à dégager. La seule information à retenir est donc que le modèle de turbulence influe fortement sur le résultat acoustique, l’influence pouvant agir dans le sens d’une augmentation ou d’une diminution du bruit.

#### 6.4.4 Effets du rayon de calcul

Tous les calculs de ce chapitre, à l’exception de celui présenté ici, ont été effectués au rayon  $R = 120$  mm, qui est le rayon moyen du système étudié. Cependant, les simulations rotor-stator du chapitre précédent ont toutes été effectuées au rayon  $R = 130$  mm. Entre ces deux rayons, un certain nombre de paramètres changent : la taille du profil, son angle de calage  $\gamma$ , le serrage, la vitesse d’entrée... Pour effectuer des comparaisons entre les deux techniques, il faut utiliser des simulations effectuées au même rayon ( $R = 130$  mm).

Une simulation stationnaire a donc été réalisée au rayon 130. Le maillage utilisé est de type 480x40-40x140 (mg2f). Le modèle de turbulence utilisé est le modèle SST. Les résultats peuvent être comparés à ceux de la simulation réalisée au rayon 120 avec les mêmes paramètres. La figure 6.18 présente l’évolution temporelle de la vitesse normale : les résultats sont très comparables,

tant du point de vue de l'amplitude que de la forme du sillage. L'application acoustique montre d'ailleurs qu'il n'y a que de faibles différences sur les premières raies ; cependant, quand on monte en fréquence ces différences deviennent importantes et atteignent 6 dB pour la raie  $m = 4$ . Les comparaisons entre la technique directe et la technique indirecte doivent donc être limitées aux premiers harmoniques.

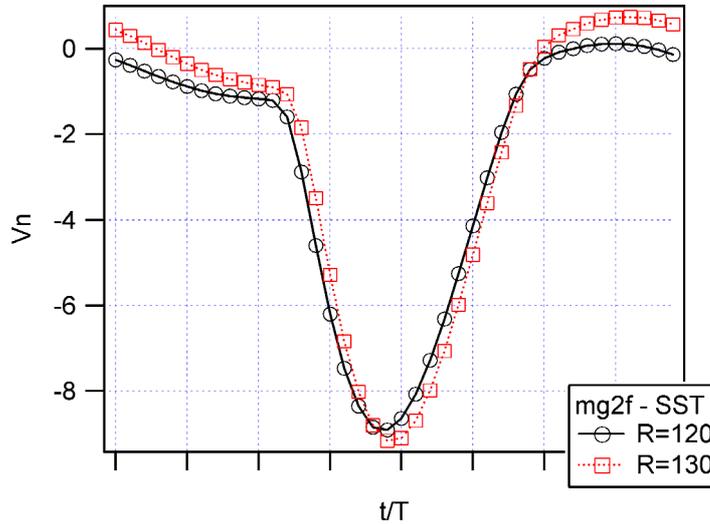


Fig. 6.18 – Influence du rayon de calcul avec  $mg2f$  : vitesse normale à l'aube (vitesse de Sears)

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
Rayon 120	-103	53	-17.3	41	9.6	28.5
Rayon 130	-102	52.8	-20.9	35.1	8.9	23.9

TAB. 6.5 – Niveau de puissance acoustique rayonnée par une tranche de 1 mm : influence du rayon de calcul

### 6.4.5 Effets de l'angle $\xi$ et de la distance $d$

La distance  $d$  à laquelle on extrait les paramètres des sillages issus du rotor, ainsi que l'angle  $\xi$  qui sert au changement de repère pour trouver la vitesse  $V_n$  utilisée dans la théorie de Sears, sont déterminés dans la section où se situerait le quart de corde du profil du stator. Bien que ce choix ait été justifié, une petite étude de sensibilité a été réalisée sur une des simulations.

Le tableau 6.6 donne les résultats pour d'autres valeurs de  $d$  et  $\xi$ , à partir d'une des simulations précédentes ( $mg3f$ , modèle  $k - \omega$ ). Le bruit rayonné n'est que faiblement fonction de  $\xi$ , et l'est légèrement plus de  $d$ . Cependant, même si l'on commet une erreur sur ces deux paramètres, les tendances relatives restent identiques.

Changer  $d$  revient en fait à changer la distance rotor-stator étudiée ; on constate en observant les résultats du tableau 6.6 qu'une augmentation de  $d$  s'accompagne d'une diminution du bruit rayonné à tous les harmoniques. Les effets potentiels, qui modifient la structure du sillage lorsque la distance rotor-stator est trop courte, ont ici été négligés : ce résultat n'est donc pas en contradiction avec ceux du paragraphe 5.3.8.

Il est à noter que l'application de la théorie de Sears est ici ambiguë du fait que l'hypothèse de perturbations figées sous-entend que le sillage ne s'épaissit pas ni ne s'atténue sur une longueur équivalente à la corde de l'aube. On commet donc une erreur de principe, puisque le sillage s'élargit et devient moins profond avec  $d$ .

$d$ (mm)	$\xi$ (°)	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
12	47	-102.5	52.5	-16.8	43.2	11.8	29.6
13	47	-102.8	52	-17.3	42.4	11	28.6
14	47	-103.2	51.6	-17.8	41.7	10.3	27.4
15	47	-103.7	51.2	-18.4	41	9.5	26.4
16	47	-104.1	50.8	-19	40.3	8.8	25.4
17	47	-104.6	50.4	-19.7	39.6	8	24.6
16	20	-103.1	51.5	-18.3	41	9.5	26.1
16	25	-103.2	51.5	-18.3	41	9.5	26.1
16	30	-103.3	51.4	-18.4	41	9.5	26.1
16	33	-103.3	51.4	-18.4	41	9.5	26.1
16	35	-103.4	51.3	-18.5	40.9	9.3	26
16	40	-103.7	51.1	-18.7	40.7	9.2	25.8
16	45	-104	50.9	-18.9	40.4	8.9	25.6
16	47	-104	50.8	-19	40.3	8.8	25.4
16	50	-104.6	50.4	-19.7	39.6	8	24.6
16	55	-104.8	50.2	-19.7	39.7	8.2	24.8
16	60	-105.4	49.7	-20.2	39.2	7.7	24.4

TAB. 6.6 – Post-traitements acoustiques d'une simulation de référence (mg3f, modèle  $k - \omega$ ) en faisant varier  $\xi$  et  $d$ .

### 6.4.6 Comparaisons avec la mesure expérimentale

Le bruit calculé avec la technique directe au paragraphe 5.2.4 pour la contribution du stator est largement inférieur au bruit mesuré pour le GMV complet. La même comparaison doit être réalisée à propos de la technique indirecte. Les données d'entrée utilisées ici proviennent de la simulation mg3f réalisée avec le modèle SST. Non seulement ces données sont jugées fiables mais de plus ce sont celles qui fournissent la puissance acoustique la plus élevée. Les charges sont considérées en phase le long de l'envergure, et le bruit calculé tient compte de la réflexion sur

maillage	mg	turb.	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
240x25-10x30	mg1g	$k - \varepsilon$ ldp	-108.2	44.1	-29.4	25.1	-8.4	20
480x25-10x30	mg1n	$k - \varepsilon$ bc	-106.6	45.6	-28.8	27.6	-3.8	21.5
480x25-10x30	mg1n	$k - \omega$	-108	44.9	-27.4	28.4	-7.6	21.7
480x25-10x30	mg2n	$k - \omega$	-104.1	52.5	-17.4	40.6	10.7	28.2
480x40-20x70	mg2f	$k - \omega$	-103.3	52.8	-17.5	40.9	9.7	28
480x25-10x90	mg2f	$k - \omega$	-103.3	53.3	-16.9	41.9	10.5	29.6
480x40_40x140	mg2f	$k - \omega$	-103	53	-17.3	41	9.6	28.5
480x40_40x140	mg2f	SST	-103.1	52.2	-21.4	34.5	8.9	23.6
480x40-40x140-R130	mg2f	SST	-102	52.8	-20.9	35.1	8.9	23.9
	mg3n	$k - \varepsilon$ bc	-104.6	48.8	-22	36.7	5	23.3
	mg3n	$k - \omega$	-106.1	47.7	-22.7	36.9	5.5	23.7
	mg3f	$k - \omega$	-104.1	50.4	-19.7	39.6	8	24.6
	mg3f	SST	-104.3	50	-21.5	35.3	1.2	20.8

TAB. 6.7 – Synthèse des simulations du rotor isolé effectuées pour les calculs indirects (Sears), et résultats acoustiques associés;  $(d, \xi) = (16\text{mm}, 47^\circ)$ .  $f$  maillage fin,  $n$  normal,  $g$  grossier;  $mgn$  génération du maillage.  $bc$  bicouche,  $ldp$  lois de parois

le sol. Les quantités présentées dans le tableau 6.8 sont des pressions acoustiques, mesurées ou calculées comme au paragraphe 5.2.4.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
Simulation indirecte	-87.1	66.7	-1.4	51.3	24.1	34.7
Mesure	72.1	61.3	58.3	55.2	56.3	60.2

TAB. 6.8 – Comparaison mesure - simulation pour l'interaction rotor-stator. Sources simulées toutes en phase selon l'envergure, mesure en chambre semi-anéchoïque

Cette fois-ci, le bruit calculé pour le stator n'est pas négligeable devant le bruit mesuré pour le GMV : la deuxième raie ( $m = 2$ ) est même supérieure à la valeur de la mesure. Cette sur-estimation s'explique en partie par l'hypothèse d'une interaction en phase sur toute l'envergure des aubes, qui ne permet pas de restituer les compensations. Par ailleurs, le modèle suppose que l'écoulement reste attaché à l'aube : tous les phénomènes physiques ne sont pas restitués, et nous sommes à la limite des théories linéarisées. Le bruit résultant est surévalué.

Pour évaluer l'importance relative de ces deux facteurs, un calcul acoustique supplémentaire a été effectué en considérant un déphasage fonction de l'envergure. Le retard temporel entre un rayon et un autre dépend essentiellement de la différence entre les temps de lâcher des sillages d'un rayon à un autre. Les sillages sont lâchés près du bord de fuite : on peut donc, en première approche, assimiler le retard temporel d'un rayon à un autre au dévers du rotor près du bord de fuite. Pour simplifier encore plus on a imposé une évolution linéaire du dévers selon l'envergure ( $20^\circ$  entre le pied et la tête de pale). Les résultats sont présentés dans le tableau 6.9.

On constate que les déphasages ont une influence sur le bruit qui ne dépasse pas 1 dB ; de

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
Simulation indirecte	-87.1	66.7	-1.4	51.3	24.1	34.7
Idem + déphasages	-87.9	67.5	-2.2	51.1	23.3	34.1
Mesure	72.1	61.3	58.3	55.2	56.3	60.2

TAB. 6.9 – Influence des déphasages pour l'interaction rotor-stator

plus, sur l'exemple choisi et avec les déphasages imposés le bruit augmente plus qu'il ne diminue. La cause principale de la surestimation du bruit est donc certainement inhérent à la théorie de Sears. Ces résultats étaient pressentis par certains auteurs comme Farassat et Brentner [39] qui considèrent en 1987 que les méthodes basées sur les théories aérodynamiques linéarisées ne peuvent pas donner d'aussi bons résultats qu'une simulation directe de l'écoulement.

### 6.4.7 Comparaisons avec la technique directe

Les résultats du tableau 5.6 concernant la simulation mg3\_2500\_trans\_64\_sst sont rappelés dans le tableau 6.10, et y sont comparés à ceux du tableau 6.8 relatifs à la simulation mg3f réalisée avec le modèle SST. Comme cela a été expliqué, la technique directe a tendance à sous-estimer le rayonnement réel, à cause entre autres des difficultés à réaliser un maillage qui ne dissipe pas les informations, tandis que la technique indirecte a tendance à surestimer les niveaux, pour des raisons intrinsèques à la méthode. Cependant la différence de niveau absolu sur la raie  $m = 2$  est supérieure à 10 dB; si cette différence avait été plus faible il aurait été possible de dire que le niveau réel se situe entre les deux.

La décroissance harmonique, ou baisse du niveau de puissance lorsque l'ordre de l'harmonique augmente, est plus forte avec la technique directe qu'avec la technique indirecte : l'allure du spectre acoustique prévu avec les deux méthodes est donc légèrement différent. Cependant la technique indirecte n'est valable que pour les premières raies du bruit, cela n'est donc pas tellement gênant.

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
Simulation directe	-87.1	53.5	-9.1	34.7	15.4	13
Simulation indirecte	-87.1	66.7	-1.4	51.3	24.1	34.7

TAB. 6.10 – Comparaison acoustique de la technique directe avec la technique indirecte : niveau de pression au point de mesure habituel. Sources simulées toutes en phase selon l'envergure

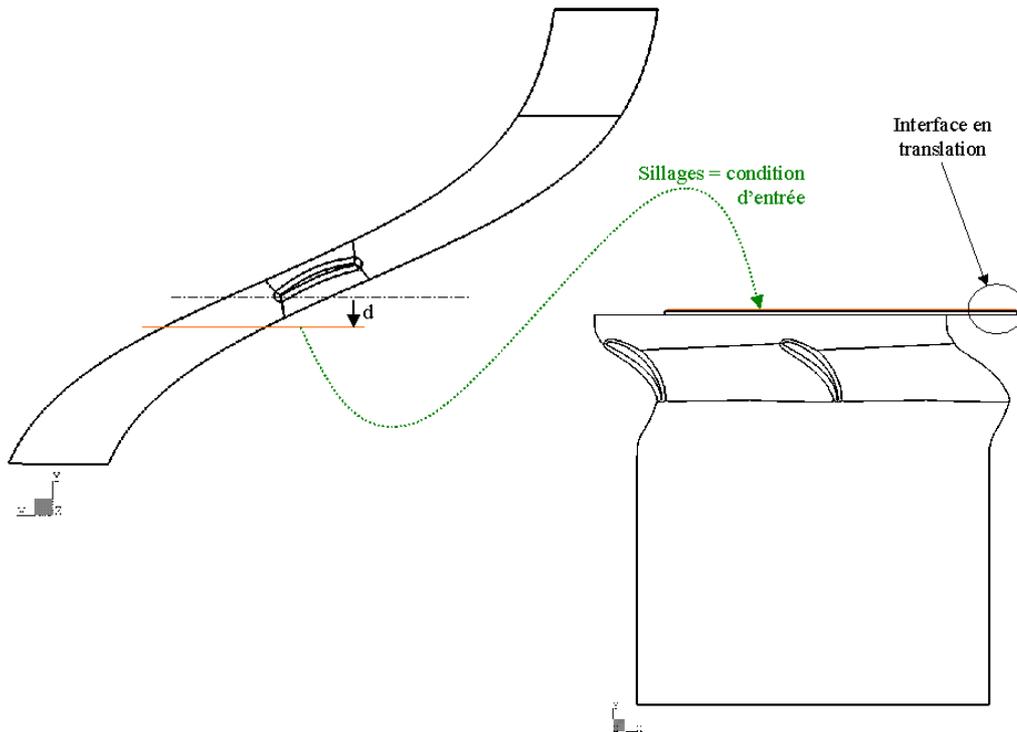
Les écarts dus aux paramètres des simulations RANS utilisés pour le calcul aérodynamique, comme le maillage ou le modèle de turbulence, sont du même ordre de grandeur qu'avec la technique directe : la sensibilité est comparable, et les tendances sont globalement les mêmes. Comme avec la technique directe, les niveaux acoustiques calculés sur différentes configurations

sont comparables entre eux, à condition d'avoir utilisé les mêmes paramètres de simulation, en particulier le même maillage, ce qui souligne l'intérêt des générateurs automatiques de maillages.

La technique indirecte donne donc une surestimation des premières raies à moindre coût. La technique directe prend certes en compte les effets visqueux, mais elle fournit un résultat dans un temps nettement plus long que les techniques indirectes, et beaucoup de soin doit être apporté à la réalisation du maillage sans quoi le résultat est sous-estimé. Chaque méthode a donc ses avantages, ce qui justifie *a posteriori* la présente étude. Le paragraphe suivant présente une alternative à ces deux approches.

## 6.5 Bruit du stator, technique semi-directe

### 6.5.1 Présentation de la technique



**Fig. 6.19** – Illustration de la technique dite semi-directe : la simulation stationnaire rotor isolé fournit la condition d'entrée du calcul non stationnaire stator isolé

Le principe synthétisé sur la figure 6.19 est d'effectuer un calcul en découplant le rotor et le

stator. Une première simulation stationnaire met en jeu le rotor isolé ; le champ de vitesse est extrait à une certaine distance du bord de fuite en aval du rotor. Ce champ de vitesse est ensuite imposé comme condition fluctuante en entrée d'une simulation non stationnaire mettant en jeu le stator seul. La présence du stator n'a ainsi aucun effet sur l'écoulement autour du rotor. C'est donc surtout avec cette technique que les résultats obtenus avec la technique indirecte peuvent être comparés : les différences observées seront dues uniquement aux limites du modèle de Sears dans la restitution des phénomènes participant à la réaction du stator à une perturbation amont.

Une unique simulation stationnaire du rotor isolé suffit pour une étude paramétrique sur différentes distances rotor-stator avec la technique semi-directe. Il suffit également d'un seul maillage du stator : les différentes distances rotor-stator interviennent dans le signal imposé à l'entrée du domaine du stator. On réalise donc une économie en taille de simulations non stationnaires (les plus coûteuses), ce qui a une influence directe sur la consommation de RAM et de CPU.

Les interactions potentielles ne sont toujours pas prises en compte. Cette approximation n'est cependant pas gênante si la distance rotor-stator est suffisante, donc dans le cas de l'entrefer large. Par contre, contrairement à la technique indirecte présentée dans ce qui précède, l'action du sillage sur le stator est calculée de façon *a priori* exacte. La répartition de la charge le long de la corde doit donc être plus réaliste que celle calculée avec la technique indirecte.

La simulation stationnaire choisie a été réalisée au rayon 120 mm du rotor isolé, sur le maillage mg3f, au point de fonctionnement habituel, avec le modèle de turbulence SST. Le maillage utilisé pour la simulation non stationnaire en stator isolé est directement issu du maillage rotor-stator MG3, seule la partie stator du maillage a été conservée. Une couche de maillage a été rajoutée en amont ; l'information concernant le sillage est imposée sur le domaine d'entrée de cette couche, qui se déplace relativement au stator à la vitesse du rotor (du sillage). L'information de sillage imposée à l'entrée est donc stationnaire. Dans la direction du glissement (gauche-droite sur la figure 6.19), le même nombre de mailles a été utilisé que dans la partie stator. Dans la direction de l'écoulement (haut-bas sur la figure 6.19) il n'y a que 5 mailles : il faut en utiliser le moins possible tout en en gardant un nombre suffisant pour que le sillage imposé à l'entrée se développe correctement jusqu'au stator. Le modèle de turbulence SST a été choisi d'après l'expérience acquise avec la méthode directe, il est utilisé avec 64 itérations temporelles par période (de passage de pale). Le tableau 6.11 permet de comparer le maillage (noté 0 : 2) avec MG3 ; le temps de calcul associé est presque divisé par 2, tous les autres paramètres de simulation étant identiques par ailleurs. Le temps de calcul CPU est donné par itération temporelle, pour la machine Eros, avec 12 sous-itérations au maximum.

Maillage	MG3	0 : 2 MG3
Nombre de points à l'interface devant un passage rotor	160	160
Nombre de points total sur une tranche	40749	21592
Temps CPU indicatif	1100s	600s

TAB. 6.11 – Caractéristiques du maillage 0 : 2, temps de calcul et comparaison avec le maillage MG3 du chapitre précédent

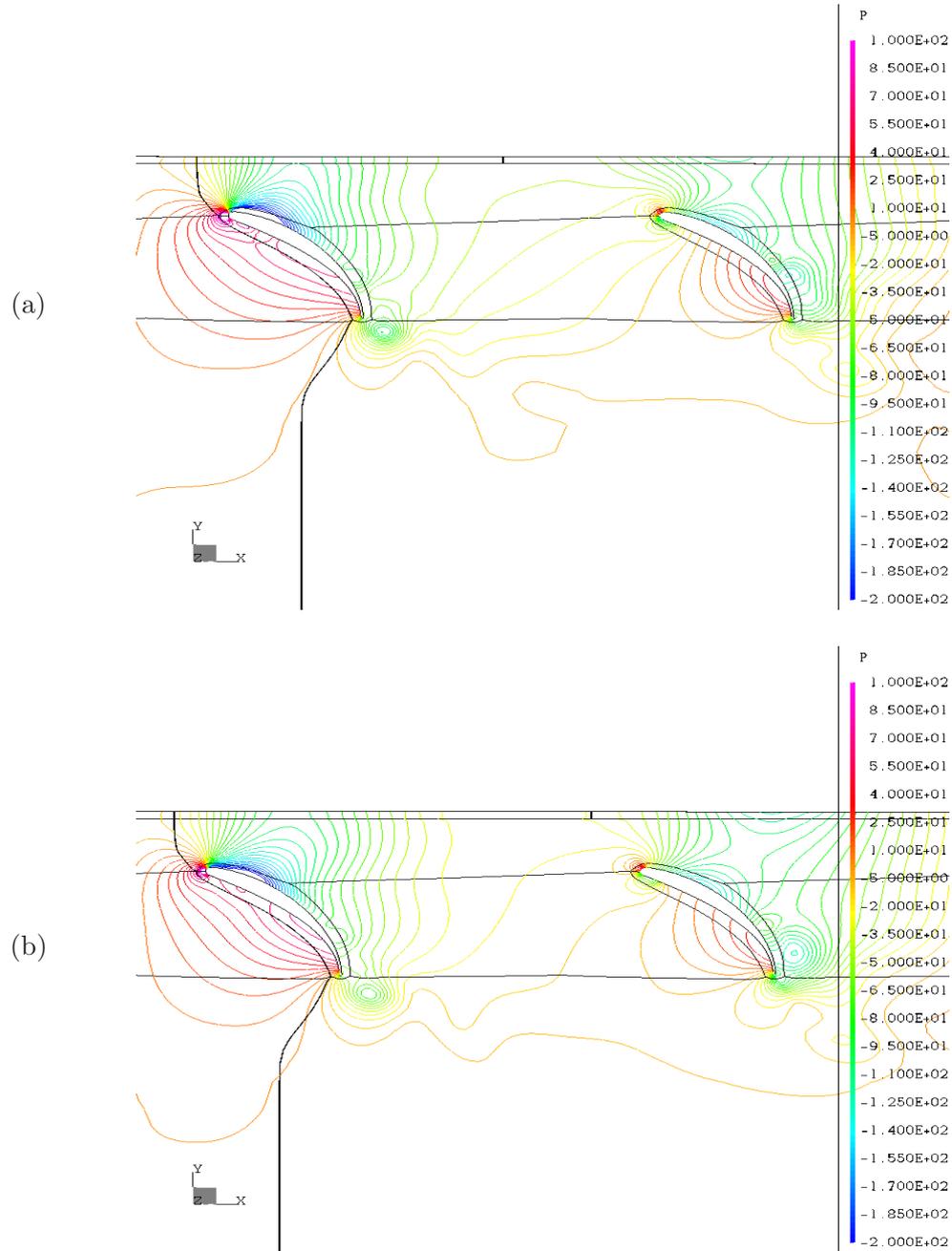
## 6.5.2 Résultats

Pour comparer avec la technique directe, la référence temporelle est nécessaire. Or du fait de l'absence du rotor, celle-ci est perdue : la référence était définie en alignant le bord d'attaque de l'aube de stator de gauche sur le bord de fuite de la pale de rotor. Les comparaisons de répartition de pression sur la corde à un instant donné sont donc faites à partir des positions temporelles où  $C_X$  et  $C_Y$  atteignent un maximum ou un minimum ; il s'agit des extrémités des ellipses sur les hodographes.

La figure 6.20 présente le champ de pression à deux instants distincts d'un quart de période. Malgré la similitude des résultats par rapport à la configuration 1 : 2 (figure 5.20), l'amplitude des fluctuations est plus importante : le maillage de la simulation rotor est plus adapté à la restitution correcte du sillage que le maillage de la simulation rotor-stator. Cela est d'ailleurs visible sur les courbes d'égal niveau d'énergie cinétique turbulente de la figure 6.21 : après son impact sur une première aube, le sillage reste suffisamment marqué pour agir sur l'aube suivante, de façon bien plus nette que sur la figure 5.23. Ce résultat est plus visible sur une animation.

La figure 6.22 présente la répartition de la charge sur une des aubes, pour 6 instants différents dans la période. Les résultats présentent de nombreuses similitudes avec ceux de la technique directe (figure 5.14 et suivantes). Les fluctuations ont une valeur moyenne différente car la pression à l'entrée du domaine de la simulation n'est pas la même que celle à l'entrée du domaine rotor-stator. Cette différence, qui correspond au saut de pression dans l'hélice, n'a pas d'influence sur une application acoustique. Sur l'hodographe de la figure 6.23, on constate que la charge totale sur l'aube varie plus qu'avec la technique directe : l'effort instantané appliqué sur la pale fluctue donc plus (figure 5.6). Le tableau 6.12 présente les résultats acoustiques sous la forme de niveaux de puissance ; il reprend les résultats de la simulation mg3\_2500\_trans\_64\_sst du tableau 5.17 pour la technique directe, et ceux de la simulation mg3f SST du tableau 6.7 pour la technique indirecte.

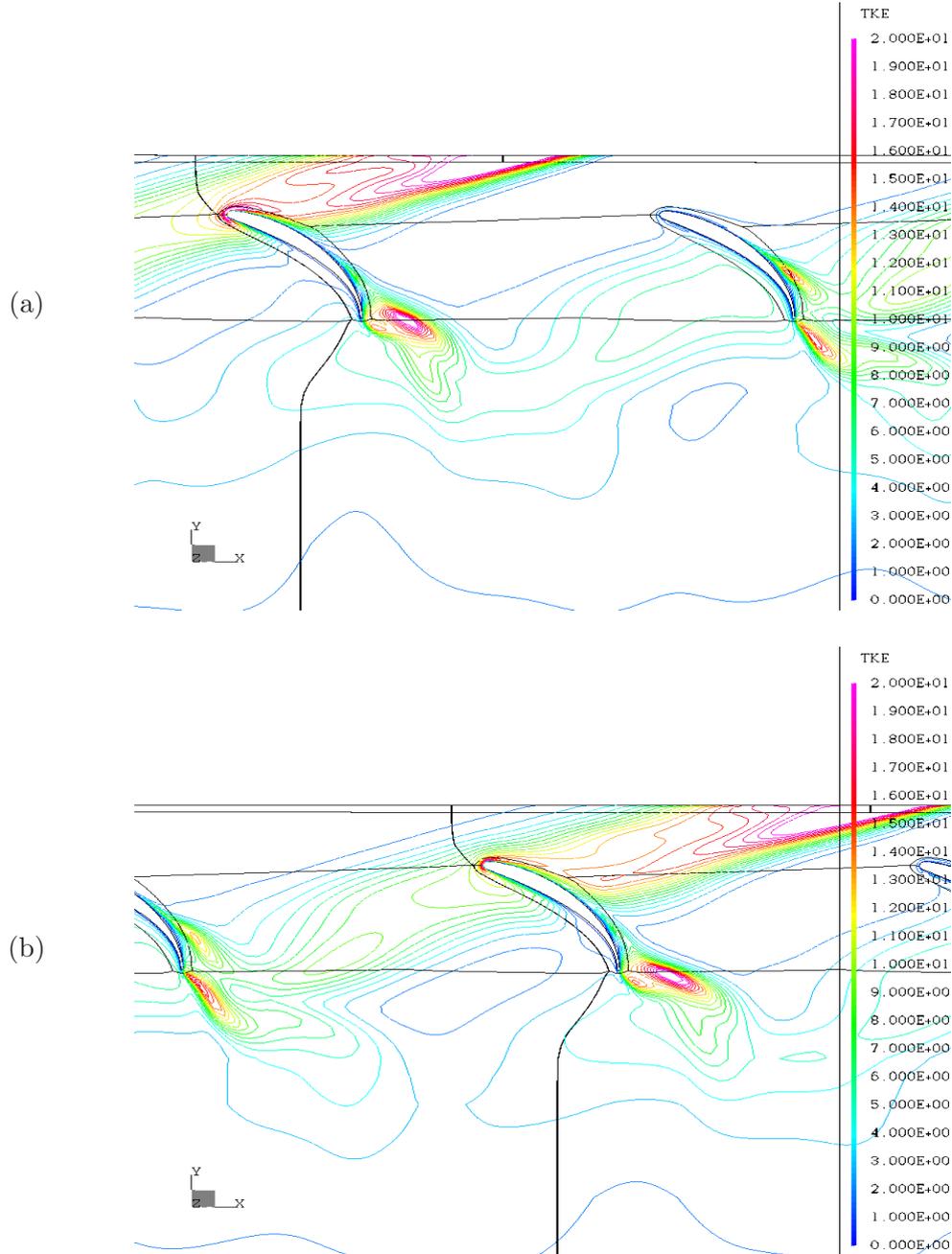
Les niveaux obtenus n'ont pas la même allure que ceux que l'on a obtenus précédemment avec la technique directe ou avec la technique indirecte. Le niveau prévu pour la raie  $m = 2$



**Fig. 6.20** – Configuration 0 : 2, maillage originaire de MG3, interface en translation à  $\bar{\Omega} = 2500$  tr/min, 64 pas de temps par période : courbes d'égal niveau de pression à  $t = 0$  et  $t = T/4$

est largement inférieur aux niveaux prévus avec les autres techniques (17 dB de moins qu'avec la technique indirecte, 10 de moins qu'avec la technique directe). La décroissance spectrale est moins forte qu'avec les deux autres techniques, la raie  $m = 6$  est presque au même niveau que la raie  $m = 4$ .

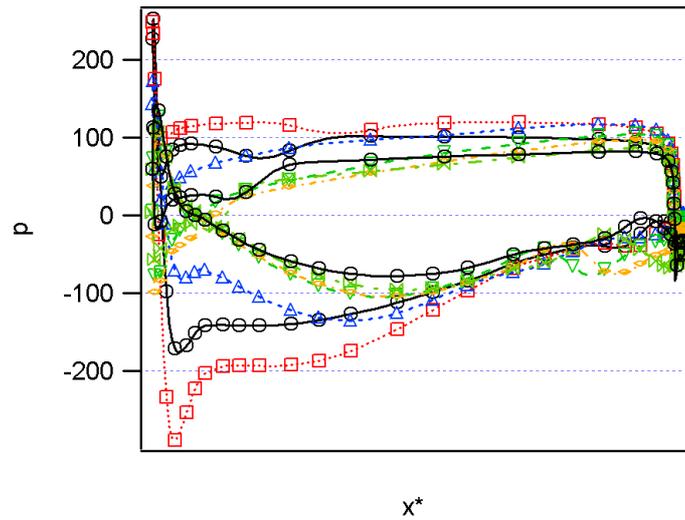
L'examen des répartitions de la charge le long de la corde (figure 6.24) permet d'expliquer les différences par rapport à la simulation directe. Avec la technique semi-directe, le module de



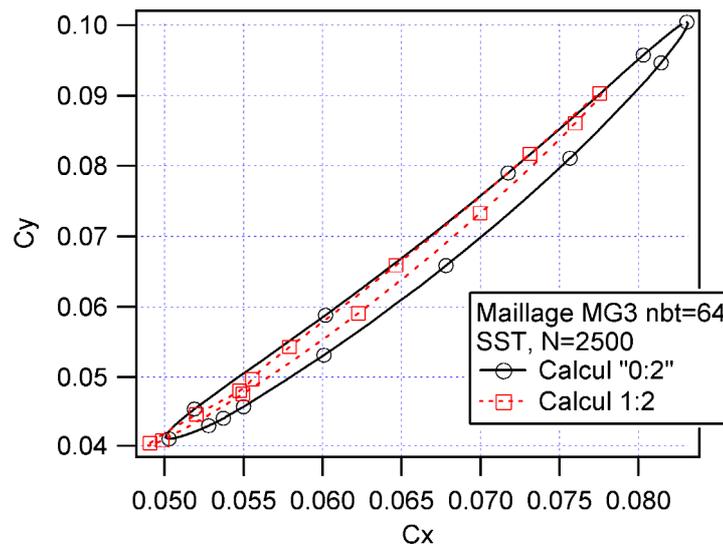
**Fig. 6.21** – Configuration 0 : 2, maillage originaire de MG3, interface en translation à  $\bar{\Omega} = 2500$  *tr/min*, 64 pas de temps par période : courbes d'égal niveau d'énergie cinétique turbulente à  $t = 0$  et  $t = T/4$

la charge augmente près du bord de fuite des aubes côté extrados, ce qui signifie qu'il y a des recirculations ou des décollements : cela n'était pas prévu par la technique directe (figure 5.8). Les sillages prévus n'ont pas la même nature, et les sources acoustiques résultantes n'ont plus le même contenu harmonique. En conséquence, l'allure du spectre acoustique est changée.

Dans le cas étudié, le niveau prévu pour  $m = 1$  à 3 est largement inférieur à ce que l'on obtenait avec la technique directe, tandis que c'est l'opposé pour les harmoniques d'ordres supérieurs :



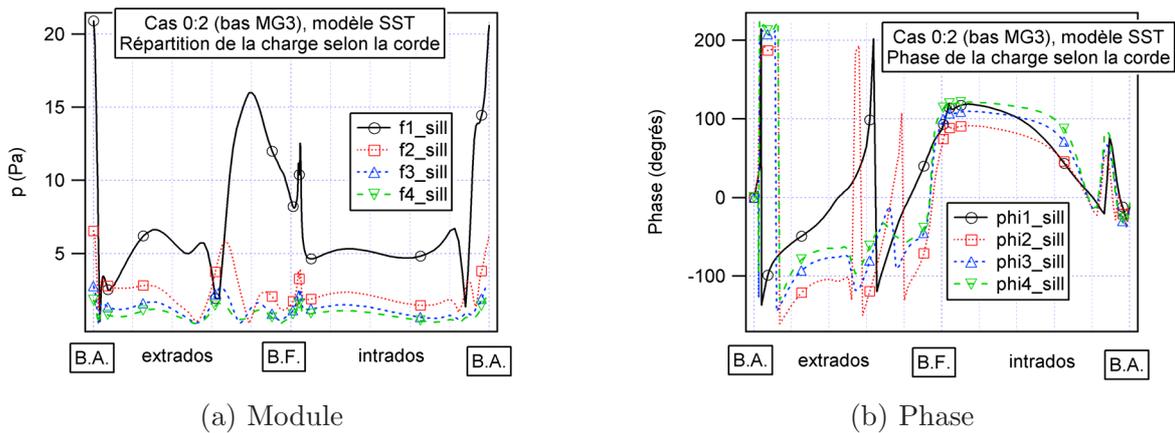
**Fig. 6.22** – Répartition de la charge sur l'aube en configuration 0 : 2 à 6 pas de temps différents, une courbe par pas de temps représenté



**Fig. 6.23** – Hodographe correspondant à la configuration 0 : 2 comparé à la simulation correspondante 1 : 2 (mêmes paramètres)

le contenu spectral des sources est fortement décalé vers les fréquences hautes. Une interprétation possible est que les décollements prévus par la technique semi-directe augmentent le niveau des raies pour  $m \geq 4$ , tandis que les phénomènes aérodynamiques négligés du fait de l'absence du rotor dans la simulation non-stationnaire ont une forte participation aux trois premières raies acoustiques (effets potentiels entre autres).

L'évolution de la phase le long de la corde est plus facile à interpréter qu'avec la technique directe : la vitesse de convection, indiquée par la pente des courbes, reste positive et évolue lentement, sauf près du bord d'attaque à l'intrados. Elle est pratiquement constante côté extrados,



**Fig. 6.24** – Répartition des quatre premiers harmoniques de charge le long de la corde pour la méthode semi-directe, modules et phases

Cas	$L_w(m=1)$	$L_w(m=2)$	$L_w(m=3)$	$L_w(m=4)$	$L_w(m=5)$	$L_w(m=6)$
directe	-109.2	43.4	-34.4	17.6	-12.2	-2
indirecte	-104.3	50	-21.5	35.3	1.2	20.8
semi-directe	-119.3	33.1	-29	28.9	7.8	26.6

TAB. 6.12 – Résultat acoustique de la simulation 0 : 2 exprimé en niveau de puissance acoustique. Comparaison à la technique directe, simulation *mg3\_2500\_trans\_64\_sst* (mêmes paramètres de simulations); comparaison à la technique indirecte, simulation SST sur le maillage *mg3f* (paramètres les plus proches)

ce qui correspond à la convection des phénomènes générateurs de bruit. La bosse constatée sur le module ne correspond donc pas à un décollement, ce qui est confirmé par l'observation de  $k$ , figure 6.21 : il s'agit seulement de l'action fluctuante du sillage sur cette partie de l'aube. La simulation rotor-stator restituée peut être ce phénomène avec autant d'intensité, mais l'information est alors masquée par d'autres effets que les purs effets d'interaction rotor-stator.

Les résultats obtenus avec la technique semi-directe permettent de juger des limites de l'approche de Sears dans le cas étudié. En effet, dans les deux approches, le rôle du stator sur la nature du sillage issu du rotor est ignoré : on considère que le sillage est le même que celui qui s'échapperait d'un rotor isolé. On constate que les niveaux prévus par la technique indirecte sont largement supérieurs pour les quatre premiers harmoniques : la technique indirecte fournit une forte surestimation du bruit dans le cas étudié.

### 6.5.3 Conclusions sur la technique semi-directe

Par rapport à celles utilisant la technique directe, les simulations utilisant la technique semi-directe fournissent une description plus précise des sillages et, par voie de conséquence, de

l'écoulement autour du stator. Les deux maillages sont plus simples à réaliser qu'un maillage avec raccordement, où la topologie doit suivre les sillages du rotor puis s'infléchir pour suivre l'écoulement autour du stator.

En revanche, avec cette façon de procéder, il n'est pas possible de restituer les informations qui remontent du stator vers le rotor. Par exemple, les interactions potentielles qui perturbent l'écoulement près du bord de fuite du rotor ne peuvent pas être prises en compte. Il faut donc choisir une distance rotor-stator suffisamment grande pour qu'elles soient négligeables. Sous cette condition, la technique semi-directe restitue plus fidèlement l'action des sillages sur le stator, elle doit donc être préférée. Il semble cependant que même dans le cas de l'entrefer large, l'écoulement soit assez perturbé par la présence du stator.

Par rapport à la technique indirecte fondée sur le formalisme de Sears, la technique semi-directe présente l'avantage de prendre en compte les effets visqueux : le problème traité est plus exact, non assujéti aux hypothèses de linéarisation de l'aérodynamique non stationnaire. L'écoulement est donc plus réaliste. En contrepartie, le prix à payer est le recours à un calcul numérique plus coûteux ; il faut créer un maillage du stator qui n'était pas nécessaire avec la technique indirecte, et réaliser une simulation non-stationnaire du défilement périodique des sillages issus du rotor devant le stator. Le choix dépend alors des contraintes de temps d'une part, et des exigences de précision d'autre part.

## 6.6 Conclusions sur les trois techniques présentées

Deux utilisations possibles de l'outil acoustique RSF, mis au point dans la première partie, ont été présentées sur un cas bidimensionnel simplifié : une approche couplée (directe) et une découplée (indirecte ou semi-directe). La chaîne de calcul du bruit de raies du ventilateur est maintenant complète et a été utilisée pour calculer le bruit du stator.

La méthode directe utilise des résultats de simulations non stationnaires, qui fournissent un résultat en principe plus précis, mais à un prix élevé. La méthode indirecte utilise des simulations stationnaires du rotor pour connaître les perturbations en amont du stator ; une fonction de transfert aérodynamique permet alors de déduire de façon approchée les sources acoustiques sur les aubes, mais seule une partie des phénomènes physiques est prise en compte. En conséquence le bruit calculé est une surestimation du bruit rayonné. La méthode semi-directe découple le rotor du stator et utilise une simulation non stationnaire pour calculer les effets des sillages issus du rotor sur le stator : les phénomènes visqueux sont donc pris en compte, mais avec un coût numérique du même ordre de grandeur que celui de la technique directe.

Les trois méthodes souffrent d'une grande sensibilité aux paramètres de la simulation numérique

utilisée pour connaître tout ou partie de l'écoulement. La qualité du maillage, aux interfaces ainsi que dans les sillages, est le paramètre auquel le résultat acoustique est le plus sensible. Un maillage inadapté sous-estime les déficits de vitesse dans les sillages, et donc le bruit. Le modèle de turbulence utilisé est également un facteur déterminant du résultat, mais sans tendance particulière. On veillera donc à l'avenir à n'effectuer de comparaisons qu'à modèle de turbulence égal. Enfin, la stratégie de calcul utilisée influe fortement sur le résultat acoustique : la technique directe fournit le résultat le plus faible et la technique indirecte le résultat le plus fort ; les différences peuvent dépasser 10 dB.

Si l'on apporte un soin suffisant à toujours avoir les mêmes paramètres de simulation et un maillage adapté, on peut comparer les résultats acoustiques issus de deux simulations, et ainsi choisir entre deux configurations. Pour l'instant, une comparaison avec l'expérience est délicate, d'une part à cause des difficultés pratiques pour ne mesurer que le bruit du stator, et d'autre part à cause de la sensibilité du niveau acoustique prévu aux paramètres des simulations RANS.

## Chapitre 7

# Applications à des cas industriels complets

La chaîne de calcul est utilisée dans ce chapitre pour calculer le bruit du rotor. Dans un premier temps, la technique directe est appliquée : deux applications sont présentées, qui permettent d’appréhender les conditions pratiques d’utilisation. Ensuite, la technique indirecte, moins précise mais aussi moins coûteuse, est appliquée de différentes façons au cas de référence. Des conséquences sont tirées sur les possibilités de prédiction du bruit des GMV.

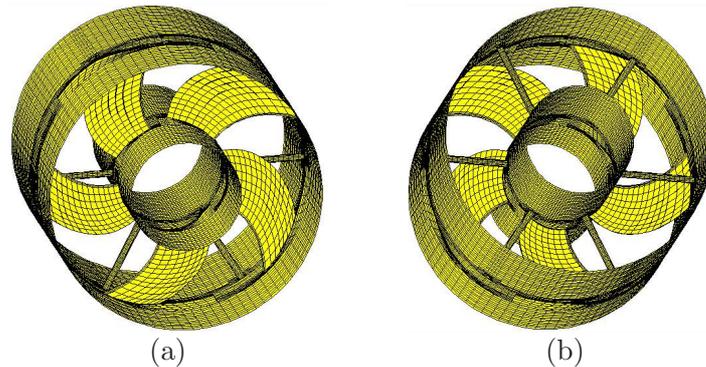
### 7.1 Applications de la technique directe

Pour connaître les variations temporelles de charge sur les pales du rotor directement à partir d’une simulation, il faut que celle-ci soit non stationnaire et tridimensionnelle. La capacité des machines évolue rapidement et la génération du maillage pour les ensembles rotor-stator peut être automatisée : la systématisation de ce procédé devient donc peu à peu envisageable. Dans un premier temps, il faut étudier la faisabilité d’un calcul complet et confronter les ordres de grandeurs fournis par la simulation à ceux de l’expérience. Dans ce paragraphe, deux simulations correspondant à des configurations réalistes sont présentées.

#### ***7.1.1 Simulation de l’ensemble rotor-stator***

Une simulation mettant en jeu un stator et un rotor a été réalisée avec le logiciel STAR-CD. L’hélice considérée possède 5 pales équiréparties. Le moteur est supporté par 6 bras-supports équirépartis. Cette première simulation est l’unique utilisation de la technique directe appliquée au rotor qui soit présentée, la simulation du paragraphe suivant n’étant pas terminée à ce jour.

La résolution est faite dans une configuration de conduite : on impose des conditions de non glissement (parois) sur un cylindre du diamètre de l'hélice, ainsi que sur un cylindre du diamètre du bol. Cette hypothèse d'écoulement guidé n'est pas très restrictive puisque l'hélice étudiée a un fonctionnement essentiellement axial. Le jeu périphérique n'est pas pris en compte, et la buse est absente de la simulation. Enfin, les domaines d'entrée et de sortie sont très courts (figure 7.1).



**Fig. 7.1** – Présentation du maillage utilisé pour la simulation de l'écoulement dans l'ensemble rotor-stator effectuée sous STAR-CD, vues de devant et de derrière

Le maillage est structuré et comporte environ 200 000 mailles ; les 5 pales ont 150 mailles sur l'extrados et 165 sur l'intrados. Il est adapté au modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  avec des lois de paroi. La simulation utilise 72 pas de temps par période de rotation. Cela permet d'obtenir 36 harmoniques de charge selon le critère de Nyquist, soit environ 7 harmoniques de bruit.

Cependant, d'après l'expérience acquise sur les simulations rotor-stator du chapitre 5, de tels paramètres sont insuffisants pour assurer une précision raisonnable du résultat acoustique. Seul le rayonnement acoustique du rotor a été calculé ; il correspond exactement au bruit d'interactions potentielles puisque seul le stator induit des fluctuations de charges sur le rotor dans une telle configuration ; le bruit de charges stationnaires de ce système a en effet été étudié au paragraphe 4.4.2.

	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
$L_w$ radial	23.8	22.8	33	36	44.4	38.8
$L_w$ non radial	19.4	15.2	24.2	25.9	26.7	26.7
$L_w$ total	28.3	22.6	33.4	36.3	44.5	39

**TAB. 7.1** – Résultat du bruit calculé associé à la simulation STAR-CD

Le post-traitement acoustique de ce calcul est présenté dans le tableau 7.1. La contribution au bruit des efforts radiaux est séparée de la contribution des efforts axiaux et tangentiels. Sur cet exemple, les efforts radiaux ont une contribution importante relativement aux autres, malgré l'équilibre radial de l'hélice et bien que l'on ait effectué une simulation dans une configuration

de conduite : ils doivent donc être pris en compte dans les calculs de bruit. Les niveaux calculés sont très en-dessous de ce que l'on observe dans la pratique, puisque l'ensemble rotor-stator concerné a une puissance acoustique mesurée d'environ 75 dB.

Les simulations effectuées avec de tels paramètres fournissent des niveaux de bruit inférieurs à la réalité, d'après l'expérience du chapitre 5. Dans le cas présent, il est probable que le maillage soit trop lâche pour obtenir une résolution précise des sillages qui s'échappent du rotor. Lorsque ceux-ci arrivent au niveau du stator, ils sont artificiellement atténués et les interactions calculées sont plus faibles qu'elles ne devraient.

Le paragraphe 7.3.2 met en avant la forte influence du code de calcul utilisé : ainsi, l'utilisation de FLUENT se paie par une atténuation des sillages calculés. On peut supposer que cette remarque est également vraie pour un code comme STAR-CD : en effet, la principale différence entre FLUENT et TASCflow est que TASCflow est un solveur structuré ; STAR-CD est, comme FLUENT, un solveur non-structuré.

Bien que l'on n'ait calculé ici que du bruit d'interactions potentielles, théoriquement faible sur un tel système, il est donc certain que le bruit prévu par cette simulation est une sous-estimation du niveau réel.

## 7.1.2 Simulation du GMV complet

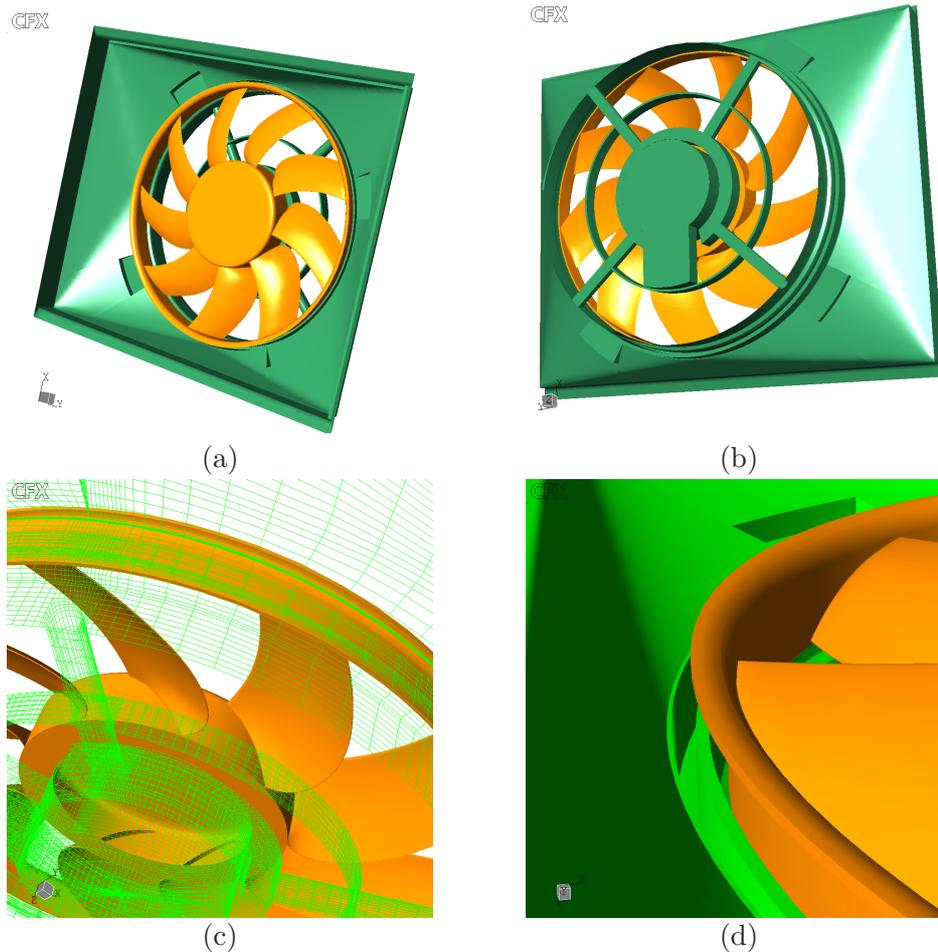
Pour obtenir un niveau de bruit réaliste, une simulation TASCflow doit être réalisée en choisissant les paramètres d'après les résultats du chapitre 5. Ce paragraphe présente une simulation non stationnaire mettant en jeu un GMV complet, qui présente de plus l'intérêt d'ajouter une partie des effets d'installation liés à la buse. Les résultats de cette simulation seront disponibles courant mai 2003, aucune application acoustique n'est donc présentée ici.

### 7.1.2.1 Présentation de la simulation

Une topologie a été réalisée avec le logiciel Mulcad. Elle comporte l'essentiel du mono-GMV VALEO de référence, mis à part le stator et les échangeurs : à l'époque où le maillage a été commencé (1999) aucun stator n'équipait ce système de refroidissement. La prise en compte des échangeurs n'a pas été étudiée.

En revanche, la topologie décrit le jeu périphérique entre la virole tournante et la virole fixe, le jeu axial entre le bol et le bloc moteur (l'écoulement sous-bol n'est pas étudié ici), le bloc moteur, les attaches de fixation de la buse, et les bras supports réels (avec un côté arrondi et un côté carré). Ces détails sont indiqués sur la figure 7.2.

Une telle simulation permet *a priori* le calcul d'un bruit d'interaction (buse+bras)-rotor, et celui d'un bruit d'interaction (sillages de rotor)-stator. Par contre, la prise en compte du jeu périphérique ne permet pas de calculer entièrement ce que l'on appelle le bruit de jeu



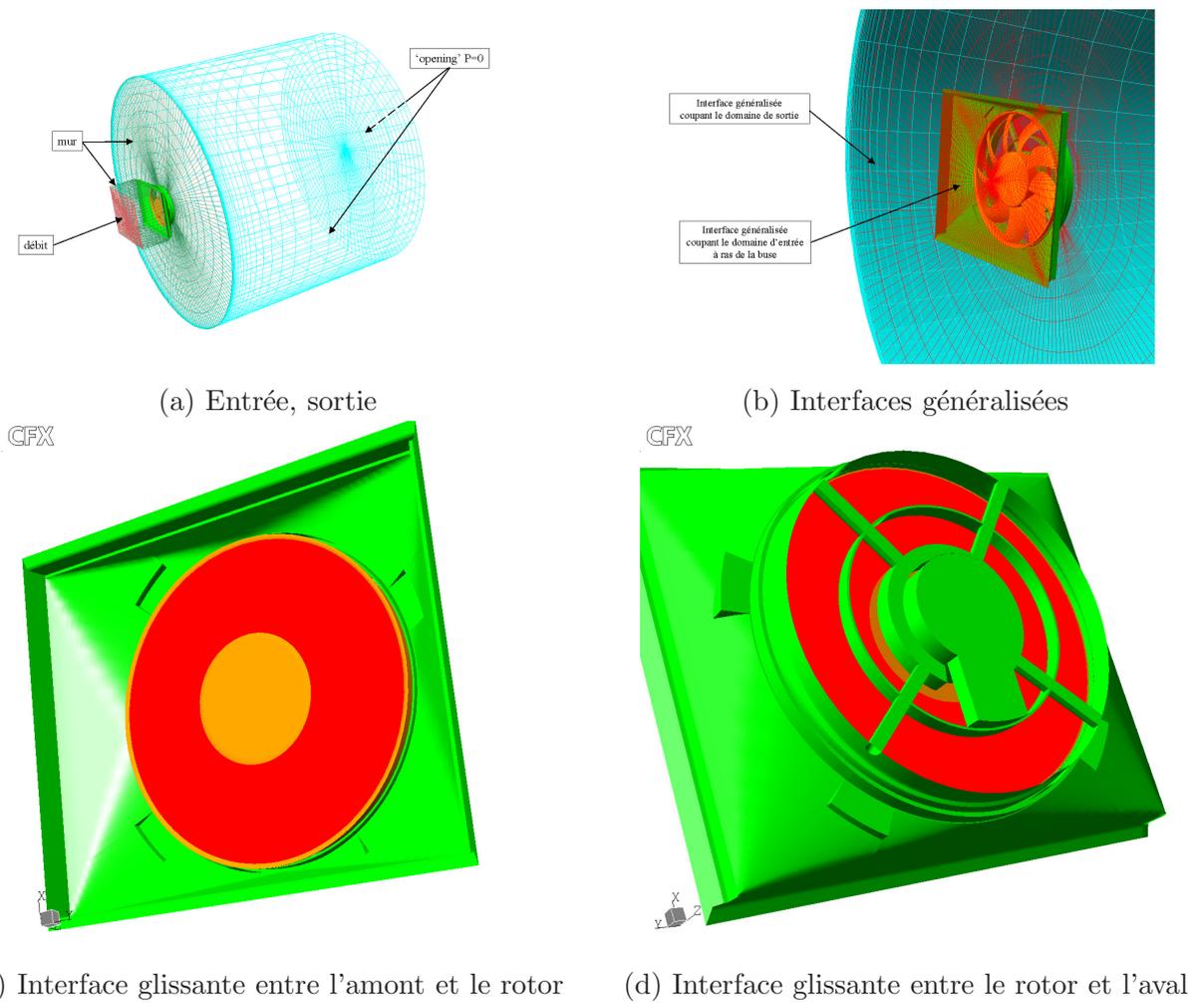
**Fig. 7.2** – Représentation des solides pris en compte dans la simulation GMV. En foncé, les parties fixes; en clair les parties tournantes. On distingue bien les encoches sur la buse, les bras-support semi-cylindriques, le module électronique en aval de l'hélice, le jeu périphérique (surtout sur (d))

périphérique; en effet, ce mécanisme est associé à des phénomènes fortement variables et l'on suppose que le bruit qui en résulte est à large bande ou à bande étroite : la modélisation acoustique développée ici ne prend pas ces phénomènes en compte.

Le maillage associé a été réalisé avec MULCAD pour être utilisé avec TASCflow. C'est un maillage multibloc structuré qui comprend 1.9 millions de mailles au total; il est adapté au modèle  $k - \varepsilon$  avec des lois de paroi, avec  $y^+$  de l'ordre de 30 sur la première maille.

Un résumé des conditions imposées aux bords du domaine est présenté sur la figure 7.3. Deux interfaces généralisées assurent la jonction entre les domaines où l'on souhaite une résolution fine (autour du GMV) et les domaines d'entrée et de sortie où la qualité de la résolution a moins d'importance (figure 7.3 b). Deux interfaces glissantes servent à relier d'une part l'amont avec le domaine rotor (interface buse-rotor, figure 7.3 c) et, d'autre part, le même domaine rotor avec l'aval (interface rotor-stator, figure 7.3 d).

La condition imposée en entrée de domaine est une condition sur le débit axial uniforme,



**Fig. 7.3** – Conditions appliquées aux limites du domaine; détail des interfaces généralisées.

ce qui est consistant avec la présence de l'échangeur, non pris en compte dans cette simulation, à condition que la condition soit appliquée suffisamment en amont de la buse (voir le chapitre précédent).

Une condition dite "d'ouverture" est imposée en sortie : la pression moyenne est choisie nulle. Cette condition est stable lorsque l'écoulement est essentiellement normal à la face où elle est imposée [2]; c'est bien le cas ici aux endroits de la face de sortie où l'écoulement est non nul. La condition de type "sortie" interdit les recirculations, et l'air est centrifugé dès la sortie de l'hélice, ce qui est un résultat non physique.

Un calcul stationnaire est utilisé pour initialiser la simulation non stationnaire, de façon à réduire la période transitoire qui existe avec toute simulation non stationnaire. Il est effectué à une position relative figée du rotor par rapport au stator, choisie arbitrairement. Ce calcul stationnaire doit lui aussi être initialisé; pour cela on impose dans tout le domaine une vitesse axiale uniforme supérieure à la vitesse débitante. Il a en effet été constaté la mise en place très

rapide de recirculations dans le domaine de sortie lorsque la vitesse axiale choisie est trop faible.

La taille de la simulation devient vite un problème lorsqu'elle dépasse le million de nœuds. Le logiciel TASCflow consomme beaucoup de mémoire RAM, ce qui est normal pour une formulation implicite (annexe E), la contrepartie étant une plus grande rapidité d'exécution. De plus, il y a quatre interfaces généralisées, et la simulation n'est pas stationnaire, ce qui augmente encore les besoins de mémoire. La simulation consomme environ 2 Go de mémoire RAM.

Depuis nos essais sur les petits maillages rotor-stator, on sait qu'il faut prévoir au moins 6 périodes pour que la simulation soit convergée ; de même, un minimum de 64 pas de temps par période de passage de pale est nécessaire pour capter correctement les effets non stationnaires. Avec 9 pales, cela fait  $9 \times 64 = 576$  pas de temps par période de rotation. Pour obtenir 6 périodes il faudra donc  $6 \times 576 \approx 3500$  itérations temporelles. Toujours en s'inspirant de l'expérience acquise sur les simulations rotor-stator, un maximum de 8 sous-itérations par pas de temps a été imposé.

La simulation nécessite l'utilisation de Hercule en parallèle (PC biprocesseur avec 4 Go de RAM). La vitesse d'exécution sur cette machine est d'environ 2h30 par itération temporelle avec les paramètres utilisés : le résultat converge en environ 1 an. Cet ordre de grandeur suffit à démontrer qu'il n'est pour l'instant pas envisageable de systématiser l'utilisation des simulations non stationnaires dans la chaîne de conception des GMV : les clients demandent d'ordinaire 2 à 3 produits différents par projets, avec un délai (CAO et maillage compris) d'environ 1 mois. De plus, le post-traitement nécessite une machine assez rapide avec beaucoup de mémoire RAM. Avec les progrès de l'informatique il devrait être possible bientôt de traiter plus facilement des cas plus complexes.

### 7.1.2.2 Premiers résultats de la simulation

Les résultats qui sont présentés dans ce paragraphe sont seulement partiellement convergés. La convergence sera effective courant mai 2003. D'ici là de nouveaux ordinateurs permettront sans doute d'en obtenir plus rapidement de meilleurs, mais cette simulation représente une première tentative de prise en compte de tous les éléments du GMV. Les résultats sont imprécis et il est difficile d'évaluer leur imprécision.

La figure 7.5 présente le champ de vitesse calculé à gauche (a) et à droite (b) du bol, à un instant donné. Les éléments de géométrie sont repérés sur la figure 7.4. L'écoulement est guidé par la présence du bol qui induit une accélération et de petits décollements en pied de pale. Ceux-ci seront sans doute associés à d'importantes fluctuations de la charge. En tête de pale, la buse structure l'écoulement assez proprement, mais la virole tournante et le jeu périphérique perturbent fortement cet équilibre : on observe de fortes recirculations autour de la virole. En aval de l'hélice, les recirculations sous le bloc moteur sont correctement restituées et mettent en valeur l'importance des écoulements secondaires dans ce type de machines : l'écoulement sous bol modifie le fonctionnement de l'hélice.

La cartographie de  $k$  de la figure 7.6 (a) permet de confirmer l'absence de zones de recirculations, généralement associées à un blocage aérodynamique non physique. Elle permet aussi de mesurer le caractère centrifuge de l'écoulement qui part à  $45^\circ$  de l'axe de rotation. Sur le système muni de stator l'écoulement est sans doute plus axial.

La figure 7.6 (a) met aussi en évidence l'atténuation des sillages au passage des interfaces généralisées : le sillage est lissé et s'étale le long de l'interface entre la partie GMV et le domaine de sortie. Il est donc probable que les fluctuations de charge calculées seront moins fortes que dans la réalité, d'après l'expérience de la deuxième partie. Une observation attentive des autres interfaces généralisées y révélerait les mêmes phénomènes. La représentation de la viscosité turbulente (figure 7.6 b) met en évidence l'importance de la taille du domaine : si celui-ci avait été plus petit le sillage aurait rencontré les bords du domaine trop tôt et des réflexions auraient pu perturber la résolution autour de l'hélice.

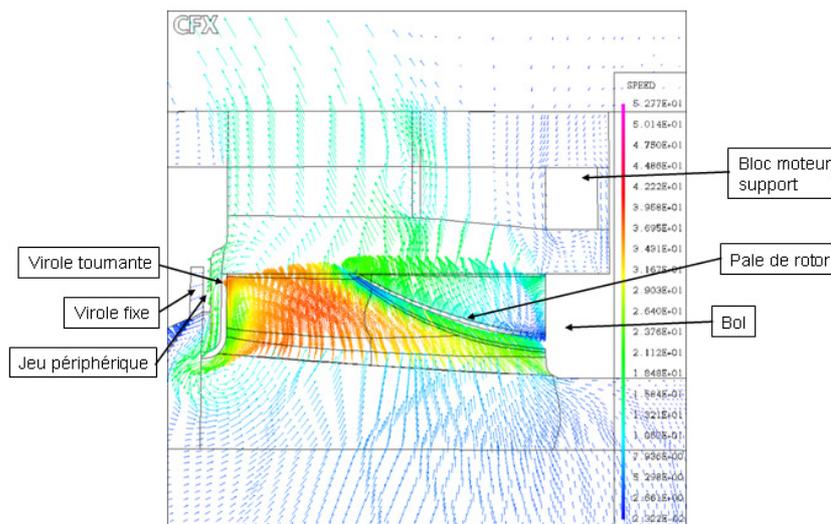


Fig. 7.4 – Légende des composants du GMV visibles sur la figure 7.5

Les phénomènes concernant les bras-supports du GMV auraient pu devenir périodiques avant ceux concernant les pales du rotor : la période de passage des pales est en effet 9 fois plus courte que la période de rotation, et les sillages perturbent les bras-support avec cette périodicité. Il semble que pour l'instant, d'une part les fluctuations observées sont d'un ordre de grandeur très faible (quelques Pascals) ce qui remet en question leur précision, et d'autre part elles ne sont pas périodiques à cette période-ci : la présence de la buse a une influence jusqu'au niveau du support. Il faut attendre la convergence complète avant d'effectuer une utilisation acoustique de ces données.

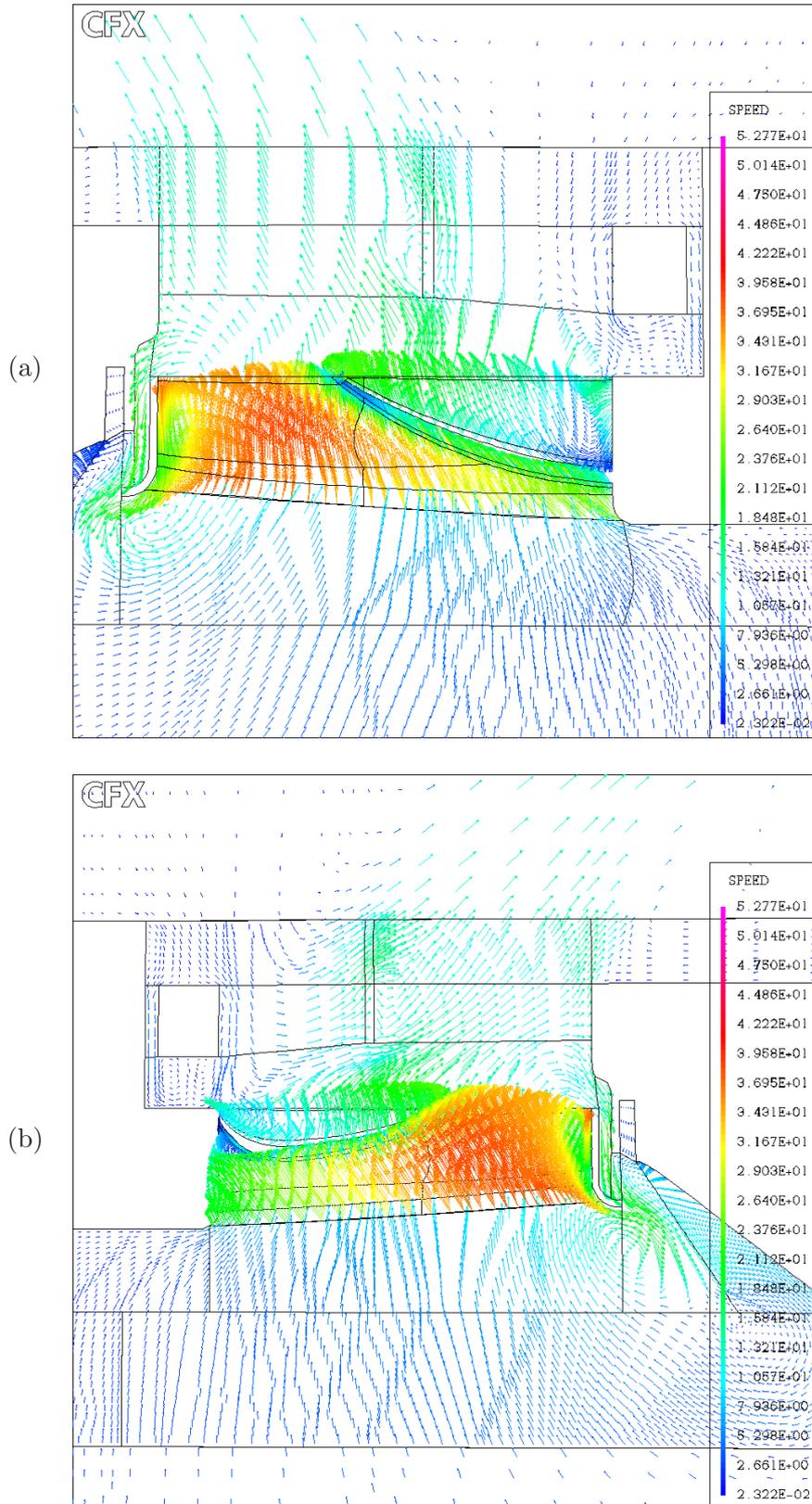
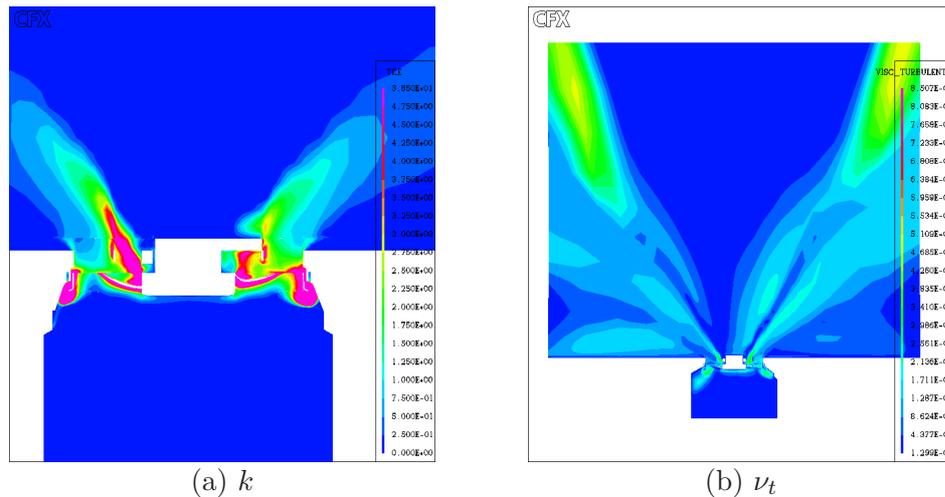


Fig. 7.5 – Résultats de la simulation du GMV complet : champ de vitesse



**Fig. 7.6** – Résultats de la simulation du GMV complet : énergie cinétique turbulente et viscosité turbulente

### 7.1.3 Conclusions sur la technique directe appliquée aux GMV

La technique directe a été appliquée aux GMV sur deux applications, ce qui démontre qu'il est possible de réaliser des simulations tridimensionnelles non stationnaires des écoulements dans tout ou partie du GMV. Cependant, la création du maillage est difficile, et la simulation est très longue, même sur un ordinateur puissant. Les valeurs obtenues avec la première simulation ne sont pas satisfaisantes, et celles avec la deuxième simulation ne sont pas encore connues. Même si ceux-ci sont excellents, une technique alternative doit être utilisée pour obtenir un premier résultat à des coûts raisonnables. La technique qui vient d'être présentée sera utilisable de façon systématique lorsque les ordinateurs disponibles seront au moins 50 fois plus rapides, et permettront d'obtenir la solution de la deuxième simulation en une semaine au lieu d'un an. Pour un investissement égal à celui des machines actuellement disponibles, le délai devrait être d'environ 10 ans : en effet, d'après Moore [87] la puissance des ordinateurs double tous les 18 mois, à coût de fabrication égal, ce qui se vérifie dans la pratique (figure 7.7). Le terme de puissance désigne ici le nombre d'opérations par secondes ; la mémoire allouable à un système suit la même courbe selon les chercheurs d'Intel [50].

Les limites de l'approche indirecte inspirée de Sears étant connues, la première idée est d'utiliser une technique semi-directe, où l'écoulement ne serait résolu qu'autour d'une pale, avec des conditions d'entrée fluctuantes. Mais il n'y a pas de périodicité spatiale dans l'écoulement qui traverse la buse, il est donc impossible de restreindre l'étude à un secteur angulaire limité : le calcul doit prendre en compte toutes les pales. L'économie réalisée par rapport à la technique directe n'est alors pas très grande : même si le temps est divisé par 2 il reste bien trop élevé. Une autre possibilité est d'utiliser les conditions de périodicité chorochroniques et de ne simuler qu'une seule pale (paragraphe 5.3.7) avec une technique semi-directe et ainsi ne simuler qu'une

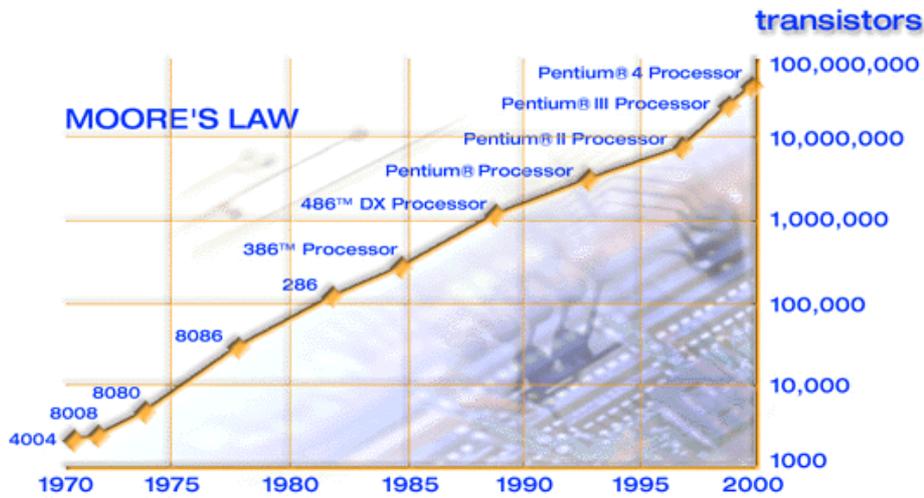


Fig. 7.7 – Loi de Moore sur l'évolution des capacités des ordinateurs, document Intel

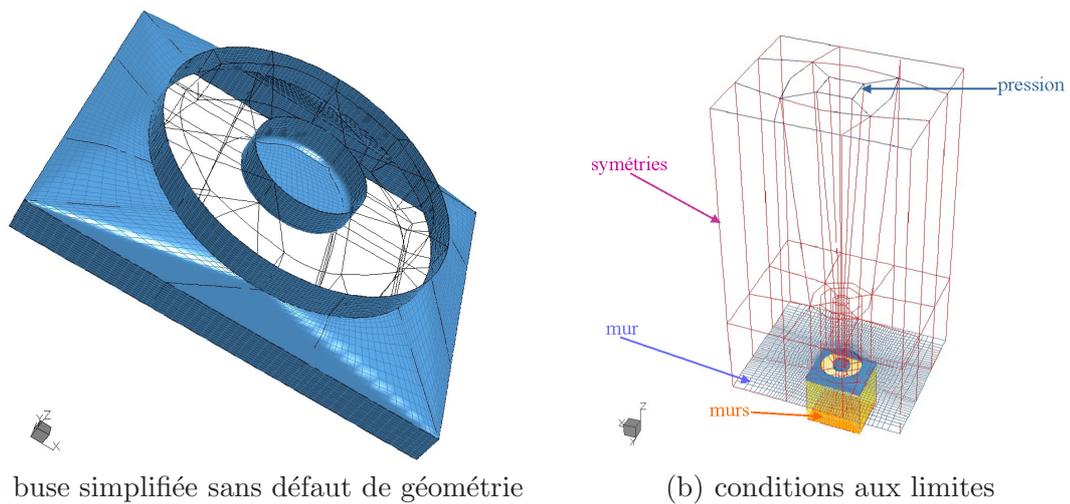
seule pale.

Comme au chapitre 6, une technique indirecte inspirée de la théorie de Sears est utilisée pour obtenir les harmoniques de charge. Cette théorie étant bidimensionnelle, la formule de Sears doit être appliquée à différents rayons pour calculer le bruit de la machine complète. En effet, une pale de ventilateur de GMV n'est pas compacte en envergure.

Cette fois-ci, le champ aérodynamique responsable des fluctuations de charge sur les pales du rotor est modélisé par la buse : la transition entre la section rectangulaire et la section annulaire crée des inhomogénéités de vitesse. Ces dernières peuvent être décrites par des simulations stationnaires qui mettent en jeu la buse seule. Le champ de vitesse incident sur la pale est calculé à différents rayons pour en déduire la vitesse normale correspondante, et l'utiliser pour appliquer la formule de Sears.

Le paragraphe 7.2 présente différentes simulations mettant en jeu la même buse. Trois codes de CFD ont été utilisés ; pour chacun, différents paramètres de simulation ont été étudiés. Une autre simulation effectuée sur la même buse donne l'influence d'un obstacle dans l'écoulement. Les résultats aérodynamiques et acoustiques sont présentés dans le paragraphe 7.3, en même temps que l'analyse de l'influence des paramètres.

## 7.2 Présentation des simulations relatives à la technique indirecte



**Fig. 7.8** – Présentation de la buse A qui sert dans les simulations

Ce paragraphe présente les paramètres des simulations selon les spécificités des codes. Une synthèse est présentée sur le tableau 7.2.

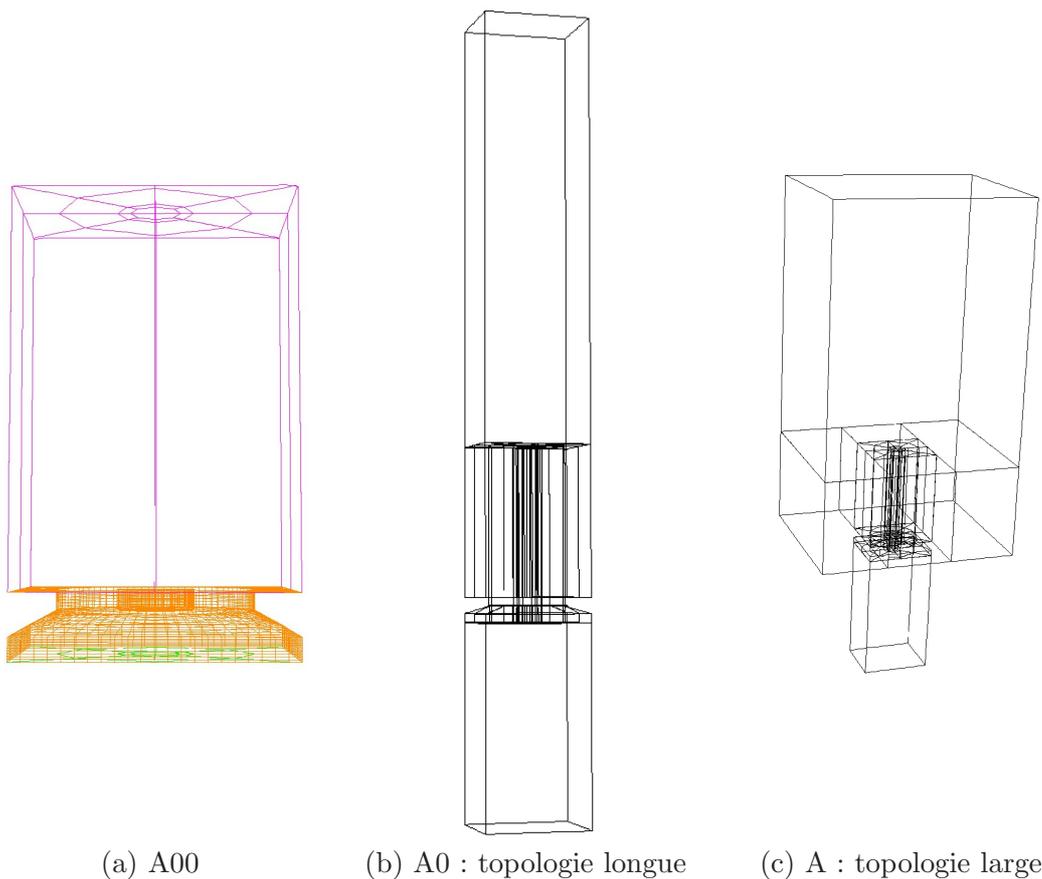
Nom	Description sommaire	Solveur	Maillage
A0	Buse simplifiée, topologie courte	TASCflow	92.640 nœuds
A	Buse simplifiée, topologie large	TASCflow	367.982 nœuds
B	Buse simplifiée, topologie large, obstacle	TASCflow	367.982 nœuds
Af	Buse simplifiée, topologie large	FLUENT	367.982 nœuds
Afe	Buse simplifiée, topologie large, échangeur thermique	FLUENT	367.982 nœuds
Afh	Buse simplifiée, topologie large, hélice	FLUENT	367.982 nœuds
Afhe	Buse simplifiée, topologie large, hélice + échangeur	FLUENT	367.982 nœuds
Au	Buse simplifiée, maillage cartésien fin	UH3D	6,8Mo nœuds

**TAB. 7.2** – Dénomination des simulations stationnaires avec la buse seule

### 7.2.1 Buse A simplifiée, utilisation de TASCflow (A00, A0, A)

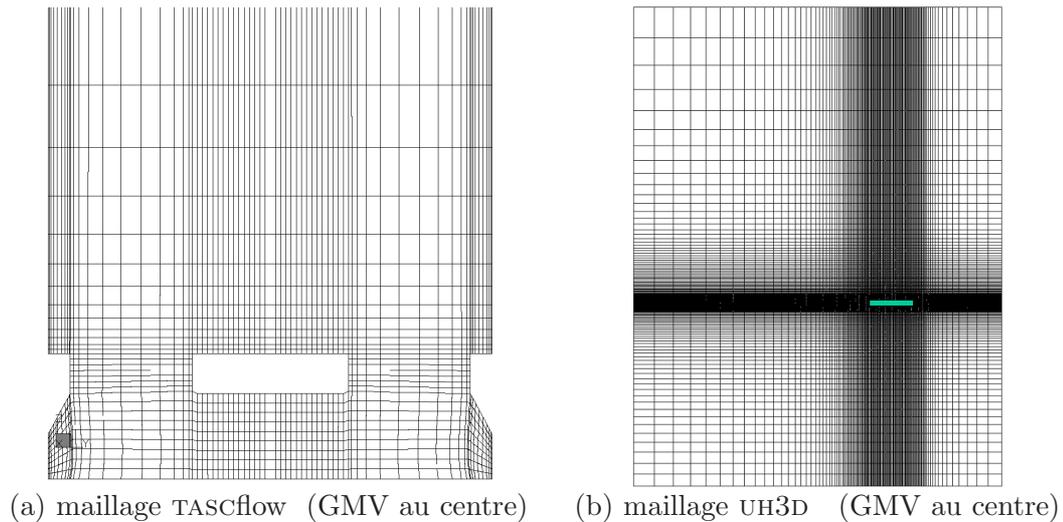
La première simulation réalisée a été menée avec TASCflow sur une topologie lissée, sans défaut de géométrie, et représentée sur la figure 7.8. De cette façon la réalisation du maillage est simplifiée, et la simulation CFD est moins coûteuse. Cette topologie simplifiée est tout à fait adaptée à nos besoins : elle donne une indication du bruit minimal d’une configuration idéale, et permet de réaliser une première simulation de ce genre à moindre coût. Pour obtenir un écoulement représentatif du GMV et avoir la même surface active, les simulations de type “buse” prennent en compte le bol.

Trois topologies ont été utilisées : la deuxième, notée A0, a des domaines d’entrée et de sortie plus longs que la première, notée A00. La troisième, notée A, a en plus un domaine de sortie élargi (figure 7.9) : c’est elle qui sert de référence dans le reste de ce chapitre.



**Fig. 7.9** – Trois topologies de la buse simplifiée sans défaut de géométrie, pour le solveur TASCflow

La géométrie a été dessinée avec le modelleur de conception (CAO) ICEM-DDN. Le maillage utilisé, multibloc structuré (figure 7.10) avec près de 370 000 nœuds, a été créé avec le mailleur



**Fig. 7.10** – Maillages de buses utilisés selon les codes ; écoulement du bas vers le haut

ICEM-Hexa. Entre les blocs on utilise des mailles coïncidentes. Sur la première maille,  $y^+$  est de l'ordre de 50, le maillage est adapté au modèle de turbulence  $k - \varepsilon$  avec des lois de parois.

Le débit est imposé à l'entrée (figure 7.8), ce qui se traduit par une condition de vitesse normale uniforme sur toute la face concernée [2]. Cette condition est plutôt satisfaisante, puisque les échangeurs redressent l'écoulement : le champ de vitesse qui en sort est effectivement normal. Cependant, rien ne permet d'affirmer que la vitesse sera uniforme dans la réalité : les masses d'air passant au centre de l'échangeur vont certainement se déplacer à des vitesses différentes de celles qui passent sur les côtés. La distance qui sépare le plan d'entrée de la buse et la face d'entrée du domaine de calcul a donc une grande importance, c'est elle qui structure spatialement l'écoulement.

En sortie de domaine, on impose une pression moyenne égale à zéro. Sa valeur absolue n'a pas d'importance pour un calcul incompressible. La taille du domaine de sortie modifie le résultat : si la condition de sortie est imposée trop près, elle peut devenir réfléchissante. La taille du domaine d'entrée doit également être assez grande pour laisser les éventuelles interactions potentielles remonter de la buse vers la condition amont de vitesse uniforme. La topologie large (simulation A) satisfait cette exigence.

Sur les frontières latérales du domaine, deux sortes de conditions sont utilisées : en aval de la buse, on impose une condition de glissement (symétrie) tandis qu'en amont de la buse on impose une condition de non-glissement (paroi). Ces deux conditions "guident" artificiellement l'écoulement ; ceci correspond à la réalité en amont de la buse. En revanche en aval il faut un domaine suffisamment large, sinon le guidage modifie la solution. Pour vérifier a posteriori que le domaine est effectivement assez large, une condition suffisante est que le champ de vitesse sur les bords soit nul, puisque le flux est essentiellement axial. Enfin, sur la section plane de sortie

de buse, à l'endroit où le domaine s'élargit, on impose une condition de non-glissement (mur). Celle-ci empêche une centrifugation excessive du flux, tendance parfois observée avec TASCflow.

Les conditions imposées sur les frontières, à l'entrée et à la sortie du domaine, ont fait l'objet d'études annexes [13, 32]. Celles retenues ici sont celles qui ont donné le meilleur résultat. Elles sont utilisées pour toutes les simulations de ce chapitre.

### 7.2.2 Buse simplifiée, utilisation de FLUENT (Af, Afe, Afh, Afhe)

Les performances de TASCflow et de FLUENT (indice f dans les noms des simulations : Af) ont été comparées sur la topologie large, buse A. Ce code utilise d'habitude un maillage non structuré ; en pratique, il s'agit ici du même maillage structuré qu'avec TASCflow. Les conditions imposées aux limites du domaine de calcul sont identiques à celles utilisées avec TASCflow.

L'influence des échangeurs sur la condition d'entrée ne peut pas être prise en compte explicitement : le maillage serait trop volumineux. Une première solution, qui rend compte de la perte de charge due aux échangeurs, consiste à imposer une vitesse purement axiale, conformément à ce qui est observé derrière un échangeur. Comme la pression est définie à une constante près en incompressible, la différence entre cette simulation Afe (*e* pour échangeur) et celle de référence Af est uniquement l'endroit où l'on impose que la vitesse soit purement axiale. Les champs de turbulence en aval de l'échangeur sont par ailleurs connus grâce à des études antérieures réalisées au CETIAT [57]. Une deuxième solution est d'utiliser les simulations CFD qui servent à concevoir les échangeurs disponibles chez VALEO. Ceci suppose qu'il n'y ait pas d'effets potentiels dus à l'hélice sur l'échangeur, ce qui pourra être vérifié *a posteriori*. Cette technique n'a pas encore été utilisée.

Une simulation tridimensionnelle non stationnaire comprenant la buse et l'hélice complète serait trop lourde pour imaginer une systématisation. Pourtant sa présence induit une forte modification de l'écoulement. Une possibilité est de fournir à FLUENT la caractéristique aérodynamique de l'hélice ( $\Delta p, Q$ ). Connaissant le débit d'après les conditions amont, le code calcule le saut de pression  $\Delta p$  associé. Cette méthode, connue sous le nom de disque actif, est proposée par les fabricants des codes de calcul utilisés (TASCflow, FLUENT). Les effets tridimensionnels dus à l'hélice ne sont alors pas restitués : la simulation reste stationnaire et la géométrie de la pale n'est pas prise en compte. Il est possible d'imposer une direction de vitesse différente en sortie, pour tenir compte de la rotation induite par l'hélice, mais cela n'a pas été fait dans cette expérience. Une simulation avec un disque actif seul a été réalisée (Afh, *h* pour hélice), puis une avec l'hélice plus l'échangeur (Afhe).

### 7.2.3 *Buse simplifiée, utilisation de UH3D (Au)*

Le code UH3D utilise un maillage cartésien et est présenté dans l'annexe E. La génération du maillage est grandement simplifiée, et l'utilisation de la mémoire RAM est réduite. Si UH3D donne les mêmes résultats que TASCflow, l'utilisation de ce code représentera une grosse économie en termes de temps de maillages. En effet, il suffit de mailler la peau de la buse (ici, avec ICEM-Tetra) ; cette peau sert ensuite de définition de surface dans UH3D et seul le maillage cartésien est utilisé pour la résolution numérique. Ce dernier est construit automatiquement en quelques minutes.

Les conditions imposées aux limites du domaine de calcul ne sont pas identiques à celles utilisées avec TASCflow, car le domaine de calcul n'est pas structuré de la même manière : c'est un pavé de grande taille : 5 m dans la direction axiale, 3.5 m dans les deux autres directions. En comparaison, la buse mesure 10x45x55 cm environ. Le maillage est représenté sur la figure 7.10. En entrée du domaine on impose une condition de vitesse uniforme ; en sortie, une pression uniforme égale à 0 Pa.

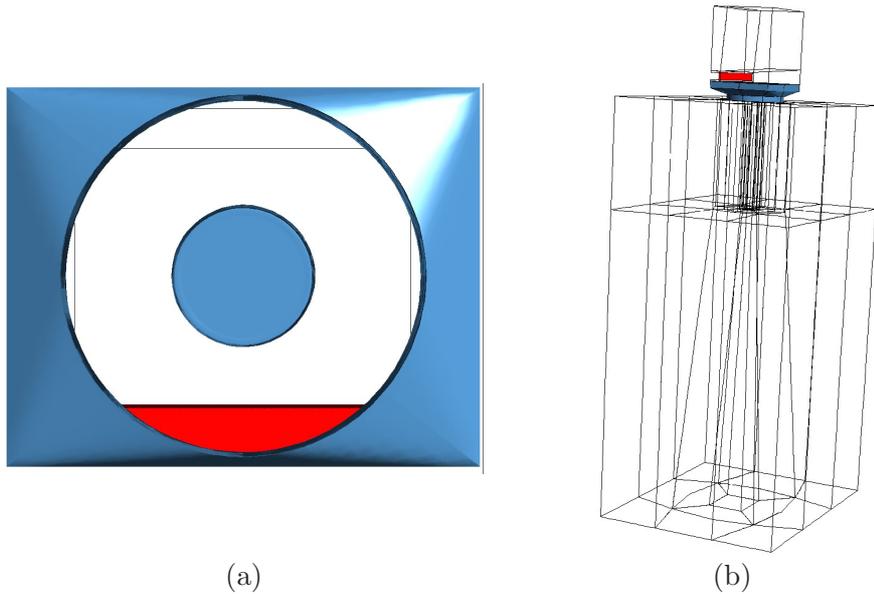
Sur les bords du domaine on impose la symétrie. Avec TASCflow ou FLUENT, les bords du domaine étaient proches de la buse ; les conditions qui y étaient imposées étaient donc déterminantes. Dans le cas des maillages cartésiens, les limites du domaine sont très éloignées de l'écoulement étudié : les conditions qui y sont imposées ne sont donc pas aussi contraignantes. Le maillage fin présenté (Au) comporte 6.8 millions de mailles.

### 7.2.4 *Buse simplifiée et obstacle, utilisation de TASCflow (B)*

Dans les paragraphes précédents, tous les accidents de géométrie ont été négligés. Il est important de connaître l'influence des défauts majeurs et des petits défauts. Pour prendre en compte les petits, il faudrait par exemple effectuer une simulation autour de la buse réelle ; cela est relativement difficile du fait de la complexité de la géométrie. La simulation B donne l'importance dans le rayonnement acoustique d'un changement majeur de géométrie, en l'occurrence un gros obstacle en amont de la buse, comme il en existe parfois sur les GMV. La topologie est la même que précédemment, mais on ajoute un parallélépipède rectangle couvrant l'un des bords de la buse (figure 7.11).

Le maillage est directement inspiré de celui de la topologie large, A. L'obstacle a été rajouté avec modification de la topologie environnante, pour avoir un maillage suffisamment fin autour de la boîte (maillage en O). Il est modélisé par un mur dans la simulation (condition de non-glissement, loi de paroi). Le maillage résultant a environ 450 000 points, soit à peine plus que le précédent. Les autres conditions de calcul sont les mêmes, le solveur utilisé est TASCflow.

Les premières simulations ont été difficiles à effectuer en raison de la quasi symétrie de



**Fig. 7.11** – *Buse simplifiée sans défaut de géométrie avec obstacle (B)*

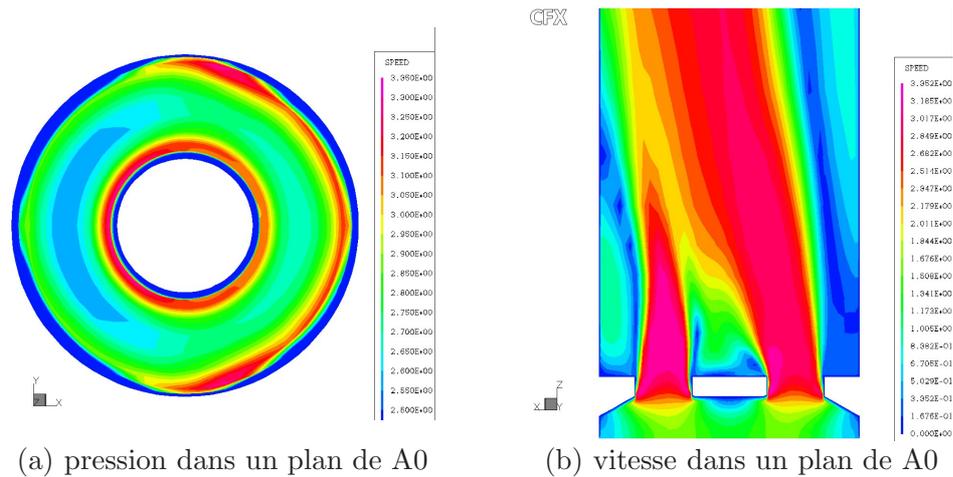
révolution du domaine de calcul ; lorsqu'on casse cette symétrie, par exemple ici en ajoutant un obstacle, la convergence est plus rapide. Lorsqu'un gros obstacle couvre une partie de l'entrée de la buse, il vaut donc mieux le prendre en compte.

## 7.3 Comparaison des résultats

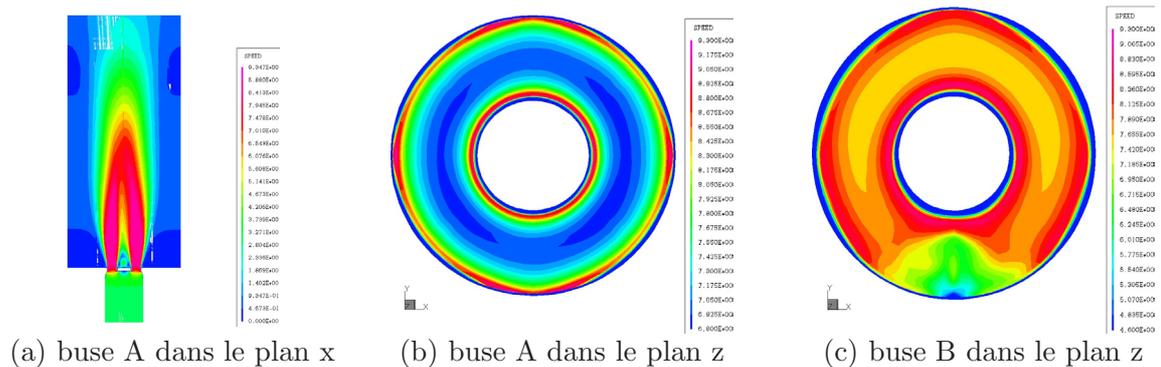
L'annexe D présente une démarche pour mettre les résultats des simulations précédentes sous une forme utilisable dans la chaîne acoustique ; la technique est proche de celle du paragraphe 6.3. Ce paragraphe présente donc directement les résultats des simulations aérodynamiques et la prévision acoustique associée, en mettant en avant l'influence des paramètres de la simulation CFD. Ce paragraphe met en évidence le rôle de certains paramètres des simulations CFD, et donc de donner de nouvelles préconisations pour l'utilisation de RSF lors du calcul du rayonnement acoustique d'un rotor avec la technique indirecte.

### 7.3.1 Influence de la topologie avec TASCflow

Lorsque la topologie est trop étroite, l'écoulement est artificiellement guidé. Si l'entrée ou la sortie du domaine est trop proche de la buse, l'écoulement est mal calculé et les fluctuations sont surestimées. Ainsi, les premières simulations, effectuées sur les topologies A00 et A0, donnent des



**Fig. 7.12** – Buse simplifiée sans défaut de géométrie, premières topologies avec TASCflow (A00 et A0), champs de pression et de vitesse dans un plan : les résultats ne sont pas précis

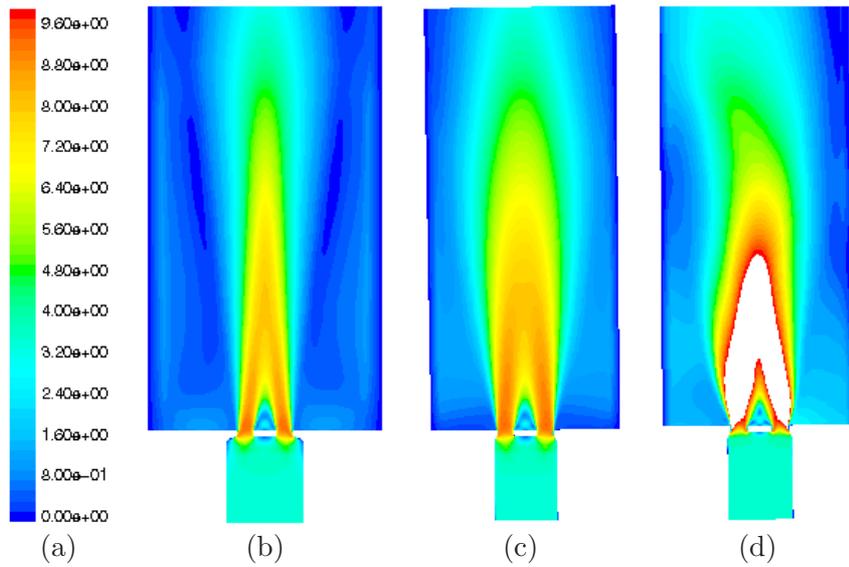


**Fig. 7.13** – Buse simplifiée sans défaut de géométrie, simulations TASCflow : champ de vitesse

résultats qui ne respectent pas les symétries naturelles du problème : les topologies des domaines de sortie sont trop courtes et trop étroites. La figure 7.12 présente le champ de vitesse et de pression sur deux sections du volume de calcul. Ces défauts disparaissent avec la topologie A, [13, 32] (figure 7.13 a et b). Les résultats obtenus avec les topologies A00 et A0 ne sont donc pas utilisés pour une exploitation acoustique, seuls le seront les résultats obtenus avec la topologie large (A).

### 7.3.2 Influence du code de CFD utilisé

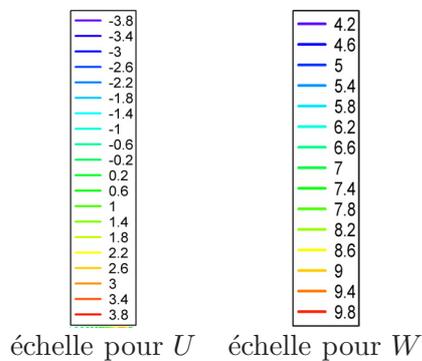
Avec le logiciel FLUENT, l'allure générale est la même que sur les résultats TASCflow. Des résultats typiques sont présentés sur la figure 7.14. Avec les simulations classiques comprenant uniquement la buse, les symétries sont bien restituées par le calcul ; en revanche, ce n'est plus le



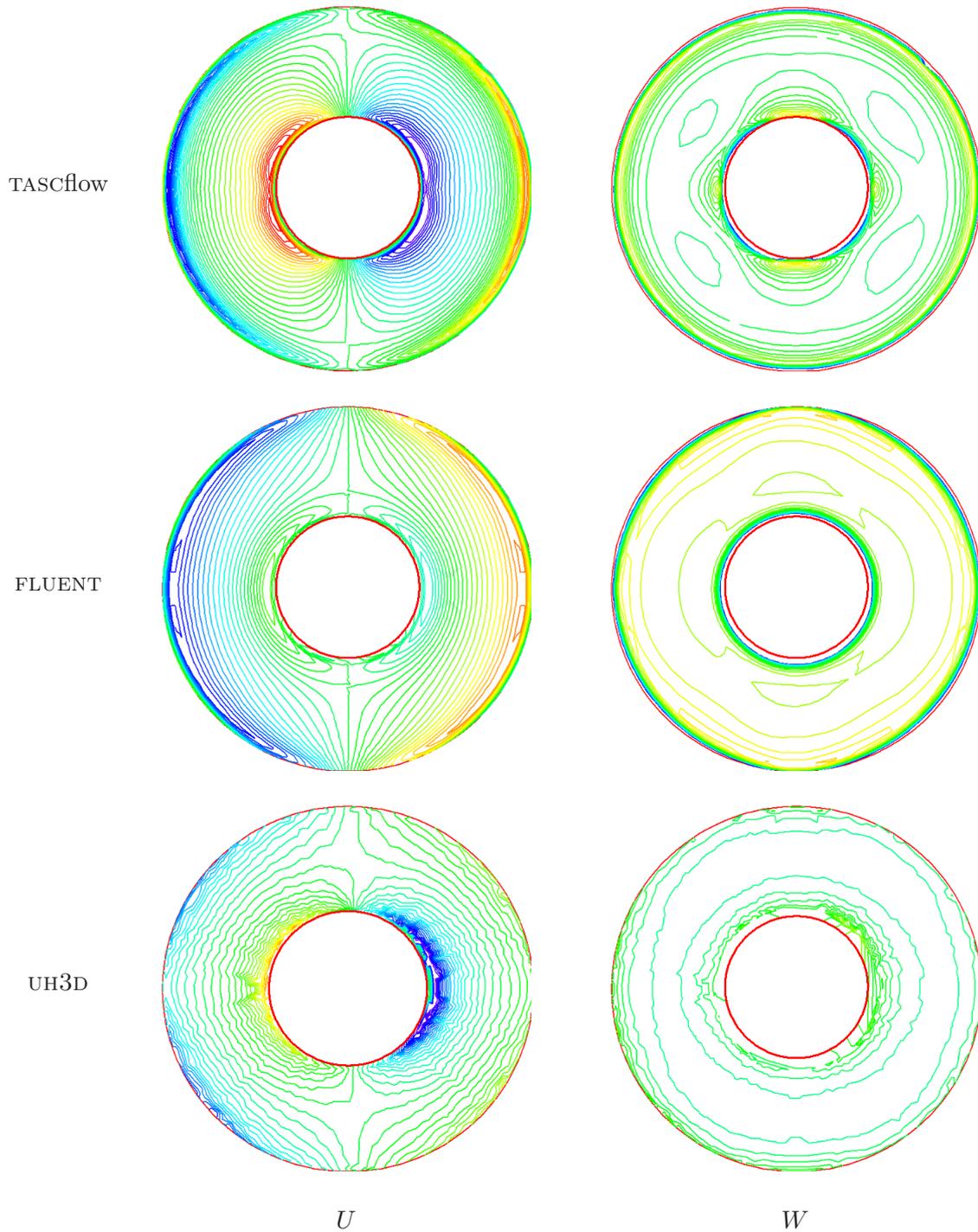
**Fig. 7.14** – Buse simplifiée sans défaut de géométrie, simulations FLUENT : champ de la norme de la vitesse. (a) : échelle; (b) : plan Y (Af); (c) : plan X (Af); (d) : plan X avec présence de l’hélice et de l’échangeur (Afhe)

cas lorsque l’on ajoute l’hélice et l’échangeur (paragraphe 7.2.3) : le flux oscille, un peu comme lorsque le domaine était trop court avec TASCflow.

L’étude des contours de vitesse présentés sur la figure 7.16 confirme une nette ressemblance entre les résultats de TASCflow et ceux de FLUENT, alors que ceux fournis par UH3D sont vraiment différents. La figure représente les scalaires  $U$  et  $W$ , composantes selon  $\mathbf{e}_x$  et  $\mathbf{e}_z$  de la vitesse (dans le repère CFD),  $\mathbf{e}_z$  étant la composante axiale. Les contours de FLUENT sont moins marqués que ceux de TASCflow : ainsi, près du bol par exemple, il n’y a que deux lobes avec FLUENT contre 4 avec TASCflow. Les fluctuations temporelles seront donc moins riches avec FLUENT, et le rayonnement acoustique calculé devrait être plus bas. On constate que les fluctuations de vitesse calculées sont très importantes près du bol, ce qui est contraire aux modèles simplifiés avec lesquels la tête de pale a la plus forte contribution au bruit [58].

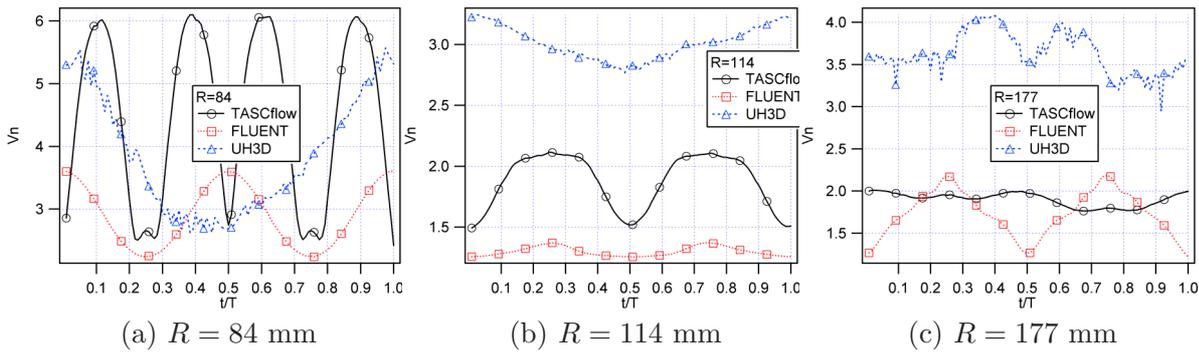


**Fig. 7.15** – Echelles utilisées pour les courbes d’égal niveau de  $U$  et de  $W$ , communes aux figures 7.16, 7.19 et 7.22



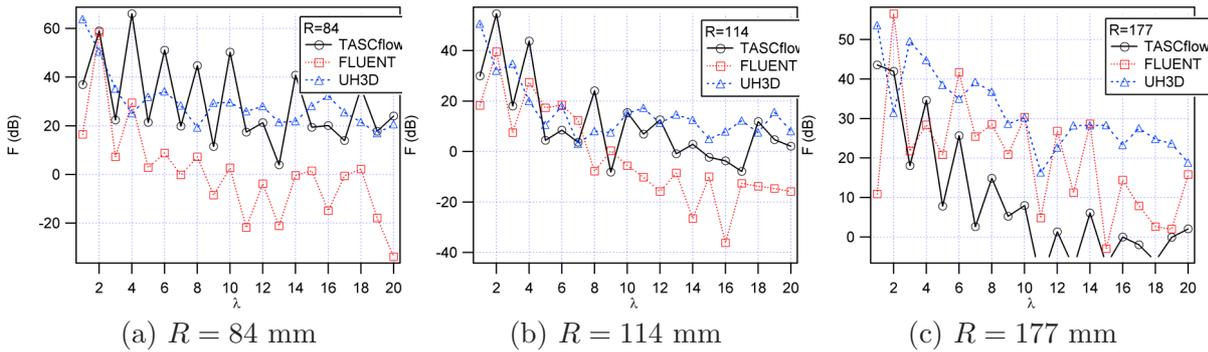
**Fig. 7.16** – Courbes d'égal niveau de  $U$  et de  $W$ , avec TASCflow (en haut, A), FLUENT (au milieu, Af) et UH3D (en bas, Au). L'échelle est commune à toutes les représentations de  $U$  et  $W$ , figure 7.15

Les fluctuations de la vitesse normale de la figure 7.17 montrent la grande influence du code de calcul utilisé. Les résultats doivent être comparés simultanément aux trois rayons puisque l'écoulement près du bol est conditionné par l'écoulement en tête de pale. En pied de pale (a), le code TASCflow prévoit d'importantes fluctuations de vitesse, FLUENT prévoit des fluctuations



**Fig. 7.17** – Vitesse normale  $V_n$  à trois rayons (pied, milieu et tête de pale) : effets du code de calcul utilisé (TASCflow, FLUENT et UH3D)

moins importantes et de nature différente. A mi-pale (b), l'allure des deux résultats est la même, mis à part que TASCflow fournit des fluctuations d'amplitude nettement plus importantes et décalées vers le haut. En tête de pale (c) on observe la tendance inverse au pied de pale, c'est cette fois FLUENT qui prévoit les plus fortes variations.



**Fig. 7.18** – Efforts intégrés en corde  $f_\lambda$  à trois rayons (pied, milieu et tête de pale) : effets du code de calcul utilisé (TASCflow, FLUENT et UH3D)

L'étude des efforts représentés sur la figure 7.18 permet de préciser ces observations. En pied de pale les harmoniques prévus avec TASCflow sont plus importants à toutes les fréquences, surtout à l'harmonique d'ordre  $\lambda = 4$ , qui correspond à la période des fluctuations de la figure 7.17 (a). A mi-pale aussi les harmoniques prévus par TASCflow sont plus importants, mais la différence n'est plus aussi grande et la tendance s'inverse même en hautes fréquences. En tête de pale c'est FLUENT qui prévoit les harmoniques les plus élevés. La relation entre les fluctuations de vitesse et les harmoniques de charges est donc clairement visible sur ces résultats. Ce résultat sur le rôle important du bol remet en question l'idée selon laquelle la tête de pale est souvent prédominante dans le bruit rayonné par un rotor.

Les niveaux de puissance acoustique calculés diffèrent essentiellement sur la première raie (+7 dB). Pour bien comprendre ces résultats il faut revenir à l'observation des harmoniques de charges de la figure 7.18. Comme cela a été démontré plus haut, ce sont les harmoniques d'ordres

$\lambda = 8$  à 10 qui participent le plus à la première raie du bruit. Ces harmoniques ne dépassent 30 dB qu'avec TASCflow et uniquement en pied de pale (40 à 50 dB) : il est donc logique que TASCflow donne un résultat nettement plus élevé. L'étude des harmoniques de charge permet donc de comprendre clairement les résultats acoustiques. De plus, cette étude met ici en valeur le rôle primordial de l'écoulement près du bol dans la génération de bruit, écoulement qui est moins bien résolu avec FLUENT.

Sur les autres raies, les niveaux de bruit calculés sont assez proches. Cela concorde assez bien avec les résultats en termes d'harmoniques de charge d'ordres  $\lambda$  supérieurs à 16 (dont seulement une partie est représentée sur les graphiques) : en pied et en milieu de pale c'est TASCflow qui prévoit les plus fortes sources, en tête de pale c'est FLUENT, et les différences se compensent.

$L_w$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
TASCflow (A)	29.6	14.5	4.2	-0.4	-0.7	-3
FLUENT (Af)	21.2	6.4	-1.9	-4.9	-2.6	-8.3
UH3D (Au)	26.1	21.8	21.2	23.1	24.7	23.1

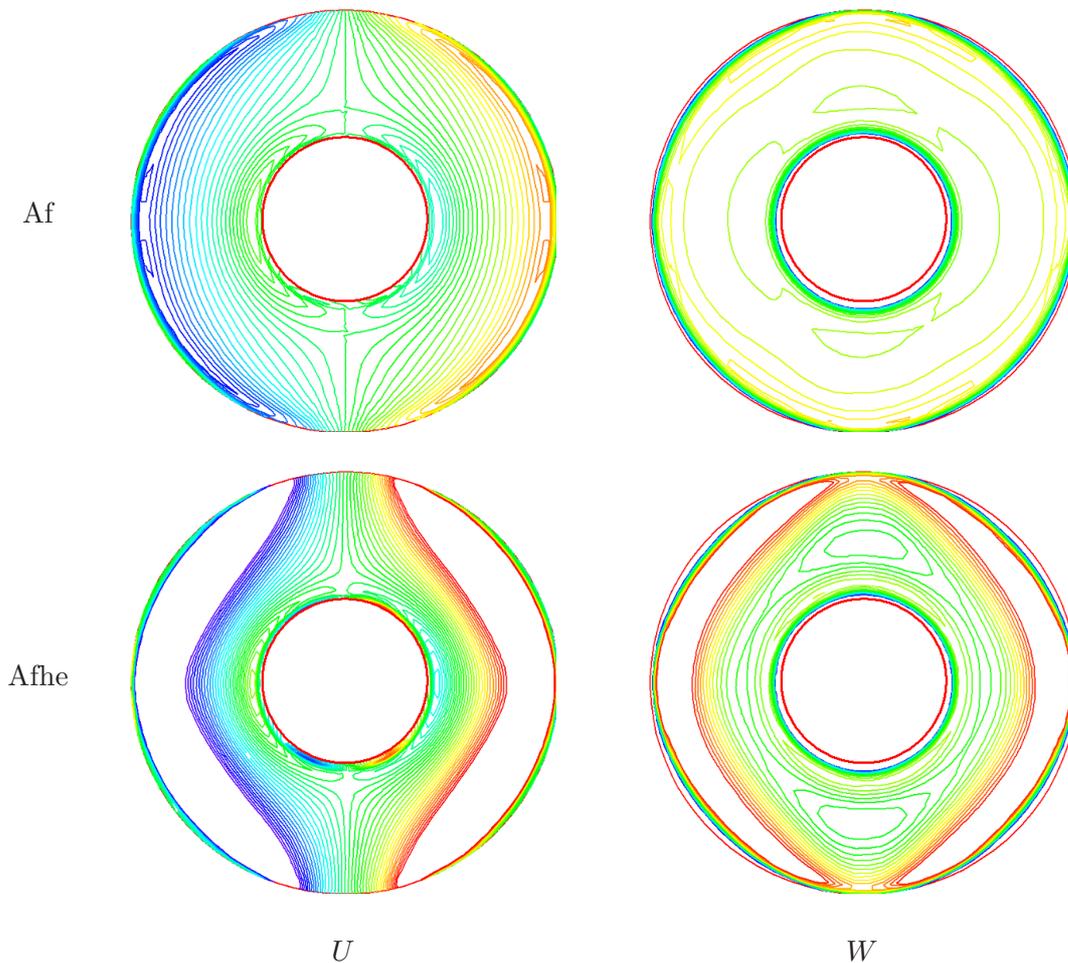
TAB. 7.3 – Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte et les simulation de la buse : influence du code utilisé

Le résultat de la simulation UH3D est symétrique par rapport aux deux axes naturels de la buse, l'écoulement est correct autour du bol. On constate cependant que les contours de vitesse sont vraiment différents (figure 7.16).

Les fluctuations de la vitesse normale sont encore plus lissées (figure 7.17) et s'éloignent de ce que l'on trouvait avec FLUENT ou TASCflow. Les oscillations sont beaucoup plus rapides et font penser à du bruit numérique, surtout en pied et en tête de pale (l'écoulement est quasiment uniforme sur la circonférence en milieu de pale). Les spectres calculés pour les sources (figure 7.18) confirment cette remarque. En effet, le système étudié possède deux symétries axiales, qui se traduisent en principe sur les spectres par des raies paires fortes et des raies impaires plus faibles. Cela est vérifié pour TASCflow et FLUENT, mais pas pour UH3D, et ce quel que soit le rayon étudié. La comparaison des niveaux de bruit calculés montre des différences importantes par exemple sur la raie  $m = 4$  (+23 dB), ce qui confirme l'importance de la précision du calcul de l'écoulement. Finalement, le code UH3D, initialement pressenti pour simuler la buse réelle avec tous ses accidents de géométrie, ne doit pas être utilisé pour ce genre d'applications.

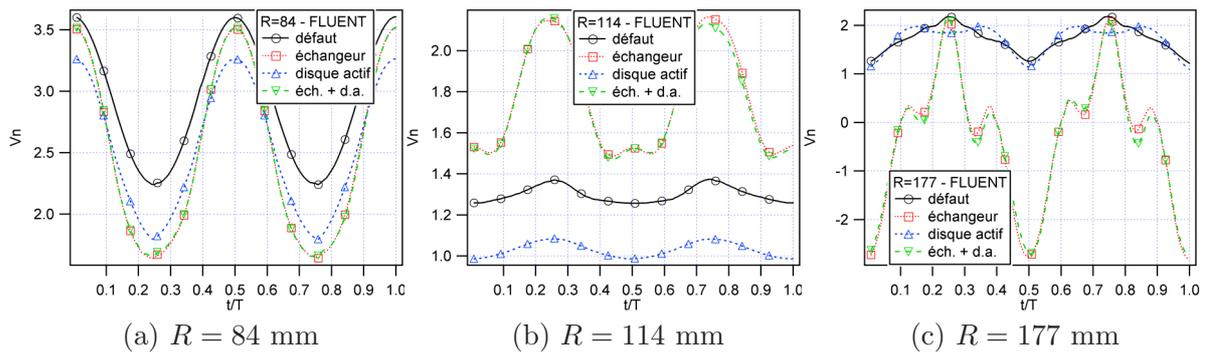
### 7.3.3 Présence des échangeurs ou de l'hélice dans la simulation avec FLUENT

La prise en compte d'échangeurs dans la simulation se traduit par une condition de vitesse purement axiale juste avant l'entrée dans la buse. Dans les simulations sans échangeurs, la buse structure l'écoulement avant que celui-ci ne l'aie traversée, et l'écoulement n'est plus purement axial lorsqu'il entre dans la buse. Les champs de vitesse résultants, en sortie de buse, sont différents essentiellement en tête de pale (figure 7.19), et les fluctuations y sont nettement plus importantes.



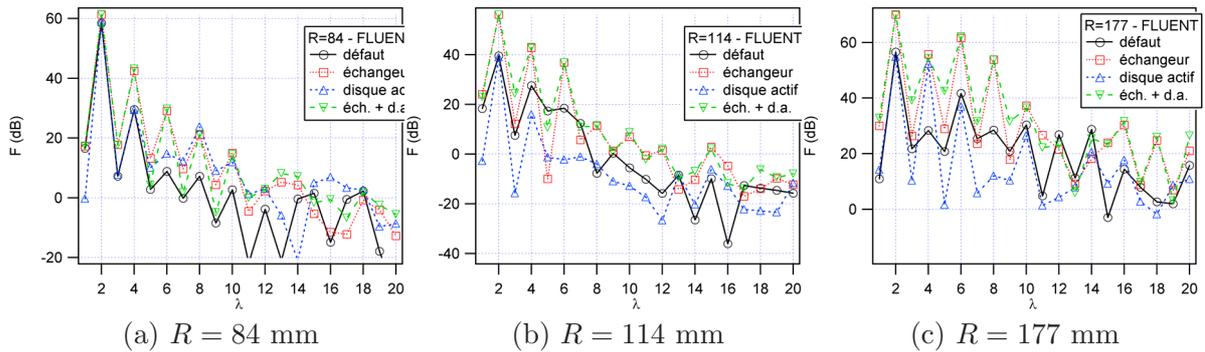
**Fig. 7.19** – Courbes d'égal niveau de  $U$  et de  $W$  avec FLUENT : Af (en haut) puis ajout des échangeurs et de l'hélice (Afhe, en bas). L'échelle est commune à toutes les représentations de  $U$  et  $W$ , figure 7.15

Les conséquences sur les fluctuations de  $V_n$  sont représentées sur la figure 7.20. La présence des échangeurs augmente l'amplitude des fluctuations en pied de pale, augmente très fortement leur amplitude à mi-envergure et déforme complètement ces fluctuations en tête de pale, où les oscillations atteignent des amplitudes de 5 m/s au lieu de 1 m/s sans. Ces observations sont



**Fig. 7.20** – Vitesse normale  $V_n$  avec FLUENT, à trois rayons (pied, milieu et tête de pale) : effets de la prise en compte de l’hélice et des échangeurs. Le cas marqué “défaut” dans la légende correspond à la configuration FLUENT de référence, i.e. la simulation Af (sans échangeur, sans disque actif)

confirmées par l’étude des harmoniques de charge qui sont très nettement supérieures lorsqu’on prend en compte l’échangeur (+25 dB sur la raie 8 en tête de pale par exemple, figure 7.21). D’un point de vue acoustique, comme on s’y attend les différences sont très importantes dès la première raie ( $m = 1$ ), qui est surélevée de plus de 23 dB (tableau 7.4).



**Fig. 7.21** – Efforts intégrés en corde  $f_\lambda$  avec FLUENT, à trois rayons (pied, milieu et tête de pale) : effets de la prise en compte de l’hélice et des échangeurs. Le cas marqué “défaut” dans la légende correspond à la configuration FLUENT de référence, i.e. la simulation Af (sans échangeur, sans disque actif)

$L_w$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
Référence (Af)	21.2	6.4	-1.9	-4.9	-2.6	-8.3
Ajout des échangeurs (Afe)	45.4	19.5	12.2	11	15.5	7.7
Ajout de l’hélice (Afh)	16.8	3.9	-2.6	-3.4	-0.9	-6.3
Echangeurs et hélice (Afhe)	45.3	19.5	12.1	11.1	15.5	7.6

TAB. 7.4 – Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte et les simulation de la buse : influence de la présence d’échangeurs avec FLUENT

La prise en compte des échangeurs, telle qu’elle est proposée par FLUENT ici, se traduit

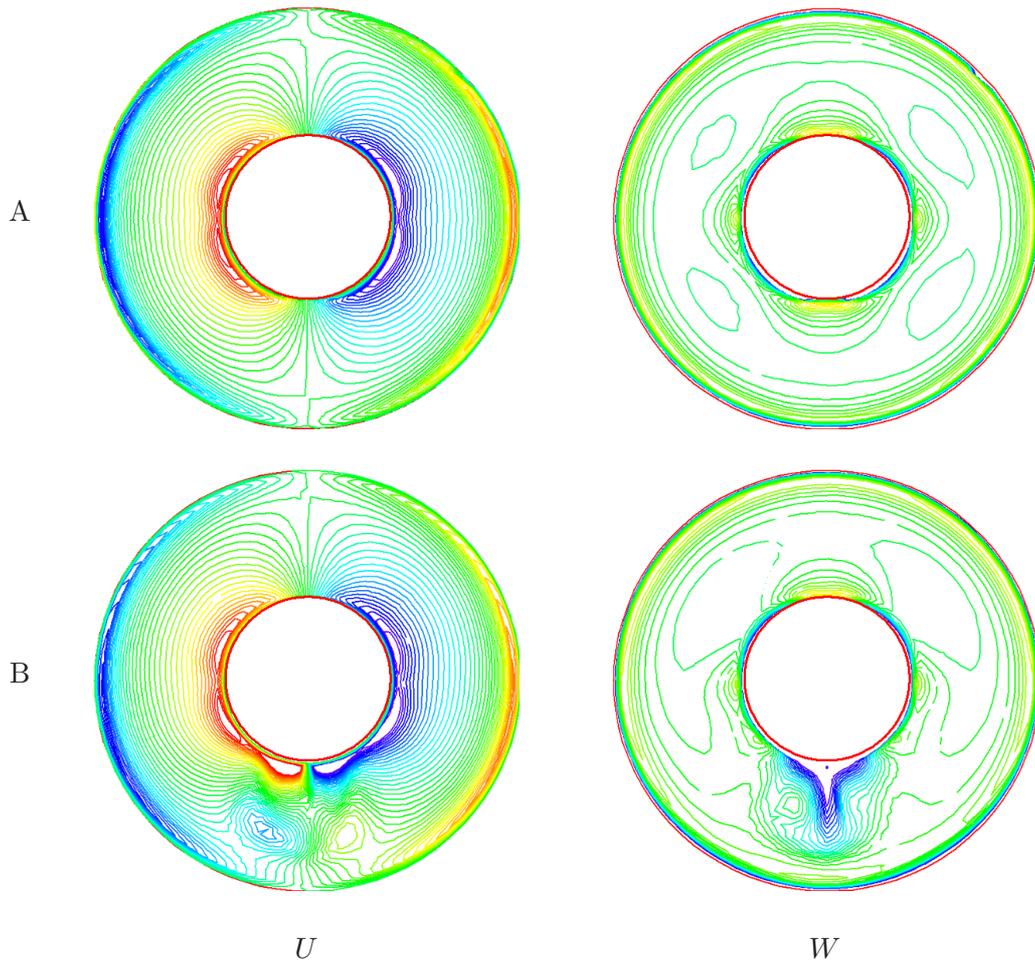
donc par une très forte augmentation des sources acoustiques. Comme dans la réalité il y a effectivement des échangeurs sur les GMV, il faudra prendre en compte de façon la plus exacte possible l'écoulement en sortie d'échangeurs dans les prochaines simulations. Cependant, il n'est pas certain que la modélisation proposée soit parfaitement adaptée à nos besoins, il est possible que la condition qui modélise les échangeurs perturbe l'écoulement en amont et en aval de ceux-ci. Du reste, l'hypothèse d'écoulement homogène sur la section d'entrée du domaine de calcul est sans doute inexacte, et l'amélioration de cette condition d'entrée passe par une prise en compte plus exacte des échangeurs. Les niveaux obtenus restent pas ailleurs sous-estimés par rapport à l'expérience.

La deuxième variante proposée ici consiste à prendre en compte l'hélice en l'assimilant dans la simulation à un disque actif, simulation Afh, que l'on peut comparer à la simulation de référence Af. Tel qu'il a été imposé, le disque actif correspond simplement à un saut de pression. Du point de vue de la vitesse normale dans le plan étudié, sa présence se traduit essentiellement par un décalage vers le bas de  $V_n$  en pied de pale et en milieu de pale (pas de décalage en tête de pale, figure 7.20). Les conséquences sur les harmoniques de charge (figure 7.21) sont cependant non négligeables, en particulier pour les raies qui s'expriment le moins (ordres  $m$  impairs surtout). L'allure générale du spectre est à peu près respectée. L'application acoustique (tableau 7.4) confirme que les sources calculées diminuent avec ce disque actif. C'est surtout la première raie qui est différente, et l'allure du spectre reste sensiblement la même. L'effet de ce disque actif est donc assez peu important. Cela est par ailleurs confirmé par les résultats de la simulation prenant en compte l'hélice et les échangeurs (Afe), qui donne un résultat très proche de ceux obtenus avec l'échangeur seul (Afe).

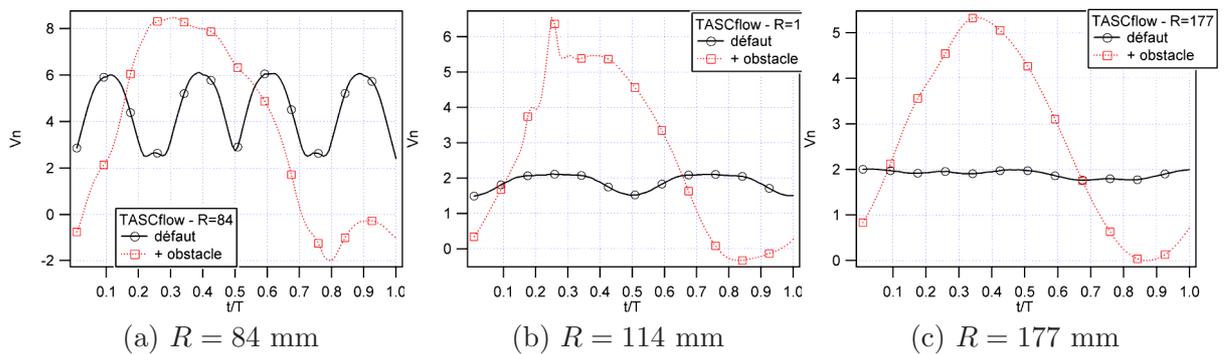
### 7.3.4 Effets d'un défaut de géométrie majeur

L'obstacle ajouté sur la buse (simulation B) perturbe complètement l'écoulement jusque très loin en aval de la buse ; par ailleurs, le sillage de l'obstacle s'élargit assez rapidement. Les champs de vitesse sur la section où appliquer Sears (figure 7.13) suffisent à apprécier l'importance des obstacles dans les simulation CFD de buse isolée. L'observation des contours de vitesse (figure 7.22) confirme l'importance des défauts de géométrie dans la simulation : l'écoulement est complètement changé.

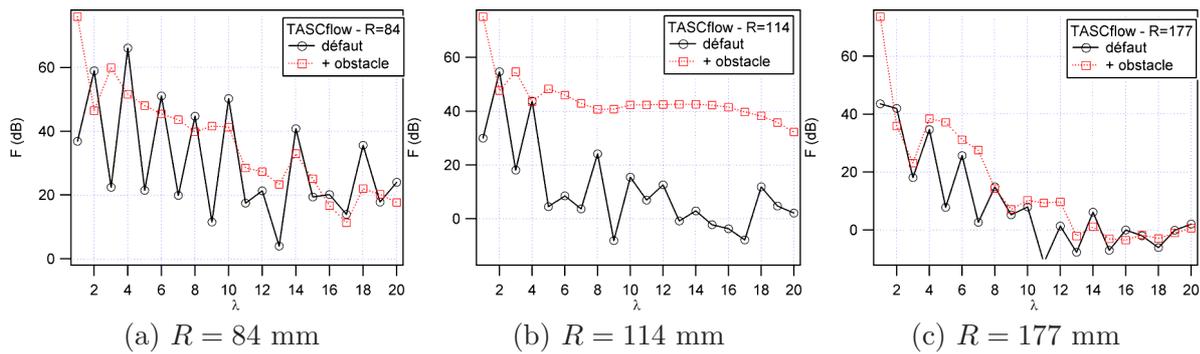
On observe ainsi une très forte variation de la vitesse normale juste en aval de l'obstacle (figure 7.23). Ce dernier a des bords carrés et les variations de vitesse sont par conséquent très brutales. Quel que soit le rayon étudié, on constate que l'écoulement n'a plus la même structure que lorsqu'on ne prenait pas en compte cet obstacle. Ainsi, en pied de pale (a), les périodicités sont cassées : les harmoniques de charge associés (figure 7.24 a) changent complètement. Les



**Fig. 7.22** – Courbes d'égal niveau de  $U$  et de  $W$  avec TASCflow : A (en haut) puis ajout de l'obstacle (B, en bas). L'échelle est commune à toutes les représentations de  $U$  et  $W$ , figure 7.15



**Fig. 7.23** – Vitesse normale  $V_n$  avec TASCflow, à trois rayons (pied, milieu et tête de pale) : effets de la prise en compte d'un obstacle. Le cas marqué "défaut" dans la légende correspond à la configuration TASCflow de référence sans obstacle, i.e. la simulation A



**Fig. 7.24** – Efforts intégrés en corde  $f_\lambda$  avec TASCflow, à trois rayons (pied, milieu et tête de pale) : effets de la prise en compte d’un obstacle. Le cas marqué “défaut” dans la légende correspond à la configuration TASCflow de référence sans obstacle, i.e. la simulation A

ordres de grandeur restent comparables ; cependant, les harmoniques d’ordres  $\lambda$  pairs ne sont plus prédominants devant ceux d’ordres impairs (signe des périodicités spatiales), et en conséquence l’harmonique d’ordre 9 est nettement plus fort qu’avant, on doit donc s’attendre à une augmentation du bruit rayonné.

Au rayon moyen, la vitesse  $V_n$  est très fortement perturbée par la présence de l’obstacle (figure 7.23 b) ; le pic correspond au sillage de l’obstacle qui s’élargit avec la distance axiale. Le spectre de sources associé (figure 7.24 b) est presque plat, ce qui traduit le pic observé sur le signal temporel. Il est nettement plus haut (15 à 45 dB autour de l’harmonique 9), le rayonnement calculé sera donc plus élevé. En tête de pale, l’écoulement est nettement plus régulier (figure 7.23 c) mais l’amplitude n’est pas comparable (5 m/s contre 0.2 m/s). Sur le spectre des sources, l’harmonique d’ordre  $\lambda = 1$  est beaucoup plus élevé, mais les suivants sont comparables et peu élevés ; or ce sont eux qui participent au bruit : ce n’est pas la tête de pale qui rayonne le plus, bien que l’obstacle ait été placé en tête de pale. L’influence du bol est ainsi confirmée. Le niveau de bruit calculé est nettement plus élevé avec l’obstacle que sans, surtout en ce qui concerne la première raie (tableau 7.5,  $m = 1$ ), ce qui confirme l’influence des obstacles placés en amont de l’hélice.

$L_w$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
Référence (A)	29.6	14.5	4.2	-0.4	-0.7	-3
Ajout de l’obstacle (B)	38.1	41	29.4	14.7	17.1	12.9

TAB. 7.5 – Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte et les simulation de la buse : influence de la présence d’un obstacle en amont de l’hélice avec TASCflow

### 7.3.5 Influence de la forme de la buse

L'influence de défauts de géométrie mineurs et majeurs, dont on vient d'étudier un exemple, peut se comprendre à l'aide du raisonnement suivant. On considère deux sillages élémentaires qui produiraient respectivement un signal  $V_n(t)$  :

$$\begin{aligned} (V_n)_1(t) &= \cos(\omega_0 t) && \text{sinusoïde, } \omega_0 = 2\pi/T_0; \\ (V_n)_2(t) &= 1_{[0, T_0/2]} - 1/2 && \text{créneau.} \end{aligned}$$

Si l'on veut obtenir les fréquences représentées dans ces deux signaux, il faut utiliser un développement en série de Fourier pour ces signaux analytiques périodiques. On écrit :

$$\begin{aligned} x(t) &= \sum_{\lambda} c_{\lambda} e^{i\lambda\omega_0 t} \\ c_{\lambda} &= \frac{1}{T_0} \int_a^{a+T_0} x(t) e^{-i\lambda\omega_0 t} dt \quad a \in \mathcal{R} \\ c_{\lambda} &= 0 \quad \lambda = 4p \\ c_{\lambda} &= \frac{i+1}{2\lambda\pi} \quad \lambda = 4p+1 \\ c_{\lambda} &= 0 \frac{-i}{2\lambda\pi} \quad \lambda = 4p+2 \end{aligned} \tag{7.1}$$

$$c_{\lambda} = 0 \frac{1-i}{2\lambda\pi} \quad \lambda = 4p+3 \tag{7.2}$$

Donc, pour les deux signaux :

$$\begin{aligned} \widetilde{V}_n(1)(f) &= 1/2 (\delta(f - f_0) + \delta(f + f_0)) \\ \widetilde{V}_n(2)(f) &= \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} c_{\lambda} \delta(f - f_{\lambda}) \end{aligned} \tag{7.3}$$

avec  $f_{\lambda} = \lambda 2\pi/T \quad \forall \lambda \in \mathcal{Z}$ .  $\widetilde{V}_{n1}(f)$  est un signal monofréquentiel, alors que dans  $\widetilde{V}_{n2}(f)$ , toutes les fréquences sont représentées, avec une amplitude décroissante en  $1/\lambda$ .

On peut conclure de cet exemple que les harmoniques de charge qui s'expriment seront d'autant plus nombreuses et élevées que le signal temporel présentera des transitions brutales. Comme  $V_n$  est une composition des vitesses  $U$ ,  $V$  et  $W$  du repère lié à la buse, moins celles-ci présenteront des transitions brutales, moins le spectre sera riche en harmoniques élevées.

Notons que la transformée de Fourier conservant l'énergie, l'énergie contenue dans les raies sera la même si celle contenue dans les signaux périodiques est la même ;  $\int_{T_0} \cos^2 \omega_0 t = 1/2$  donc à déficit de vitesse maximal égal, la sinusoïde a une énergie spectrale deux fois inférieure à une

marche. Si l'on compare seulement la première fréquence,  $V_n(1, \lambda = 1) = 1/2$  et  $V_n(2, \lambda = 1) = 1/(\pi\sqrt{2})$  mais on sait que ce ne sont pas les premières fréquences qui s'expriment le plus lorsque l'hélice est symétrique, paragraphe 3.2.

Si l'on complique légèrement l'exemple précédent pour tenir compte de la forme de l'obstacle, on peut par exemple considérer les deux signaux suivants :

$$\begin{aligned} (V_n)_1(t) &= 1_{[0, T/4]} - \frac{1}{2} && \text{créneau ;} \\ (V_n)_2(t) &= \cos^2\left(2\pi\frac{2t}{T}\right) 1_{[0, T/2]} + 1_{[0, T/2]} && \text{sinusoïde} \end{aligned}$$

Si l'on calcule les fréquences représentées dans ces deux signaux, on trouve :

$$\begin{aligned} (\widetilde{V}_n)(1)(f) &= \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \delta(f - f_i) && \text{peigne de Dirac ;} \\ (\widetilde{V}_n)(2)(f) &= \delta(f - f_0) && \text{fréquence fondamentale pure} \end{aligned}$$

Avec le signal en créneau, toutes les fréquences sont représentées, avec la même amplitude, tandis qu'avec un signal sinusoïdal une unique fréquence est représentée. Les harmoniques de charge qui s'expriment seront décalées vers les fréquences élevées au fur et à mesure que la taille du sillage augmente. Notons que c'est bien ici de la taille du sillage et non de celle de l'obstacle qu'il faut parler, puisque  $V_n$  est obtenu en se plaçant au quart de corde du rotor. Le décalage vers les hautes fréquences sera donc caractérisé d'une part par la taille de l'obstacle, et d'autre part par la distance entre l'obstacle et le plan du rotor. De même c'est à cet abscisse qu'il faut considérer la forme du sillage. Cette étude est complétée par l'annexe C.1.

### 7.3.6 Comparaison à l'expérience

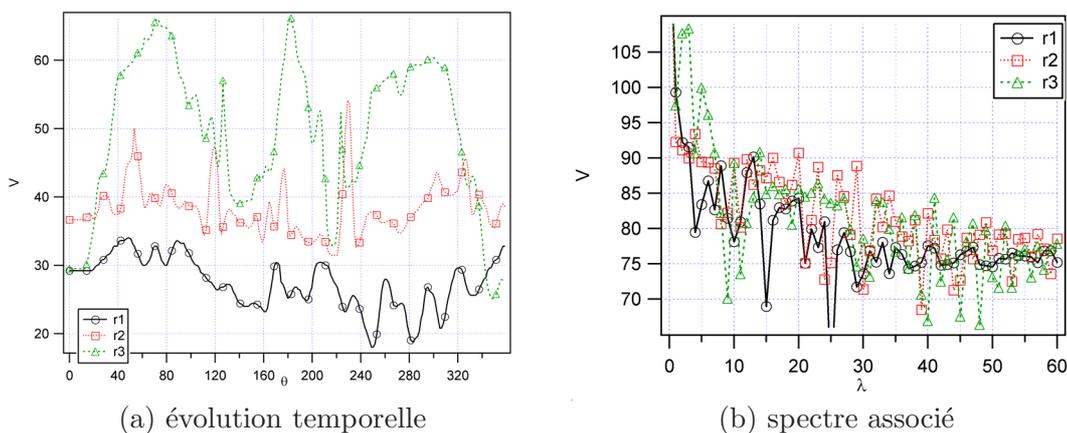
L'ordre de grandeur est assez largement en-dessous de ce qui est habituellement mesuré : sur le cas présent la différence entre le résultat prévu par TASCflow et une mesure est d'environ 15 dB. Il est probable que ces différences viennent d'une mauvaise prédiction des sources : une simulation peut difficilement rendre compte correctement des distorsions de faible amplitude, surtout si les valeurs sont fortement variables avec la position, comme c'est le cas pour les harmoniques d'ordre élevé. Une alternative consiste à effectuer un traitement acoustique de données issues de mesures.

Comme aucune mesure du champ de vitesse en sortie de buse n'est pour l'instant disponible chez VALEO, des données issues de la littérature automobile ont été utilisées. Ainsi, Brown [22] a mené une campagne de mesures avec un fil chaud en aval d'une buse et des échangeurs associés. Les mesures ne correspondent pas à un GMV automobile, le système étudié est en effet un

système de camion. Cependant, l'option technologique est la même. L'objectif en utilisant ces données est de savoir si les harmoniques de vitesse mesurés sont du même ordre de grandeur que ceux obtenus avec une méthode RANS.

En effet, dans une synthèse des travaux de la NASA pour l'année 1999 [78], Lockard présente une comparaison des fluctuations de charges (sources) calculées à partir de mesures très précises d'une part, et de simulations RANS d'autre part, à propos d'hélices d'hélicoptère à quatre pales. Le bruit rayonné est ensuite calculé avec WOPWOP. L'auteur remarque que le rayonnement acoustique n'est pas correctement calculé avec les harmoniques obtenus par la simulation, alors qu'il l'est avec les harmoniques mesurés. La technique RANS ne restitue pas correctement des fluctuations de charge, ce qui n'empêche pas que l'outil acoustique soit au point.

Pour utiliser les champs de vitesse mesurés par Brown, on considère en première approximation que les fluctuations de vitesse mesurées sont proportionnelles aux fluctuations de la vitesse normale à la pale, à chaque rayon : la valeur moyenne des fluctuations de vitesse n'intervient pas dans la théorie de Sears, mais seulement ses variations. Cette hypothèse est justifiée dans la mesure où la vitesse mesurée avec un fil chaud correspond à la vitesse axiale ; or la vitesse normale à la pale lui est proportionnelle, au cosinus d'un angle près. Pour se ramener à des échelles de vitesses correspondant aux GMV de voitures et non de camions, un facteur multiplicatif égal au rapport des vitesses tangentielles en bout de pale a été appliqué, ce qui revient à considérer que les taux de distorsions de la vitesse sont les mêmes dans les deux cas. Ces distorsions sont représentées sur la figure 7.25 (a) pour les vitesses normales ; le spectre associé est représenté en (b).



**Fig. 7.25** – Vitesse  $V_n(t)$  tirée de Brow [22], et le spectre associé (spectre du champ de vitesse)

Le niveau de pression acoustique calculé figure dans le tableau 7.6. Il y est comparé au niveau de pression mesuré pour le ventilateur de référence : il ne s'agit pas du ventilateur utilisé par Brown pour lequel aucune mesure de bruit n'est disponible. Les conditions de mesure et de calcul sont les mêmes qu'au paragraphe 5.2.4 : la mesure est effectuée en chambre semi-anéchoïque, à

$L_p$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
$L_p$ calculé	59.6	63.1	62.7	53.9	52.3	44.8
$L_p$ mesuré	72.1	61.3	58.3	55.2	56.3	60.2

TAB. 7.6 – Comparaison du bruit du rotor calculé par la technique indirecte avec les données adaptées de [22], et du bruit mesuré sur le GMV Valeo. La pression acoustique est calculée dans les mêmes conditions que lors des comparaisons précédentes, paragraphe 5.2.4 par exemple

1 m du sol, le microphone étant disposé sur l'axe du ventilateur, à 1 m de distance.

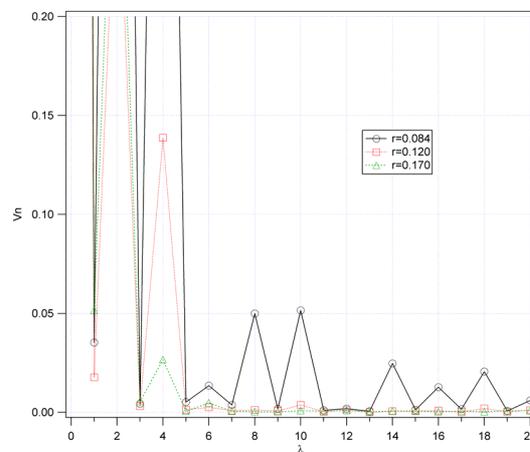
Excepté pour la première raie où la différence de niveau est assez élevée, la concordance est plutôt bonne compte tenu de ce que les mesures ne correspondent pas au cas étudié. Les dernières raies de la mesure sont noyées dans la composante à large bande du spectre (figure 1.6) et sont donc peu précises. On peut conclure de ce calcul qu'une bonne évaluation des fluctuations de vitesse, correspondant à des harmoniques de charge d'ordres  $\lambda$  élevés, donne des niveaux acoustiques calculés réalistes. En effet sur la figure 7.25 (b), on constate que la décroissance harmonique n'est pas aussi rapide en hautes fréquences que sur les spectres associés aux simulations, comme par exemple ceux de la figure 7.23.

Pour calculer correctement le bruit rayonné par l'hélice, il faut donc soit passer par des mesures précises pour connaître les trois composantes du champ de vitesse, en effectuant une expérience similaire à celle de Brown, soit trouver une technique numérique plus précise que les simulations RANS actuellement utilisées. Ce calcul d'ordre de grandeur montre que la sous-estimation du bruit ne provient pas du modèle acoustique mais d'une sous-estimation des distorsions à petite échelle.

Puisque la mesure permet aujourd'hui d'obtenir de bons résultats, on peut espérer que de bons paramètres de simulation permettraient également de prédire correctement les sources. Une indication de la précision nécessaire peut être tirée des enseignements du chapitre 5. Par exemple, dans le cas étudié, pour obtenir correctement le deuxième harmonique de bruit il faut prévoir correctement le vingtième harmonique de charge. Pour avoir dix mailles par longueur d'onde étudiée il faut donc environ 200 mailles selon la circonférence, à tous les rayons, soit 2.8 fois plus de mailles dans cette direction. Si l'on désire conserver les ratios de densité de mailles actuels, il faudra  $2.8^3 = 22$  fois plus de mailles au total, soit environ 8 millions de mailles (avec TASCflow). C'est aujourd'hui envisageable pour une simulation stationnaire.

### 7.3.7 Sensibilité de la méthode

Sur les exemples présentés, les résultats sont très variables en fonctions des paramètres de calcul. La partie précédente a permis de montrer que les harmoniques de charges responsables du bruit, pour les raies des sources d'ordres  $\lambda = 5$  ou plus, correspondent à des fluctuations de l'ordre de quelques pascals, ce qui est proche de l'incertitude des méthodes RANS. Dans le cas de référence 9 : 19 étudié ici, les harmoniques de vitesse exploités sont d'ordre  $\lambda = 8$  à 10 pour le premier harmonique de bruit ( $m = 1$ ), ceux d'ordre 16 à 20 pour le deuxième ( $m = 2$ )... Comme ces harmoniques ont des ordres élevés, il est possible que leur amplitude soit proche des limites de la précision du calcul.



**Fig. 7.26** – Spectre des harmoniques de  $V_n(t)$  : représentation des premiers  $\widetilde{V}_n(\lambda)$  à trois rayons de référence

Pour le vérifier, on peut retirer du signal temporel  $V_n(t)$  les composantes harmoniques d'ordre  $\lambda$  supérieur ou égal à 5. On effectue d'abord une transformation en série de Fourier ; les résultats fréquentiels  $\widetilde{V}_n(\lambda)$  sont représentés sur la figure 7.26. A partir de ces harmoniques, on peut reconstruire un signal temporel par transformation en séries de Fourier inverse. Pour cela seuls sont conservés les harmoniques d'ordre  $\lambda = 0$  à 4. Le résultat temporel ( $V_n(t)$ ) est présenté sur la figure 7.27, superposé au signal d'origine. A partir de ce nouveau signal temporel, un calcul acoustique a été réalisé, dont le résultat peut être comparé avec le résultat associé au signal temporel de référence.

On constate sur le signal fréquentiel que les harmoniques dont on sait qu'elles vont rayonner du bruit (celles d'ordre  $\lambda$  proche des multiples de  $B$ ) ont des intensités très faibles, pour la plupart inférieures à 0.01 m/s ; la précision du calcul est *a priori* inférieure à cette limite. Cette partie du signal est d'ailleurs insignifiante par rapport au signal composé des cinq premiers harmoniques (ordres  $\lambda = 0$  à 4), comme on le constate sur la reconstruction temporelle de la figure 7.27 : il n'y a pratiquement pas de différence entre les deux signaux. L'application acoustique (tableau 7.7)

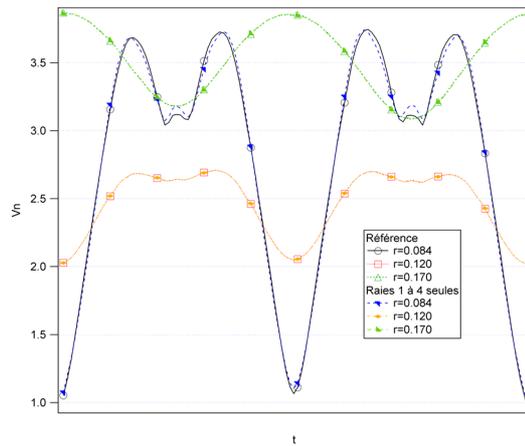


Fig. 7.27 – Fluctuations du signal  $V_n(t)$  reconstruit après filtrage des hautes fréquences, à trois rayons de référence

$L_w$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
A toutes fréquences	29.6	14.5	4.2	-0.4	-0.7	-3
A filtrage des $f_\lambda$ , $\lambda > 4$	15.5	13.4	2.8	0.7	-18	-17.5

TAB. 7.7 – Puissance acoustique du rotor calculée avec la technique indirecte et les simulation de la buse : effet du filtrage des harmoniques de sources dont les ordres  $\lambda$  sont supérieurs à 4

confirme la faible influence des premiers harmoniques sur le bruit calculé, puisque le rayonnement de ce signal reconstitué est quasiment nul.

Les valeurs de  $V_n(t)$  doivent être d'une très grande précision pour que l'on puisse capter les fluctuations de vitesses responsables du bruit : les oscillations qui participent effectivement au bruit sont d'une amplitude très faible. La technique est donc d'autant plus difficile à utiliser que le nombre de pales est élevé : il faut être certain que les fluctuations de vitesses que l'on utilise sont d'une finesse suffisante. Pour cela, les simulations RANS ou les mesures qui fournissent  $V_n$  doivent être d'une très grande qualité.

$L_w$	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$	$m = 5$	$m = 6$
A	29.6	14.5	4.2	-0.4	-0.7	-3
Af	21.2	6.4	-1.9	-4.9	-2.6	-8.3
Afe	45.4	19.5	12.2	11	15.5	7.7
Afh	16.8	3.9	-2.6	-3.4	-0.9	-6.3
Afhe	45.3	19.5	12.1	11.1	15.5	7.6
Au	26.1	21.8	21.2	23.1	24.7	23.1
B	38.1	41	29.4	14.7	17.1	12.9

TAB. 7.8 – Synthèse des résultats de puissance acoustique du rotor, calculée avec la technique indirecte et les simulation de l'écoulement autour de la buse

## 7.4 Conclusions sur la prévision du bruit du rotor

Ce chapitre montre que la réalisation de simulations non stationnaires mettant en jeu le rotor et le stator, avec ou sans les autres composants d'un GMV, est une tâche délicate et longue, car la précision requise pour une exploitation acoustique est élevée. Cette tâche est néanmoins réalisable, une simulation en cours doit permettre de calculer bientôt le bruit du GMV complet. La systématisation de tels calculs pour les inclure dans la chaîne de conception des GMV doit cependant être repoussée à une date ultérieure. Cela ne signifie nullement qu'il faille abandonner cette technique, qui permet de rendre compte des phénomènes réels : la technique est pour l'instant utilisable au prix d'efforts numériques importants, mais la progression des moyens informatiques et l'apparition de techniques originales et adaptées sont très prometteurs.

La méthode indirecte a ensuite été appliquée au cas d'un rotor typique de GMV, symétrique, à 9 pales. Des simulations stationnaires de l'écoulement dans une buse isolée permettent de connaître les perturbations qui arrivent en amont de l'hélice. On a ainsi accès aux fluctuations temporelles de la vitesse normale à la pale, à chaque rayon. La théorie de Sears, associée au code RSF, permet d'en déduire le bruit rayonné. Le coût numérique d'une telle technique est nettement moindre que celui associé à la technique directe, comme dans le cas des interactions rotor-stator. Cette technique permet également d'étudier rapidement les changements majeurs de géométrie.

Selon les paramètres utilisés, en particulier le code CFD, les niveaux calculés peuvent être très différents. Cela confirme les résultats de l'étude paramétrique des configurations bidimensionnelles rotor-stator : la sensibilité aux paramètres de calcul est forte. Les résultats des calculs rotor-stator semblaient cependant plus réalistes que ceux que l'on obtient ici pour le rotor. En effet, à cause de la pondération par les fonctions de Bessel, sur le cas étudié seuls les harmoniques d'ordre  $\lambda$  supérieur à 7 interviennent de façon significative dans la production de bruit, alors que ce sont les harmoniques d'ordre 2 ou 4 de la fréquence de passage des pales qui sont responsables du bruit d'interaction rotor-stator. Les harmoniques d'ordres  $\lambda$  élevés sont plus difficiles à obtenir avec précision et sont ici sous-estimés ; en conséquence, le bruit calculé est largement inférieur à celui que l'on devrait obtenir si l'on s'en réfère au bruit d'un GMV complet.

Cependant, en utilisant des fluctuations de vitesse mesurées au lieu de celles obtenues par la simulation, les résultats acoustiques sont d'un niveau plus proche de ce que l'on mesure. Bien que les données aient été obtenues à partir d'une configuration différente de celle étudiée, on peut en déduire que des fluctuations de vitesse précises peuvent conduire à des niveaux acoustiques calculés vraisemblables. La mesure par une méthode de fil chaud permet de plus d'obtenir des résultats exploitables pour un post-traitement acoustique. La simulation doit également permettre de les obtenir, à condition d'utiliser un solveur précis tel que TASCflow et un maillage plus fin d'environ 8 millions de mailles.



# Chapitre 8

## Conclusions

### 8.1 Acquis

Cette étude, conçue comme un compromis entre les nécessaires développements théoriques, les besoins de validations, et la volonté de disposer rapidement d'un outil de valeur industrielle, a mis en évidence l'intérêt des outils de simulation aérodynamique, associés à la formulation de Ffowcs-Williams et Hawkings, pour la prévision des raies acoustiques d'un Groupe Moto-Ventilateur de refroidissement du moteur. Les outils de CFD disponibles chez VALEO donnent ainsi accès à différentes données aérodynamiques, qui peuvent ensuite être utilisées pour effectuer un post-traitement acoustique.

Le code RSF a été conçu pour prédire le bruit de raies en champ lointain rayonné par le rotor et le stator, qui représente une part non négligeable du bruit d'un GMV. L'aspect fréquentiel de la formulation distingue RSF des outils de prévisions de bruit d'hélice habituellement utilisés. L'équivalence entre la formulation en temps retardé et celle utilisée ici a été démontrée dans la première partie, tant du point de vue théorique que numérique. Une comparaison avec le code temporel HELIAC a mis en évidence les avantages de la formulation choisie dans le cas des hélices de GMV : celle-ci fournit alors un résultat plus précis, à un coût numérique moindre. En effet, les algorithmes de dérivation et d'interpolation nécessaires avec cette formulation temporelle chargent le résultat d'imprécision numérique, surtout lorsque, comme ici, le bruit n'est pas de nature impulsionnelle, le nombre de pales est élevé et la rotation s'effectue à un faible nombre de Mach.

La prise en compte par RSF des composantes radiales des charges, celle du stator et celle de la non-compacité en font un outil adapté aux besoins de VALEO. La formulation retenue permet une grande souplesse d'utilisation, tout en restant directement compatible avec les outils de CFD, comme le montrent les applications mises en œuvre avec différents codes. La démarche suivie dans ce mémoire met en évidence les précautions à prendre lors de l'utilisation du programme.

Deux premières utilisations de RSF ont été présentées dans la deuxième partie, sur un cas bidimensionnel simplifié : une approche couplée et une découplée. La technique directe utilise des résultats de simulations non stationnaires prenant en compte toutes les interactions entre le rotor et le stator. On obtient ainsi un résultat en théorie exact, mais à un prix élevé. La technique indirecte utilise des simulations stationnaires pour connaître les perturbations en amont de l'aube ; une fonction de transfert aérodynamique permet alors de déduire les sources acoustiques. Le résultat est obtenu avec moins d'efforts, en particulier de maillage et de temps de calcul ; cependant, seule une partie des phénomènes physiques est prise en compte puisqu'aucune information ne peut remonter du stator vers le rotor. La technique semi-directe est également une approche découplée, mais l'action des sillages sur le stator est directement calculé au lieu d'être modélisé par une fonction de transfert aérodynamique. Les trois méthodes souffrent d'une grande sensibilité aux paramètres de la simulation : deux résultats acoustiques ne sont par conséquent comparables que si les mêmes paramètres ont été utilisés. De plus, pour obtenir un résultat qui se rapproche de la réalité, ces paramètres devront être choisis avec soin. De ce point de vue, la technique directe, plus physique, doit donner les résultats les plus réalistes.

Le bruit du stator est un bon ordre de grandeur plus faible que le bruit du rotor dans le cas étudié. Actuellement un gros effort est en cours chez VALEO pour développer une nouvelle génération de stators plus efficaces et plus longs ; ceux-ci auront sans doute un rayonnement acoustique plus important et leur prise en compte deviendra cruciale.

L'application de la méthode au bruit du rotor a montré l'importance de la pondération des fonctions de Bessel sur les machines étudiées : contrairement aux hélicoptères par exemple, seuls les harmoniques de charge d'ordres élevés participent au bruit. Ceux-ci sont difficiles à connaître avec précision par la simulation. C'est là l'originalité des GMV, qui fait la difficulté particulière du problème de la prévision du bruit du rotor.

Dans la pratique, l'utilisation de la technique directe pose des problèmes de temps d'exécution et de taille des problèmes traités : celle-ci ne sera utilisable de façon systématique dans l'industrie que d'ici quelques années. Elle est réservée à l'analyse des phénomènes sur des configurations typiques, à moins d'un investissement conséquent en machines de calcul. La technique indirecte s'est donc imposée, et des simulations stationnaires de l'écoulement dans une buse isolée ont été réalisées pour connaître les fluctuations de la vitesse normale à la pale de rotor. Mais cette stratégie ne permet pas d'obtenir les bons ordres de grandeur pour les harmoniques de charge d'ordre élevé, et ce sont justement ceux-ci qui participent effectivement au bruit de raies : la méthode n'est donc pas utilisable telle quelle, des aménagements sont nécessaires.

En revanche, en utilisant des mesures extraites d'une configuration proche de celle étudiée, les bons ordres de grandeur sont obtenus. Par conséquent, d'une part ce n'est pas la partie acoustique du calcul qui est en cause, et d'autre part la technique indirecte permet effectivement de calculer le bruit d'un GMV, même si le résultat n'est pas exact à cause de certaines des hypothèses qui

sont faites. L'objectif de mise en place et de validation d'un outil qui permette le calcul du bruit de raies d'un rotor ou d'un stator à partir de données aérodynamique est donc atteint. Les aménagements nécessaires pour rendre utilisable la technique indirecte portent sur la façon d'obtenir les fluctuations de la vitesse normale dans une buse.

## 8.2 Perspectives

D'après ce qui précède, les efforts de VALEO pour réduire le bruit des GMV doivent d'abord porter sur le bruit du rotor, dont le rayonnement est plus important. Les principaux axes identifiables pour sa réduction sont d'une part la réduction des perturbations qui arrivent sur le rotor, ce qui affecterait tous les harmoniques de charges et donc de bruit, et d'autre part l'optimisation des pondérations par les fonctions de Bessel. Cette dernière voie correspond à une modification de la fonction de transfert aéro – acoustique qui transforme l'énergie des fluctuations de charge en énergie acoustique : il est envisageable de distribuer un maximum d'énergie sur les fréquences qui s'expriment le moins. Ces deux voies ne sont pas incompatibles : la réduction des perturbations incidentes correspond à un travail sur la forme de la buse, qui doit être débarrassée de tous les petits accidents de géométrie, tandis que les pondérations par les fonctions de Bessel sont déterminées par le nombre de pales de l'hélice et leur répartition angulaire.

Le principal souci lié à l'utilisation de RSF pour la prévision du bruit du rotor est donc l'obtention d'harmoniques de source élevés, pourtant nécessaires au calcul du rayonnement acoustique, surtout lorsque le nombre de pales est élevé et le nombre de Mach faible. Si l'on considère une hélice asymétrique, les interférences entre les pales ne sont plus destructrices : tous les harmoniques multiples de la fréquence de rotation sont représentés dans le spectre acoustique. Les premiers harmoniques de bruit sont déterminés par des harmoniques de charges d'ordres faibles, qui sont plus faciles à calculer. La conception aéroacoustique d'une hélice asymétrique est donc plus accessible, et il semble judicieux que VALEO réalise des essais numériques dans ce sens. Cependant, les hélices asymétriques ont un rayonnement acoustique peu agréable. De plus, lorsque le nombre de pales devient important, la modulation de pales n'est plus aussi efficace et l'on retrouve les mêmes problèmes que ceux liés aux hélices symétriques. Il est donc important de définir des variantes de la technique indirecte qui nous donnent accès aux harmoniques de charges d'ordres élevés.

Un premier axe de recherche est de considérer l'écoulement dans la buse seule sans défaut de géométrie, puis d'ajouter artificiellement de petites perturbations dues aux détails de la géométrie, en utilisant des modèles de sillages simplifiés. Cette approche permet de prendre

en compte n'importe quel type de géométrie à un coût moindre et sans maquette, mais il est nécessaire de réaliser une recherche de paramètres caractérisant les sillages derrière chaque genre d'accident de géométrie, ainsi qu'une validation de la technique. Nous pourrions alors chercher à minimiser le taux de distorsions en aval des ensembles buse-échangeurs, ce qui correspond à une recherche d'amélioration de la buse, d'un point de vue acoustique.

Une deuxième possibilité, complémentaire de la première, est d'effectuer une mesure de la distorsion de l'écoulement, pour chaque buse associée à ses échangeurs, à l'aide de fils chauds par exemple. Cette méthode prend en compte les distorsions induites par les échangeurs et de petits défauts de géométrie, difficiles à décrire correctement dans une simulation. Cet avantage est important car l'influence de ces composants sur les harmoniques de charges d'ordres élevés est inconnue pour l'instant. Il est également possible, avec une telle stratégie, de calculer le bruit que rayonneraient différentes hélices associées à cette buse, sans refaire de mesure. Cela suppose certes d'avoir réalisé la buse, ce qui peut être problématique pendant les phases de conception, mais le prototypage rapide permet aujourd'hui de réaliser des maquettes en très peu de temps et pour un coût raisonnable.

Cette méthode ouvre aussi la porte à la mise en place d'une paramétrisation, en vue de chercher un optimum d'hélice, les paramètres liés à la buse étant fixés. Les données d'entrée de RSF sont d'ailleurs adaptées à ce genre d'exercice : il est possible d'effectuer un calcul acoustique en modifiant des paramètres géométriques comme  $\gamma$  ou  $\Phi$  sans changer les sources. Si l'on utilise la technique indirecte, on modifie l'hélice, puis on effectue un nouveau post-traitement acoustique des mêmes vitesses, mesurées ou simulées. Avec la technique directe en revanche, on suppose implicitement que l'écoulement reste le même, sans quoi il faut refaire un calcul complet : les modifications géométriques ne doivent donc pas avoir de conséquences fortes sur l'écoulement. Par exemple, on ne peut pas changer fortement la forme des profils, l'écoulement résultant serait trop différent ; en revanche une modification faible du dévers ne devrait pas avoir de trop grosses conséquences sur l'écoulement. Une paramétrisation complète des GMV est alors envisageable, qui pourrait aboutir à une chaîne complète d'optimisation aéroacoustique. Cette chaîne permettrait de modifier simultanément les différents paramètres pour trouver une configuration moins bruyante, par exemple en distribuant l'énergie sur des harmoniques qui, à cause des fonctions de Bessel, ne s'expriment pas fortement.

Pour l'instant, une fois parfaitement connus les phénomènes acoustiques de génération du bruit, le rayonnement est calculé en supposant que le GMV se trouve en chambre semi-anéchoïque, conformément à des exigences de constructeurs. Il est également intéressant de connaître le bruit du GMV installé sur le véhicule. Pour cela, certains outils de propagation acoustique permettent la prise en compte des réflexions et absorptions sous le capot. Leur utilisation est certainement possible, d'autant qu'un maillage du domaine sous le capot est souvent disponible depuis que

VALEO réalise des prévisions de performances des systèmes complets : ce maillage peut servir de base à la définition des éléments réfléchissants. Cette perspective serait un moyen de se démarquer encore plus des concurrents, qui ne disposent pas *a priori* d'un outil de prévision du bruit de charge tel que RSF.

Enfin, la résolution du champ acoustique rayonné par un GMV a été restreinte dans cette étude aux seules composantes discrètes du bruit, dues à l'écoulement autour des parties solides. D'autres sources de bruit existent, qui pourraient être prises en compte à l'avenir, afin de disposer d'une chaîne de prévision complète du bruit des GMV. La première composante à ajouter est le bruit à large bande créé par l'écoulement près des bords de fuites du rotor et du stator. Dans ce domaine, un certain nombre d'études sont actuellement en cours chez VALEO, même si ces méthodes ne sont pas encore intégrées dans la chaîne de calcul du bruit. D'autres phénomènes n'ont pas été pris en compte. En particulier, le bruit lié à l'ingestion de turbulence est pour l'instant supposé faible [24], mais il est possible que sur certaines configurations il le soit moins, ou que sa participation dans certaines bandes de fréquences soit importante : la prise en compte de ce phénomène est donc un axe de recherche à privilégier. Les autres composantes du bruit, comme par exemple le bruit du moteur électrique, la vibration des pales ou du bol, ou encore les frottements mécaniques, devraient également être prises en compte pour que la modélisation soit complète.



**Troisième partie**

**Annexes**



## Annexe A

# Equation d'entropie

Soit  $e$  l'énergie interne du fluide,  $P$  la pression,  $\Phi$  la dissipation,  $k$  la conductivité de la chaleur de la loi de Fourier,  $T$  la température ; l'équation de conservation de l'énergie s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho \frac{De}{D\tau} = -P\Theta + \Phi + \nabla(k\nabla T) \quad (\text{A.1})$$

Le système constitué des équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement, et de l'équation d'énergie qui précède n'est pas complet, puisqu'il est constitué de cinq équations pour onze inconnues ; les relations manquantes sont fournies par les équations "constitutives" du fluide. Il faut exprimer l'énergie interne du fluide  $e$  en fonction d'autres variables ; l'équation constitutive s'écrit :  $e = e(\rho, s)$ . La différentielle totale exacte de  $e$  s'écrit alors :  $de = \left(\frac{\partial e}{\partial \rho}\right)_s d\rho + \left(\frac{\partial e}{\partial s}\right)_\rho ds$ . Les deux dérivées partielles sont données par les équations de la thermodynamique classique qui nous enseigne que  $de = Tds - Pd\left(\frac{1}{\rho}\right)$ . L'opération qui vient d'être faite sur  $e$  peut être effectuée sur  $P$ .

On définit la célérité du son  $c$  comme variable thermodynamique :

$$c^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s$$

Les ondes acoustiques se déplacent effectivement à cette vitesse, voir une démonstration élégante dans Rienstra et Hirschberg [98]. En assimilant l'air à un gaz parfait, la célérité du son est connue (se reporter à un cours de thermodynamique) et donnée par la relation (2.3) :

$$c^2 = \gamma RT$$

où  $\gamma$  est le quotient de Poisson des chaleurs spécifiques à pression et volume constants,  $\gamma = c_p/c_v$ ,  $R$  est la constante de Boltzmann  $R = c_p - c_v$  et  $T$  la température. Pour un écoulement isentropique on trouve  $p/p_0 = (\rho/\rho_0)^\gamma$ . On retrouve alors l'équation (2.4) :

$$p' = c_0^2 \rho'$$

Sous les hypothèses d'un faible nombre de Mach  $M_0$  et d'un fort nombre de Reynolds  $Re$ , on peut affirmer que la production d'entropie  $ds$  est due essentiellement aux phénomènes de combustion ou de changements d'états qui ne nous concernent pas. Il faut maintenant vérifier que l'on peut effectivement travailler en isentropique.

En utilisant la relation de Gibbs ( $Tds = dh - dP/\rho$  avec  $h$  l'enthalpie), on peut transformer l'équation (A.1) en une équation sur l'entropie et l'enthalpie :

$$\frac{Ds}{D\tau} = \frac{1}{T}\Phi + \frac{1}{\rho T}\nabla(k\nabla T)$$

Les changements d'entropie sont donc uniquement liés aux effets visqueux ( $\Phi$  est ici la dissipation visqueuse) et à la conduction thermique ( $k$  est ici le coefficient de Fourier de conduction thermique).

L'hypothèse que les gradients de température sont nuls, c'est-à-dire que la température est homogène, est raisonnable dans le ventilateur étudié. Supposons également que la dissipation thermique est négligeable ; ceci est vrai même lorsque l'écoulement est turbulent, même dans la sous-couche visqueuse près d'une paroi. En effet, l'énergie cinétique turbulente partiellement dissipée n'est qu'une fraction d'ordre  $M^2$  de l'énergie interne ; le nombre de Mach étant faible, la dissipation  $\Phi$  peut être négligée dans l'équation d'entropie ci-dessus (d'un point de vue acoustique uniquement). On obtient alors :  $\frac{Ds}{D\tau} = 0$ . L'écoulement est maintenant homentropique ; l'équation d'énergie (A.1) devient :

$$ds = 0 \tag{A.2}$$

Or, dans le cas d'un écoulement isotherme isentropique, d'après ce qui précède la célérité du son est constante ; finalement on obtient deux équations :

$$c = c_0 = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \sqrt{\gamma RT} \tag{A.3}$$

$$p' = c_0^2 \rho' \tag{A.4}$$

## Annexe B

# Tableaux relatifs au programme RSF

Cette annexe regroupe un ensemble de tableaux relatifs au programme RSF et à sa validation. Les trois premiers concernent la description du code RSF. Ensuite viennent des comparaisons numériques entre HELIAC et RSF, qui sont présentées et commentées dans le paragraphe 4.2.

### B.1 Présentation des notations de RSF

cas	$f_\lambda(x^*)$	$\gamma$	autres
1	$f_1(x^*) = 1/2$	$\gamma = 0$	
2	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma = 0$	comme sur la figure 4.3; $f_1$ est choisi pour que $\int f_1(x^*)dx^*$ soit le même que dans le cas 1
3	$f_1(x^*) = (1 - x^*)$	$\gamma = 0$	la surface est 100 fois plus grande et la pression de paroi au point-source est 100 fois plus faible, pour avoir globalement les mêmes efforts
4	$f_5(x^*) = (1 - x^*)/80$	$\gamma = 0$	idem cas 2 mais c'est l'harmonique 5 qui est non nulle; la valeur 80 est trouvée pour que la puissance rayonnée soit proche de celle avec l'harmonique 1 du cas 2
5	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma = 30$	idem cas 2 mais avec un angle $\gamma$ constant de $30^\circ$ : c'est le cas qui est représenté figure 4.3
6	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = 20 + 10(1 - x^*)$	idem cas 5 mais angle $\gamma$ variable linéairement selon la corde, de $40^\circ$ (bord d'attaque) à $20^\circ$ (bord de fuite); la plaque n'est donc plus plane (elle a de la cambrure)
7	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = 30 + 25(1 - x^*)$	idem cas 6 mais angle $\gamma$ variable de $80^\circ$ (bord d'attaque) à $30^\circ$ (bord de fuite)
8	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = 90(1 - x^*)$	idem cas 6 mais angle $\gamma$ variable de $180^\circ$ (bord d'attaque) à $0^\circ$ (bord de fuite)
9	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = (e^{3(1-x^*)} - 1)/4$	l'angle $\gamma$ baisse selon une exponentielle, de $100^\circ$ (bord d'attaque) à $0^\circ$ (bord de fuite)
10	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = (e^{3(1-x^*)} - 1)/20 + 40$	l'angle $\gamma$ baisse selon une exponentielle, de $60^\circ$ (bord d'attaque) à $40^\circ$ (bord de fuite)
11	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = 12(e^{(1-x^*)} - 1) + 40$	idem 10 mais le coefficient de l'exponentielle est de 1 (descente plus lente)
12	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = (e^{3(1-x^*)} - 1)/20 + 80$	idem 9 mais l'angle $\gamma$ baisse de $100^\circ$ à $80^\circ$
13	$f_1(x^*) = 1 - x^*$	$\gamma(x^*) = (e^{3(1-x^*)} - 1)/20$	idem 9 mais l'angle $\gamma$ baisse de $20^\circ$ à $0^\circ$

TAB. B.1 – Cas utilisés dans l'étude sur la compacité en corde

Notation physique	Notation du programme	Explication
-------------------	-----------------------	-------------

Les variables suivantes dépendent de l'élément compact considéré (figures 3.2 et 3.4) :

$pt$	<code>pt</code>	indice décrivant les éléments de pale, de 1 à $nbpt$
$p_{mB}$	(aucune)	Pression acoustique complexe de l'harmonique $mB$ pour l'élément de pale considéré, évaluée au point d'écoute considéré ( $R, \theta, \Phi$ )
$f_\lambda$	<code>fins,</code> <code>phifins</code>	Harmonique de charge d'ordre $\lambda$ pour l'élément de pale considéré (en Newtons)
$\Phi$	<code>sweep(pt)</code>	Dévers; retard temporel lié à la variation de position angulaire entre différents éléments compacts décrivant la pale, figure 3.2. On définit une position angulaire de référence dans le plan azimutal; l'écart angulaire entre le point <code>pt</code> étudié et cette référence, après projection dans le plan de rotation, correspond à $\Phi$ (figure 3.3). Il correspond au retard temporel lié à la rotation.
$ds$	<code>surf(pt)</code>	Surface de l'élément considéré; l'harmonique de la pression de surface sur la pale est donc $f_\lambda/ds$ (en Pascals)
$d$	<code>d(pt)</code>	Variations de $R_1$
$\gamma$	<code>twist(pt)</code>	Angle entre l'axe de rotation et la direction de la force axiale exercée sur l'élément de pale considéré
$\gamma_r$	<code>twistrad(pt)</code>	Angle entre la force axiale et la force totale exercée sur l'élément de pale considéré
$M$	<code>Mach</code>	Nombre de Mach rotationnel de l'élément de pale considéré
$c$	<code>chord(pt)</code>	corde de l'aube au rayon de l'élément considéré (pour Sears uniquement)
$x^*$	<code>percent(pt)</code>	abscisse curviligne réduite le long de la corde (pour Sears uniquement)

Les variables suivantes ne dépendent pas de l'élément compact considéré :

$c_0$	<code>c_0</code>	Célérité du son [ $m.s^{-1}$ ]
$(R, \theta, \varphi)$	<code>(R, teta, phi)</code>	Coordonnées de l'observateur avec le centre du repère au centre de rotation du rotor, comme dans le repère usuel
$m$	<code>m</code>	Rang de l'harmonique de bruit considéré
$B$	<code>B</code>	Nombre de pales du rotor
$\Omega$	<code>Omega</code>	Vitesse de rotation de l'hélice rotor [ $rad.s^{-1}$ ]; cette vitesse doit être comptée négative si l'hélice tourne dans le sens horaire, l'axe de rotation étant orienté dans le sens de l'écoulement
$\lambda$	<code>lambda</code>	Rang de l'harmonique de force (source) considéré
$p_{mB}$	<code>Re et Im</code>	Pression acoustique complexe de l'harmonique $mB$ , résultant de la somme des contribution des éléments-sources, évaluée au point d'écoute considéré ( $R, \theta, \varphi$ )

TAB. B.2 – Ensemble des notations utilisées dans le programme RSF

Fichier	E/S	Contenu
Kinematic	E	Paramètres cinématiques, remplis à la main : <ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>B</math> : nombre de pales du rotor</li> <li>- <math>V</math> : nombre d'aubes du stator</li> <li>- <math>\overline{\Omega}</math> : vitesse de rotation de l'hélice en tours par minute</li> </ul>
compute	E	Paramètres du calcul, rempli à la main : <ul style="list-style-type: none"> <li>- structured : maillage acoustique structuré ou non, y/n</li> <li>- modelF0 : efforts stationnaires, E (Euler), N (None), C (d'après CFD)</li> <li>- modelF : efforts non stationnaires, L (Lowson), S (Sears), T (données Temporelles)</li> <li>- modelV : vaut S si modelF=S (Sears)</li> <li>- wSears : technique pour obtenir les vitesses si modelV=S, c (vitesses identiques pour tous les segments acoustiques), p (vitesses proportionnelles au rayon)</li> <li>- directivity : choix du style de données de sortie, n (puissance), y (puissance et directivité), o (pression acoustique en des points)</li> <li>- nharm : nombre d'harmoniques de bruit à calculer</li> <li>- nang : nombre d'angles à considérer dans les plans azimutaux et de gisement pour la directivité et la puissance</li> </ul>
Mesh_rotor	E	Maillage acoustique, obtenu par une routine spécifique selon le code CFD utilisé : <ul style="list-style-type: none"> <li>- nbpt : nombre de sources compactes considérées dans le calcul</li> <li>- pour chaque : caractéristiques géométriques nécessaires au calcul acoustique : <math>R, ds, d, \gamma, \gamma_r, \Phi</math></li> </ul>
Mesh_rotor_str	E	Maillage acoustique pour Sears, obtenu par une routine spécifique selon le code CFD utilisé : <ul style="list-style-type: none"> <li>- nbpt : nombre de sources compactes considérées dans le calcul</li> <li>- pour chaque : caractéristiques géométriques nécessaires au calcul de Sears : <math>R, ds, d, \gamma, \gamma_r, \Phi, c, x^*</math></li> </ul>
Forces_time	E	Variations temporelles des efforts appliqués sur les $nbpt$ éléments compacts du maillage acoustique, obtenues par une routine spécifique selon le code CFD utilisé : <ul style="list-style-type: none"> <li>- nbpt : nombre de sources compactes considérées dans le calcul (pour vérifier la cohérence avec le maillage)</li> <li>- nbt : nombre de pas de temps par période dans le fichier</li> <li>- pour chaque élément à chaque pas de temps : pression</li> </ul>
Speed_Sears	E	Champ de vitesse à utiliser pour appliquer Sears, obtenu par une routine spécifique selon le code CFD utilisé : <ul style="list-style-type: none"> <li>- nbpt : nombre de sources compactes considérées dans le calcul (pour vérifier la cohérence avec le maillage)</li> <li>- nbt : nombre de pas de temps par période dans le fichier</li> <li>- pour chaque élément à chaque pas de temps : vitesse normale appliquée calculée par rapport à un angle de référence choisi comme la normale à la pale au quart de corde (par exemple)</li> </ul>
Lw_rotor	S	<ul style="list-style-type: none"> <li>- puissance acoustique rayonnée à chaque harmonique</li> </ul>
Asi_rotor	S	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Directivité azimutale à chaque harmonique (fichier à post-traiter avec le logiciel Igor ou, à défaut, Matlab ou xmgr)</li> </ul>
Gis_rotor	S	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Directivité dans le plan de gisement à chaque harmonique (fichier à post-traiter avec le logiciel Igor ou, à défaut, Matlab ou xmgr)</li> </ul>
direct_rotor_m*	S	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Directivité en 3 dimension à l'harmonique m (fichier à post-traiter avec le logiciel Igor ou, à défaut, Matlab)</li> </ul>

TAB. B.3 – Fichiers d'entrée-sortie du programme RSF

## B.2 Tableaux de comparaison de HELIAC et RSF

Ce paragraphe présente les deux tableaux de comparaison de HELIAC et RSF. Le premier (tableau B.4) consiste en un inventaire de 17 configurations élémentaires à deux pales, discrétisées en 2 éléments chacune. Ces deux éléments sont le siège d'efforts, stationnaires ou non, précisés pour chaque cas dans le tableau. Le bruit calculé pour sept points d'écoute est indiqué pour HELIAC et RSF. Ce tableau se rapporte au paragraphe 4.2. Les calculs avec HELIAC ont été effectués en utilisant 1000 pas de temps par période pour les signaux temporels.

La première ligne contient les positions  $(R, \theta, \varphi)$  des points d'écoute, en mètres et degrés. Dans chaque colonne associée à un point d'écoute, le niveau de pression acoustique est évalué sur les deux premiers harmoniques de bruit,  $m = 1$  et  $m = 2$ ; ces niveaux sont séparés par un point virgule. Pour chacun des cas étudiés (numérotés de 1 à 17), les conditions du calcul sont présentées au-dessus des résultats obtenus avec HELIAC et RSF :  $B$  est le nombre de pales,  $\bar{\Omega}$  la vitesse de rotation,  $\Phi$  est l'angle de déphasage (dévers) entre les deux segments  $i = 1$  et  $i = 2$  de la pale de référence. Pour chacun des deux éléments  $i$  sont ensuite indiqués l'angle  $\gamma$  et l'angle  $\gamma_r$ , qui définissent l'orientation de l'effort non stationnaire. Cet effort est enfin représenté par ses harmoniques  $\tilde{f}_\lambda$  : par exemple, dans le cas 1,  $F_1 = F_2 = f_0$  signifie que les efforts  $F$  appliqués aux sources 1 et 2 sont toutes deux égales à un effort stationnaire  $f_0$ . Dans le cas 9, l'effort appliqué sur les deux segments est un effort non stationnaire harmonique pur d'ordre 1, avec un déphasage de  $\pi/2$  entre les deux sources. Ainsi,  $F_1 : f = \tilde{f}_1 e^{i\omega t}$  et  $F_2 : f = \tilde{f}_1 e^{i\omega t + \pi/2}$  avec  $\tilde{f}_1$  une constante. Les constantes utilisées sont les suivantes :

- $f_1 = 45.10^6$  Pa
- $f_2 = 9.10^5$  Pa
- $f_3 = 9.10^5$  Pa
- $f_4 = 48.10^6$  Pa
- $f_{10} = 9.10^5$  Pa

Elles ont été choisies afin que la participation des sources sur les deux éléments  $i$  soit comparable. Elles n'ont pas de signification réelle, ce cas étant imaginaire. La surface associée à chaque source acoustique est choisie égale à  $5.10^{-4}$  m<sup>2</sup>.

Le tableau B.5 se rapporte au même paragraphe et présente la comparaison de quatre variantes pour calculer le bruit d'un dipôle avec une méthode de temps retardé, et la comparaison avec RSF. Le tableau met en évidence le rôle de  $nbt$  sur le bruit parasite dû au calcul temporel, et celui de l'interpolation et de la dérivation sur le niveau des raies prédominantes. Les noms des variantes H1 à H4 sont détaillés dans le paragraphe 4.2.

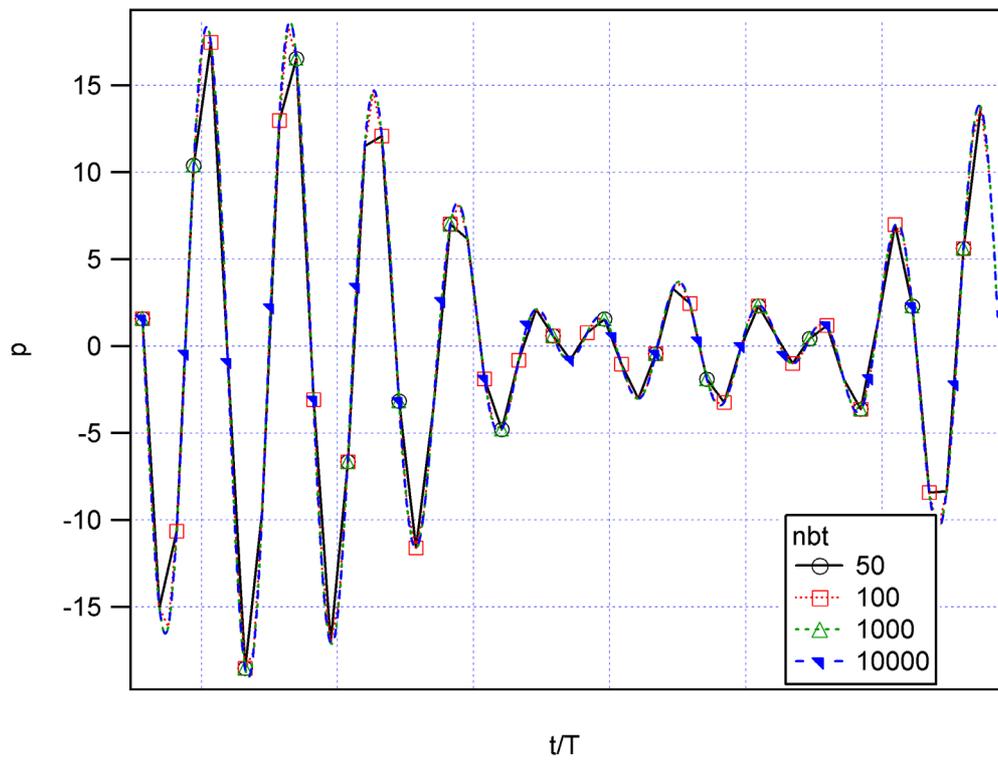
$(R, \theta, \varphi)$	(10, 120, 0)	(5, 30, 0)	(10, 30, 0)	(10, 0, 0)	(10, 45, 0)	(10, 45, 10)	(10, 36, 15)
Cas 1 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 90^\circ, \gamma_2 = 45^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	111.9; 56.7	108.7; 44.0	102.5; 37.8	-111.7; -111.7	108.5; 49.8	108.5; 49.8	105.3; 43.4
RSF	111.9; 56.7	108.5; 43.8	102.5; 37.7	-67.4; -61.4	108.5; 49.8	108.5; 49.8	105.3; 43.3
Cas 2 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 90^\circ, \gamma_2 = -45^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	96.4; 41.2	93.8; 29.1	87.7; 22.9	-126.5; -126.5	93.6; 34.9	93.6; 34.9	90.4; 28.5
RSF	96.3; 41.1	93.7; 28.9	87.6; 22.9	-67.4; -61.4	93.6; 34.8	93.6; 34.8	90.4; 28.4
Cas 3 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = -60^\circ, \gamma_2 = -45^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	111.9; 56.7	108.7; 44.0	102.5; 37.8	-111.7; -111.7	108.5; 49.8	108.5; 49.8	105.3; 43.4
RSF	111.9; 56.7	108.5; 43.8	102.5; 37.7	-67.4; -61.4	108.5; 49.8	108.5; 49.8	105.3; 43.3
Cas 4 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	108.6; 53.4	105.3; 40.6	99.2; 34.4	-115.1; -115.1	105.2; 46.5	105.2; 46.5	102.0; 40.0
RSF	108.5; 53.3	105.2; 40.4	99.1; 34.4	-71.2; -65.2	105.1; 46.4	105.1; 46.4	101.9; 40.0
Cas 5 : $B = 2, \bar{\Omega} = 955, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	96.7; 29.5	93.5; 17.2	87.2; 10.6	-121.1; -121.1	93.2; 22.5	93.2; 22.5	90.0; 16.1
RSF	96.5; 29.3	93.1; 16.3	87.1; 10.2	-77.2; -71.2	93.1; 22.3	93.1; 22.3	89.9; 15.9
Cas 6 : $B = 2, \bar{\Omega} = 477.5, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	85.0; 6.3	82.7; -3.3	75.5; -12.4	-127.2; -127.2	81.5; -0.8	81.5; -0.8	78.3; -7.2
RSF	84.5; 5.2	81.0; -7.8	75.0; -13.8	-83.2; -77.2	81.0; -1.8	81.0; -1.8	77.8; -8.2
Cas 7 : $B = 2, \bar{\Omega} = 3820, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	120.5; 77.3	117.3; 64.6	111.3; 58.5	-109.0; -109.0	117.3; 70.5	117.3; 70.5	114.1; 64.1
RSF	120.5; 77.3	117.3; 64.5	111.3; 58.5	-65.2; -59.1	117.3; 70.5	117.3; 70.5	114.1; 64.1
Cas 8 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = F_2 = f_1$							
HELIAC	120.4; 68.7	121.9; 60.7	115.9; 54.6	-82.6; -102.8	118.8; 63.6	118.8; 63.6	117.3; 58.8
RSF	120.5; 69.2	122.1; 61.1	116.1; 55.1	-83.6; -75.2	119.0; 64.1	119.0; 64.1	117.5; 59.3
Cas 9 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = f_1, F_2 = f_1 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	118.4; 66.8	119.7; 58.6	113.6; 52.4	-80.6; -84.1	116.6; 61.4	116.6; 61.4	115.0; 56.6
RSF	118.6; 67.3	119.8; 58.9	113.8; 52.9	-83.5; -80.1	116.8; 61.9	116.8; 61.9	115.2; 57.1
Cas 10 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = f_2, F_2 = f_2 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	121.1; 98.6	131.8; 95.1	125.8; 89.0	127.1; -94.7	124.1; 95.0	124.1; 95.0	125.2; 91.8
RSF	121.3; 99.0	132.1; 95.4	126.1; 89.3	127.3; -73.5	124.3; 95.4	124.3; 95.4	125.5; 92.1
Cas 11 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = f_4, F_2 = f_4 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	86.6; 126.9	83.7; 137.7	77.1; 131.7	-94.8; 133.0	83.1; 129.9	83.1; 129.9	79.9; 131.1
RSF	86.9; 127.3	83.4; 138.1	77.4; 132.1	-81.5; 133.3	83.4; 130.3	83.4; 130.3	80.2; 131.5
Cas 12 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 0^\circ, F_1 = f_4, F_2 = f_2 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	120.0; 120.3	130.8; 131.1	124.8; 125.0	126.0; 126.3	123.0; 123.3	123.0; 123.2	124.2; 124.4
RSF	120.2; 120.6	131.0; 131.4	125.0; 125.4	126.3; 126.7	123.2; 123.6	123.3; 123.7	124.4; 124.8
Cas 13 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 0^\circ, \gamma_2 = 0^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 90^\circ, F_1 = F_2 = f_0$							
HELIAC	113.4; 58.2	109.9; 45.3	103.8; 39.1	-187.1; -187.1	109.8; 51.1	109.8; 51.1	106.6; 44.7
RSF	113.3; 58.1	109.8; 45.0	103.8; 39.0	-205.6; -199.5	109.8; 51.1	109.8; 51.1	106.6; 44.6
Cas 14 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 90^\circ, F_1 = f_4, F_2 = f_4 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	90.4; 108.2	87.6; 105.7	80.9; 98.9	-139.6; 89.3	86.9; 104.7	86.9; 104.7	83.7; 101.6
RSF	90.3; 108.4	86.8; 104.9	80.8; 98.8	-220.3; -11.7	86.8; 104.9	86.8; 104.9	83.6; 101.7
Suite page suivante ...							

$(R, \theta, \varphi)$	(10, 120, 0)	(5, 30, 0)	(10, 30, 0)	(10, 0, 0)	(10, 45, 0)	(10, 45, 10)	(10, 36, 15)
Cas 15 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 0, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 45^\circ, F_1 = f_4, F_2 = f_4 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	86.8 ; 122.9	83.7 ; 134.9	77.0 ; 128.9	-97.8 ; 129.9	83.0 ; 127.4	83.0 ; 127.4	79.8 ; 128.4
RSF	86.7 ; 123.1	82.9 ; 135.1	76.9 ; 129.1	-84.7 ; 130.1	82.9 ; 127.6	82.9 ; 127.6	79.7 ; 128.6
Cas 16 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 30, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 45^\circ, F_1 = f_4, F_2 = f_4 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	90.9 ; 122.9	88.0 ; 134.9	81.3 ; 128.9	-97.8 ; 129.9	87.3 ; 127.4	87.3 ; 127.4	84.1 ; 128.4
RSF	90.8 ; 123.1	87.2 ; 135.1	81.2 ; 129.1	-89.9 ; 130.1	87.2 ; 127.6	87.2 ; 127.6	84.0 ; 128.6
Cas 17 : $B = 2, \bar{\Omega} = 1910, \Phi = 60, \gamma_1 = 120^\circ, \gamma_2 = 17^\circ, \gamma_{r1} = \gamma_{r2} = 45^\circ, F_1 = f_4, F_2 = f_4 e^{i\pi/2}$							
HELIAC	91.8 ; 122.9	89.1 ; 134.9	82.3 ; 128.9	-97.8 ; 129.9	88.4 ; 127.4	88.4 ; 127.4	85.2 ; 128.4
RSF	91.8 ; 123.1	88.3 ; 135.1	82.2 ; 129.1	-94.8 ; 130.1	88.3 ; 127.6	88.3 ; 127.6	85.1 ; 128.6

TAB. B.4 – Validation de RSF par HELIAC : cas de deux dipôles dans différentes configurations, pour 7 points d'écoute caractéristiques : influence des paramètres  $\gamma, \Phi, \bar{\Omega}$ , et l'ordre de l'harmonique considéré

$f = f_{10}$	$p_1$	$p_2$	$p_3$	$p_4$	$p_5$	$p_6$	$p_7$	$p_8$	$p_9$	$p_{10}$	$p_{11}$	CPU
HELIACH1												
$nbt = 100$	44.6	45	41.8	39.3	31.8	38.4	52.9	83.3	104.4	100.1	105.3	0.248
$nbt = 1000$	13.3	8.1	12.4	12.8	13	13	53.9	83.3	104.4	100.1	105.3	2.411
$nbt = 10000$	-35.2	-35.1	-27.6	-19.9	-34.1	18	54	83.3	104.4	100.1	105.3	25.13
$nbt = 100000$	-45.5	-45.8	-41.1	-39.3	-25.2	18.1	54	83.3	104.4	100.1	105.3	257.5
HELIACH2												
$nbt = 100$	78.6	80.8	77.4	72.8	77.4	71.8	77.5	80.1	105	100.4	106	0.242
$nbt = 1000$	53.3	52.8	62.2	61.8	63.7	64.7	56.8	84.5	105.1	100.8	105.8	2.24
$nbt = 10000$	38	39.5	36.5	42.1	30.7	22.4	56.5	84.1	105.1	100.8	105.8	23.3
$nbt = 100000$	20.3	17.3	21.2	16	20.3	19.6	54.7	84.1	105.1	100.8	105.8	238.8
HELIACH3												
$nbt = 100$	-14.5	-9.5	-6.3	-16.2	-7.6	19.6	55.3	84.7	105.7	101.3	106.4	0.210
$nbt = 1000$	-19	-29	-21.5	-18.1	-13.5	19.2	55.3	84.7	105.7	101.3	106.4	1.864
$nbt = 10000$	-38.7	-28.1	-50.7	-22.7	-30.9	19.3	55.3	84.7	105.7	101.3	106.4	19.89
$nbt = 100000$	-42.9	-45.4	-40.2	-38.4	-23.7	19.3	55.3	84.7	105.7	101.3	106.4	206.8
HELIACH4												
$nbt = 100$	49.5	49.5	49.5	49.5	49.5	49.4	57.8	84.9	106	100.5	104.9	0.212
$nbt = 1000$	-16.8	-24.8	-21.7	-16.1	-15.1	19.8	55.9	85.4	106.6	101	105.5	1.865
$nbt = 10000$	-39.5	-27.3	-55	-22.9	-30.6	19.8	55.9	85.4	106.6	101	105.5	19.90
$nbt = 100000$	-43	-46.1	-40.6	-38.3	-23.7	19.9	55.9	85.4	106.6	101	105.5	206.8
HELIACH1 $nbt = 10000$												
$n = 72$ (défaut)	-35.2	-35.1	-27.6	-19.9	-34.1	18	54	83.3	104.4	100.1	105.3	25.13
$n = 90$	-44.2	-44.9	-41.5	-38.8	-24.5	18.6	54.5	83.8	104.9	100.6	105.7	32.52
$n = 180$	-43.1	-45.4	-40.4	-38.5	-23.9	19.2	55.1	84.5	105.5	101.1	106.2	64.94
$n = 360$	-40.9	-28.4	-57.7	-22.5	-31.7	19.3	55.2	84.6	105.7	101.3	106.3	125.9
RSF	-104.3	-89.1	-93.8	-72.3	-23	19.3	55.2	84.6	105.7	101.3	106.4	0.409

TAB. B.5 – Comparaison des méthodes acoustiques pour le bruit d'un dipôle, fréquence de la source élevée : HELIAC illustre les méthodes temporelles et RSF la méthode fréquentielle. H1 : HELIAC original ; H2 : méthodes à 2 points ; H3 : tout est analytique ; H4 : la dérivation est numérique. Les derniers calculs avec H1 sont effectués avec  $n$  pas de temps pour la description des sources au lieu de 72.



**Fig. B.1** – Pression acoustique calculée avec HELIACH3, en Pa, pour plusieurs nombres de pas de temps par période, au point d'écoute (10, 36, 15)



## Annexe C

# Compléments sur les pondérations par les fonctions de Bessel

### C.1 Allure des signaux de distorsion et efficacité du rayonnement du rotor

Cette annexe complète l'étude paramétrique du paragraphe 7.3.5 sur la forme des distorsions du champ de vitesse qui peut exister en amont d'une hélice, et les conséquences acoustiques. L'objectif est d'identifier les conditions sous lesquelles les distorsions sont les plus efficaces dans la création de bruit. En effet, la pondération par les fonctions de Bessel étudiée au paragraphe 4.4 permet d'espérer que certains types de fluctuations rayonneront peu de bruit. La puissance des signaux étudiés ici est fixée, on peut donc comparer directement leur efficacité relative.

Les perturbations considérées, au lieu d'être analytiques, sont cette fois modélisées de façon numérique. La figure C.1 présente les signaux temporels étudiés. Ceux-ci modélisent de façon simplifiée les sillages ou distorsions en aval d'un ou plusieurs obstacles comme certaines durites, le module électronique de variation de vitesse, de petits échangeurs thermiques ne couvrant pas la totalité de la section d'entrée de la buse... La théorie de Sears présentée au paragraphe 6.1.1 relie directement les harmoniques de charge aux déficits de vitesse en aval de ces obstacles. L'étude sur les pondérations par les fonctions de Bessel permet alors de définir des critères de sillages "bruyants". Lors de la conception, ce type de résultat aide à choisir par exemple entre des bras-supports carrés (arêtes saillantes, qui donneront des sillages proches ayant une allure rectangulaire), et des bras-supports ronds (arêtes lisses, qui donneront des sillages ayant une allure gaussienne).

Pour chaque signal temporel étudié, le spectre de la source a été calculé par transformation en série de Fourier. Les résultats sont représentés sur la figure C.2, en décibels et avec les symboles associés aux signaux de la figure C.1. Le spectre associé aux sinusoïdes est nul sauf sur un nombre fini de points, en revanche en ces points il est d'un niveau plus élevé que celui des autres signaux d'au moins 5 dB. Les fonctions triangles présentent une atténuation rapide, les niveaux pour les harmoniques d'ordres supérieurs à 8 sont très bas par rapport aux maxima (55 dB contre 85 dB). Les gaussiennes aussi ont une décroissance assez rapide, les niveaux pour  $\lambda > 17$  sont inférieurs à 50 dB. Les fonctions rectangles ont un spectre comportant plusieurs bosses successives, la décroissance est plus lente et les niveaux restent supérieurs à 60 dB jusqu'à

l'harmonique d'ordre 35.

Dans une étape suivante, on calcule le produit du spectre de la source par la fonction de Bessel correspondant au cas de référence à 9 pales. L'angle d'émission choisi est  $\theta = 90^\circ$ , puisque d'après l'étude qui précède c'est à cet angle que la pondération concerne le plus d'harmoniques. Le nombre de Mach  $M_r = 0.1$  correspond à celui à mi-hauteur. Les figures C.3, C.4 et C.5 présentent les résultats respectivement pour  $m = 1$ ,  $m = 2$  et  $m = 3$ , toujours en décibels.

Les distorsions sinusoïdales ne produisent pas beaucoup de bruit. Les sillages francs (fonctions de Heaviside, rectangles), non continus, ont un spectre très riche en harmoniques élevés, et sont efficaces à tous les harmoniques de bruit. Ce sont les signaux les plus "bruyants". Les sillages modélisés par la fonction triangle, qui est continue partout mais est non dérivable en un point, sont également riches en harmoniques, mais moins que la fonction rectangle. De plus, les harmoniques sont d'ordre raisonnablement peu élevés, ces signaux ne sont donc pas trop bruyants. Enfin, les sillages modélisés par une gaussienne plus ou moins large sont également très riches en harmoniques, donc bruyants, et ce d'autant plus que la gaussienne est étroite. Ce dernier exemple est proche de ce que l'on observe en aval d'un profil, il est utilisé dans les calculs inspirés de Lakshminarayana [74].

Pour résumer, plus les sillages ou les distorsions sont lisses et larges au moment de leur interaction avec l'hélice ou le stator, moins ils sont bruyants. Plus ils ont un caractère impulsionnel, plus ils sont bruyants. Lors de la conception des GMV, il faut donc *a priori* privilégier les arrondis par rapport aux arêtes saillantes. Cependant, les distorsions en aval d'un obstacle aux bords carrés auront un caractère impulsionnel seulement à une distance faible de l'obstacle : très rapidement, le mélange avec le reste de l'écoulement se réalise et l'allure du sillage est plutôt gaussienne. Il faut donc surtout éviter de coller des obstacles aux arêtes saillantes trop près du plan de l'hélice.

## C.2 Interférences dans les configurations rotor-stator

Lorsqu'on étudie un système rotor-stator d'un point de vue acoustique, un des paramètres importants est le rapport entre les nombres d'aubes. Par exemple, on sait qu'il faut toujours éviter de construire un système où le nombre d'aubes du stator  $V$  est un multiple de celui du rotor  $B$ , car alors les interférences constructives sont maximales et le bruit rayonné est supérieur à celui des autres configurations.

Cependant, ces interférences ne sont pas faciles à voir dans la formule (3.22) rappelée ci-dessous, qui a été utilisée pour décrire le bruit du stator :

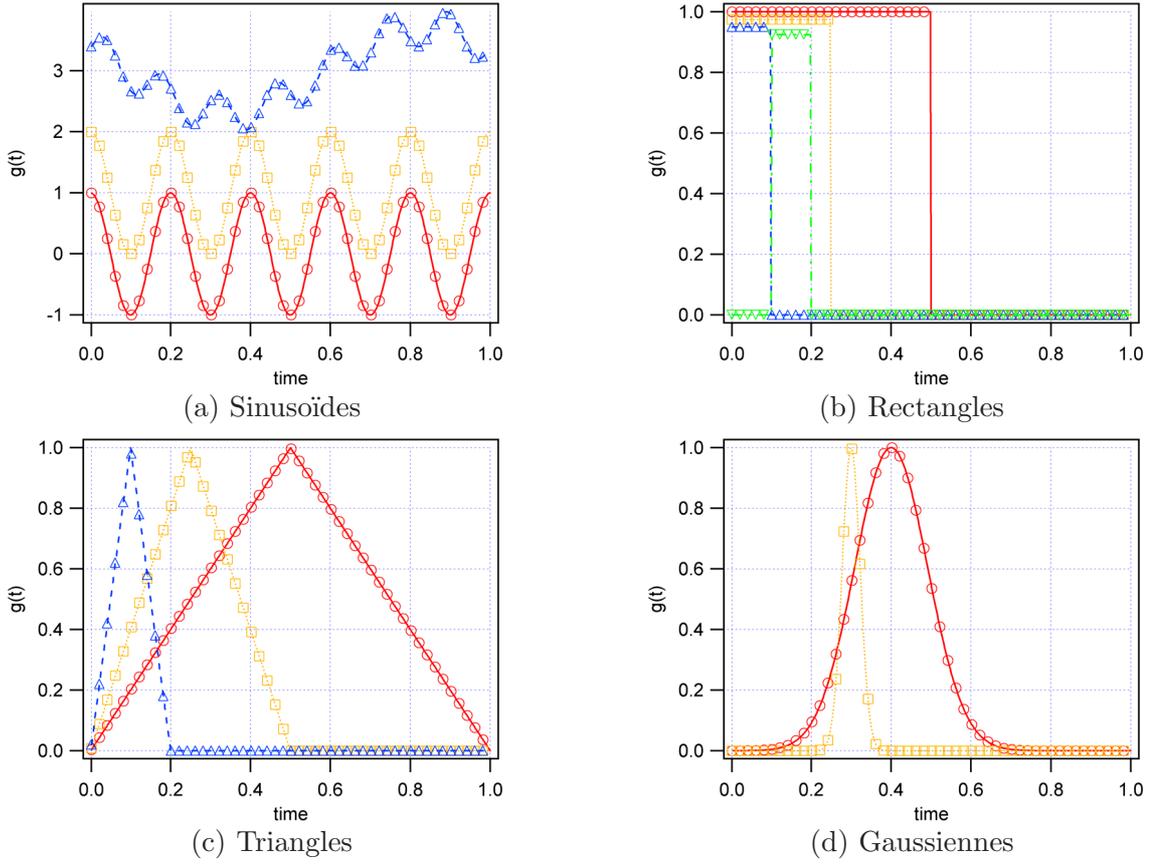


Fig. C.1 – Forme des signaux bruyants : fonctions temporelles

$$p_{mB}(\mathbf{x}) = \frac{imB\Omega e^{imB\Omega \frac{R_0}{c_0}}}{4\pi R_0 c_0} f_{mB} \cdot \sum_{j=0}^{V-1} e^{imB(\alpha_j - M \sin \theta \cos(\Phi + \alpha_j - \varphi))} \left\{ \begin{aligned} &\sin \gamma_r \sin \theta \cos(\Phi + \alpha_j - \varphi) \\ &- \cos \gamma_r \sin \gamma \sin \theta \sin(\Phi + \alpha_j - \varphi) \\ &+ \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta \end{aligned} \right\}$$

Les interférences se situent dans les termes de la somme sur  $j$ , mais n'apparaissent pas clairement dans cette formulation. Pour mieux comprendre, on peut utiliser une formulation similaire à celle retenue pour le rotor, l'équation (3.20). Pour l'obtenir, il faut refaire le raisonnement présenté pour le rotor [101]. On trouve une expression de la forme suivante :

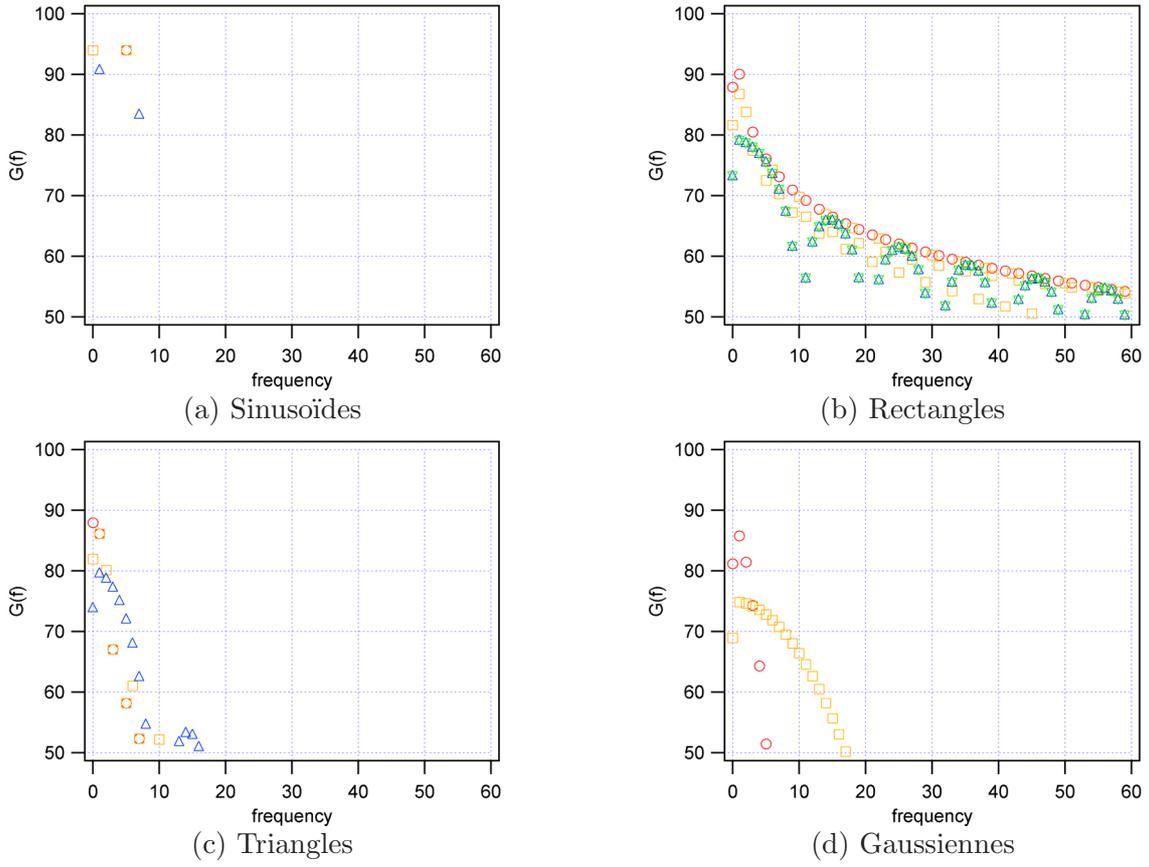


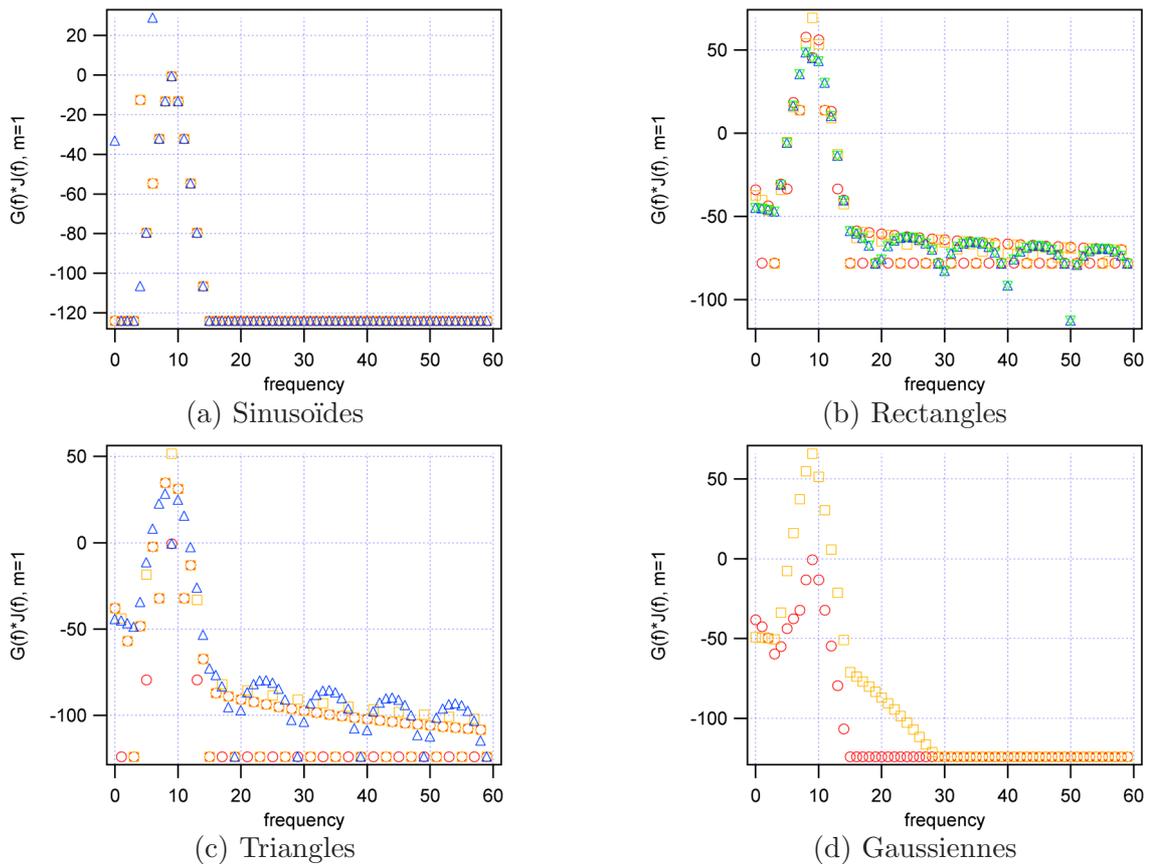
Fig. C.2 – Forme des signaux bruyants : spectres fréquentiels

$$p_{mB}(\mathbf{x}) = \frac{mBV\Omega f_{mB} e^{\frac{i mB\Omega R_0}{c_0}}}{4\pi c_0 R_0} \sum_{\lambda=-\infty}^{+\infty} e^{-i(mB-\lambda V)(\varphi-\Phi-\pi/2)} \cdot \left\{ e^{i\pi/2} \cdot \left( \cos \gamma_r \cos \gamma \cos \theta - \frac{(mB - \lambda V) \cos \gamma_r \sin \gamma}{mBM} \right) J_{mB-\lambda V}(mBM \sin \theta) + e^{i\pi} \cdot (\sin \gamma_r \sin \theta) J'_{mB-\lambda V}(mBM \sin \theta) \right\}$$

Contrairement au cas du rotor, la force  $f_{mB}$  est en-dehors de la sommation sur l'indice  $\lambda$  : on retrouve un résultat déjà annoncé, un harmonique de bruit du stator est exactement déterminé par l'harmonique de charge de même ordre.

La sommation sur  $\lambda$  fait apparaître des fonctions de Bessel d'ordre  $(mB - \lambda V)$ . Le paragraphe 4.4 a servi à montrer que la valeur  $J_{mB-\lambda V}(x)$  est significative uniquement lorsque  $(mB - \lambda V)$  est faible en valeur absolue, une condition suffisante pour négliger la contribution de  $J_{mB-\lambda V}(x)$  étant que  $|mB - \lambda V| > 3$  dans le cas de référence. Pour chaque harmonique de bruit  $m$ , la valeur de  $|mB - \lambda V|$  peut être étudiée en fonction de  $\lambda$ , par exemple pour la configuration de référence  $(B : V) = 9 : 19$ . Les résultats sont reportés dans le tableau C.1.

On constate d'abord que quel que soit l'harmonique de bruit  $m$  d'ordre impair considéré, aucun  $\lambda$  ne permet de rendre  $|mB - \lambda V|$  suffisamment faible pour que la pondération de la fonction de Bessel soit effective. Ceci démontre que le bruit est négligeable à ces harmoniques.



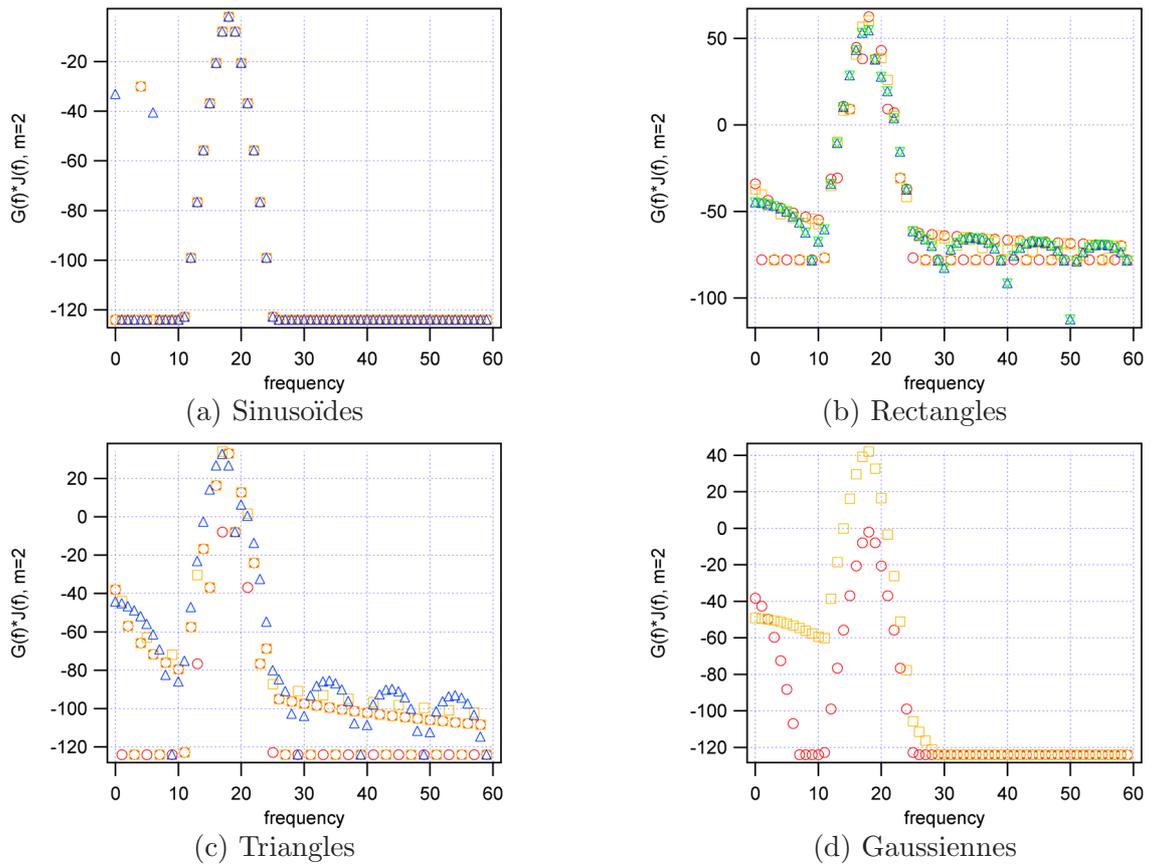
**Fig. C.3** – Étude sur la forme des signaux bruyants : Pondération pour le premier harmonique de bruit,  $m = 1$

En revanche, quel que soit l'harmonique de bruit  $m$  d'ordre pair considéré, il existe un  $\lambda$  qui convienne, et le bruit est donc non nul à ces harmoniques. D'autre part, on constate que plus la fréquence augmente et plus l'expression  $(mB - \lambda V)$  s'éloigne de zéro : la pondération est d'autant plus favorable que la fréquence étudiée est faible sur cet exemple.

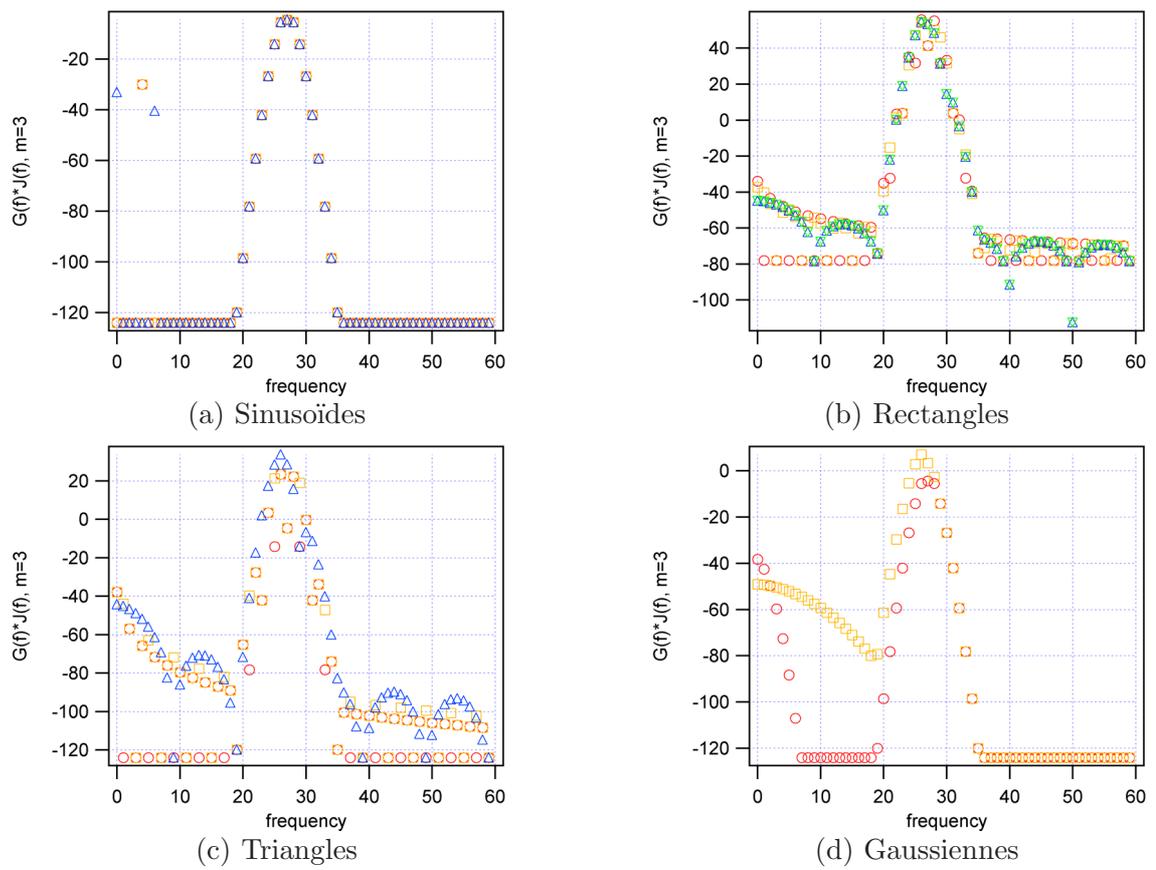
L'étude de l'expression  $(mB - \lambda V)$  permet de mieux choisir le nombre d'aubes de stator pour un nombre de pales de rotor donné. Comme on désire toujours minimiser le bruit, il est préférable de choisir un couple  $(B, V)$  qui corresponde à un maximum d'interférence destructrices.

Une première application possible de ce résultat est envisageable à partir des résultats aérodynamiques rotor-stator. Si l'on imagine que du point de vue de l'écoulement il n'y a pas de différence entre une configuration 9 : 18 et une configuration un peu différente, comme 9 : 17 ou 9 : 21, il est possible de réutiliser les fluctuations de pression calculées comme sources acoustiques (paragraphe 5.3.7).

Les résultats confirment l'explication donnée ci-dessus. Les interférences constructives sont maximales en conformation 9 : 18 pour la seconde raie  $m = 2$ , qui est alors la plus énergétique. Les configurations 9 : 21 ou 9 : 22 sont très attractives ; en effet aucune raie n'émerge fortement. Il faut relativiser leur intérêt en se rappelant que les sources utilisées proviennent d'une simulation 1 : 2 qui ne saurait être une réduction d'un problème de ce type (l'erreur de pas angulaire est trop forte).



**Fig. C.4** – Etude sur la forme des signaux bruyants : Pondération pour le deuxième harmonique de bruit,  $m = 2$



**Fig. C.5** – Etude sur la forme des signaux bruyants : Pondération pour le troisième harmonique de bruit,  $m = 3$

$m = 1 :$

$$\begin{array}{l} \dots \\ \lambda = -1 \quad (mB - \lambda V) = +28 \\ \lambda = 0 \quad (mB - \lambda V) = +9 \\ \lambda = 1 \quad (mB - \lambda V) = -10 \\ \lambda = 2 \quad (mB - \lambda V) = -29 \\ \dots \end{array}$$

$m = 2 :$

$$\begin{array}{l} \dots \\ \lambda = 0 \quad (mB - \lambda V) = +18 \\ \lambda = 1 \quad (mB - \lambda V) = -1 \\ \lambda = 2 \quad (mB - \lambda V) = -20 \\ \dots \end{array}$$

$m = 3 :$

$$\begin{array}{l} \dots \\ \lambda = 0 \quad (mB - \lambda V) = +27 \\ \lambda = 1 \quad (mB - \lambda V) = +8 \\ \lambda = 2 \quad (mB - \lambda V) = -11 \\ \dots \end{array}$$

$m = 4 :$

$$\begin{array}{l} \dots \\ \lambda = 1 \quad (mB - \lambda V) = +17 \\ \lambda = 2 \quad (mB - \lambda V) = -2 \\ \lambda = 3 \quad (mB - \lambda V) = -21 \\ \dots \end{array}$$

$m = 5 :$

$$\begin{array}{l} \dots \\ \lambda = 1 \quad (mB - \lambda V) = +26 \\ \lambda = 2 \quad (mB - \lambda V) = +7 \\ \lambda = 3 \quad (mB - \lambda V) = -12 \\ \dots \end{array}$$

$m = 6 :$

$$\begin{array}{l} \dots \\ \lambda = 2 \quad (mB - \lambda V) = +16 \\ \lambda = 3 \quad (mB - \lambda V) = -3 \\ \lambda = 4 \quad (mB - \lambda V) = -22 \\ \dots \end{array}$$

...

TAB. C.1 – Valeurs de  $(mB - \lambda V)$  pour la configuration de référence  $(B : V) = 9 : 19$ , pour les premiers harmoniques de bruit

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$
9 : 16	-60.3	38.2	3.9	9.6
9 : 17	-83.6	42.6	-19.8	16.7
9 : 18	-105.2	44.9	-45.9	16.8
9 : 19	-109.2	43.4	-34.4	17.6
9 : 20	-107.3	40.2	-18.4	11.5
9 : 21	-106.3	33	-5.1	-3.3
9 : 22	-106.4	22.8	6.7	-24.7

Cas	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$	$m = 4$
9 : 16	-7	2	-5	4
9 : 17	-8	1	-7	2
9 : 18	9	0	-9	0
9 : 19	9	-1	8	-2
9 : 20	9	-2	7	-4
9 : 21	9	-3	6	-6
9 : 22	9	-4	5	-8

TAB. C.2 – Bruit rayonné : utilisations des résultats d'une simulation 1 : 2 pour des calculs acoustiques ; le tableau de gauche contient la puissance acoustique, celui de droite le nombre  $mB - \lambda V$  qui se rapproche le plus de zéro



## Annexe D

# Préparation des résultats, technique indirecte appliquée au rotor

Cette annexe présente une démarche pour mettre sous une forme utilisable par RSF les résultats des simulations stationnaires de l'écoulement autour de la buse seule présentées au paragraphe 7.2. La technique est proche de celle du paragraphe 6.3. Les résultats proprement dits sont détaillés dans le paragraphe 7.3.

### D.1 Géométrie de la pale

Pour appliquer la formule de Sears et en déduire le bruit, il faut un certain nombre de données géométriques concernant la pale du ventilateur étudié. Comme dans le cas bidimensionnel, le profil moyen a été assimilé à l'extrados (paragraphe 6.3.1.1); l'erreur est faible étant donné l'épaisseur de la pale. Les données nécessaires sont la corde, l'abscisse curviligne  $x^*$  de chaque élément sur l'extrados, et les données géométriques qui étaient déjà nécessaires au calcul direct ( $\gamma$ ,  $\gamma_r$  et  $\Phi$ ).

Ces données ont été extraites d'un maillage du rotor structuré de façon polaire (les mailles décrivent des rayons constants); il sert directement de maillage acoustique. Les rayons des mailles sont ceux auxquels la théorie de Sears est appliquée.

On peut alors calculer la corde  $c$  à chaque rayon, ainsi que l'abscisse curviligne  $x^*$  et les angles  $\gamma$ ,  $\gamma_r$  et  $\Phi$  pour chaque cellule, en utilisant les relations (3.10) du paragraphe 3.2.1 dans le repère acoustique. Soit  $(X_0, Y_0, Z_0)$  le repère de la simulation CFD et  $(x, y, z)$  celui associé aux calculs de bruit (repère de la figure 3.2). L'écoulement se fait dans le sens de  $-Z_0$  donc  $z = Z_0$ . De plus  $\bar{\Omega} < 0$  et à  $t = 0$  on a  $e_y = y$ , donc  $y = -X_0$ . Enfin,  $Y_0 = Z_0 \wedge X_0 = +x$ . Finalement,  $(x, y, z) = (Y_0, -X_0, Z_0)$ . Les angles s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\Phi &= \arctan \frac{y}{x} & &= -\arctan \frac{X_0}{Y_0} \\
\gamma_r &= \arcsin(n_x \cos \Phi + n_y \sin \Phi) & &= \arcsin(n_{Y_0} \cos \Phi - n_{X_0} \sin \Phi) \\
\gamma &= \arctan \left( \frac{-n_x \sin \Phi + n_y \cos \Phi}{n_z} \right) & &= -\arctan \left( \frac{n_{Y_0} \sin \Phi + n_{X_0} \cos \Phi}{n_{Z_0}} \right)
\end{aligned} \tag{D.1}$$

Si  $pt$  est un indice décrivant les mailles de l'extrados du bord d'attaque au bord de fuite, et  $nbpt$  le nombre de mailles le long de l'extrados, alors la corde et l'abscisse curviligne s'écrivent :

$$\begin{aligned}
c &= \sqrt{(X_0(nbpt) - X_0(1))^2 + (Y_0(nbpt) - Y_0(1))^2} \\
x^* &= \frac{\sqrt{(X_0(nbpt) - X_0(1))^2 + (Y_0(nbpt) - Y_0(1))^2}}{c}
\end{aligned}$$

On dispose maintenant d'un maillage acoustique complet, avec des données géométriques à un certain nombre de rayons (11 dans le cas étudié). L'évolution temporelle (position angulaire) des composantes de la vitesse doivent être calculées à ces rayons.

## D.2 Interpolations

Les simulations de la "buse isolée" qui servent à obtenir le champ de vitesse utilisent des coordonnées cartésiennes  $(X, Y, Z)$  différentes des  $(X_0, Y_0, Z_0)$  du paragraphe précédent. Pour connaître les vecteurs vitesse aux différents rayons du maillage acoustique qui vient d'être défini, pour différentes positions angulaires correspondant à autant de pas de temps dans le repère de l'hélice, il faut tout d'abord transformer les coordonnées  $(X, Y, Z)$  en les coordonnées  $(x, y, z)$  du repère de la figure 3.2.

Pour tous les calculs CFD de la buse, l'écoulement se fait dans la direction de  $+Z$ , donc  $z = -Z$ . Plusieurs choix sont possibles, par exemple  $(x, y) = (Y, X)$  ou  $(x, y) = (-X, -Y)$ ; les résultats obtenus sont les mêmes puisque ce choix correspond à une rotation, donc un décalage temporel de toutes les sources. L'équivalence choisie est :  $(x, y, z) = (Y, X, -Z)$ . Désormais tout ce qui suit est exprimé avec les coordonnées acoustiques  $(x, y, z)$ .

Les profils de vitesse sont considérés là où se situerait le quart de corde de l'hélice. Quel que soit le maillage utilisé (structuré pour TASCflow ou FLUENT, cartésien pour UH3D), il existe des plans de maillage  $z_i$ , orthogonaux à l'axe  $\mathbf{e}_z$  du GMV; on ne conserve que les 4  $z_i$  les plus proches de  $z$ . Sur chacun de ces plans on réalise une interpolation pour passer des coordonnées  $(x, y)$  aux coordonnées  $(R, \theta)$ ,  $R$  décrivant les rayons du maillage acoustique et  $\theta$  décrivant les  $n$  positions angulaires associées aux  $n$  pas de temps. Dans le cas de TASCflow, le maillage est structuré de manière polaire; l'interpolation dans les plans  $z_i$  sur  $(R, \theta)$  se fait d'abord sur  $\theta$  pour tous les

rayons, puis sur  $R$  pour se placer au bon rayon. Cette interpolation est faite à l'ordre 3 selon les préconisations de Numerical Recipes, [97]. Dans le cas de UH3D, le maillage est cartésien ; pour chaque point  $(x, y)$  du maillage acoustique final, on identifie les quatre voisins  $(x_i, y_j)$  qui l'entourent, puis l'interpolation se fait à l'ordre 3 selon les mêmes préconisations.

Puis, pour chaque  $R$  et chaque  $\theta$ , une deuxième interpolation, polynomiale de degré 2, est réalisée pour se placer dans le bon plan  $z$ , celui où devrait se situer le quart de corde. Ce  $z$  dépend en général du rayon considéré. Cette deuxième interpolation est faite à un ordre peu élevé pour que la solution dépende le moins possible de sections  $z_i$  éloignées, où l'écoulement serait trop différent de celui dans la section  $z$ .

A la fin de ces opérations le champ des vecteurs vitesses en fonction de  $(R, \theta)$  est connu pour un certain nombre de positions  $\theta$  régulièrement espacées et pour tous les rayons auxquels on désire appliquer la théorie de Sears. Ces vitesses sont toujours exprimées dans le repère lié à la buse, en coordonnées cartésiennes.

## D.3 Changement de repère

Pour se mettre dans le repère tournant lié à la pale et avoir ainsi la bonne composante de la vitesse nécessaire à l'application de la théorie de Sears, il faut faire successivement trois changements de repère : un pour passer des coordonnées cartésiennes à polaires, un pour se placer dans le repère tournant lié à la pale, et un dernier pour passer dans les coordonnées locales liées à la pales, coordonnées de type (composante normale, composante tangentielle).

Pour passer en coordonnées polaires, on effectue une rotation d'angle  $+\theta$  et d'axe  $+z$ . Pour changer de référentiel, on écrit  $\theta = \Omega t$  et on ajoute la composante de rotation,  $V'_\theta = V_\theta + R\Omega$ , avec  $R$  le rayon considéré et, dans le cas étudié,  $\Omega < 0$ . Cela s'écrit, avec  $(u, v, w)$  en minuscules vitesses dans le repère de la figure 3.2 :

$$\begin{pmatrix} V_r \\ V_\theta \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\Omega t) & \sin(\Omega t) & 0 \\ -\sin(\Omega t) & \cos(\Omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ R\Omega \\ 0 \end{pmatrix}$$

Le dernier changement de repère est une rotation d'angle  $\xi$  et d'axe  $e_r$ , rotation dans le plan  $(e_\theta, e_z)$ . Cet angle  $\xi$  est choisi égal au  $\gamma$  au quart de corde, comme dans le cas des simulations mettant en jeu le stator.

$$\begin{pmatrix} V_t \\ V_n \\ V_r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\xi) & \sin(\xi) & 0 \\ -\sin(\xi) & \cos(\xi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} V_\theta \\ w \\ V_r \end{pmatrix}$$

Finalement, on obtient l'expression suivante pour la composante normale de la vitesse :

$$V_n = -\sin \xi (-u \sin(\Omega t) + v \cos(\Omega t) - R\Omega) + w \cos \xi \quad (\text{D.2})$$

Rappelons que  $(u, v, w)$  se rapportent au repère acoustique ; si l'on désire utiliser les données  $(U, V, W)$  du calcul CFD directement, il faut utiliser la correspondance  $(x, y, z) = (Y, X, -Z)$ ,

et alors  $V_n$  s'écrit :

$$V_n = -\sin \xi (-V \sin(\Omega t) + U \cos(\Omega t) - R\Omega) - W \cos \xi \quad (\text{repère CFD})$$

## D.4 Efforts non stationnaires, approche fréquentielle

Il reste à appliquer la théorie de Sears pour déterminer les harmoniques de charge selon les formules du paragraphe 6.1.1. Cette fois, la période du phénomène étudié n'est pas la période de passage de pale mais la période de rotation, et on veut obtenir tous les harmoniques de la fréquence de rotation. Rappelons la formule de Sears (6.1), valable à une fréquence donnée, donc pour un harmonique de charge :

$$f_\lambda = \rho_0 U_0 \widetilde{V}_n(\lambda) \cdot S \left( \frac{\lambda \Omega c}{2U_0} \right) \cdot \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} e^{-i\omega t} ds$$

avec les notations suivantes :

- $U_0$  vitesse moyenne incidente, incidence nulle par rapport à la ligne moyenne au bord d'attaque
- $V_n(t)$  composante normale de la vitesse, fluctuante dans le temps (figure 6.1)
- $\lambda$  ordre de l'harmonique :  $\omega = \lambda \Omega$

Les harmoniques de charges sont obtenus par transformation en série de Fourier de la charge temporelle exercée sur chaque élément. Comme la distribution des charges est imposée par la fonction  $\sqrt{(1-x^*)(1+x^*)}$ , il suffit de comparer les modules des efforts intégrés sur la corde entière. L'égalité suivante :

$$\int_{-1}^1 \sqrt{\frac{1-x^*}{1+x^*}} dx^* = \pi$$

permet d'écrire la version intégrée en corde de la formule de Sears pour l'harmonique d'ordre  $\lambda$  :

$$f_\lambda = \pi \rho_0 U_0 \widetilde{V}_n(\lambda) \cdot S \left( \frac{\lambda \Omega c}{2U_0} \right) ds$$

L'envergure a été choisie égale à 1 cm pour calculer la surface  $ds$  de l'aube :  $ds = c \times 1$  cm avec  $c$  la corde. On exprime la force par unité de surface en décibels acoustiques équivalents :

$$f_{\lambda \text{ dB}} = 20 \log_{10} \left( \frac{|f_\lambda|}{2 \cdot 10^{-5} ds} \right)$$

L'étude des harmoniques de charges est présentée en même temps que l'analyse de l'influence des paramètres de simulation (paragraphe 7.3). Les résultats des calculs du bruit sont résumés dans le tableau 7.8 page 194. Ils sont présentés sous la forme de puissance acoustique rayonnée par le rotor, évaluée comme précédemment.

## Annexe E

# Fonctionnement de TASCflow et des autres codes de CFD

Ce chapitre présente la modélisation mathématique des écoulements turbulents en turbomachines. En partant des équations de la mécanique des gaz, les équations RANS sont présentées, puis les modèles de turbulence ainsi que les conditions aux parois associés. Les schémas numériques utilisés tant en stationnaire qu'en non stationnaire, avec TASCflow et TURB'FLOW, sont mis en avant dans ce chapitre.

## E.1 Principe général des simulations RANS

### E.1.1 Equations instantanées

#### E.1.1.1 Equations instantanées

Les équations qui suivent résument une démarche qui n'est pas complètement énoncée. Des détails sur la méthode en général se trouvent dans les livres de Wilcox [108, 109] ou sur le support de cours de l'Ecole Centrale de Bailly [10]; on trouve également de bonnes indications dans les documentations des codes de CFD comme TASCflow [2] ou FLUENT [45], ou dans certaines thèses comme celle de Stanciu [106] ou Gloerfelt [52].

Pour un fluide newtonnien comme l'air, les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie s'expriment de la façon suivante dans un repère cartésien, en notation einsteinienne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j)}{\partial x_j} = 0 \\ \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial t_{ji}}{\partial x_j} + S_{ui} \\ \frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j H)}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial(u_i t_{ji})}{\partial x_j} + S_E \end{array} \right. \quad (\text{E.1})$$

Ces équations sont appelées “équations de Navier-Stokes compressible”. La pression statique suit la loi des gaz parfait,  $p = \rho RT$ .  $E = e + \frac{u_i u_i}{2}$  est l'énergie totale avec  $e$  l'énergie interne spécifique.  $H = h + \frac{u_i u_i}{2}$  est l'enthalpie totale spécifique avec  $h = e + p/\rho$  l'enthalpie statique spécifique du fluide.  $\bar{\mathbf{t}}$  est le tenseur des contraintes,  $\mathbf{q}$  le transport conductif de l'énergie moléculaire,  $S_E$  correspond aux apports externes d'entropie et  $\mathbf{S}_u$  relatif aux forces centrifuges est défini ci-dessous. On utilise la formulation de TASCflow [2] pour prendre en compte les effets des forces centrifuges et de Coriolis :

$$\begin{cases} \mathbf{S}_u = -2\Omega \times \mathbf{u} - \Omega \times (\Omega \times \mathbf{r}) \\ I = H - \frac{\Omega^2 r^2}{2} \end{cases} \quad (\text{E.2})$$

avec  $\Omega$  le rotationnel de la vitesse. Dans le repère tournant, il faut convecter la rothalpie  $I$  en place de l'enthalpie totale  $H$  dans l'équation d'énergie.

On utilise les lois respectivement de Stokes pour décrire le flux de  $t_{ij}$  et de Fourier pour décrire le flux de  $q_j$ . Soit  $\mu$  la viscosité dynamique du fluide et  $\kappa$  sa conductivité thermique :

$$\begin{cases} t_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \\ q_j = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x_j} \end{cases} \quad (\text{E.3})$$

Dans le cas d'écoulements incompressibles comme ceux rencontrés dans les ventilateurs, ces équations prennent une forme simplifiée :

$$\begin{cases} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \\ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_j u_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial t_{ij}}{\partial x_j} + S_{ui} \end{cases} \quad (\text{E.4})$$

Pour résoudre ces équations, il faut définir un domaine spatio-temporel  $\mathcal{D} \times (0, T)$ , avec  $\mathcal{D}$  un ouvert de  $\mathbb{R}^2$  ou de  $\mathbb{R}^3$ . Il est nécessaire d'appliquer des conditions aux limites de  $\mathcal{D}$ , de type Dirichlet ou Neumann. De même, il faut imposer aux limites du domaine temporel des conditions appelées “conditions initiales”.

### E.1.1.2 Moyenne de Reynolds

Les écoulements qui ont lieu au sein des ventilateurs VALEO sont turbulents et ont lieu à des nombres de Reynolds  $Re \geq 5 \cdot 10^4$  (paragraphe 1.2.1). Les équations incompressibles (E.4) pourraient être résolues directement : on parle de simulation numériques directes, DNS en anglais. Cependant cette approche a été écartée dès le chapitre introductif.

L'approche la plus classique consiste à scinder les champs aérodynamiques en leur moyenne statistique plus une quantité fluctuante ; au lieu de résoudre la partie fluctuante directement, on utilise un modèle statistique. Chaque variable  $\phi$  est décomposée en sa partie moyenne et sa

partie fluctuante :  $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ . La partie moyenne est donnée par :  $\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \phi dt$ , avec  $\Delta t$  un temps considéré long devant une échelle temporelle caractéristique des fluctuations de  $\phi$ .

Dans le cas d'écoulements incompressibles, les équations "RANS" s'écrivent alors en moyennant dans le temps l'équation (E.4) :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \\ \rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (\bar{u}_j \bar{u}_i)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\bar{\tau}_{ji} - \overline{\rho u'_j u'_i})}{\partial x_j} + S_{ui} \end{cases} \quad (\text{E.5})$$

Le développement avec les moyennes de Favre pour le cas compressible est disponible par exemple dans Wilcox [109]. Dans cette réécriture des équations de Navier-Stokes moyennées, la turbulence s'exprime dans le terme  $\overline{\rho u'_j u'_i}$  qui est la moyenne du tenseur de Reynolds : c'est ce qui a donné le nom de la méthode. Pour résoudre l'équation RANS il faut donc trouver une équation de "fermeture" du problème qui définisse le tenseur des contraintes de Reynolds  $\rho \tau_{ji} = -\overline{\rho u'_j u'_i}$ . On parle de modèles de turbulence.

## E.1.2 Modèles de turbulence

Les modèles de turbulence les plus classiquement utilisés pour fermer le problème précédent (RANS) sont des modèles à deux équations. Ils sont basés sur l'hypothèse de Boussinesq, qui propose d'exprimer le tenseur des contraintes de Reynolds en fonction des variables moyennées et de la "viscosité turbulente"  $\mu_t$ . Dans le cas d'un écoulement incompressible, on a :

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (\text{E.6})$$

L'équation sur l'énergie cinétique turbulent  $k$  est obtenue en dérivant les termes de transport du tenseur des contraintes de Reynolds de l'équation (E.5). Le taux de dissipation (massique)  $\varepsilon = \nu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}$  dépend de  $k$  et d'une échelle de longueur de turbulence  $l_\varepsilon$ . Une analyse dimensionnelle permet de constater que  $\varepsilon \sim k^{3/2}/l_\varepsilon$ , ce qui justifie l'introduction d'un nouveau paramètre, le taux de dissipation spécifique par unité d'énergie cinétique turbulente :  $\omega \sim k^{1/2}/l_\varepsilon$ .

La suite du raisonnement concerne l'expression de la viscosité turbulente  $\mu_t$  et de l'énergie cinétique turbulente  $k$ , ce qui donne accès à toutes les autres variables.

### E.1.2.1 Modèle $k - \varepsilon$

Une des premières formulations a été donnée par Launder et Spalding [75] pour les écoulements incompressibles. L'équation sur  $\varepsilon$  est supposée avoir la même forme que celle sur  $k$ . La viscosité turbulente s'exprime alors de cette façon :

$$\mu_t = \rho c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{E.7})$$

On en déduit immédiatement les équations du modèle  $k - \varepsilon$  :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon \\ \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \end{cases} \quad (\text{E.8})$$

Plusieurs constantes interviennent dans ce modèle ; elles ont été calibrées à l'usage, par des expériences numériques caractéristiques. Plusieurs combinaisons sont utilisées. Les constantes utilisées dans nos calculs sont celles du modèle standard de Launder-Sharma :

$$c_\mu = 0.09 \quad c_{\varepsilon 1} = 1.44 \quad c_{\varepsilon 2} = 1.92 \quad \sigma_k = 1.0 \quad \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad Pr_t = 0.9 \quad (\text{E.9})$$

Les domaines de simulation sont toujours limités, et la formulation utilisée repose le plus souvent sur les éléments ou volumes finis (rarement sur les éléments infinis). Il faut donc imposer des conditions aux bords du domaine de calcul. La qualité de ces conditions influe fortement sur le résultat dans certains cas ; en particulier la qualité des conditions périodiques est déterminante pour la propagation des sillages. Ces conditions sont détaillées pour chaque simulation de ce mémoire ; ce n'est pas l'objet du présent chapitre.

Ici on veut étudier les conditions imposées aux parois dans le domaine. Sur ces parois, la condition de non-glissement s'impose :  $U|_{y=0} = 0$ ,  $k|_{y=0} = 0$ . Le modèle  $k - \varepsilon$  n'est pas valable près des parois, car la condition de non-glissement près des parois se traduit par de forts gradients des variables aérodynamiques, et l'importance des effets visqueux dans les phénomènes de transport deviennent plus importants. Il faut donc restituer les effets visqueux près de la paroi et résoudre correctement les forts gradients. Il y a deux solutions pour résoudre ce problème : utiliser dans la sous-couche visqueuse un modèle spécifique qui soit valable pour les nombres de Reynolds bas, ou utiliser des lois de parois et ne calculer réellement l'écoulement qu'à une distance raisonnable de celle-ci.

Le principe des lois de parois est de remplacer la condition de non-glissement par une relation entre les variables et leurs dérivées. On utilise cette technique pour obtenir une relation constitutive entre la vitesse et la contrainte de cisaillement. On place la première maille à une distance  $\delta$  de la paroi, où l'on vérifie  $y^+ \approx 30$ . L'avantage de ce type de simulations est qu'elles sont peu coûteuses en termes de temps de calcul puisque le maillage est beaucoup moins gros. C'est le modèle de turbulence le plus utilisé pour l'instant, du moins dans le monde industriel où les moyens informatiques et humains sont limités, et où les délais permettent rarement une résolution précise mais coûteuse. Cependant, l'économie réalisée sur la taille du maillage (et donc le soin apporté à sa réalisation) ou le temps de calcul (et donc son coût) se paient par une imprécision relative des résultats, car c'est dans cette sous-couche visqueuse que peuvent avoir lieu les décollements ; ceux-ci changent la performance globale ainsi que le résultat acoustique.

La deuxième possibilité envisagée pour calculer l'écoulement près des parois est de considérer un modèle bas-Reynolds pour résoudre la sous-couche visqueuse. Dans cette zone, on utilise un modèle à une seule équation, pour déterminer l'énergie cinétique turbulente  $k$ , tandis que l'on impose une longueur caractéristique de la turbulence déduite d'équations algébriques. Une comparaison de l'efficacité comparée des lois de parois et des modèles bicouches a été présentée à l'ISUAAAT en 2000 [63]. Les modèles bicouches permettent une meilleure résolution des sillages, mais sont plus coûteux car il faut des mailles de l'ordre de trente fois plus petites aux parois (il faut vérifier  $y^+ \approx 1$  sur la première maille). Malheureusement, ils sont trop peu sensibles aux

gradients adverses de pression dans les couches de cisaillement selon Menter [84] ; les décollements sur nos pales interviennent plus tard qu'ils ne devraient, le sillage, la portance et la trainée sont mal calculées. Ceci est sans doute lié à la mauvaise stabilité du modèle près des parois, qui oblige à utiliser une fonction asymptotique pour restituer le bon comportement à ces endroits.

### E.1.2.2 Modèle $k - \omega$

Dans son modèle  $k - \omega$ , Wilcox [107] a reformulé une idée initialement proposée par Kolmogorov. La viscosité turbulente d'écrit cette fois :

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (\text{E.10})$$

On en déduit alors les équations du modèle  $k - \omega$  :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t \sigma^*) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\nu + \nu_t \sigma) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 \end{cases} \quad (\text{E.11})$$

Les constantes utilisées ont les valeurs standard suivantes :

$$\alpha = \frac{13}{25} \quad \beta = \frac{9}{125} f_\beta \quad \beta^* = \frac{9}{100} f_{\beta^*} \quad \alpha = \frac{1}{2} \quad \alpha^* = \frac{1}{2} \quad (\text{E.12})$$

L'expression des fonctions  $f_\beta$  et  $f_{\beta^*}$  est donnée par Wilcox dans [109], et est rappelée dans les documentations des codes. On utilise le modèle  $k - \omega$  par défaut, tel qu'il a été proposé par Wilcox en 1988 dans [107]. C'est un modèle bas-Reynolds, valable même aux endroits où l'écoulement est très lent comme par exemple près des parois, et qui nécessite des maillages fins avec environ  $y^+ = 1$  : les conditions sont identiques à celles d'utilisation des modèles bicouches. Les modèles  $k - \omega$  sont connus pour prédire correctement les décollements ; comme ils n'utilisent pas de fonction d'amortissement aux parois, ils résolvent mieux la sous-couche visqueuse et les sillages. Cependant, Menter [83] signale que le résultat est dépendant du  $\omega$  imposé en dehors des couches de cisaillement, c'est-à-dire dans le cas étudié aux frontières extérieures du domaine. Ceci est le principal défaut du modèle  $k - \omega$  et justifie l'utilisation du modèle BSL présenté dans le paragraphe suivant.

Les modèles de fermeture  $k - \omega$  ont tendance à surévaluer  $k$  lorsque  $\omega$  tend vers zéro (ici, au bord d'attaque d'un profil). Menter [109] préconise l'utilisation d'un filtre qui lorsque la dissipation de l'énergie cinétique turbulente  $k$  devient trop grande devant la production  $P_k$ . Une variante du modèle  $k - \omega$  est disponible sur le logiciel TASCflow ; il s'agit du modèle  $k - \omega$  doté d'un limiteur de  $P_k$ ,  $P_k$  étant la production d'énergie cinétique turbulente. Ce modèle limite la surévaluation de  $P_k$  aux points d'arrêt. Seuls les deux principaux modèles de turbulence sont présentés ici, cette implémentation n'est donc pas détaillée.

### E.1.2.3 Modèle SST

Historiquement, le modèle SST est une variante du modèle BSL, proposé par Menter [83, 84]. Le modèle SST (Shear-Stress Tensor) a également été proposé par Menter, et est décrit dans les

références [84, 85] ainsi que dans les documentations des codes [2, 45]. Il combine les avantages des deux précédents modèles sans en avoir les inconvénients.

Le modèle BSL est une reformulation des équations du modèle  $k - \varepsilon$  en fonction des variables  $k$  et  $\omega$ . L’auteur multiplie les équations obtenues par une fonction  $F_1$ , et additionne les équations résultantes à  $(1 - F_1)$  fois le modèle  $k - \varepsilon$ .  $F_1$  est définie comme étant égale à 1 près des parois et égale à 0 en dehors de la couche limite. Le modèle résultant est donc purement  $k - \omega$  près des parois, et purement  $k - \varepsilon$  loin de celles-ci.

Le souci du modèle BSL est qu’il ne prévoit pas correctement le décollement sur un profil [84], car le transport du tenseur des contraintes n’est pas bien pris en compte ; la viscosité turbulente est alors surestimée. Le modèle SST possède un limiteur de viscosité turbulente, une fonction  $F_2$  qui vaut zéro en dehors de la couche limite (la viscosité n’est alors pas différente d’avec le modèle BSL) et qui vaut 1 près des parois (pour y limiter la viscosité turbulente surestimée par le modèle de Wilcox).

En stationnaire, les résultats obtenus se rapprochent de ce que l’on obtient avec le modèle V2F et avec l’expérience [92, 91]. Ces deux modèles restituent correctement les phénomènes observés expérimentalement, et depuis que cette information est connue, seul le modèle SST est utilisé.

## E.2 Implémentation numérique de TASCflow

### E.2.1 Maillage structuré

TASCflow utilise une discrétisation spatiale en éléments finis, basée sur les volumes finis. Les avantages relatifs à la précision et à la stabilité des schémas sont multiples et sont détaillés dans la documentation de TASCflow [2]. Le code permet de plus l’utilisation d’interfaces généralisées, de conditions aux limites prédéfinies, et toutes les fonctionnalités classiques d’un grand code industriel de CFD.

Le maillage est de type “body-fitted” ce qui signifie que les mailles épousent la forme de la topologie, contrairement aux maillages cartésiens. La résolution aux parois est alors meilleure, mais cela se paie par un effort de maillage plus important et par des schémas de résolution plus compliqués. Le maillage est structuré. L’avantage est que l’algorithme utilisé pour déterminer les champs aérodynamique est du deuxième ordre, alors qu’il serait du premier ordre si l’on utilisait un maillage non-structuré.

L’utilisation de domaines multiblocs est possible. Quatre schémas numériques sont utilisables avec TASCflow pour résoudre l’advection des grandeurs non turbulentes, qui diffèrent de ceux que l’on trouve habituellement car ils ne sont pas d’ordre élevé. Ils sont d’ordre 1 ou 2 et sont basés sur une analyse de la physique du phénomène de transport. On distingue deux composantes : d’une part le schéma “upwind skew scheme”, d’autre part un terme correctif. Le schéma systématiquement utilisé s’appelle “Modified Linear Profile Scheme” ; il censé donner des résultats précis tout en garantissant une stabilité raisonnable mais faible. On utilise en

plus une correction de l'advection, nommée Physical Advection Correction (PAC) qui augmente la stabilité du schéma sans en dégrader la précision ; le schéma est alors d'ordre 2. Ce choix est justifié pour les applications de type GMV comme le démontrent Moreau *et al.* dans [90]. Pour améliorer la vitesse de convergence du schéma, une accélération algébrique multidomaine est utilisée conjointement avec une stratégie de correction. Cela réduit le nombre d'itérations nécessaires pour atteindre les résidus désirés.

L'avantage des maillages structurés par rapport aux maillages non-structurés traditionnellement utilisés avec les codes commerciaux comme CFX-5, FLUENT ou STAR-CD, réside dans la discrétisation spatiale. Un maillage structuré permet un meilleur calcul des dérivées spatiales des grandeurs intervenant dans les équations RANS. Un maillage non structuré doit donc avoir plus de mailles pour assurer un résultat de même qualité. Mais l'augmentation de la densité de mailles augmente également le risque d'erreurs de discrétisation, qui n'est pas contrôlable. Dans les domaines de transition (nombre de Reynolds de l'ordre de  $10^4$ ), la moindre erreur peut fausser complètement le résultat.

En termes de précision, de temps de calcul et de mémoire utilisée, le choix des maillages structurés est donc le meilleur d'après Hirsh [65]. Par ailleurs, il autorise l'utilisation de techniques adaptatives par exemple. Ces avantages se paient par un effort de maillage plus important : le maillage, qui doit être fin et régulier pour assurer une bonne convergence de la simulation, est parfois difficile à concevoir puis à réaliser. L'écriture des générateurs automatiques de maillages utilisés dans l'équipe est d'ailleurs une part importante du travail dans celle-ci. Les générateurs automatiques de maillages non-structurés sont beaucoup plus souples d'emploi. Un solveur non structuré est de 2 à 2,5 fois plus lent qu'un solveur structuré, et le même niveau de précision peut être atteint en utilisant trois fois plus de mailles pour construire le maillage non-structuré.

De nouvelles discrétisations sont désormais proposés par les fabricants de codes de CFD ; il s'agit des maillages hybrides, qui sont structurés près des parois et non-structurés dans le reste du domaine. Les avantages des deux types de maillages sont alors réunis, et l'on peut garder un maillage structuré là où la résolution doit être précise, et utiliser des tétraèdres de tailles variables partout ailleurs. L'avantage des tétraèdres ici, outre que leur construction est rapide et simple, est que le nombre de mailles imposé à un endroit du maillage non structuré (par exemple près d'une paroi) ne conditionne pas le nombre de mailles dans le reste du domaine : la densité de mailles ne se propage pas. La limite de cette approche réside dans l'implémentation de l'interface entre la partie structurée et la partie non structurée.

Enfin un autre genre de maillages existe ; les maillages cartésiens n'épousent pas les parois, une interpolation est nécessaire pour déterminer ce qui s'y passe. Le résultat obtenu aux parois est donc moins précis. Mais la turbulence qui se développe aux parois conditionne fortement ce qui se passe loin de celles-ci : le résultat global n'est donc pas non plus très précis, à moins de resserrer fortement les mailles. Dans ce cas les erreurs de discrétisation peuvent devenir importantes, sans compter que comme avec les maillages structurés la densité de mailles se propage dans tout le domaine. Par contre, ces maillages sont de loin les plus faciles à fabriquer.

Tout n'est donc qu'affaire de compromis, la précision se paie par une forte densité de mailles, par un effort de maillage plus important, voire par les deux. Le choix du maillage structuré, pour résoudre des écoulements dans des Reynolds de transition, autour d'une machine ayant des pales peu cambrées, semble le meilleur choix.

### E.2.2 Interfaces généralisées

TASCflow permet l'utilisation d'interfaces généralisées, c'est-à-dire que l'on peut déclarer deux frontières de même aires mais de maillages différents comme coïncidentes. Par exemple, lorsque l'on veut réaliser un maillage périodique, il n'est pas indispensable que les mailles soient identiques de chaque côté. C'est particulièrement intéressant lorsque l'on veut faire un calcul sur une hélice où les pales sont toutes identiques et uniformément réparties dans l'espace (hélice "symétrique"). On parle d'interface généralisée ou General Grid Interface (GGI) ; elles ont été utilisées pour réaliser les premiers calculs grilles d'aubes rotor-stator (maillages MG1). L'interface rotor-stator en est un cas particulier.

L'implémentation de l'interface rotor-stator est entièrement implicite, ce qui limite les pertes d'informations au passage de l'interface. L'implémentation est faite selon la procédure suivante. Dans un premier temps, le solveur repère les régions où il faut équilibrer les flux ; les surfaces correspondantes sont appelées surfaces de contrôle. Pour chaque équation de transport, les équations régissant flux entrant et sortant sont écrites de chaque côté de l'interface. Lorsqu'une face est à cheval sur deux faces de l'autre côté, une pondération par la surface de contact est réalisée. Dans un deuxième temps, les équations sont résolues sur l'ensemble du domaine, de façon implicite ; les équations ci-dessus s'appliquent aux mailles de l'interface, et les équations "classiques" s'appliquent au reste du domaine.

### E.2.3 Discrétisation

Toute équation aux dérivées partielles en  $\phi$  peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + f(\phi) = 0$$

TASCflow utilise une discrétisation temporelle pleinement implicite de type Euler arrière, précise au premier ordre. Cela s'écrit de la manière suivante, avec des pas de temps constants :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|^n = \frac{1}{\Delta t} (\phi^n - \phi^{n-1}) + \mathcal{O}(1)$$

avec  $\Delta t$  la différence entre le temps du niveau  $n - 1$  au niveau  $n$ . Le terme  $\phi^n$  s'écrit donc finalement sous sa forme discrète de la façon suivante au premier ordre :

$$\frac{1}{\Delta t} \phi^n + f(\phi^n) = \frac{1}{\Delta t} \phi^{n-1} + \mathcal{O}(1) \quad (\text{E.13})$$

Avec une telle implémentation, l'erreur diminue de façon linéaire avec le pas de temps. La fonction  $f$  est *a priori* non-linéaire en  $\phi$ , une méthode itérative est donc nécessaire pour trouver la solution à chaque temps  $n$ . On note  $m$  l'indice de ces itérations à l'intérieur du pas de temps d'indice  $n$ , et on parle de sous-itérations. A la sous-itération d'indice  $m$ , la solution  $\phi^n$  est assimilée à son approximation  $\phi^{n,m-1}$  pour résoudre (E.13). On obtient ainsi un système d'équations linéaires, où les termes non-linéaires en  $f(\phi)$  sont évalués en utilisant  $\phi^{n,m-1}$ . La résolution de ce système fournit une approximation  $\phi^{n,m}$  de  $\phi^n$  [2].

Dans la logique de l'approche de type éléments finis standard, des fonctions de forme sont utilisées pour calculer les dérivées des termes de diffusion ; si l'on note  $N$  ces fonctions de forme

cela s'écrit, avec  $p$  l'indice décrivant les points d'intégration et  $n$  l'indice décrivant les fonctions de forme :

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_p = \sum_n \frac{\partial N_n}{\partial x} \Big|_p \phi_n \quad (\text{E.14})$$

L'estimation du gradient est précise au second ordre si l'élément est orthogonal, au premier ordre sinon. Cela explique partiellement l'importance de la qualité du maillage et en particulier de l'orthogonalité des mailles et des gradients de densité de mailles.

De la même façon, les termes de gradients de pression de l'équation de conservation du moment sont évalués en utilisant des fonctions de forme. Le terme advectif est résolu en utilisant des schémas de discrétisation de "profil linéaire" et de "différenciation avant biaisée pondérée par la masse", avec des termes physiques de correction d'advection, voir la documentation [2] où l'on trouve tous les détails du schéma numérique. Ces schémas sont basés sur l'approche des volumes finis. Un soin particulier est apporté aux différenciations "avant", avec lesquels les erreurs sont plus fréquentes.

## E.3 Spécificités des autres codes industriels utilisés

Tous les codes utilisés utilisent une méthode RANS et un modèle de turbulence à deux équations. Cependant ils ne sont pas identiques en tous points et, pour comprendre les différences observées en fonction du code utilisé (tous les paramètres étant identiques par ailleurs), il est nécessaire de donner quelques précisions.

Hormis les différences qui font l'objet de la présente étude, il convient de prendre quelques précautions pour comparer les résultats. Entre autres, la définition utilisée pour la pression statique dans les résultats présentés est importante puisque ses variations correspondent aux sources acoustiques. Pour tenir compte de la turbulence on peut définir une pression  $P^*$  par :  $P^* = \bar{P} + \frac{1}{2}k$ , où  $\bar{P}$  est la pression statique "laminaire" et  $k$  l'énergie cinétique turbulente. On nomme alors abusivement  $P^*$  la pression statique [10, 42]. Ceci permet de mieux définir une couche limite mince, pour laquelle  $\frac{\partial P^*}{\partial n} = 0$ . On retrouve bien  $\frac{\partial P}{\partial n} = 0$  en laminaire. Cette différence est généralement subtile puisque  $\frac{k}{\bar{P}} \ll 1$ , mais peut avoir un effet sur les harmoniques de charge d'ordres élevés.

### E.3.1 TURB'FLOW

TURB'FLOW est un code d'origine universitaire, qui est issu de la collaboration du LMFA de l'ECL et de la société FLUOREM SAS. Les développements sont effectués à la demande des clients, et les spécificités du code sont liées à l'application "optimisation" pour laquelle il a été écrit. TURB'FLOW utilise des maillages "body-fitted" multiblocs structurés ; l'unique modèle de turbulence disponible et le  $k - \omega$  standard. Les interfaces généralisées ne sont pas implémentées.

La principale différence d'avec TASCflow est ici l'implémentation du schéma temporel.

TURB'FLOW utilise un schéma temporel explicite à un sous-pas (schéma d'Euler explicite). TURB'FLOW utilise une intégration en temps selon un schéma Runge-Kutta à un ou cinq sous-pas, ce qui correspond à une précision du second ordre. Les flux convectifs sont résolus en utilisant un schéma centré à dissipation artificielle explicite du quatrième ordre. Les flux visqueux sont évalués par un schéma du second ordre centré. Les critères de stabilité de telles simulations sont liés au critère Courant Friedrichs Lewy (CFL) [28]; on définit le critère CFL de la façon suivante :

$$N_{\text{CFL}} = \frac{U \Delta t}{\Delta x} < 1 \quad (\text{E.15})$$

avec  $U$  la vitesse locale de l'écoulement,  $\Delta t$  le pas de temps local,  $\Delta x$  la taille de la cellule à l'endroit considéré. Le critère doit être vérifié dans l'espace entier pour que la simulation puisse converger. Lorsque l'on utilise un schéma temporel implicite (comme le fait TASCflow), ce critère n'est plus aussi restrictif et des simulations peuvent parfois converger avec  $N_{\text{CFL}} > 5$  selon Wilcox [109].

L'implémentation de l'interface rotor-stator aussi est différente de celle de TASCflow. A la jonction glissante entre les domaines, les variables conservatives sont interpolées sur des cellules fantômes par transformées de Fourier dans la direction du mouvement relatif. L'interpolation effectuée de chaque côté peut donc être d'un ordre supérieur à celle qui serait utilisée sinon. Cette technique est très utile pour limiter les erreurs aux interfaces lorsque l'on utilise un solveur explicite. Cependant, elle n'est utilisable que si la distance rotor-stator est suffisante.

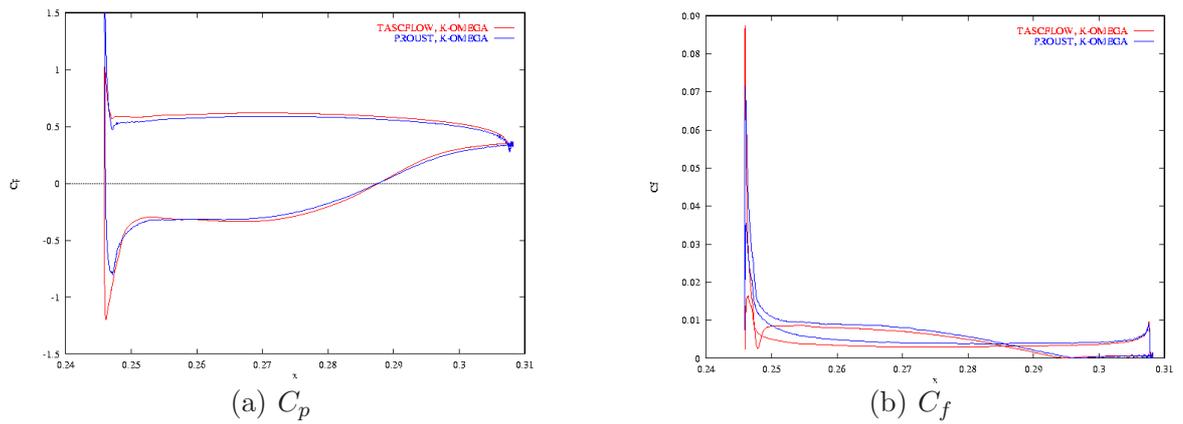
Enfin, l'implémentation du modèle de turbulence  $k - \omega$  est légèrement différente entre TASCflow et TURB'FLOW (paragraphe E.1.2.2). En effet, TURB'FLOW utilise le modèle  $k - \omega$  par défaut, tandis que TASCflow utilise en plus un limiteur de la production d'énergie cinétique turbulente  $P_k$ . Ce modèle limite la surévaluation de  $P_k$  aux points d'arrêt, surévaluation naturelle du modèle par défaut. Pour évaluer les effets de ce limiteur on a aussi mené une simulation avec TASCflow et sans le limiteur, mais les simulations sans le limiteur ne convergent pas correctement malgré tous nos efforts et l'aide des développeurs du code TASCflow.

Cependant, des comparaisons sur des calculs stationnaires [63] montrent l'effet de la présence du limiteur. Lorsqu'on l'utilise, l'énergie cinétique turbulente  $k$  est plus faible au bord d'attaque. En conséquence, les relaminarisations locales et les décollements sont favorisées près du bord d'attaque. De plus, la pression est plus forte côté extrados (tout le long de la corde). Les différences sont cependant relativement faibles, et peuvent être négligées en première approche. Les différences constatées entre TASCflow et TURB'FLOW sur les simulations non-stationnaires seront donc imputées en priorité à la différence de schéma temporel.

Des détails sur le code TURB'FLOW sont donnés par Ferrand et Aubert dans [41], ou plus récemment par Casalino dans [25].

### **E.3.2 FLUENT**

FLUENT est le code de CFD le plus utilisé dans l'industrie. Il utilise des maillages non structurés (hexahèdres ou tétraèdres ou mixtes) "body-fitted". FLUENT autorise l'utilisation d'interfaces généralisées. On peut également et très facilement imposer des profils de vitesses en entrée de domaine. Différents schémas temporels sont disponibles (implicite, explicite). Les modèles de turbulence disponibles sont assez nombreux ( $k - \varepsilon$ ,  $k - \omega$ , SST, ...).



**Fig. E.1** – Effets du limiteur de  $P_k$  en stationnaire : comparaison entre TASCflow et TURB'FLOW à iso-maillage

Le caractère non-structuré du solveur va dans le sens d'une plus grande diffusivité. Les simulations présentées dans ce rapport confirment la plus grande diffusivité du code par rapport au solveur structuré TASCflow.

### E.3.3 UH3D

UH3D est un solveur d'un type encore différent : il utilise des maillages cartésiens. La peau de la géométrie est dessinée avec un mailleur surfacique classique (comme par exemple ICEM TETRA ou ICEM HEXA) ; ensuite, on réalise un maillage cartésien qui découpe l'ensemble du domaine (y compris la partie du domaine où le fluide n'ira pas). Le domaine est alors tronqué : seules les mailles entièrement dans la partie "fluide" sont gardées, les mailles entièrement en-dehors sont enlevées du domaine de calcul. Pour les mailles à cheval, des interpolations sont nécessaires pour connaître le champ aérodynamique. Comme c'est justement aux parois que la résolution est la plus délicate, cette technique ne permet pas une grande finesse ; cependant si les mailles qui coupent ces surfaces sont assez petites on peut obtenir de bons résultats (des comparaisons avec FLUENT ont été effectuées en interne).

L'avantage principal de la méthode est une très grande simplicité de maillage comparé aux techniques de maillages structuré ou non-structuré. Le deuxième avantage est que la consommation globale de mémoire est relativement petite comparée à ce qu'exige un solveur classique, car le solveur est ici adapté à un maillage cartésien et il n'y a pas de changement de repère à effectuer pour passer de l'espace physique à l'espace de résolution. Les techniques utilisant les maillages cartésien sont actuellement en plein essor, certains efforts portent même actuellement sur la LES [95].



# Bibliographie

- [1] Abramowitz M. et Stegun I. *Handbook of Mathematical Functions with formulas, graphs, and mathematical tables*, 1972. Dover Pub. Inc., NY.
- [2] AEA Technology. *TASCflow 2.12 notice*, 2002.
- [3] Algermissen G., Siegert R. et Spindler T. *Numerical Simulation of Aeroacoustic Sound generated by Fans under Installation Conditions, 2174*, 2001. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [4] Amiet R. *Acoustic Radiation for an Airfoil in a Turbulent Flow*, 1976. Journal of Sound and Vibration, volume 41(4)
- [5] Amiet R. *Noise due to Turbulent Flow past a Trailing Edge*, 1976. Journal of Sound and Vibration, volume 47 pages 387–393
- [6] Arnone A. et Pacciani R. *Rotor-Stator Interaction Analysis using the Navier-Stokes Equations and a Multigrid Method*, 1996. Journal of Turbomachinery, volume 118 pages 679–689
- [7] Atassi H. *The Sears Problem for a Lifting Airfoil Revisited - New results*, 1983. Journal of Fluid Mechanics, volume 141 pages 109–122
- [8] Aubert S. *Simulation Numérique Bidimensionnelle Instationnaire d'une Interaction Rotor-Stator pour Trois Valeurs de Distances Inter-Roues (rapport Valeo, projet GTP09)*, 2001.
- [9] Bailly C. *Advanced Aeroacoustics*, 2001. Lecture series, Ecole Centrale de Lyon.
- [10] Bailly C. et Compte-Bellot G. *Cours de Turbulence du LMFA*, 1999. Lecture series, Ecole Centrale de Lyon.
- [11] Bakir F., Belamri T., Baude P., Henner M. et Moreau S. *Unsteady Rotor Stator Predictions for Automotive Engine Cooling Fan Systems, FEDSM99-6796*, 1999. American Society for Mechanical Engineering
- [12] Bakir F. et Moreau S. *Efficient Stator Design for Automotive Engine Cooling Fan Systems, FEDSM02-31318*, 2002. American Society for Mechanical Engineering
- [13] Baude P. *Compte-Rendu du Calcul Aérodynamique - Calcul de Buse - Rapport Valeo du projet AE022*, 1999.
- [14] Baude P. *Compte-Rendu du Calcul Aérodynamique - Calculs Rotor-Stator Instationnaires 2D - Rapport Valeo du projet AE021*, 1999.
- [15] Baude P., Moreau S., Haertig J. et Johé C. *Visualisation par PIV de l'Écoulement en amont et en aval d'Hélices de Refroidissement Moteur*, 1998. 6<sup>me</sup> Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, Session AA5
- [16] Baude P., Moreau S., Haertig J. et Johé C. *Inlet and Outlet Flow Visualization on Engine Cooling Fans*, 1999. Vehicle Thermal Management System

- [17] Baude P. et Przepiora J. *Standard Fan Range Project Tests in Auburn Hills, rapport interne Valeo*, 1999.
- [18] Blake W. *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration, vol.2 : Complex flow structure*, 1986. Academic Press Inc., Harcourt Brace Jovanovich publishers.
- [19] Brentner K. *Prediction of Helicopter Rotor Discrete Frequency Noise. A Computer Program incorporating realistic Blade Motions and advanced Acoustic Formulas*, 1986. NASA TM-87721
- [20] Brentner K. et Farassat F. *Simulation of Acoustic Scattering from a Trailing Edge, 0231*, 1999. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [21] Brentner K., Farassat F. et Lilley G. *An Analytical Comparison of the Acoustic Analogy and Kirchhoff Formulation for Moving Surfaces*, 1998. American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal
- [22] Brown N. *The use of Skewed Blades for Ship Propellers and Truck Fans*, 1977. Noise and Fluid Engineering, pages 201–207
- [23] Caro S. *Modélisation Aéroacoustique du Bruit de Ventilateurs Axiaux Subsoniques*, 1999. Rapport de DEA Aéroacoustique, Ecole Centrale de Lyon.
- [24] Caro S. et Moreau S. *Aeroacoustic Modelling of Low Pressure Axial Flow Fans, 2094*, 2000. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [25] Casalino D., Roger M. et Jaacob M. *Prediction of Rod-Airfoil Interaction Noise using the FW-H Analogy, 2543*, 2002. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [26] Coggiola E., Dessale B., Moreau S. et Broberg R. *On the Use of CFD in the Automotive Engine Cooling Fan System Design, 0772*, 1998. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [27] Colonius T. *Fundamentals of Aeroacoustics*, 2001. Lecture series, Von Karman Institute.
- [28] Courant R., Friedrichs K. et Lewy H. *On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics*, 1967. IBM Journal, pages 215–234
- [29] Crighton D., Dowling A., Ffowcs-Williams J., Heckl M. et Leppington F. *Modern Methods in Analytical Acoustics – Lecture Notes*, 1992. Springer Verlag.
- [30] Crivellini A., Gobulev V., Mankbadi R., Scott J., Hixon R. et Povinelli L. *Nonlinear Analysis of Airfoil High-Intensity Gust Response using a High Order Prefactored Compact Code, 2535*, 2002. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [31] Curle N. *The influence of Solid Boundaries on Aerodynamic Sound*, 1955. Proc. Roy. Soc. London, Vol. A231, pages 505–514
- [32] Dano V. *Aéroacoustique des Ventilateurs : Adaptation de Calculs CFD*, 2000. Rapport de TFE Aéroacoustique, Ecole Centrale de Lyon.
- [33] Dessale B. *Compte-Rendu du Calcul Aérodynamique - Etude 2D Rotor-Stator - Projet AE0002*, 1997.
- [34] Dunn M. et Tarkenton G. *Computational Methods in the Prediction of Advanced Subsonic and Supersonic Propeller Induced Noise*, 1992. NASA CR 4434 - ASSPIN User Manual
- [35] Farassat F. *Theory of Noise Generation from Moving Bodies with an application to Helicopter Rotors*, 1975. NASA TR-451

- [36] Farassat F. *Introduction to Generalized Functions with applications in Aerodynamics and Aeroacoustics, corrected copy*, 1996. NASA TP-3428
- [37] Farassat F. *The Integration of  $\delta'(f)$  in a multi-dimensional space*, 2000. Journal of Sound and Vibration, volume 230(2), p.460-462
- [38] Farassat F. *Acoustic Radiation from Rotating Blades – The Kirchhoff method in Aeroacoustics*, 2001. Journal of Sound and Vibration
- [39] Farassat F. et Brentner K. *The Uses and Abuses of the Acoustic Analogy in Helicopter Noise Prediction*, Feb. 1987. AHS Specialists' Meeting on Aerodynamics and Aeroacoustics, Arlington, Texas
- [40] Farassat F. et Succi G. *The Prediction of Helicopter Rotor Discrete Frequency Noise*, 1983. Vertiga 7, p.309-320
- [41] Ferrand P. et Aubert S. *Upstream Propagation of Sound with Unsteady Transsonic Flow in a Nozzle*, 1998. AIAA Paper 2213
- [42] Ferrand P. and Aubert S. *Communications privées avec Fluorem*, 2001.
- [43] Ffowcs Williams J. et Hall L. *Aerodynamic Sound Generation by Turbulent Flow in the vicinity of a scattering Half Plate*, 1970. Journal of Fluid Mechanics, volume 40 IV pages 657–670
- [44] Ffowcs-Williams J. et Hawkins D. *Theory Relating to the Noise of Rotating Machinery*, 1969. Journal of Sound and Vibration, volume 10(1) pages 10–21
- [45] Fluent Inc. *Fluent 6.0 User's Guide*, 2001.
- [46] Fournier F. et Roger M. *Prédiction du Bruit d'Interaction de Sillages dans les Machines Tournantes. Application au Fenestron d'Hélicoptère*, 1989. C.R. Acad. Sci. Paris, t.308 II, p.831-834
- [47] Fournier F. et Roger M. *Prédiction du Bruit d'Interaction Potentielles dans les Machines Tournantes. Application au Fenestron d'Hélicoptère*, 1989. C.R. Acad. Sci. Paris, t.308 II, p.703-706
- [48] Francescantonio D. *A new Boundary Integral Formulation for Prediction of Sound Radiation*, 1997. Journal of Sound and Vibration, volume 202(1), pages 491-509
- [49] Gallus H., Grollius H. et Lambertz J. *The Influence of Blade Number Ratio and Blade Row Spacing in Axial Flow Compressor Stator Blade Dynamic Load and Stage SPL*, 1991. J. of Engineering for Power
- [50] Gelsinger P., Gargini P., Parker G. et Yu A. *Microprocessors Circa 2000*, 1989. IEEE Spectrum
- [51] Gerolymos G., Michon G. et Neubauer J. *Analysis and Application of Chorochnoic Periodicity in Turbomachinery Rotor-Stator Interaction Computations*, 2002. Journal of Propulsion and Power, volume 18 Nb.6 pages 1139–1152
- [52] Gloerfelt X. *Bruit Rayonné par un Ecoulement affleurant une Cavité : Simulation Aéroacoustique Directe et Application de Méthodes Intégrales*, 2001. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- [53] Gnemi P. *Contribution à la Prévission du Bruit rayonné par un Rotor d'Hélicoptère en Régime Subsonique*, 1993. Thèse de doctorat, Conservatoire National des Arts et Métiers et Institut franco-allemand de recherche de Saint Louis.

- [54] Gnemi P. *Communications privées avec Patrick Gnemi et l'ISL*, 2002.
- [55] Goldstein M. *Aeroacoustics*, 1976. McGraw-Hill.
- [56] Golstein M. E. et Atassi H. *A Complete Second-Order Theory for the Unsteady Flow about an Airfoil due to a Periodic Gust*, 1975. Journal of Fluid Mechanics, volume 74, part 4 pages 741–765
- [57] Guédel A. *Champ de Turbulence en Aval des Echangeurs (rapport Valeo)*, 1997.
- [58] Guédel A. *Acoustique des Ventilateurs : Génération du Bruit et Moyens de Prédiction*, 1999. PYC livres.
- [59] Gutin L. *On the Sound Field of a Rotating Propeller*, 1948. NACA TM1195
- [60] Hanson D. *Unified Analysis of Fan Stator Noise*, 1973. Journal of the Acoustical Society of America
- [61] Hanson D. *Study of Noise Sources in a Subsonic Fan using Measured Blade Pressure and Acoustic Theory*, 1974. NASA-CR 7425
- [62] Henner M., Levasseur A. et Moreau S. *Detailed CFD Modelling of Engine Cooling Fan Systems Airflow, 03HX-32*, 2003. Society of Automotive Engineers
- [63] Henner M., Moreau S., Stanciu M., Ferrand P., Aubert S. et Caro S. *Unsteady Rotor-Stator Interactions in Automotive Engine Cooling Fan Systems*, 2000. ISUAAAT
- [64] Hildebrand F. *Introduction to Numerical Analysis*, 1956. Mc Graw Hill.
- [65] Hirsh P. *Communications privées, visite de Numeca*, Oct. 2000.
- [66] Horlock J. *Fluctuating Lift Forces on Aerofoils moving through Transverse and Chordwise Gusts*, 1968. Journal of Basic Engineering (transactions of the ASME)
- [67] Howe M. *Edge-source Acoustic Green's Function for an Airfoil of Arbitrary Chord, with Application to Trailing-Edge Noise*, 2001. Q.J. Mech. Appl. Math., volume 54(1) pages 139–155
- [68] Howe M. *A Review of the Theory of Trailing-Edge Noise*, 2001. Q.J. Mech. Appl. Math., volume 54(1) pages 139–155
- [69] Ianniello S., Gennaretti M., Gry G. et De Bernardis E. *Validation of a New Code for the Prediction of Noise generated by Helicopter Rotor*, 1993. 19th European Rotorcraft Forum
- [70] Kaji S. *Noncompact Effect on the Prediction of Tone Noise from a Fan Rotors*, 1975. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [71] Kemp N. et Sears W. *Aerodynamic Interference between Moving Blade Rows*, 1935. J. Aerospace Sci. 20, pages 585-598
- [72] Kemp N. et Sears W. *The Unsteady Forces due to Viscous Wakes in Turbomachines*, 1955. J. Aerospace Sci. 22, pages 478-483
- [73] Krishnappa G. *Blade Interaction Noise from Lift Fans*, 1972. Journal of the Acoustical Society of America, volume 51-5 pages 1464–1470
- [74] Lakschminarayana B., Thompson D. et Trunzo R. *Stator Guide Vane Secondary Flows and their Effect on Turbomachinery Noise*, 1983. J.Aircraft vol.20 p.178-186
- [75] Launder B. et Spalding D. *Mathematical Models of Turbulence*, 1972. academic Press.
- [76] Lewy S. et Caplot M. *Study of some Theoretical and Experimental Studies on Helicopter Rotor Noise*, 1984. Vertiga 8 n 4, p.309-321

- [77] Lighthill M. *On Sound Generated Aerodynamically*, 1952. Proc. Roy. Soc. (London), volume A 211
- [78] Lockard D. *An Overview of Computational Aeroacoustic Modeling at NASA Langley*, 1999. TFAWS NASA Report
- [79] Lohner R. *Generation of Unstructured Grids Suitable for RANS Calculations, 0662*, 1999. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [80] Lawson M. *The Sound Field for Singularities in Motion*, 1965. Proc. Roy. Soc. (London), volume A 286 pages 559–572
- [81] Lawson M. *Theoretical Studies of Compressor Noise*, 1969. NASA-CR-1287
- [82] Lawson M., Aston J., Fiddes G. et Gould J. *Theoretical Modelling of Rotor Noise Radiation*, 1991. American Helicopter Society International Technical Specialists Meeting on Rotorcraft Acoustics and Rotor Fluid Dynamics, Philadelphia PA
- [83] Menter F. *Influence of Free-Stream values on  $k - \omega$  Turbulence Model Predictions*, 1992. American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal
- [84] Menter F. *Zonal Two Equation  $k - \omega$  Turbulence Models for Aerodynamic Flows*, 1993. AIAA 24th Fluid Dyn. Conf.
- [85] Menter F. *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*, 1994. American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal
- [86] Moin P. et Kim J. *Tackling Turbulence with Supercomputers*, 1997. Scientific American.
- [87] Moore G. *Cramming more Components onto Integrated Circuits*, 1965. Electronics, vol.8, nb.8
- [88] Moreau S. *Rotor-Stator Interactions in Engine Cooling Fan Systems, 99HX-11*, 1999. Society of Automotive Engineers
- [89] Moreau S., Aubert S. et Ferrand P. *Detailed 2D unsteady Rotor-Stator Interaction in Automotive Engine Cooling Fan Systems, FEDSM02-31347*, 2002. American Society for Mechanical Engineering
- [90] Moreau S., Coggiola E., Dessale B. et Broberg R. *On the Use of CFD in the Automotive Engine Cooling Fan System Design, 0772*, 1998. American Institute of Aeronautics and Astronautics Paper
- [91] Moreau S., Henner M., Iaccarino G. et Wang M. *Analysis of Flow Conditions in Free-Jet Experiments for Studying Airfoil Self-Noise (à paraître)*, 2003. American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal
- [92] Moreau S., Iaccarino G., Roger M. et Wang M. *CFD Analysis of Flow in an Open-Jet Aeroacoustic Experiment*, 2001. CTR Annual Research Briefs, Stanford Univ.
- [93] Moreau S. et Raible T. *Improved Numerical Noise Predictions for Axial Fans, 075*, 1997. Vehicle Thermal Management System
- [94] Murakami S. *Overview of Turbulence Models Applied in CWE-1997*, 1997. Keynote lecture, 2 EACWE, Genova
- [95] NASA - Stanford University. *Studying Turbulence Using Numerical Simulation, proceedings of the 2000 Summer Program*, 2000.

- 
- [96] Naumann H. et Yeh H. *Lift and Pressure Fluctuations of a Cambered Airfoil under Periodic Gusts and Application to Turbomachinery*, 72-GT30, 1972. American Society for Mechanical Engineering
- [97] Press W. et al. *Numerical Recipes in Fortran77, vol.1, 2<sup>nd</sup> edition*, 1997. Cambridge University Press.
- [98] Rienstra S. et Hirshberg A. *An Introduction to Acoustics*, 2002. Eindhoven University of Technology.
- [99] Ristorcelli J. *A Closure for the Compressibility of the Source Terms in Lighthill's Analogy*, 1997. NASA Report NAS1-19480
- [100] Roger M. *Contrôle du Bruit Aérodynamique des Machines Tournantes Axiales par Modulation de Pales*, 1994. Acta Acustica vol.80
- [101] Roger M. *Aeroacoustics*, 2000. Lecture series, Von Karman Institute.
- [102] Roger M. *Communications privées*, 2002.
- [103] Sears W. *Some Aspects of Non-Stationary Airfoil Theory and its Practical Application*, 1941. J. Aeronaut. Sciences vol.8 (3)
- [104] Siegert R. *Bruit engendré par les Rotors d'Hélicoptères*, 1994. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier.
- [105] Smith S. *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing, second edition*, 1999. California Technical Publishing.
- [106] Stanciu M. *Gradient Incomplet pour l'Optimisation de Formes en Aérodynamique. Application aux Turbomachines*, 2001. Thèse de doctorat, Université de Montpellier II.
- [107] Wilcox D. *Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models*, 1988. American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal, volume 26 pages 1299–1310
- [108] Wilcox D. *Basic CFD*, 1993. DCW industries, Inc.
- [109] Wilcox D. *Turbulence Modeling for CFD*, 1994. DCW industries, Inc.





## AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 avril 2002,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur M. ROGER

et les rapports de

Monsieur A. GUEDEL  
Docteur d'Etat - CETIAT - BP 6084 - 27, bld du 11 Novembre 1918 - 69100 VILLEURBANNE

Monsieur Y. GERVAIS  
Professeur - Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques - Bât. H - 40, av. du Recteur Pineau -  
86022 POITIERS Cdex

Monsieur G. GEROLYMOS  
Professeur - LEMFI - Bât. 511 - Campus Universitaire - 91405 ORSAY Cedex

**Monsieur CARO Stéphane**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL et ACOUSTIQUE (MEGA)**

Fait à Ecully, le 25 février 2003

P/Le Directeur de l'E.C.L.  
Le Directeur des Etudes



F. LEBOEUF



# ECOLE CENTRALE DE LYON

## Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

A	ALLARD Bruno	maître de conférence	CEGELY	INSA
	AIT-EL-HADJ Smail	professeur	GRESTI	ECL
	ARQUES Philippe	professeur		ECL
	AURIOL Philippe	professeur	CEGELY	ECL
	BAILLY Christophe	maître de conférence	LMFA	ECL
	BATAILLE Jean	professeur	LMFA	UCBL
	BAYADA Guy	professeur	MAPLY	INSA
	BEN HADID Hamda	professeur	LMFA	UCBL
	BERGHEAU Jean-Michel	professeur	LTDS	ENISE
	BEROUAL Abderrahmane	professeur	CEGELY	ECL
	BERTOGLIO Jean-Pierre	directeur de recherche	LMFA	CNRS
	BLAIZE Alain	maître de conférence	LTDS	UCBL
	BLANC-BENON Philippe	directeur de recherche	LMFA	CNRS
	BLANCHET Robert	professeur	LEOM	ECL
	BRUN Maurice	professeur	LMFA	ECL
	BUFFAT Marc	professeur	LMFA	UCBL
	BUREAU Jean-Claude	professeur	CEGELY	INSA
C	CAMBON Claude	directeur de recherche	LMFA	CNRS
	CAMBOU Bernard	professeur	LTDS	ECL
	CARRIERE Philippe	chargé de recherche	LMFA	CNRS
	CHAMBAT Michèle	professeur	MAPLY	UCBL
	CHAMPAGNE Jean-Yves	maître de conférence	LMFA	INSA
	CHAMPOUSSIN J-Claude	professeur	LMFA	ECL
	CHANTE Jean-Pierre	professeur	CEGELY	INSA
	CHAUVET Jean-Paul	professeur	IFOS	ECL
	CHEN Liming	professeur	ICTT	ECL
	CLERC Guy	professeur	CEGELY	UCBL
	COMTE-BELLOT Geneviève	professeur émérite	LMFA	ECL
	COQUILLET Bernard	maître de conférence	IFOS	ECL
	CREPEL Pierre	chargé de recherche	MAPLY	CNRS
D	DAVID Bertrand	professeur	ICTT	ECL
	DUBUJET Philippe	maître de conférence	LTDS	ECL
E	ESCODIE Dany	chargé de recherche	LMFA	CNRS
F	FERRAND Pascal	directeur de recherche	LMFA	CNRS
	FOUVRY Siegfried	chargé de recherche	LTDS	CNRS
	GAFFIOT Frédéric	professeur	LEOM	ECL

# ECOLE CENTRALE DE LYON

## Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

	GAGNAIRE Alain	maître de conférence	LEOM	ECL
	GALLAND Marie-Annick	maître de conférence	LMFA	ECL
	GARRIGUES Michel	directeur de recherche	LEOM	CNRS
	GAY Bernard	professeur	LMFA	UCBL
	GENCE Jean-Noël	professeur	LMFA	UCBL
	GENDRY Michel	chargé de recherche	LEOM	CNRS
	GEORGES Jean-Marie	professeur émérite	LTDS	ECL
	GRENET Geneviève	directeur de recherche	LEOM	CNRS
	GUIRALDENQ Pierre	professeur émérite	IFOS	ECL
<i>H</i>	HAMADICHE Mahmoud	maître de conférence	LMFA	UCBL
	HEIBIG Arnaud	professeur	MAPLY	INSA
	HELLOUIN Yves	maître de conférence		ECL
	HENRY Daniel	chargé de recherche	LMFA	CNRS
	HERRMANN Jean-Marie	directeur de recherche	IFOS	CNRS
	HOLLINGER Guy	directeur de recherche	LEOM	CNRS
<i>J</i>	JAFFREZIC-RENAULT Nicole	directeur de recherche	IFOS	CNRS
	JEANDEL Denis	professeur	LMFA	ECL
	JEZEQUEL Louis	professeur	LTDS	ECL
	JOSEPH Jacques	professeur	LEOM	ECL
	JUVE Daniel	professeur	LMFA	ECL
	JUVE Denyse	ingénieur de recherche	IFOS	ECL
<i>K</i>	KAPSA Philippe	directeur de recherche	LTDS	CNRS
	KRÄHENBÜHL Laurent	directeur de recherche	CEGELY	CNRS
	KRAWCZYK Stanislas	directeur de recherche	LEOM	CNRS
	LACHAL Aimé	PRAG	MAPLY	INSA
	LANCE Michel	professeur	LMFA	UCBL
	LANGLADE-BOMBA Cécile	maître de conférence	IFOS	ECL
	LE BOT Alain	chargé de recherche	LTDS	CNRS
	LE HELLEY Michel	professeur		ECL
	LEBOEUF Francis	professeur	LMFA	ECL
	LOEHAC Jean-Pierre	maître de conférence	MAPLY	ECL
	LOUBET Jean-Luc	directeur de recherche	LTDS	CNRS
	LYONNET Patrick	professeur	LTDS	ENISE
<i>M</i>	MAITRE Jean-François	professeur émérite	MAPLY	ECL
	MARION Martine	professeur	MAPLY	ECL
	MARTELET Claude	professeur	IFOS	ECL
	MARTIN Jean-Michel	professeur	LTDS	ECL

# ECOLE CENTRALE DE LYON

## Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

	MARTIN Jean-René	professeur	IFOS	ECL
	MASSON Jean-Pierre	professeur	CEGELY	UCBL
	MATHIA Thomas	directeur de recherche	LTDS	CNRS
	MATHIEU Jean	professeur émérite	LMFA	ECL
	MAZUYER Denis	professeur	LTDS	ECL
	MIDOL Alain	maître de conférence	LTDS	UCBL
	MOREL Hervé	chargé de recherche	CEGELY	CNRS
	MOREL Robert	professeur	LMFA	INSA
	MOUSSAOUI Mohand	professeur	MAPLY	ECL
	MUSY François	maître de conférence	MAPLY	ECL
<b>N</b>	NICOLAS Alain	professeur	CEGELY	ECL
	NICOLAS Laurent	directeur de recherche	CEGELY	CNRS
<b>P</b>	PERKINS Richard	professeur	LMFA	ECL
	PERRET-LIAUDET Joël	maître de conférence	LTDS	ECL
	PERRIN Jacques	professeur		INSA
	PICHAT Pierre	directeur de recherche	IFOS	CNRS
	POUSIN Jérôme	professeur	MAPLY	INSA
	PONSONNET Laurence	maître de conférence	IFOS	ECL
	PREVOT Patrick	professeur	ICTT	INSA
<b>R</b>	REBOUX Jean-Luc	professeur	LTDS	ENISE
	RETIF Jean-Marie	maître de conférence	CEGELY	INSA
	ROBACH Yves	professeur	LEOM	ECL
	ROGER Michel	professeur	LMFA	ECL
	ROJAT Gérard	professeur	CEGELY	UCBL
	ROUSSEAU Jacques	professeur émérite	LTDS	ENISE
	ROUY Elisabeth	professeur	MAPLY	ECL
<b>S</b>	SALVIA Michelle	maître de conférence	IFOS	ECL
	SANDRI Dominique	maître de conférence	MAPLY	UCBL
	SCHATZMAN Michelle	directeur de recherche	MAPLY	CNRS
	SCOTT Julian	professeur	LMFA	ECL
	SIDOROFF François	professeur	LTDS	ECL
	SIMOENS Serge	chargé de recherche	LMFA	CNRS
	SOUTEYRAND Eliane	directeur de recherche	IFOS	CNRS
	STREMSDOERFER Guy	professeur	IFOS	ECL
	SUNYACH Michel	professeur	LMFA	UCBL
<b>T</b>	TARDY Jacques	directeur de recherche	LEOM	CNRS
	THOMAS Gérard	professeur	LAGEP UCBL	ECL

# ECOLE CENTRALE DE LYON

## Liste des personnes habilitées à diriger des recherches

THOUVEREZ Fabrice	<i>maître de conférences</i>	LTDS	ECL
TREHEUX Daniel	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VANNES André-Bernard	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VIKTOROVITCH Pierre	<i>directeur de recherche</i>	LEOM	CNRS
VINCENT Léo	<i>professeur</i>	IFOS	ECL
VOLPERT Vitaly	<i>directeur de recherche</i>	MAPLY	CNRS
ZAHOUANI Hassan	<i>professeur</i>	LTDS	ENISE



# Résumé

## Contribution à la Prévision du Bruit d'origine Aérodynamique d'un Ventilateur de Refroidissement

Le présent travail de thèse est consacré à la simulation du bruit de raies d'origine aérodynamique des ventilateurs de refroidissement VALEO. On utilise une méthode hybride, qui consiste à déterminer d'abord l'écoulement en ignorant l'acoustique, puis à en déduire le bruit. Le programme RSF (acronyme pour Rotor-Stator Fréquentiel) repose sur une formulation fréquentielle des équations de Ffowcs-Williams et Hawkings en champ libre, et utilise les fluctuations de charges sur les surfaces solides pour le calcul du bruit. Celles-ci sont obtenues grâce à des simulations RANS, effectuées le plus souvent avec le code commercial TASCflow.

La première partie, consacrée à l'étude aéroacoustique, présente les équations qui sont programmées ainsi que les justifications associées ; les limites de la modélisation sont mises en évidence, ce qui permet de donner des recommandations pour l'utilisation du programme RSF. Une comparaison avec un code temporel est proposée.

La deuxième partie synthétise l'étude aérodynamique, nécessaire à l'obtention des sources. Une étude paramétrique donne des préconisations pour les simulations non stationnaires, utiles lorsque l'on veut calculer le bruit directement à partir de fluctuations de portance. On étudie également une alternative économique à cette technique : la simulation RANS donne d'abord accès au champ de vitesse en amont de la source, une fonction de transfert aérodynamique permet ensuite de déterminer les fluctuations de charge.

Les résultats obtenus indiquent que dans un ventilateur de refroidissement constitué d'un rotor et d'un stator redresseur, les deux éléments contribuent de façon notable au bruit de raies rayonné.