



HAL
open science

Prédiction du niveau de bruit aéroacoustique d'une machine haute vitesse à reluctance variable

Sylvain Parrang

► **To cite this version:**

Sylvain Parrang. Prédiction du niveau de bruit aéroacoustique d'une machine haute vitesse à reluctance variable. Energie électrique. Université Paris Saclay (COmUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLN044 . tel-01432008

HAL Id: tel-01432008

<https://theses.hal.science/tel-01432008>

Submitted on 11 Jan 2017

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

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

NNT : 2016SACLN044

THÈSE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-SACLAY
PRÉPARÉE À
L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE CACHAN

ÉCOLE DOCTORALE N° 575
Electrical, Optical, Bio-physics and Engineering (EOBE)

Spécialité de doctorat : Génie électrique

Préparée par
M. Sylvain Parrang

Prédiction du niveau de bruit aéroacoustique d'une machine haute
vitesse à reluctance variable

Thèse présentée et soutenue à Cachan, le 02 novembre 2016 devant le jury composé de :

M. Smaïne Kouidri,	Professeur des universités, Université Pierre et Marie Curie	Président
M. Jean-Philippe Lecointe	Professeur des universités, Université d'Artois	Rapporteur
M. Vincent Lanfranchi	Professeur des universités, UTC	Rapporteur
M. Uwe Schäfer	Professeur des universités, Technische Universität Berlin	Examineur
M. Mohamed Gabsi	Professeur des universités, ENS de Cachan	Directeur
M. Javier Ojeda	Maitre de Conférence, ENS de Cachan	Co-encadrant
M. Sofiane Khelladi	Professeur des universités, ENSAM Paris	Co-encadrant

Remerciements

À l'heure de clore ce manuscrit, il est difficile de se rappeler tout ce qui s'est passé au cours de ces quatre années. Un bilan comptable pourrait prendre la forme suivante :

1 thèse
1 doctorant
3 encadrants,
4 laboratoires impliqués,
27 réunions d'avancement,
bien plus de réunions informelles,
620 Giga octets de données de simulation,
environ 10 000 kilomètres de vélo et
de nombreuses rencontres.

Mais au delà du quantitatif, cette thèse constitue surtout une expérience personnelle d'une richesse inouïe. Se voir confier un sujet, se l'appropriier jusqu'à l'obsession, le détester parfois, ne surtout pas vouloir en changer, avoir des problèmes, les résoudre et en avoir d'autres, tel pourrait être le résumé de l'activité du thésard. Et si les écueils furent (et demeurent) nombreux, les bonnes volontés pour les franchir n'ont pas manqué. Ainsi les remerciements qui suivent n'ont pas la prétention d'être exhaustifs.

En premier lieu, j'adresse mes remerciements à Hamid BEN AHMED et Mohamed GABSI pour m'avoir confié ce sujet.

Cette thèse s'est principalement déroulée au sein du SATIE, aussi mes remerciements débutent avec ce laboratoire.

Je remercie une nouvelle fois Mohamed GABSI pour avoir apporté à cette thèse une direction bienveillante, faite de liberté et d'attention, qui m'a permis de me lancer dans des projets à l'issue parfois incertaine. Avec lui je remercie mes encadrants, Javier OJEDA et Sofiane KHELLADI, pour toute l'aide qu'ils ont pu m'apporter ainsi que pour leur perpétuelle confiance en l'aboutissement de ce travail.

À ces encadrants déclarés je tiens à joindre Sami HLIOUI car la proximité de nos bureaux mais surtout sa grande disponibilité ont été déterminantes, notamment pour l'aboutissement du volet expérimental de cette thèse. Toujours dans le même bureau je suis reconnaissant à Olivier DE LA BARRIÈRE de n'avoir jamais laissé mes questions sans réponse.

Le volet expérimental de cette étude n'aurait jamais pû voir le jour sans l'implication consciencieuse et déterminante de Michel LÉCRIVAN et Patrice VALLADE.

Je remercie vivement Michel, pour m'avoir permis d'exploiter ses intarissables ressources que sont ses idées brillantes, sa sympathie et sa bonne humeur.

À Patrice, je dis merci pour avoir réalisé, avec toute la passion et la maîtrise de l'art qui sont siennes, les nombreuses pièces nécessaires à l'aboutissement des prototypes. Je le remercie également pour m'avoir laissé utiliser son atelier à de nombreuses reprises au cours des années écoulées.

J'adresse par ces quelques lignes mes plus chaleureux remerciements à mes collègues, doctorants ou permanents, de l'équipe SETE. Les doctorants passent mais l'ambiance reste chaleureuse.

Parce que la recherche serait beaucoup plus complexe sans eux, je remercie les agents administratifs et techniques du SATIE. À Sophie, Béatrice, Dominique, Gwenael et Aurore, merci.

À Nidhal, mon canard, ainsi qu'à mes collègues de bureau, je ne dirai merci que lorsque nous irons prendre un verre !

Ce travail de thèse s'est également déroulé au sein du laboratoire DYNFLUID et je souhaite en remercier les membres, en particulier Farid BAKHIR pour l'excellent accueil qu'il m'a toujours réservé ainsi que mes collègues doctorants de l'équipe 2.

Les simulations d'écoulements compressibles présentées dans ce document ont vu le jour grâce à la collaboration de Christian TENAUD et Yann FRAIGNEAU du LIMSI. Je leur adresse par ces lignes mes remerciements pour leur aide et le temps qu'ils m'ont consacré.

Les mesures acoustiques présentées dans ce document n'auraient pas été possibles sans le concours du LSEE. Je remercie donc Jean-Philippe LECOINTE et avec lui tous les membres de son laboratoire pour m'avoir montré que l'accueil des gens du Nord n'est pas une légende.

Je remercie Vincent LANFRANCHI ainsi que, une nouvelle fois, Jean-Philippe LECOINTE pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

À messieurs Smaïne KOUIDRI et Uwe SCHÄFER, j'adresse mes remerciements pour leur participation au jury.

Bien que les motivations qui conduisent à une thèse puissent leur paraître floues, ils m'ont toujours soutenu. À mes parents, ma grand-mère, mon frère et ma sœur j'adresse de grands mercis.

Cette thèse n'aurait pas eu le même aspect si l'on ne m'avait pas appris que, s'il est possible de chercher une solution à tout problème, il est encore mieux de la construire.

Je souhaite rendre hommage ici aux deux personnes qui m'ont appris à fabriquer des solutions : Jérôme PARRANG, mon oncle, et Julien VOYÉ, mon grand père qui, malheureusement, est parti trop tôt pour voir ce manuscrit. Bien qu'ils n'y apposent pas ce nom, ils ont tous deux contribué à mon initiation aux sciences industrielles. Leur apprentissage a été déterminant pour l'aboutissement de cette thèse et je souhaite qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

Enfin, je remercie tout particulièrement Aurore. Vivre avec un thésard, ses problèmes existentiels, ses interrogations accaparantes et son absence cognitive est sans nul doute une épreuve de patience dont elle s'est affranchie avec brio. Merci.

Table des matières

Table des matières	i
Table des figures	v
Introduction	1
1 État de l’art sur le bruit des machines rapides	3
1 Cadre de l’étude	5
1.1 Intérêt	5
1.2 Structure d’étude	5
1.3 Critères haute vitesse pour les machines électriques	7
1.4 Machine étudiée	11
2 Bruit des machines haute vitesse	11
2.1 Notions d’acoustique	11
2.2 Sources de bruit dans les machines	14
2.3 Importance relative des différentes sources de bruit	23
3 Techniques de réduction de bruit	24
3.1 Bruit magnétique des MRV	24
3.2 Bruit aéroacoustique	25
4 Conclusion du chapitre	27
2 Mise en place de l’outil de calcul	29
1 Méthodes de calcul en aéroacoustique	31
1.1 Résolution directe	31
1.2 Méthodes hybrides	31
1.3 Modèle de bruit retenu	33
2 Analyse préliminaire	34
2.1 Simplifications géométriques	34
2.2 Cavité entraînée	34
2.3 Procédure de calcul direct	36
2.4 Résultats de l’analyse préliminaire	37
2.5 Bilan	40
3 Calcul CFD avec Fluent	40
3.1 Géométrie et maillage	40
3.2 Paramètres solveur CFD et déroulement du calcul	40

4	Évaluation du niveau de bruit	43
4.1	Développement de Hanson et Parzych	43
4.2	Atténuation du stator	48
4.3	Méthodes alternatives basées sur le couple aérodynamique	49
5	Implémentation du post-traitement	50
5.1	Méthodologie	51
5.2	Discrétisation	51
5.3	Sources compactes	51
5.4	Calcul du couple électromagnétique	52
6	Conclusion du chapitre	52
3	Étude expérimentale	55
1	Présentation du dispositif expérimental	57
1.1	Machine étudiée	57
1.2	Dispositif de mesure	60
1.3	Protocole	62
1.4	Éléments d'analyse vibratoire du stator	63
2	Origine du bruit mesuré	66
2.1	Analyse des spectres acoustiques et vibratoires	66
2.2	Comparaison spectres machine allumée / machine éteinte	70
2.3	Bilan	73
3	Niveaux de puissance acoustique	73
3.1	Analyse des données expérimentales	73
3.2	Comparaison entre mesures et estimations	74
3.3	Correction de l'outil	75
3.4	Estimateur de niveau de puissance acoustique à partir du couple aérodynamique	76
4	Exploitation de l'outil	79
1	Variations autour de la géométrie existante	81
1.1	Réduction de la saillance du rotor	81
1.2	Effet de l'entrefer	87
1.3	Bilan	88
2	Autres formes de rotors	89
2.1	Géométries testées	89
2.2	Bilan	89
	Conclusion générale	93
A	Paramètres utilisés pour l'étape de CFD	97
B	Éléments de calculs pour le développement d'Hanson et Parzych	101
1	Dérivation de la fonction de Green harmonique en champ lointain	101
1.1	Fonction de Green en champ lointain	101
1.2	Gradient de la fonction de Green harmonique en coordonnées car- tésiennes	102
1.3	Gradient de la fonction de Green harmonique en coordonnées cy- lindriques	102
2	Identité de Jacobi-Anger	102

C	Calcul du niveau de pression acoustique moyen	105
D	Dispositif de commande de la MRV	107
1	Principe	107
2	Partie analogique	108
2.1	Estimation de la position	108
2.2	Génération des signaux de commande	108
3	Partie numérique	110
3.1	Bloc « AsserOmega »	110
3.2	Bloc « VmaxTable »	112
3.3	Bloc « MrvSupply »	114
	Bibliographie	115

Table des figures

1.1	Principe de fonctionnement d'une MRV monophasée	6
1.2	Exemples de structures de MRV triphasées	6
1.3	Géométrie simplifiée d'un rotor pour l'étude mécanique	8
1.4	Poutre sur deux appuis soumise à une charge transversale répartie uniforme	9
1.5	Machine support de l'étude	12
1.6	Filtre de pondération A	14
1.7	Exemples de modes de déformation du stator de la MRV 2/4 étudiée - Source : thèse J. Ojeda [1]	16
1.8	Répartition spatiale des pressions magnétique et aéraulique à l'intérieur du stator	18
1.9	Paramétrage pour la définition de la déformée du stator	20
1.10	Évolution du produit scalaire de la contrainte normale par la déformée au cours d'un quart de tour du rotor	20
1.11	Dispositif de mesure de l'accélération vibratoire du stator	21
1.12	Signaux retournés par les accéléromètres disposés sur le stator et la culasse	22
1.13	Mécanismes de générations de bruit dans une machine électrique	23
1.14	Évolution attendue du niveau de bruit de la machine en fonction de la vitesse périphérique du rotor	24
1.15	Schéma d'un ventilateur centrifuge	25
1.16	Inclinaison du bec de volute	26
2.1	Simplifications géométriques pour l'analyse préliminaire	35
2.2	Cavité entraînée	35
2.3	Maillage 2D pour CHORUS (éléments agrandis)	36
2.4	Pression statorique relative obtenue pour différents maillages	37
2.5	Configuration simplifiée 3D	38
2.6	Champs de vitesse obtenus par le calcul direct 3D avec CHORUS à la date t=1.597 ms	38
2.7	Étude comparative des résultats fournis par Chrous et Fluent sur le cas simplifié 2D	39
2.8	Domaine fluide (entrefer agrandi)	41
2.9	Domaine de calcul CFD et paramétrage de la géométrie	41
2.10	Exemple d'évolution du couple aérodynamique appliqué par l'air sur le rotor au cours du calcul pour une vitesse de rotation de 40 000 tr/min . . .	42

2.11	Paramétrage adopté pour le développement de la solution à l'équation de Ffocws-Willians et Hawkings	43
2.12	Représentation schématique de la propagation des ondes acoustiques dans le stator	49
2.13	Chaîne logicielle	51
2.14	Allure du couple électromagnétique délivré par la MRV 2/4	53
3.1	Rotors réalisés	57
3.2	Hacheur réversible en tension utilisé pour alimenter la MRV	58
3.3	Évolution de l'inductance du circuit magnétique au cours d'une période électrique	59
3.4	Relevé du courant circulant dans les bobinages de la MRV	59
3.5	Suspension de la machine et positionnement des accéléromètres	61
3.6	Positionnement des accéléromètres - vue schématique en coupe axiale selon le plan médian de la machine	62
3.7	Trajectoires de microphone (source norme NF EN ISO 3744, annexe B4)	63
3.8	Machine montée sur son plateau tournant	64
3.9	Parallélépipède référence	65
3.10	Diagramme de Bode en gain des fonctions de transfert accélérations/contraintes mesurées sur le stator et la carcasse - Source : thèse J. Ojeda [1]	65
3.11	Spectres acoustique et vibratoires pour le rotor à quatre dents épaisses tournant à une vitesse de 15 000 tr/min	67
3.12	Spectres acoustique et vibratoires pour le rotor à quatre dents épaisses tournant à une vitesse de 60 000 tr/min	69
3.13	Spectres acoustique et vibratoires pour le rotor à 6 dents tournant à une vitesse de 50 000 tr/min	71
3.14	Spectres machine allumée, machine éteinte pour le rotor à quatre dents épaisses	72
3.15	Spectres machine allumée, machine éteinte pour le rotor à quatre dents fines	72
3.16	Niveaux de puissance acoustique calculés et mesurés - Spectre complet	74
3.17	Niveaux de puissance acoustique calculés et mesurés - FPP seulement	75
3.18	Comparaison des méthodes d'estimation du niveau de puissance acoustique	76
3.19	Exemple d'évolution du couple aérodynamique appliqué sur le rotor au cours du calcul	77
4.1	Exemples de variations géométriques possibles pour le rotor	82
4.2	Influence des dimensions du rotor à quatre dents sur les performances acoustiques et magnétiques de la machine	83
4.3	Influence de la profondeur d'encoche à largeur de dent fixée (7 mm)	84
4.4	Influence de l'épaisseur de la dent à profondeur fixée (2.5 mm)	85
4.5	Machines pourvues de rotors à 2, 4 et 6 dents	86
4.6	Évolution du spectre acoustique estimé en fonction du nombre de dents du rotor	87
4.7	Effet de l'entrefer sur le couple et sur le niveau de puissance acoustique	88
4.8	Différentes formes de rotors simulées	90
4.9	Résultats des simulations pour les rotors testés	91
D.1	Schéma de principe de la commande utilisée	107
D.2	Schéma de principe de l'estimation de position	108

D.3	Schéma électrique du dispositif d'estimation de position	109
D.4	Signaux d'estimation de de position	109
D.5	Construction du signal de commande	110
D.6	Circuit logique d'obtention du signal de commande	110
D.7	Schéma bloc de description globale de la stratégie de commande de la MRV	111
D.8	Vue interne du bloc « AsserOmega »	112
D.9	Vue interne du bloc « AsserBloc »	113
D.10	Vue interne du bloc « MrvSupply »	114

Symboles et Abréviations

MRV Machines à reluctance variable

MSAP Machines Synchrones à Aimants Permanents

FPP Fréquence de passage de pales

Z Nombre de pales (dents) du rotor

L_p niveau de pression acoustique (SPL en anglais)

L_w niveau de puissance acoustique (SWL en anglais)

P_a pression acoustique

P_r Pression acoustique de référence ($20 \mu Pa$)

W_r Intensité acoustique de référence ($10^{-12} W$)

Introduction

Les machines électriques représentent les convertisseurs d'énergie les plus répandus au monde. Les habitants des pays industrialisés en sont entourés. Cette omniprésence des machines électriques se doit à leur compacité en constante progression depuis leur création, au dix-neuvième siècle.

En mode moteur, la puissance délivrée par une machine électrique tournante est, aux pertes mécaniques près, égale au produit de la vitesse de rotation de son rotor, Ω (en rad/s), par le couple appliqué par le stator sur le rotor, C (en Nm) : $P = C \cdot \Omega$. L'amélioration de la compacité d'une machine électrique passe donc par l'accroissement, à volume constant, de l'une, de l'autre ou des deux grandeurs C et Ω .

Accroissement du couple Le couple délivré par une machine électrique est directement lié à l'intensité efficace des courants qui parcourent ses bobinages. L'intensification des courants dans une machine électrique est limitée par le phénomène des pertes cuivre : parcourus par un courant électrique, les bobinages s'échauffent par effet Joule. La chaleur ainsi dissipée au cœur des bobinages doit être évacuée afin que la température au sein de la machine n'atteigne pas des valeurs destructrices. Les pertes cuivre évoluent avec le carré de la valeur efficace du courant qui parcourt les bobinages de la machine.

Les pertes cuivre constituent un problème d'autant plus gênant que le phénomène de saturation de l'induction dans les matériaux magnétiques impose, lorsque le circuit magnétique est saturé, d'augmenter fortement le courant pour obtenir un effet significatif sur le couple délivré par la machine. À l'heure actuelle, la densité volumique de couple des machines électriques est limitée à environ 10 Nm/L.

Augmentation de la vitesse Le recul des limites technologiques, sur les guidages en rotation et sur l'électronique de puissance principalement, autorise des fréquences de rotation toujours plus élevées pour les machines électriques. Les limites actuelles à l'accroissement des vitesses de rotation des machines électriques se situent principalement dans

1. les pertes fer qui augmentent avec la fréquence de conversion électrique et
2. le bruit, les machines rapides étant plus bruyantes que les machines classiques.

Les travaux qui suivent portent sur cette deuxième problématique. Être en capacité de créer et d'exploiter des machines rapides ne signifie pas que ces machines vont être acceptées par leurs utilisateurs. À quoi bon faire des machines compactes si personne n'en veut ?

Cette thèse a pour objectif de modéliser et prédire le bruit d'une machine rapide. Le plan suivi pour atteindre ces objectifs est détaillé ci-après.

L'état de l'art sur le bruit des machines haute vitesse est présenté dans le premier chapitre. Après la définition des différents critères amenant à considérer une machine comme rapide, les différentes sources de bruit dans les machines sont explicitées afin d'isoler les sources actives pour les vitesses visées.

Le second chapitre porte sur la mise en place d'un outil de détermination du bruit aéroacoustique. Une analyse préliminaire de l'écoulement de l'air dans l'entrefer permet de déterminer le protocole de simulation à adopter pour cet écoulement. Un post-traitement relevant de l'aéroacoustique est ensuite construit sur la base des données de simulation pour estimer le niveau de bruit de la machine étudiée.

La mise en place de l'outil de calcul du bruit aéroacoustique faisant intervenir de nombreuses hypothèses, le chapitre 3 se consacre à la confrontation des résultats obtenus à l'aide de cet outil à des données recueillies expérimentalement.

Enfin, l'outil de calcul construit est utilisé pour comprendre l'influence des paramètres géométriques de la machine étudiée sur le niveau de bruit qu'elle émet et répondre ainsi à la question « comment concevoir une machine moins bruyante ? »

Chapitre 1

État de l'art sur le bruit des machines rapides

Ce chapitre introductif vise à exposer et délimiter la problématique de cette étude. Après la définition du cadre de l'étude, ce chapitre se focalise sur le bruit des machines électriques rapides avant d'évoquer les solutions existantes visant à le réduire.

Sommaire

1	Cadre de l'étude	5
1.1	Intérêt	5
1.2	Structure d'étude	5
1.2.1	Principe de fonctionnement d'une machine à reluctance variable	5
1.2.2	Avantages et inconvénients de la MRV	7
1.3	Critères haute vitesse pour les machines électriques	7
1.3.1	Tenue mécanique du rotor	7
1.3.2	Guidage en rotation	10
1.3.3	Bruit	11
1.4	Machine étudiée	11
2	Bruit des machines haute vitesse	11
2.1	Notions d'acoustique	11
2.1.1	Intensimétrie acoustique	11
2.1.2	Notions de psychoacoustique	13
2.2	Sources de bruit dans les machines	14
2.2.1	Bruit mécanique	14
2.2.2	Bruit d'origine magnétique	15
2.2.3	Bruit d'origine aérodynamique	16
2.2.4	Interactions fluide/structure	17
2.3	Importance relative des différentes sources de bruit	23
3	Techniques de réduction de bruit	24
3.1	Bruit magnétique des MRV	24
3.2	Bruit aéroacoustique	25
4	Conclusion du chapitre	27

1 Cadre de l'étude

1.1 Intérêt

L'amélioration de la compacité d'une chaîne de traction électrique ou hybride passe par l'accroissement de la puissance volumique de la (des) machine(s) électrique(s) qui la compose(nt). Cet accroissement de puissance volumique repose sur deux axes que sont l'augmentation du couple délivré et l'élévation de la fréquence de rotation.

Historiquement, les électrotechniciens ont été amenés à travailler sur des machines ayant des vitesses de rotation « faibles » qui ont fait l'objet de nombreuses études d'optimisation portant sur la réduction des pertes et l'amélioration du couple délivré. L'élévation de la fréquence de rotation des machines constitue un axe de recherche récemment ouvert par les progrès réalisés dans les techniques de fabrication des machines, les guidages en rotation et surtout par la hausse des fréquences de travail des composants d'électronique de puissance. Le champ des possibilités, mais aussi des problématiques, ainsi ouvert est vaste et nous nous focaliserons dans cette étude sur le problème du bruit.

Bien que pouvant apparaître comme une problématique secondaire vis à vis de la recherche des performances énergétiques, la réduction du bruit émis par les machines constitue une thématique de recherche très active. Les moteurs électriques étant souvent situés à proximité de leurs utilisateurs, les nuisances sonores qu'ils engendrent constituent un critère important lors de leur conception. Ce critère est d'autant plus important que l'accroissement de la fréquence de rotation d'une machine est réputé pour en intensifier le bruit.

À titre d'exemple, on constatera que le bruit est une préoccupation majeure des études ayant pour objet de remplacer les machines synchrones à aimants permanents (MSAP) traditionnellement utilisées en automobile par des machines à reluctance variable (MRV), tant pour les véhicules électriques [2] qu'hybrides électriques [3]. En effet, s'il n'est pas nécessairement plus élevé en terme d'intensité sonore, le bruit généré par une chaîne de transmission électrique est plus difficilement accepté [4]. Les tonalités de fréquences fortement variables et potentiellement très aiguës émises par la chaîne de traction électrique sont perçues comme gênantes par l'utilisateur du véhicule habitué au ronronnement basse fréquence de son moteur à combustion interne.

Il est difficile d'obtenir avec une MRV la densité de puissance qu'offre une MSAP [5, 6], aussi il est intéressant d'en augmenter la vitesse de rotation, ce qui a pour effet d'intensifier les émissions sonores de cette machine déjà réputée bruyante.

1.2 Structure d'étude

1.2.1 Principe de fonctionnement d'une machine à reluctance variable

La reluctance caractérise la résistance d'un circuit magnétique à la circulation d'un flux magnétique. Le principe de fonctionnement d'une machine à reluctance variable repose sur le fait qu'un circuit magnétique parcouru par un flux magnétique a naturellement tendance, lorsque cela est possible, à se placer dans une configuration minimisant sa reluctance. Ce fonctionnement peut se résumer sous la forme du schéma de la figure 1.1.

L'alimentation en courant de la bobine crée un flux magnétique dans le circuit qui doit obligatoirement circuler en circuit fermé. On représente le parcours du flux magnétique par des lignes de champs (traits fin verts). La reluctance de l'air étant très supérieure à celle du fer, la minimisation de la reluctance de ce circuit passe par la réduction des

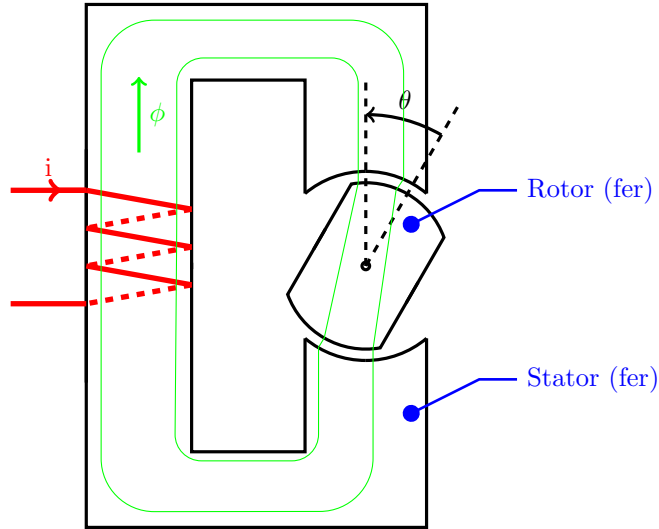


FIGURE 1.1 – Principe de fonctionnement d'une MRV monophasée

longueurs des entrefers traversés, ce qui se traduit par l'alignement du rotor avec le stator (position de conjonction, $\theta = k\pi$, k étant un entier).

Les forces magnétiques étant attractives quel que soit le sens du courant, la position de conjonction constitue une position d'équilibre stable. Dans le cas d'une machine monophasée, le mouvement de rotation continue ne peut être obtenu qu'en arrêtant l'alimentation de la machine avant la position de conjonction pour laisser le rotor tourner sur son inertie et ne reprendre l'alimentation de la machine qu'une fois la position d'opposition ($\theta = \frac{\pi}{2}$ ou $\frac{3\pi}{2}$) passée.

Les difficultés de démarrage et la forte ondulation du couple qu'elle fournit font que cette structure de MRV monophasée est peu utilisée industriellement. On lui préfère des structures polyphasées (souvent triphasées, figure 1.2) qui peuvent délivrer un couple quelque soit la position du rotor et qui présentent une ondulation de couple plus faible.

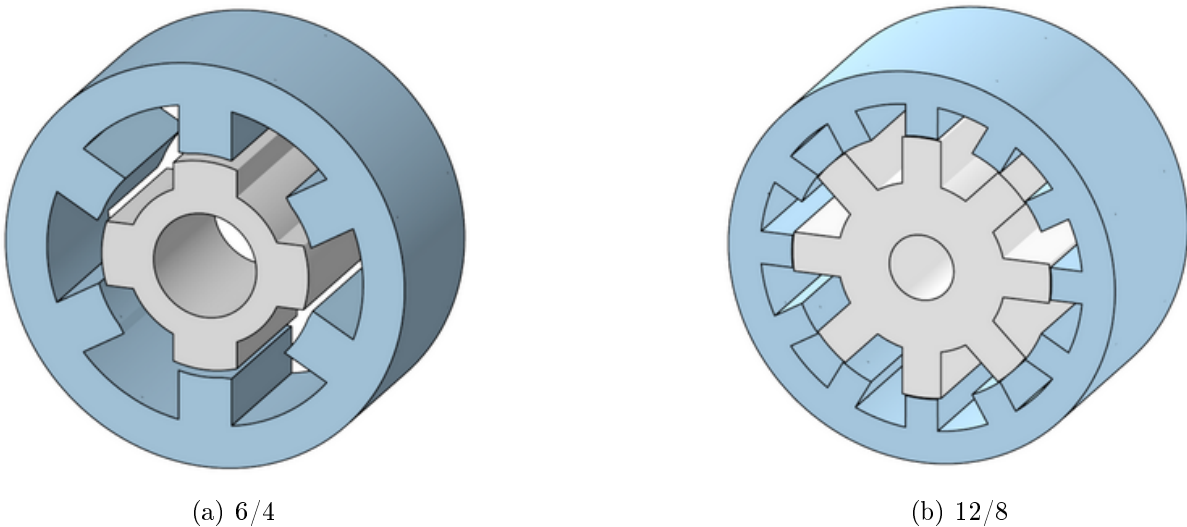


FIGURE 1.2 – Exemples de structures de MRV triphasées

1.2.2 Avantages et inconvénients de la MRV

L'atout majeur de la machine à reluctance variable est son rotor entièrement passif, constitué d'un simple empilement de tôles sur un arbre. L'absence d'aimants, de bobinages tournants ou encore de contact glissant rend la machine particulièrement robuste, simple à produire et économe en maintenance.

Cette robustesse fait de la MRV une bonne candidate pour l'accroissement de la puissance massique des machines par l'augmentation de leur fréquence de rotation. Sa composition exempte d'aimants permanents renforce ce positionnement en autorisant son fonctionnement dans des conditions sévères de température, l'extraction de la chaleur dissipée au rotor pouvant s'avérer délicate en haute vitesse.

Cependant la machine à reluctance variable présente aussi des défauts que sont l'ondulation du couple qu'elle délivre ainsi que son comportement vibratoire et acoustique médiocre. L'ondulation du couple peut être réduite par des optimisations structurelles [7, 8] ou par l'optimisation de la commande [9, 10, 11] tandis que les vibrations et le bruit, principaux freins à une utilisation plus massive des MRV, font l'objet de diverses techniques de réduction qui seront exposées plus loin dans ce chapitre.

1.3 Critères haute vitesse pour les machines électriques

L'augmentation de la vitesse de rotation d'une machine engendre des problématiques :

1. de tenue mécanique du rotor tant du point de vue des contraintes d'inertie que des phénomènes de vibration en flexion ;
2. d'accroissement des pertes magnétiques (non abordé dans ce document) ;
3. de complexification du guidage en rotation du rotor ;
4. d'élévation du niveau de bruit généré.

Suivant l'application visée, les dimensions de la machine, son environnement, ... toutes ces contraintes n'ont pas la même importance. De fait il n'existe pas de critère numérique universel permettant de distinguer les machines dites « haute vitesse » des machines classiques. Néanmoins une définition est proposée dans l'ouvrage [12] :

« À chaque fois que la vitesse de rotation intervient comme contrainte majeure, de façon directe ou indirecte, dans la conception ou le dimensionnement de la machine électrique, on parle de machine haute vitesse. »

Sur la base de cette définition nous pouvons définir quatre critères correspondant à chacune des problématiques énoncées ci-dessus.

1.3.1 Tenue mécanique du rotor

Les problématiques de tenue mécanique du rotor excluent d'emblée les machines à rotors bobinés du cadre des machines hautes vitesses. Si de plus on ne conserve que les machines utilisées industriellement, ne restent alors que les machines à rotors passifs (MRV, machine à commutation de flux), les machines asynchrones à cage d'écureuil et les machines synchrones à aimants. L'étude de la littérature sur les machines rapides fait ressortir deux problèmes majeurs relevant de la tenue mécanique du rotor : la résistance aux contraintes introduites par le phénomène de centrifugation et les vibrations de flexion de l'arbre rotorique. Ces deux phénomènes sont expliqués sur un rotor dont la forme est définie sur la figure 1.3.

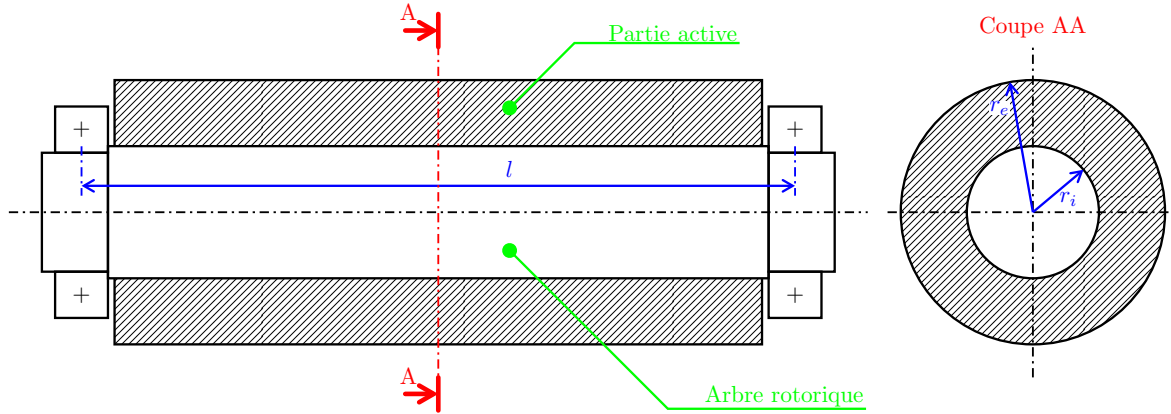


FIGURE 1.3 – Géométrie simplifiée d'un rotor pour l'étude mécanique

Contraintes d'inertie On parle de machine haute vitesse au sens de la contrainte dès lors que la charge imposée au rotor est principalement due aux effets d'inertie plutôt qu'aux contraintes d'origine magnétique.

On considère un cylindre de section annulaire (rayon intérieur r_i , extérieur r_e) tournant autour de son axe de révolution et soumis aux seuls effets d'inertie. Dans ce cas, une étude classique de mécanique des milieux continus donne l'expression approchée des composantes principales du tenseur des contraintes dans le cylindre, σ_{rr} et $\sigma_{\theta\theta}$:

$$\sigma_{rr}(r) = \frac{1}{8}\rho\Omega^2(3 + \nu)\frac{(r^2 - r_i^2)(r_e^2 - r^2)}{r^2}$$

$$\sigma_{\theta\theta}(r) = \frac{1}{8}\rho(r\Omega)^2 \left[(3 + \nu) \left(\frac{r_i^2 r_e^2}{r^4} + \frac{r_i^2 + r_e^2}{r^2} \right) - (1 + 3\nu) \right]$$

Pour les matériaux utilisés dans la construction des machines électriques le coefficient de Poisson ν est compris entre 0.2 et 0.4.

La vitesse de rotation maximale est recherchée en appliquant le critère de Tresca qui vise à limiter la contrainte de cisaillement maximale subie par le matériau. Dans notre cas ce critère s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma_{\theta\theta}(r) - \sigma_{rr}(r) < \sigma_{lim}$$

car si le coefficient de Poisson est positif alors on montre que la différence $\sigma_{\theta\theta}(r) - \sigma_{rr}(r)$ est positive entre r_i et r_e . On montre également que cette différence est maximale en $r = r_i$, si bien que le critère de plasticité de Tresca amène à :

$$\Omega^2 < \frac{4 \sigma_{lim}}{\rho (r_i^2(1 - \nu) + r_e^2(3 + \nu))}$$

Cette inégalité peut encore se mettre sous la forme :

$$(r_e\Omega)^2 < \frac{4 \sigma_{lim}}{\rho \left[\left(\frac{r_i}{r_e} \right)^2 (1 - \nu) + (3 + \nu) \right]} \quad (1.1)$$

ce qui, dans le cas où le rayon extérieur est grand devant le rayon intérieur aboutit à :

$$r_e\Omega < \sqrt{\frac{\sigma_{lim}}{\rho \frac{3+\nu}{4}}} \quad (1.2)$$

où $r_e \Omega$ n'est autre que la vitesse périphérique v_p du rotor.

Dans la pratique la section du rotor n'est pas purement annulaire mais présente des accidents géométriques (encoches, perçages, ...) qui introduisent un coefficient de concentration de contraintes k_c . La contrainte σ_{lim} à ne pas dépasser vaut alors σ_e/k_c où σ_e désigne la limite d'élasticité du matériau. On arrive à la formule bien connue des électrotechniciens :

$$v_p < \sqrt{\frac{\sigma_e}{\rho k_\sigma}} \quad (1.3)$$

où $k_\sigma = \frac{3+\nu}{4} k_c$.

Vibrations de flexion En assimilant l'arbre rotorique à une poutre droite élastique bi-articulée (un roulement à billes à contact radial est assimilable à une liaison rotule) de section constante (cf figure 1.4), le modèle d'Euler-Bernoulli sur les vibrations libres d'une poutre en flexion amène à l'expression des fréquences propres suivantes [13] :

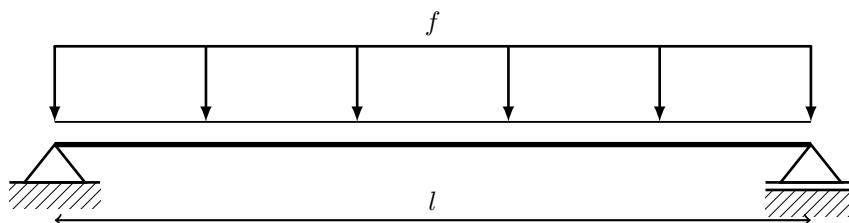


FIGURE 1.4 – Poutre sur deux appuis soumise à une charge transversale répartie uniforme

$$\Omega_n = \left(\frac{n \pi}{l}\right)^2 \sqrt{\frac{E \mathbb{I}_G}{\rho S}}$$

où l désigne la longueur entre les paliers, E le module d'Young du matériau, \mathbb{I}_G le moment quadratique de la section en flexion, ρ la masse volumique du matériau et S l'aire de la section. Si l'arbre rotorique a une section circulaire pleine ($\mathbb{I}_G = \pi r_i^4/4$) alors la pulsation du premier mode propre est donnée par la relation :

$$\Omega_1 = \frac{\pi^2 r_i}{2 l^2} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (1.4)$$

Cette pulsation est appelée vitesse critique du rotor.

Si l'on exclut la présence d'un balourd, lequel n'a pas besoin d'atteindre la vitesse critique pour dégrader significativement le comportement vibratoire de la machine, il reste un phénomène qui peut exciter l'arbre rotorique en flexion : la flexion de l'arbre rotorique sous l'effet du poids du rotor. Quoique faible, cette flexion introduit un excentrique entre le centre de gravité du rotor et son axe de rotation qui peut suffire à exciter le rotor [14], de fait il est recommandé de ne pas fonctionner au dessus de 80% de la vitesse critique [15]. Le phénomène de flexion de l'arbre rotorique amène à concevoir des machines rapides plus courtes que les machines classiques.

Soulignons que dans le cas des machines rapides, la limitation de la flexion de l'arbre du rotor conduit potentiellement à un rayon intérieur ne pouvant être considéré comme

petit devant le rayon extérieur. La vitesse maximale admise par le rotor suivant le critère de Tresca est alors déterminée par l'équation 1.1.

1.3.2 Guidage en rotation

Les technologies de guidage en rotation sont usuellement divisées en deux catégories suivant qu'il y ait ou non un contact solide entre le rotor et le stator.

Les technologies sans contact sont des méthodes actives d'isolement du rotor à l'aide d'un gaz sous pression (palier aérostatique), d'un liquide sous pression (palier hydrostatique) ou d'un champ magnétique (palier magnétique). Ces technologies autorisent des vitesses relatives élevées ($> 200 \text{ m/s}$ pour les paliers magnétiques) mais nécessitent une alimentation en énergie et un contrôle qui en compliquent l'utilisation, en particulier dans les applications embarquées.

Les machines électriques font généralement intervenir des technologies de guidage en rotation avec contact. Les paliers hydrodynamiques de par leur bonne résistance aux charges radiales et les faibles vitesses périphériques ($< 20 \text{ m/s}$) qu'ils admettent sont réservés aux machines lentes au rotor lourd ou subissant des chocs et/ou des vibrations (machines de bateaux et concasseurs par exemple).

Les solutions par frottement de roulement (roulement à billes, à rouleaux, etc) sont utilisées dans quasiment tous les cas de fonctionnement à petite ou moyenne puissance en environnement « normal¹ ». La limitation en vitesse des roulements est principalement liée à deux phénomènes : la dilatation thermique due à l'élévation de température du fait des pertes par frottement et la centrifugation des éléments roulants [14]. Différents types de roulements peuvent être choisis en fonction de conditions de fonctionnement :

les roulements classiques (bagues, cages et éléments roulants en acier) acceptent usuellement des vitesses de l'ordre de 30 mètres par seconde (d'après les données des constructeurs pour des roulements à billes à contact radial) ;

pour des applications plus rapides des roulements hybrides (bagues en aciers, éléments roulants en céramique) ont été développées. Les céramiques utilisées sont plus légères que l'acier (réduction des effets de centrifugation) et présentent un coefficient de frottement avec l'acier plus faible que celui d'un contact acier/acier [16, 17]. Les constructeurs de ces roulements indiquent des vitesses atteignables de l'ordre de 130 m/s.

Il existe également des roulements entièrement en céramique couramment utilisés dans les broches des machines d'usinage à grande vitesse mais rares en dehors de cette application : leur fragilité impose un cycle de chauffe avant leur utilisation qui limite leur utilisation dans les autres usages.

La multitude de solutions disponibles et les efforts déployés par les constructeurs de roulements tendent à minimiser l'importance du problème posé par le guidage en rotation du rotor dans les machines électriques.

1. ie pour des machines ne travaillant pas dans le vide, en présence de gaz explosifs ou lorsque le risque de contamination du milieu impose d'isoler le rotor du stator

1.3.3 Bruit

Les nuisances sonores engendrées par une machine électrique sont fortement dépendantes de la technologie de machine employée, des conditions de fonctionnement, et du voisinage de la machine. Cette multitude de paramètres fait qu'il n'existe pas de critère "haute vitesse" concernant le bruit. On pourra simplement évoquer que, de manière générale, le bruit rayonné par une machine électrique croît avec sa fréquence de rotation.

Les nuisances sonores sont parmi les plus subies par les populations citadines, lesquelles évoluent dans un environnement où les machines électriques sont fortement présentes, aussi l'estimation et la réduction du bruit des machines électriques constitue un domaine de recherche très actif.

1.4 Machine étudiée

La machine servant de support à cette étude est représentée sur la figure 1.5 et les principales caractéristiques de son stator sont reportées dans le tableau 1.1. Cette machine qui peut atteindre des vitesses de rotation élevées (65 000 tr/min) sous des tensions faibles (< 60 V) a servi de support à des études de réduction de bruit magnétique au sein du SATIE [1].

Grandeur	Symbole	Valeur
Nombre de dents	Z	4
Longueur active	l	40 mm
Nombre de spires	N	26
Rayon intérieur stator	sir	10.1 mm
Rayon intérieur bobinage	scr	10.65 mm
Rayon intérieur cale	swr	11.5 mm
Épaisseur dent statorique	stt	7 mm

TABLE 1.1 – Principales dimensions du stator de la machine étudiée

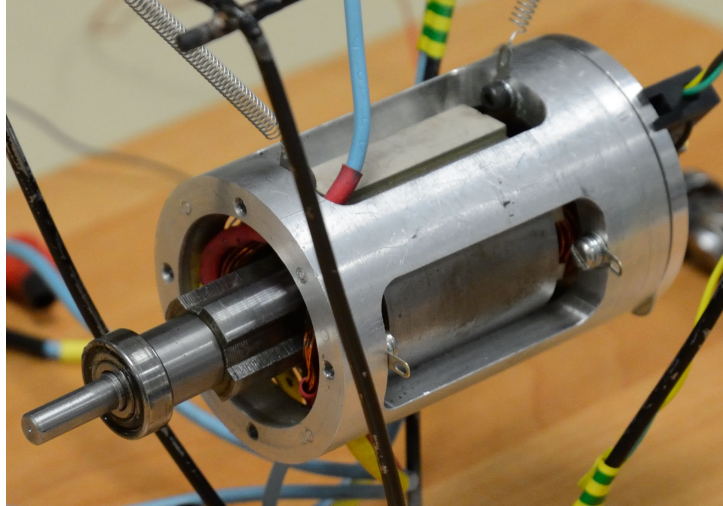
2 Bruit des machines haute vitesse

2.1 Notions d'acoustique

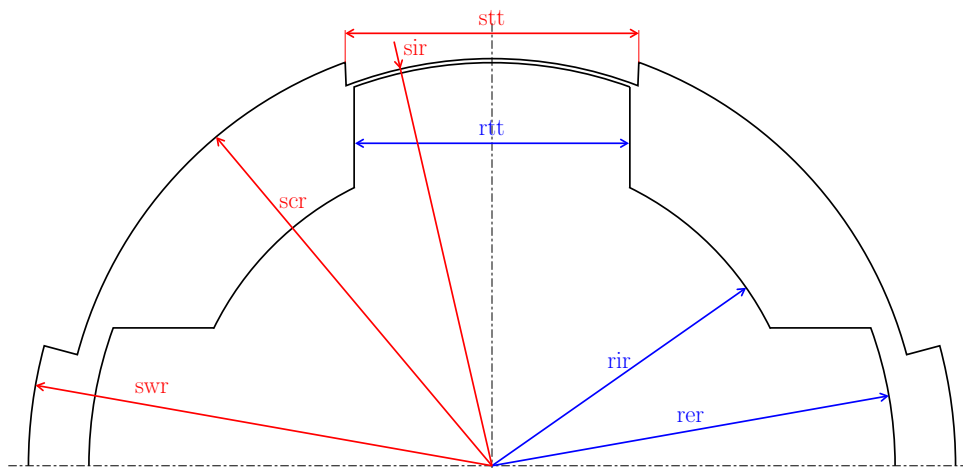
Un son (ou un bruit dans sa version nuisible) est une fluctuation de pression du milieu ambiant, l'air en ce qui nous concerne, autour de la pression ambiante. Il est communément admis que l'on peut entendre des sons dont la fréquence est incluse entre 20 Hz et 20 kHz et pour une amplitude de l'oscillation de pression supérieure à $20 \mu Pa$, qui définit le seuil d'audibilité (dans l'air pour une fréquence de 1000 Hz, là où la sensibilité de l'oreille est la plus élevée). A l'opposée du seuil d'audibilité se trouve le seuil de douleur, atteint pour des fluctuations de pression de l'ordre de 63 Pa.

2.1.1 Intensimétrie acoustique

La plage de niveaux de pression audibles étant très vaste (elle couvre sept ordres de grandeurs), la mesure de niveaux acoustiques passe par des échelles logarithmiques. Deux



(a) Dispositif réel



(b) Vue schématique d'une coupe axiale de l'entrefer

FIGURE 1.5 – Machine support de l'étude

grandeurs sont couramment utilisées pour caractériser le niveau d'intensité d'un son : le niveau de pression acoustique (SPL pour Sound Pressure Level, communément noté également L_P) et le niveau de puissance acoustique (SWL pour Sound Power Level, noté L_W).

En notant P_a la pression acoustique, fluctuation de la pression de l'air autour de la pression ambiante P_0 , on définit le niveau de pression acoustique de la manière suivante :

$$L_P = 10 \log_{10} \left(\frac{\langle P_a^2 \rangle}{P_r^2} \right)$$

où P_r vaut $20 \mu Pa$. De façon analogue on définit le niveau de puissance acoustique à partir de la puissance acoustique W :

$$L_W = 10 \log_{10} \left(\frac{W}{W_r} \right)$$

où $W_r = 10^{-12} W$. Les grandeurs p_r et W_r sont associées au seuil d'audibilité à 1000 Hz.

On peut noter que ces deux grandeurs, bien que destinées à quantifier le même phénomène, ne sont pas redondantes. Le niveau de pression acoustique est une grandeur ponctuelle utile pour caractériser la gêne locale provoquée par les émissions sonores alors que le niveau de puissance acoustique est une grandeur moyennée sur une surface englobant généralement la source acoustique. Le niveau de puissance acoustique sera plus adapté à des fins de comparaisons de niveau d'émissions entre différentes sources.

Les niveaux de pression et de puissance acoustiques sont liées par la relation suivante :

$$L_W = 10 \log_{10} \left(\frac{\int \int_S 10^{0.1 L_P} dS}{S_0} \right)$$

où S désigne la surface où le niveau de puissance acoustique est calculé et $S_0 = 1 \text{ m}^2$. En pratique cette formule est souvent utilisée en discrétisant l'intégrale de surface. Le niveau de puissance acoustique est alors calculé à partir de niveaux de pressions acoustiques mesurés en différents points répartis sur une surface qui englobe la source acoustique étudiée [18].

De la même manière, l'estimation du niveau d'intensité acoustique d'une source peut être obtenue à partir de l'estimation de la pression acoustique émise par cette source sur une surface qui l'englobe.

2.1.2 Notions de psychoacoustique

L'objectif des études de réduction de bruit est de réduire une gêne acoustique. Entre la génération d'un bruit et la gêne qu'il provoque interviennent les mécanismes physiologiques de conversion du bruit en signaux interprétables par le cerveau et les mécanismes psychologiques d'interprétation du bruit. Ces phénomènes, plus subjectifs que ceux intervenant dans la génération du bruit, sont regroupés sous le terme de psychoacoustique.

Si l'utilisation d'une échelle logarithmique est adaptée pour la quantification des niveaux de pression acoustique en raison de leur étendue, elle est également justifiée par la réponse physiologique à l'intensité d'un son qui se résume sous la loi de Weber-Fechner : « la sensation croît linéairement avec le logarithme de l'excitation » [19]. Cependant la seule utilisation d'une échelle logarithmique ne suffit pas à prendre en compte les différences de sensibilité acoustique des individus en fonction de la fréquence des sons. C'est la raison pour laquelle des filtres de pondération ont été établis sur la base des lignes isophoniques, c'est à dire des courbes de niveaux de pression acoustique en fonction de la fréquence le long desquelles la sensation d'intensité sonore est ressentie comme étant la même [20]. Le plus connu et plus utilisé de ces filtres de pondération est le filtre A (voir figure 1.6), les niveaux sonores pondérés A sont notés « dB_A » ou « $dB(A)$ ».

Le caractère logarithmique du récepteur acoustique que constitue l'oreille a pour conséquence que, dans les études de réduction de bruit, on s'attaquera toujours, s'il en existe une, à la source sonore de plus forte intensité.

Soulignons qu'il est possible de construire des estimateurs de gêne sonore plus élaborés que le niveau d'intensité acoustique pondéré en prenant en compte plus de paramètres psychoacoustiques tels que, par exemple, la tonalité ou les variations de fréquence et d'intensité [21].

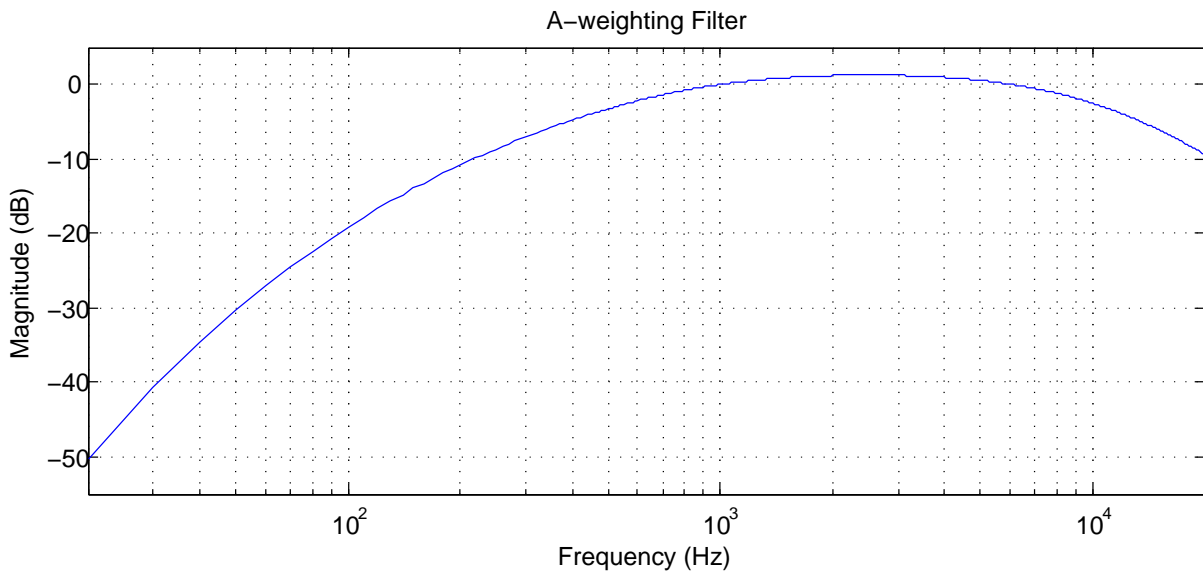


FIGURE 1.6 – Filtre de pondération A

2.2 Sources de bruit dans les machines

Avant de réduire les émissions de la source la plus intense présente au sein d'une machine électrique, il convient d'abord de recenser ces sources. La communauté scientifique du génie électrique classe les bruits émis par les machines électriques en trois catégories suivant le phénomène qui leur a donné naissance [22] [23] :

- les vibrations d'origine structurelle (générées par les roulements, les balourds, les défauts géométriques, etc) engendrent un bruit « mécanique »,
- les phénomènes magnétiques peuvent amener un bruit qualifié de magnétique et
- l'écoulement de l'air dans la machine peut engendrer un bruit aérodynamique.

Soulignons que l'inventaire ci-dessus ne tient pas compte du couplage d'une charge à une machine, lequel apporte son lot de sources acoustiques notamment de par les ondules de couple et les défauts d'alignement des arbres moteur et récepteur qui sont générateurs de vibrations. Ces phénomènes sont ignorés dans cette étude afin de se focaliser sur le bruit propre des machines électriques seules.

2.2.1 Bruit mécanique

La présence d'un balourd sur le rotor n'est pas la seule cause de génération de bruit mécanique dans les machines électriques.

Les systèmes de contacts glissants (incluant les systèmes balais/collecteur) et le guidage en rotation génèrent du bruit mécanique. Les contacts glissants et le guidage en rotation par le biais de paliers lisses ne seront pas abordés ici car la vitesse admissible de ces systèmes interdit leur utilisation dans le cadre des machines rapides. Les solutions de guidage en rotation par frottement de roulement sont, quant à elles, couramment utilisées dans le cadre des machines hautes vitesses.

Pour minimiser le bruit mécanique provenant des roulements il convient tout d'abord de respecter les conditions de montage du fabricant visant à faire travailler le roulement

dans ses conditions normales d'utilisation. Un mauvais alignement des roulements avec le rotor ou le stator, un montage hyperstatique, une dilatation thermique de la machine mal dimensionnée ou une pollution du lubrifiant nuisent non seulement à la durée de vie du roulement mais aussi à son comportement vibratoire et acoustique.

En fonctionnement normal les roulements ne constituent pas une source efficace de bruit. Ils sont cependant générateurs de vibrations qui peuvent ensuite être rayonnées par les éléments de la machine. Ces vibrations sont répertoriées en deux catégories suivant leurs origines [24] : les variations de raideur du roulement et la présence de défauts.

Variations de raideur Au cours de la rotation du roulement, il se produit un transfert de la charge radiale entre les éléments roulants. Or les roulements ne peuvent avoir qu'un nombre fini d'éléments roulants, aussi le nombre d'éléments roulants supportant la charge évolue au cours de la rotation, ce qui engendre une variation de la raideur radiale du roulement, laquelle se traduit par un mouvement oscillant du rotor par rapport au stator.

Cette variation de raideur est inévitable mais son amplitude est très faible, si bien que lorsqu'un roulement génère des vibrations perturbatrices pour le fonctionnement du moteur c'est qu'il présente généralement un défaut.

Présence de défauts Les défauts dans les roulements sont principalement dus aux ruptures de fatigue qui endommagent les éléments roulants ou les chemins de roulement. Ces ruptures se traduisent par des fissures, trous et éclats qui génèrent des vibrations de fréquences discrètes bien identifiées utilisées pour le diagnostic acoustique des roulements.

2.2.2 Bruit d'origine magnétique

Au cours du fonctionnement d'une machine électrique, son entrefer ainsi que ses parties actives sont le siège d'une induction magnétique fluctuante. Ces variations d'induction ont pour effet de soumettre le rotor et le stator à des efforts magnétiques et magnétostrictifs variables qui amènent, du fait de l'élasticité des éléments de la machine, des déplacements.

Il a été établi [25] que bien qu'étant d'amplitude comparable avec les forces magnétiques, les forces magnétostrictives, en raison de leur répartition, sont à l'origine d'un déplacement bien plus faible que les forces magnétiques. Aussi les travaux d'estimation du bruit magnétique des machines électriques se concentrent sur le calcul des contraintes magnétiques issues du tenseur de Maxwell.

En pratique les vibrations du rotor sont souvent négligées pour se concentrer sur les vibrations du stator qui peuvent être directement rayonnées sous forme d'ondes acoustiques ou transmises à la culasse du moteur suivant le montage. La difficulté majeure rencontrée lors de l'estimation du niveau de bruit magnétique des machines électriques réside dans la modélisation du comportement vibratoire du stator [26]. En effet ce dernier

- présente des formes complexes,
- se compose de plusieurs matériaux (bobinage en cuivre, aimants, fer),
- est constitué d'un ensemble de tôles empilées n'ayant pas le même comportement mécanique qu'un matériau plein,
- ...

En raison de ces difficultés le comportement vibratoire du stator est soit modélisé numériquement [27, 28] soit étudié sur la base d'un modèle simplifié [29, 30].

Le stator d'une machine électrique peut présenter de nombreux modes dans le domaine des fréquences audibles (figure 1.7). L'excitation d'un mode se traduit par l'appa-

rition d'une raie à la fréquence correspondante dans le spectre acoustique rayonné par la machine. Tous les modes ne sont cependant pas excités en même temps, il existe deux conditions nécessaires et suffisantes pour qu'un mode soit excité par les contraintes appliquées au stator :

1. la fréquence d'évolution des contraintes (ou de l'un de ses harmoniques) doit coïncider avec celle du mode (condition fréquentielle) ;
2. la répartition spatiale des contraintes doit être compatible avec la déformée du mode correspondant (condition spatiale).

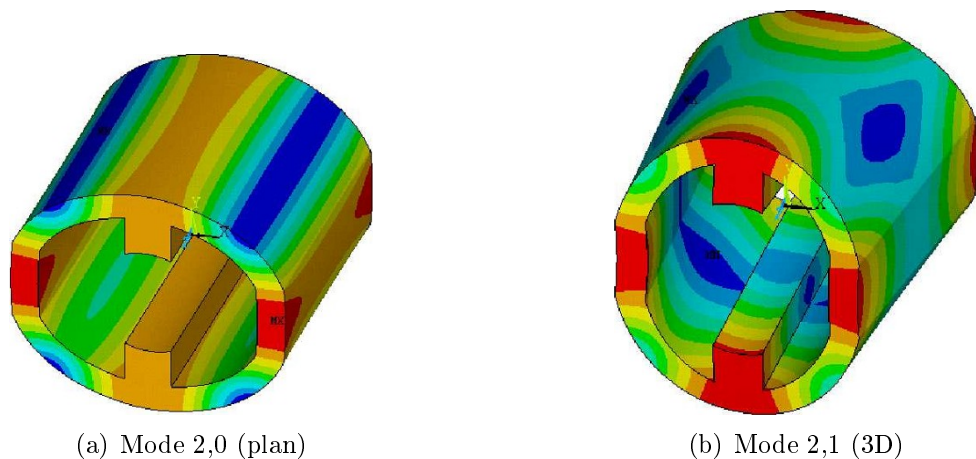


FIGURE 1.7 – Exemples de modes de déformation du stator de la MRV 2/4 étudiée - Source : thèse J. Ojeda [1]

Cas de la machine étudiée Il a été établi [1] que le seul mode audible excité par les contraintes s'appliquant sur le stator est le mode d'ovalisation plane (mode 2,0, figure 1.7) dont la fréquence propre est de 8 kHz.

Le bruit magnétique est à l'origine d'un bruit de raies qui, dans le cas d'une machine exempte d'aimants, disparaît lorsque l'on coupe l'alimentation électrique. Notons que du point de vue de l'acousticien ce bruit n'est pas différent du bruit mécanique puisqu'il résulte également d'un problème de vibro-acoustique du stator. Seul le mode d'excitation de la structure est modifié.

2.2.3 Bruit d'origine aérodynamique

Le bruit d'origine aérodynamique a été peu étudié dans le cadre des machines électriques et il est souvent identifié au bruit du dispositif de ventilation [31] [16]. L'accroissement des vitesses de rotation des machines électriques a cependant augmenté l'importance de ce type de bruit, si bien qu'il n'est pas nécessaire d'avoir un ventilateur pour générer un écoulement dans l'entrefer et produire du bruit aéroacoustique : le rotor s'en charge [32]. En raison de l'adhérence de l'air sur la surface du rotor (on parle de non glissement de l'air à l'interface solide/air), celui-ci entraîne l'air qui l'entoure au cours de sa rotation. Un volume d'air ainsi mis en mouvement va être centrifugé vers le stator qu'il va impacter, convertissant alors une partie de son énergie cinétique en pression avant de revenir vers

le rotor, chassé par d'autres éléments de fluides. Ce comportement est assimilable à celui d'un *ventilateur centrifuge* dont le débit d'air net (de l'entrée vers la sortie) serait nul.

Les études de bruit portant sur les turbomachines et les ventilateurs ont mis en évidence l'existence de plusieurs mécanismes de génération de bruit par un écoulement. Ces mécanismes sont classés en trois catégories [33, 34] :

- le *bruit monopolaire* qui est dû aux variations rapides de débit imposées par les surfaces solides dans l'écoulement, cette source est absente des écoulements pouvant être considérés comme incompressibles ;
- le *bruit dipolaire* trouve son origine dans les fluctuations de charge imposées par le fluide sur les surfaces solides présentes dans l'écoulement ;
- le *bruit quadripolaire* qui est directement généré au sein de l'écoulement du fait des contraintes de cisaillement auxquelles la turbulence soumet le fluide.

Le bruit monopolaire est un bruit de raies, le terme quadripolaire est à l'origine d'un bruit large bande tandis que la source dipolaire dépend du caractère périodique ou non périodique de la charge appliquée sur les surfaces solides (à une charge périodique correspond un bruit de raies).

Parce qu'elle facilite l'entraînement du fluide, la saillance du rotor augmente le phénomène d'interaction fluide entre le rotor et le stator. La présence d'une saillance au stator augmente elle aussi cette interaction en complexifiant le trajet du fluide et en introduisant une modulation périodique du champ de pression. Ainsi les machines à double saillance géométrique telles que les machines à reluctance variable ou les machines à commutation de flux, déjà réputées bruyantes du point de vue magnétique, le seront aussi du point de vue aérodynamique. Quoique que cela ait déjà été constaté [35], il n'existe à notre connaissance aucune étude quantitative sur le sujet, aussi cette étude se focalise sur les machines à reluctance variable à double saillance.

2.2.4 Interactions fluide/structure

Une machine fonctionnant à haute vitesse travaille sous de faibles inductions magnétiques et son entrefer est le siège d'un écoulement intense. Il n'est donc pas assuré que la pression aéraulique s'appliquant sur le stator soit négligeable devant la pression magnétique comme elle l'est en basse vitesse. L'écoulement dans l'entrefer pourrait ainsi également constituer une source d'excitation vibratoire pour le stator. Cette possibilité est discutée dans le cas de la MRV 2/4 monophasée décrite à la page 11 avec un rotor de forme classique et un entrefer de 0.1 mm.

Afin d'évaluer l'importance des interactions fluide/structure, on cherche à comparer l'efficacité de l'excitation magnétique à celle de l'excitation fluide pour le mode d'ovalisation du stator.

Supposons la vitesse de rotation du rotor égale à 60000 tr/min (proche de la limite du dispositif expérimental) sous une induction de 0.2 Tesla (la machine est alimentée sur une demie période électrique). La fréquence de passage de pales, qui correspond à la fréquence fondamentale des contraintes magnétiques, vaut alors 4 kHz. Le premier harmonique de cette fréquence satisfait donc la condition fréquentielle nécessaire à l'excitation du mode d'ovalisation du stator.

Si elles partagent la même fréquence, la contrainte magnétique et la pression aéraulique n'ont pas la même répartition spatiale et sont toutes deux représentées sur la figure

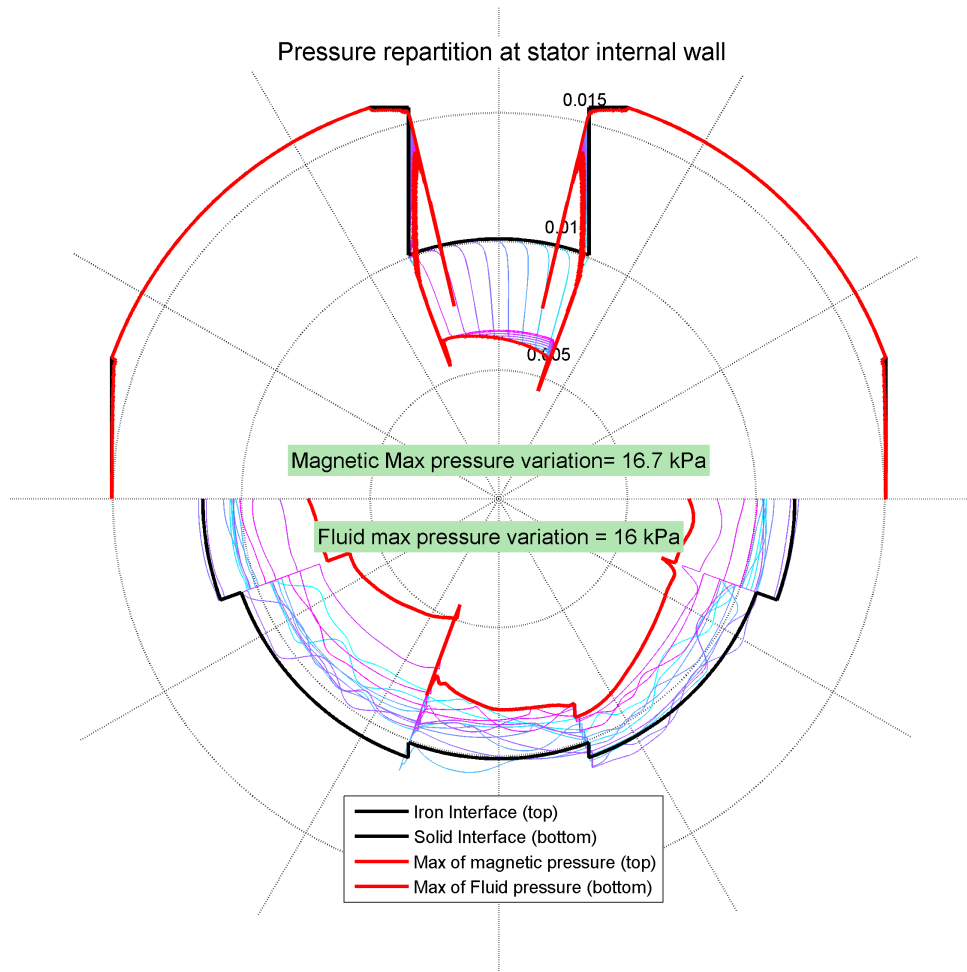


FIGURE 1.8 – Répartition spatiale des pressions magnétique et aéraulique à l'intérieur du stator

1.8. La partie supérieure de cette figure est consacrée à la pression magnétique (calculée en magnétostatique avec Ansys APDL) tandis que la partie inférieure est dédiée à la pression aéraulique (obtenue à l'aide d'Ansys FLUENT). Sur chacun de ces deux demi-graphes, les courbes fines représentent la pression pour différentes positions du rotor et les courbes noires la géométrie sur laquelle elle s'applique. Le niveau de pression appliqué est proportionnel à la différence de rayon entre la courbe représentant la pression et la géométrie. La courbe rouge représente l'enveloppe des courbes de pression, soit la pression maximale en tout point et pour toute position du rotor.

S'il apparaît que les ordres de grandeurs des amplitudes ces deux pressions sont similaires, il n'en va pas de même pour leur répartition spatiale. La pression magnétique se concentre sur les dents statoriques, d'où une forte variation spatiale compatible avec le mode d'ovalisation du stator alors que la pression statique du fluide est plus répartie sur la surface interne du stator. De fait les variations de la pression magnétique constituent une source d'excitation vibratoire du stator plus efficace que la pression aéraulique.

Cette analyse qualitative est confirmée par la comparaison du produit scalaire de la contrainte radiale σ_n (magnétique ou aéraulique) avec la déformée du mode 2, $\kappa(\xi)$. Afin de simplifier l'expression de la déformée, on suppose que le rotor a une géométrie annulaire

(figure 1.9), sa déformée pour le mode d'ovalisation a alors pour expression :

$$\kappa(\xi) = \cos(2\xi + \pi)$$

En notant θ la position angulaire du rotor, le produit scalaire de la contrainte normale par la déformée a pour expression :

$$ps(\theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{\xi=0}^{2\pi} \sigma_n(\xi, \theta) \cdot \cos(2\xi + \pi) d\theta$$

Ce produit scalaire ps est tracé pour chacune des pressions (magnétique et aérodynamique) en fonction de la position θ du rotor sur la figure 1.10. Cette figure est conforme à l'analyse qualitative précédente : la contrainte magnétique constitue la principale source d'excitation vibratoire du stator.

Confirmation expérimentale Afin de confirmer la non participation des interactions fluide/structure à l'excitation vibratoire du stator, une mesure de l'accélération de ce dernier, et donc de son comportement vibratoire, est réalisée. Le dispositif expérimental (figure 1.11) est constitué de la MRV décrite en page 11 sur laquelle sont disposés deux accéléromètres piézoélectriques (ref. DJB A/23/E). Les signaux délivrés par les accéléromètres sont enregistrés sur une durée de 30 ms au milieu de laquelle l'alimentation de la machine est stoppée alors que cette dernière a une fréquence de rotation d'environ 48600 tours par minute (soit une vitesse périphérique de 48.6 m/s). Deux configurations sont étudiées au cours de l'essai, à savoir

1. machine alimentée : le stator est excité par les phénomènes mécaniques, magnétiques et aérodynamiques ;
2. alimentation coupée : l'excitation magnétique est alors inexistante.

L'utilisation de deux configurations de mesure différentes est rendue nécessaire par la superposition des fréquences des phénomènes magnétiques et aérodynamiques. En effet le champ de pression s'appliquant sur le stator et les courants d'alimentation partagent le même fondamental à quatre fois la fréquence de rotation puisque le rotor a quatre dents.

Les résultats de ces mesures sont représentés sur la figure 1.12. La calibration des accéléromètres étant incertaine, les signaux qu'ils retournent sont normalisés par leur maximum respectif.

Le spectre d'accélération du stator en configuration machine alimentée est caractérisé par la présence de raies à la fréquence de rotation (810 Hz) ainsi qu'à quatre, huit et douze fois cette fréquence de rotation, soit la fréquence de passage de pales et ses harmoniques. Les fréquences voisines de 8 kHz, fréquence identifiée comme correspondant à la fréquence de résonance du stator [1], sont fortement excitées également.

Après coupure de l'alimentation, la raie correspondant à la fréquence de rotation demeure inchangée. Cette composante du spectre vibratoire est due aux imperfections d'équilibrage du rotor. En revanche la composante correspondant à la fréquence de passage de pales et tous ses harmoniques sont fortement atténués. La culasse présente un comportement analogue à celui du stator.

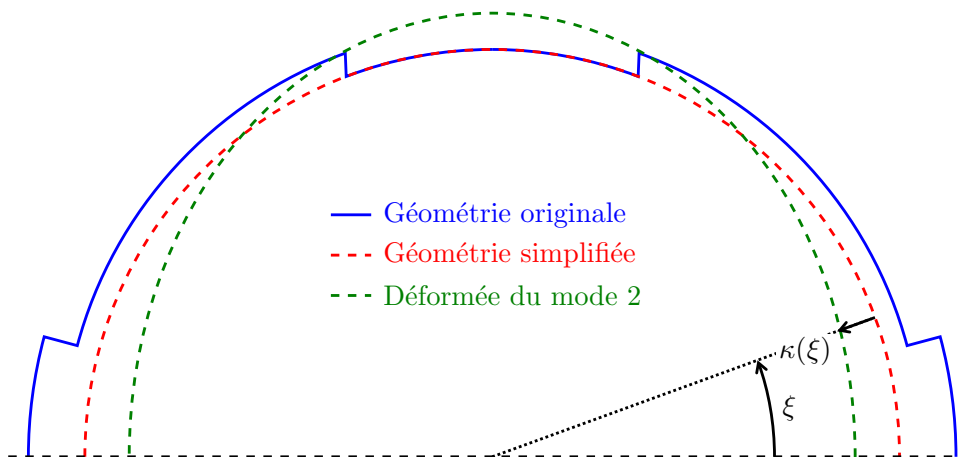


FIGURE 1.9 – Paramétrage pour la définition de la déformée du stator

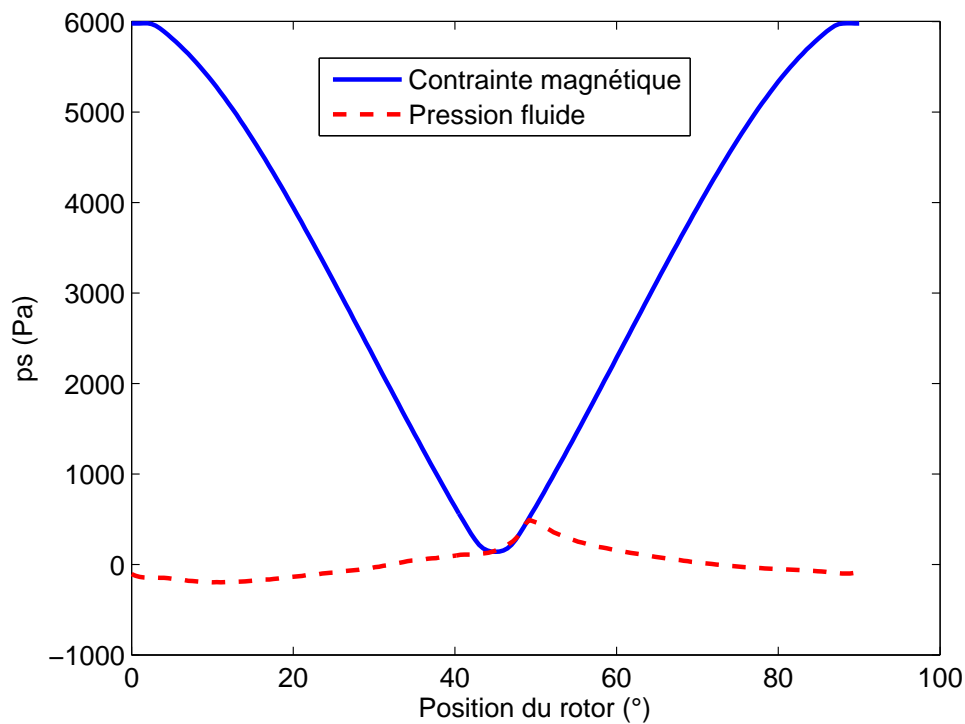


FIGURE 1.10 – Évolution du produit scalaire de la contrainte normale par la déformée au cours d'un quart de tour du rotor

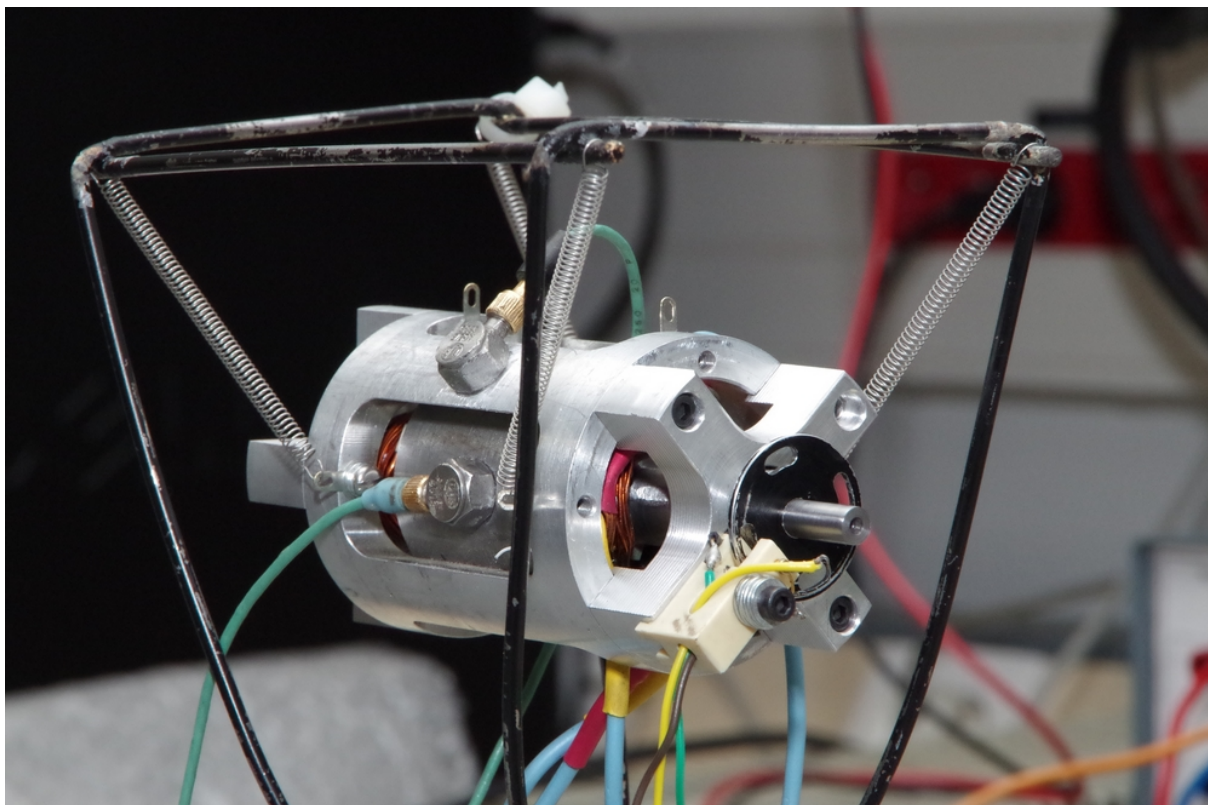


FIGURE 1.11 – Dispositif de mesure de l'accélération vibratoire du stator

En conclusion, il ressort de l'analyse du spectre de l'accélération du stator que les raies correspondant aux fréquences des phénomènes aérodynamiques et magnétiques sont fortement atténuées par la disparition de la source d'excitation magnétique. Les interactions fluide/structure ne participent donc pas significativement à l'excitation vibratoire du stator et seront donc négligées dans les estimations du bruit d'origine aérodynamique de la machine étudiée.

Bilan

Schématiquement les sources de bruit dans les machines électriques peuvent être décomposées selon le diagramme proposé en figure 1.13.

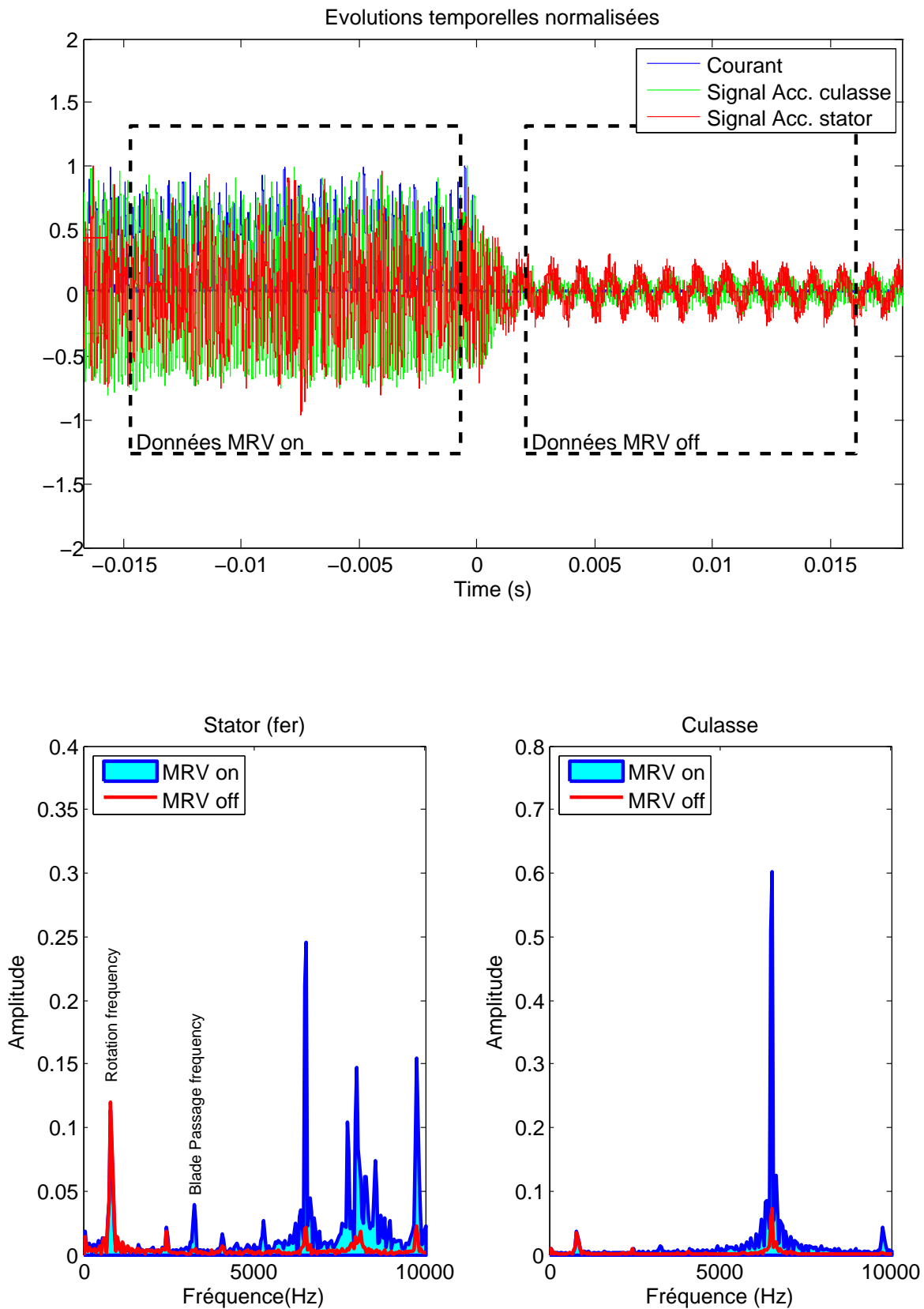


FIGURE 1.12 – Signaux retournés par les accéléromètres disposés sur le stator et la culasse

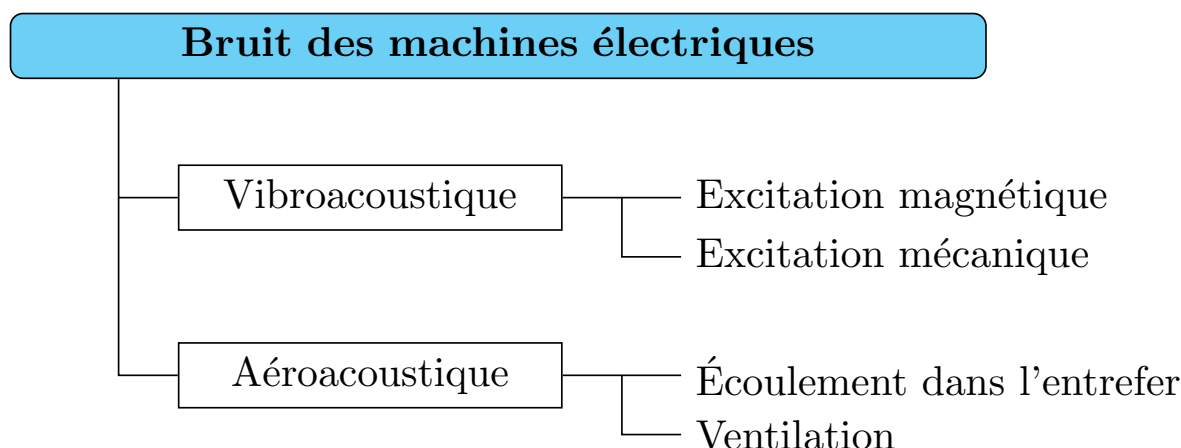


FIGURE 1.13 – Mécanismes de générations de bruit dans une machine électrique

2.3 Importance relative des différentes sources de bruit

Le bruit émis par une machine électrique dépend de ses conditions de fonctionnement et plus précisément de sa vitesse de rotation et de la charge à laquelle elle est soumise. À basse vitesse l'écoulement dans l'entrefer n'est pas assez intense pour être bruyant, les bruits mécanique et magnétique dominent les émissions sonores de la machine, le second étant, sauf avarie mécanique, le plus important.

L'augmentation de la vitesse de rotation se traduit par une intensification de la contribution du bruit aérodynamique, à plus forte raison que le défluxage intervenant en haute vitesse réduit les niveaux d'induction et donc l'excitation magnétique du stator. Les trois mécanismes de génération de bruit aérodynamique ne s'activent pas aux mêmes vitesses et leurs intensités évoluent différemment avec la vitesse [36, 37, 38] :

- le bruit dipolaire est présent dès les faibles vitesses, il est le premier à concurrencer le bruit magnétique et l'amplitude de la pression acoustique qui lui est associée évolue avec la puissance 2.5 de la vitesse, soit $SPL_d \propto 50 \log_{10}(\Omega)$ [39] ;
- vient ensuite le bruit monopolaire qui devient important qu'aux environs de Mach 0.5 (soit pour une vitesse périphérique $vp \approx 170 \text{ m/s}$), l'amplitude de sa pression acoustique évolue à la puissance 3 de la vitesse, d'où $SPL_m \propto 60 \log_{10}(\Omega)$;
- enfin pour les nombres de Mach supérieures à 0.8 c'est le bruit quadripolaire qui se fait le plus entendre, cependant les vitesses périphériques correspondantes ($> 270 \text{ m/s}$) ne sont que rarement atteintes par les machines électriques.

L'évolution attendue du niveau de bruit émis par la machine en fonction de la vitesse peut alors se résumer sous la forme du graphique présenté en figure 1.14.

L'évolution du bruit magnétique en fonction de la vitesse dépend, entre autres paramètres, des modes propres de la machine considérée. Il n'est donc pas possible d'en donner une loi d'évolution générale. De même, la vitesse au delà de laquelle le bruit dipolaire domine le bruit magnétique dépend de nombreux facteurs parmi lesquels on trouvera la topologie de la machine considérée et ses conditions de fonctionnement, aussi cette vitesse n'est pas connue a priori.

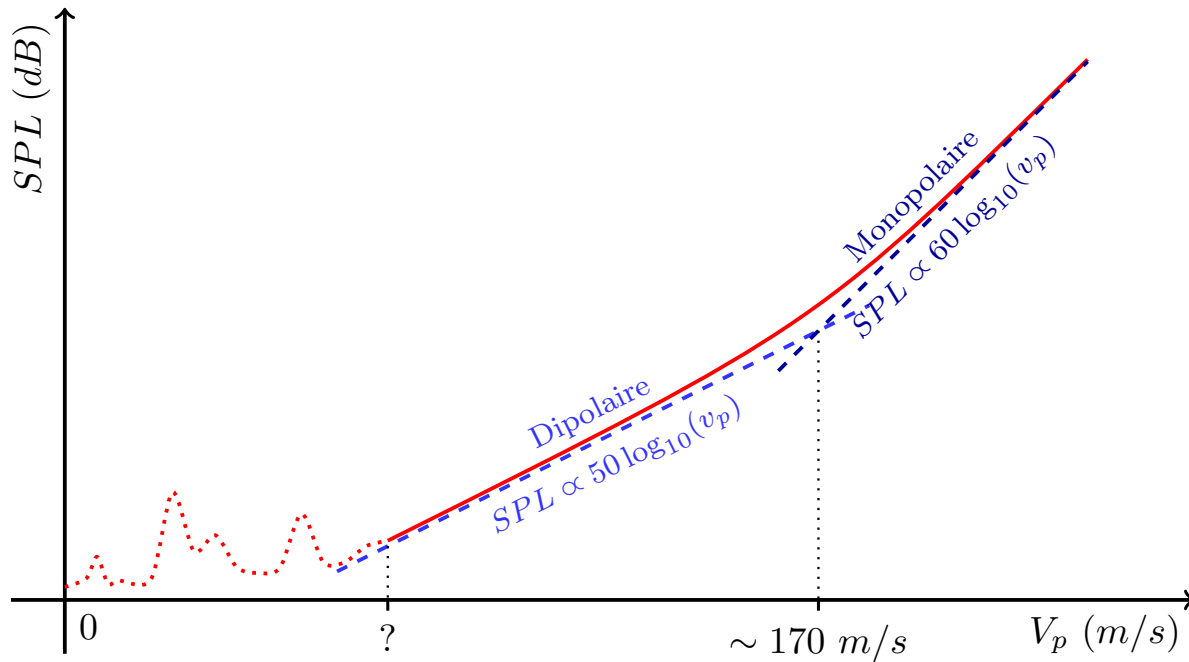


FIGURE 1.14 – Évolution attendue du niveau de bruit de la machine en fonction de la vitesse périphérique du rotor

3 Techniques de réduction de bruit

Le bruit émis par les MRV constituant un frein à leur utilisation, il fait l'objet de nombreuses études.

3.1 Bruit magnétique des MRV

Les réponses apportées par la communauté scientifique du génie électrique au problème posé par le bruit magnétique des MRV peuvent se regrouper en trois familles expliquées dans ce qui suit.

La recherche de formes d'ondes optimales d'alimentation de la machine consiste, par exemple, à limiter les variations brusques (et par là même leur contenu harmonique) des efforts radiaux sur le stator en adoucissant les fronts de tension d'alimentation [40] ou en introduisant un croisement d'alimentation entre les phases [41].

Une autre méthode d'alimentation utilisant des éléments de **contrôle actif des vibrations** est proposé par Wu et Pollock [42]. Après une analyse temporelle des couplages entre les phénomènes vibratoires du stator et les tensions appliquées aux différentes phases de la machine, ils proposent de réaliser les coupures d'alimentation des bobinages en deux étapes successives décalées dans le temps d'une demi période de vibration du stator afin de générer deux ondes en opposition de phase qui se neutralisent. D'autres solutions de réduction active des vibrations ont par la suite été étudiées parmi lesquelles on citera l'utilisation d'enroulements auxiliaires et l'ajout d'actionneurs piezoélectriques. Les enroulements auxiliaires sont utilisés pour injecter des harmoniques de courant afin de réduire l'excitation magnétique des modes de vibration du stator [43] alors que les actionneurs piezoélectriques permettent d'agir directement au niveau des déformations du stator [44, 45].

Enfin de nombreuses études ont pour objet la **recherche et le dimensionnement de topologies permettant de réduire le niveau de bruit magnétique** des machines à reluctance variable. Le champ des possibilités est large, aussi les stratégies déployées sont nombreuses : modification de la jonction dent statorique/culasse pour augmenter la rigidité du stator [46], vrillage du rotor afin de répartir les efforts radiaux sur une couronne [47, 48], etc. Les tolérances de fabrication et de montage ont aussi leur influence sur le bruit magnétique émis par une machine. Il a été mis en évidence qu'un défaut de coaxialité du rotor par rapport au stator amène un déséquilibre magnétique de la machine qui génère des vibrations [49].

3.2 Bruit aéroacoustique

Des études portant sur le comportement aérodynamique des machines électriques existent mais elles ont généralement pour objectifs la quantification et la minimisation des pertes aérodynamiques [50], l'optimisation de la ventilation [51, 52, 53] ou les deux en même temps [54]. Il n'existe, à l'heure actuelle et à notre connaissance, aucune étude quantitative publiée sur le bruit aéroacoustique des machines électriques. À l'inverse, de telles études existent pour les turbomachines.

Les études sur le bruit aérodynamique ont pris leur essor avec le développement de l'aviation et plus particulièrement de l'aviation militaire (dans les années 1920) : le bruit des hélices, facilement identifiable, nuit à la discrétion des avions de combat et facilite leur repérage. Ces études se concentrent sur des hélices tournant en champ libre [55] jusqu'à l'avènement des turboréacteurs qui imposent de prendre en compte les interactions entre le rotor et le stator.

La propulsion des avions n'est pas le seul problème de l'aéroacoustique et de nombreuses études portent notamment sur les ventilateurs. Nous nous intéresserons plus particulièrement ici aux méthodes de réduction de bruit développées pour les ventilateurs centrifuges (figure 1.15) dont on a établi la ressemblance avec la MRV.

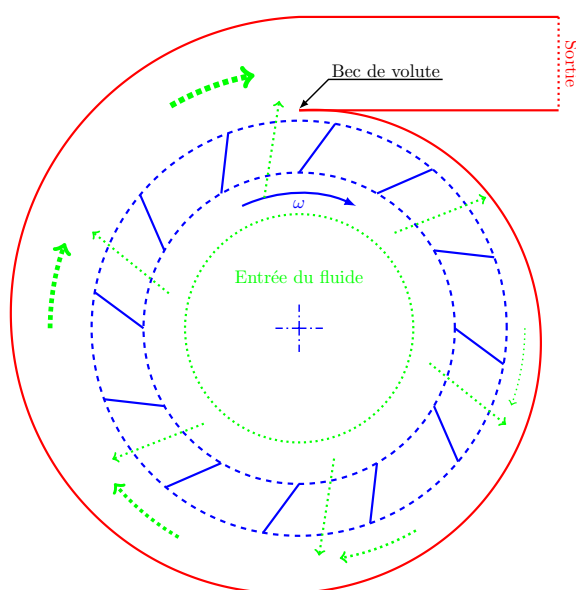


FIGURE 1.15 – Schéma d'un ventilateur centrifuge

Neise dans son état de l'art [56] classe les méthodes en cinq catégories dont seulement quatre sont transposables aux MRV.

Augmentation de la distance entre le rotor et le stator Cette solution très efficace pour réduire le bruit des ventilateurs n'est pas souhaitable dans le cas de MRV pour lesquelles une augmentation de l'entrefer se traduit par une dégradation significative des performances.

Déphasage des sources de fluctuation de pression par l'inclinaison des pales ou bec de volute (figure 1.16). Cette solution s'avère efficace à condition que l'inclinaison soit suffisante pour que le bec de volute couvre au moins deux pales du rotor simultanément. Dans le cadre de la MRV une telle inclinaison se traduirait par une forte diminution de la variation de reluctance qui altérerait le couple fourni par la machine.

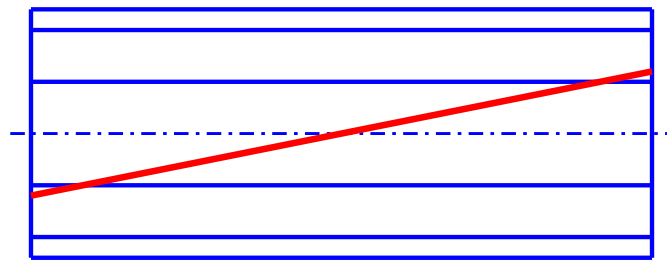


FIGURE 1.16 – Inclinaison du bec de volute

Modification du rotor Trois solutions rentrent dans cette catégorie : l'étagement du rotor, l'espacement irrégulier de ses pales et l'ajout de grilles.

- L'étagement du rotor consiste en un assemblage de deux demi rotors décalés angulairement d'une demi dent ce qui permet de générer deux ondes de pressions voisines spatialement et en opposition de phase. Facilement réalisable dans le cas des ventilateurs pour lesquels le positionnement angulaire du rotor par rapport au stator n'a pas d'importance, cette solution est difficilement transposables aux MRV. Il est en effet impossible d'étager significativement le rotor sans dégrader le fonctionnement de la machine.
- L'espacement irrégulier des pales ne réduit pas le niveau d'intensité acoustique mais répartit l'intensité sonore de la fréquence de passage de pale sur un spectre plus large ce qui s'avère moins gênant pour l'utilisateur. Pour la MRV, l'obligation de compenser les efforts radiaux exercés sur le rotor imposent que $2p$ dents rotoriques (p est le nombre de paires de pôles) passent simultanément sous le même nombre de dents statoriques et qu'il existe une symétrie centrale des dents statoriques et rotoriques entre elles. De fait les possibilités d'espacement irrégulier des dents sont limitées. Rajoutons de plus qu'une irrégularité dans le placement azimuthal des dents de la machine augmenterait l'ondulation du couple délivré par la MRV.
- L'ajout de grille pour affiner la turbulence et lisser le profil de vitesse est complexe à réaliser dans un espace aussi confiné que l'entrefer en particulier pour des vitesses périphériques du rotor élevées. Notons également que l'absence d'un débit net de fluide entre le rotor et le stator risque d'affecter l'efficacité de cette technique de réduction de bruit.

L'ajout d'atténuateurs acoustiques Dans le cadre de cette méthode on citera l'utilisation de matériaux absorbants et de résonateurs acoustiques. Ces méthodes sont rendues difficiles par le manque de place au stator aussi elles ne peuvent s'appliquer qu'aux machines dont les bobinages sont suffisamment distants pour y intercaler les atténuateurs. De plus :

- l'isolation thermique qu'apportent les garnitures d'absorption acoustique peut s'avérer problématique dans le cadre des machines électriques ;
- l'emploi de résonateurs acoustiques pour atténuer les ondes de pression à l'intérieur du stator requiert au moins autant de résonateurs que de cavités (et donc de dents statoriques) et qu'à moins d'utiliser des résonateurs réglables (et donc de leur prévoir un dispositif de commande), ce dispositif ne sera efficace que pour des fréquences voisines de la fréquence caractéristique des résonateurs implantés.

4 Conclusion du chapitre

Le bruit rayonné par une machine électrique peut se décomposer en deux contributions que sont les émissions vibroacoustiques du stator sous l'effet des excitations mécanique et magnétique et les phénomènes aéroacoustiques au sein de l'entrefer. Il existe une vitesse au delà de laquelle l'intensité acoustique rayonnée est principalement due aux phénomènes aérodynamiques. Cette vitesse de transition permet de définir la notion de rapidité d'une machine électrique au sens de ses nuisances sonores.

La littérature sur le bruit des machines électriques, abondante en ce qui concerne le bruit d'origine magnétique, devient rare sur le bruit d'origine aérodynamique. Il existe cependant de nombreuses études sur le bruit aéroacoustique des turbomachines, lesquelles présentent des similitudes avec les machines électriques. Cependant, si des solutions ont été développées pour réduire les émissions sonores des turbomachines, elle sont pour nombre d'entre elles incompatibles avec les contraintes inhérentes aux machines électriques.

L'origine du bruit d'une machine électrique rapide étant identifiée, la suite de cette étude se consacre à l'établissement d'une méthode d'estimation du niveau de ce bruit.

Chapitre 2

Mise en place de l'outil de calcul

Ce second chapitre traite des problématiques spécifiques à la détermination du niveau de bruit aéroacoustique des machines à reluctance variable. Pour ce faire l'étude se focalise sur une MRV dont les principales caractéristiques sont explicitées en début de chapitre. Viennent alors une présentation succincte des méthodes de calcul développées par les aéroacousticiens ainsi qu'une analyse de l'écoulement donnant naissance à la perturbation acoustique étudiée. Enfin les outils et la méthode d'estimation du bruit aéroacoustique utilisée sont développés.

Sommaire

1	Méthodes de calcul en aéroacoustique	31
1.1	Résolution directe	31
1.2	Méthodes hybrides	31
1.2.1	Analogie acoustique	32
1.2.2	Équation de Ffowcs-Williams et Hawkings	33
1.3	Modèle de bruit retenu	33
2	Analyse préliminaire	34
2.1	Simplifications géométriques	34
2.2	Cavité entraînée	34
2.3	Procédure de calcul direct	36
2.3.1	Paramétrage CHORUS	36
2.3.2	Maillage	36
2.4	Résultats de l'analyse préliminaire	37
2.4.1	Stabilité de l'écoulement	37
2.4.2	Comparaison CHORUS / FLUENT	39
2.5	Bilan	40
3	Calcul CFD avec Fluent	40
3.1	Géométrie et maillage	40
3.2	Paramètres solveur CFD et déroulement du calcul	40
4	Évaluation du niveau de bruit	43
4.1	Développement de Hanson et Parzych	43
4.1.1	Paramétrage	43
4.1.2	Hypothèses	44
4.1.3	Développements	45
4.1.4	Contribution du rotor	46
4.1.5	Contribution du stator	48
4.1.6	Niveau de pression acoustique	48
4.2	Atténuation du stator	48
4.3	Méthodes alternatives basées sur le couple aérodynamique	49
4.3.1	Formule de Gutin	49
4.3.2	Méthode de la puissance fluctuante	50
5	Implémentation du post-traitement	50
5.1	Méthodologie	51
5.2	Discrétisation	51
5.3	Sources compactes	51
5.4	Calcul du couple électromagnétique	52
6	Conclusion du chapitre	52

1 Méthodes de calcul en aéroacoustique

Le bruit aéroacoustique trouve son origine dans l'écoulement turbulent engendré dans l'entrefer par la rotation du rotor. La résolution de cet écoulement relève de la dynamique des fluides, ou encore de l'aérodynamique puisque nous sommes dans l'air, et le calcul de niveaux de bruit est un problème d'acoustique. Cette étude se place donc dans le cadre de l'aéroacoustique qui unit ces deux disciplines.

1.1 Résolution directe

La génération et la propagation des sons sont régies par les équations générales de la mécanique des fluides, c'est à dire les équations de conservation de la matière et de la quantité de mouvement (les équations de Navier-Stokes) auxquelles on ajoute une équation d'état du fluide. Ce sont ces mêmes équations qui gouvernent l'écoulement turbulent qui donne naissance à la perturbation acoustique qui nous intéresse. Il est ainsi théoriquement possible de résoudre simultanément l'écoulement, la génération des ondes sonores et leur propagation. Théoriquement seulement car sont énoncés ci-dessous trois obstacles majeurs à la résolution directe des problèmes d'aéroacoustique :

1. L'absence de solution analytique aux équations de Navier-Stokes empêche de résoudre de manière exacte les écoulements turbulents qui sont au cœur des problèmes d'aéroacoustique.
2. Les 6 ordres de grandeurs que couvre la pression acoustique (des $20 \mu Pa$ du seuil d'audition aux $63 Pa$ du seuil de douleur) et la faible amplitude de cette pression acoustique vis à vis des pressions de l'écoulement imposent une très haute résolution lors du calcul.
3. La finesse des structures turbulentes de l'écoulement impose des maillages fins tandis que les ordres de grandeurs des longueurs d'ondes acoustiques ($17 mm$ au minimum pour $f = 20 kHz$) imposent des maillages couvrant de grandes distances.

Bien que constituant un domaine de recherche actif, la résolution directe de problèmes d'aéroacoustique s'avère encore impossible dans des cas d'intérêt pratique comme l'est le notre. Ces difficultés ont amené au développement de méthodes hybrides qui découplent la résolution de l'écoulement de la génération et de la propagation des perturbations sonores.

1.2 Méthodes hybrides

L'écoulement turbulent à l'origine de l'émission de bruit est généralement localisé dans une région de l'espace au cœur d'un grand volume au repos ou en mouvement uniforme. Considérons alors un couplage faible entre le problème de dynamique des fluides et le problème d'acoustique, c'est à dire que l'on suppose que la perturbation acoustique n'a pas d'effet sur l'écoulement qui lui a donnée naissance. On peut alors utiliser deux approches distinctes pour arriver à une prédiction du bruit d'origine aérodynamique :

1. une première étude de dynamique des fluides est réalisée dans la région du jet (incluant la zone de de l'écoulement plus une éventuelle région où apparaissent des mouvements convectifs de fluide) afin d'estimer les caractéristiques de l'écoulement ;
2. les informations déterminées lors de cette première étude servent de point de départ à un calcul de propagation acoustique dans le restant du domaine (méthode basée

sur l'intégrale de Kirchhoff par exemple) ou sont utilisées comme données d'entrée pour utiliser une analogie aéroacoustique.

La méthode choisie dans la suite de cette étude se base sur une analogie aéroacoustique dont nous allons maintenant expliquer le principe.

1.2.1 Analogie acoustique

Une analogie acoustique est une méthode de prédiction sonore basée sur une équation de type :

$$\mathcal{L}(p) = Q \quad (2.1)$$

dans laquelle p désigne la pression acoustique, \mathcal{L} est un opérateur différentiel qui devient l'opérateur de propagation linéaire en dehors de la région de l'écoulement et Q désigne les sources acoustiques qui sont calculées à partir des paramètres de l'écoulement. La première analogie acoustique a été établie par Lighthill en 1952 [57] dans le cadre des études qu'il menait sur le bruit de jet. Sans approximations, par une manipulation des équations de conservation dans le cas d'un fluide visqueux sans sources de fluide, surfaces solides ou forces de volume au sein de l'écoulement, Lighthill aboutit à l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta \rho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (T_{ij}) \quad (2.2)$$

où c_0 est la célérité du son (342 m/s dans l'air à une température de 20° Celsius) et \underline{T} est le tenseur de Lighthill défini par :

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + (P - c_0^2 \rho) \delta_{ij} - \tau_{ij}$$

avec \vec{v} le vecteur vitesse, ρ la masse volumique du fluide et $\underline{\tau}$ le tenseur des contraintes de cisaillement (la convention sur la sommation des termes d'indices répétés est utilisée tout au long de ce document).

L'opérateur de propagation d'onde qui constitue le terme de gauche de l'équation de Lighthill porte sur la variation de masse volumique du fluide et non sur la pression comme le veut la définition de l'analogie acoustique donnée précédemment. Dans le cadre de l'acoustique linéaire, on suppose que l'air est un gaz parfait qui subit une transformation isentropique. Variation de masse volumique et pression acoustique sont alors liées par la relation suivante :

$$p = c_0^2 \rho$$

On retrouve ainsi le cadre de l'analogie acoustique.

Cette analogie a ensuite été étendue par Curle [58] pour prendre en compte la présence de surfaces solides fixes dans l'écoulement. Ffowcs-Williams et Hawkings (FWH) [59] ont ensuite introduit le mouvement des surfaces solides. L'effet d'un écoulement uniforme dans le milieu de propagation est dû à Goldstein et les non-uniformités du mouvement du milieu de propagation ont été étudiées par Phillips et Lilley. Ces différentes analogies acoustiques sont reprises et détaillées par Goldstein [38].

Dans le cadre de notre étude nous avons affaire à des surfaces solides en mouvement au sein d'un milieu au repos (loin des surfaces en mouvement), nous utiliserons donc l'équation de Ffowcs-Williams et Hawkings.

1.2.2 Équation de Ffowcs-Williams et Hawkings

L'équation de Ffowcs Williams et Hawkings (FWH) admet une formulation intégrale qui permet d'exprimer la pression acoustique en un point \vec{x} à la date t :

$$c_0^2 \rho(\vec{x}, t) = \underbrace{- \int_{\tau=-T}^{\tau=T} \int_{S(\tau)} \rho_0 V_N \frac{\partial G}{\partial \tau} dS(\vec{y}) d\tau}_{p_T(\vec{x}, t)} + \underbrace{\int_{\tau=-T}^{\tau=T} \int_{S(\tau)} f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} dS(\vec{y}) d\tau}_{p_L(\vec{x}, t)} + \underbrace{\int_{\tau=-T}^{\tau=T} \int_{V(\tau)} T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} d\vec{y} d\tau}_{p_Q(\vec{x}, t)} \quad (2.3)$$

Dans cette expression \vec{y} repère la position de la source sonore, τ est le temps retardé (instant d'émission de la perturbation) et G est une fonction de Green à choisir suivant les conditions aux limites temporelles et spatiales du problème considéré. La durée T est choisie suffisamment longue afin d'inclure dans le calcul de la perturbation acoustique les contributions de toutes les sources. Ainsi en régime subsonique la durée T doit respecter la condition suivante : $T > d_{max}/c_0$ avec $d_{max} = \text{Max}(\|\vec{y} - \vec{x}\|)$. Le membre de droite de cette équation fait intervenir trois termes que l'on va brièvement expliquer.

- $p_T(\vec{x}, t)$ est la pression associée au bruit monopolaire. C'est une distribution surfacique dont la cause est le volume de fluide déplacé par les surfaces en mouvement. V_N désigne la vitesse normale à la surface (la normale est choisie sortant de la matière), ainsi $V_N dS(\vec{y})$ désigne le volume déplacé par l'élément de surface $dS(\vec{y})$ au cours de son mouvement. Ce déplacement de volume génère un bruit de raies appelé « bruit d'épaisseur » (thickness noise) dans le sens où il serait absent dans le cas d'une pale d'épaisseur nulle.
- $p_L(\vec{x}, t)$ est le terme associé à la source dipolaire. Il s'agit d'une distribution surfacique due à l'interaction entre le fluide et les surfaces solides. f_i désigne la composante selon l'axe i de l'effort surfacique appliqué par le fluide sur l'élément de surface $dS(\vec{y})$. Le bruit dipolaire est appelé bruit de charge (loading noise) et peut être un bruit de raies et/ou un bruit large bande en fonction du phénomène à l'origine des efforts aérodynamiques sur les surfaces solides [33].
- $p_Q(\vec{x}, t)$ est le terme quadripolaire. C'est un terme volumique, semblable à celui décrit par Lighthill, dû uniquement au caractère turbulent de l'écoulement qui génère un bruit large bande.

Les fonctions de Green respectant les conditions aux limites spatiales et temporelles des problèmes réels étant difficiles à déterminer, on utilise généralement la fonction de Green en champ libre et lointain définie par :

$$G(\vec{y}, \tau, \vec{x}, t) = \frac{\delta(t - \tau - d/c_0)}{4\pi d} \text{ avec } d = \|\vec{x} - \vec{y}\|$$

L'utilisation de cette fonction amène l'hypothèse d'une propagation libre de la perturbation acoustique du point d'émission vers le point d'écoute.

1.3 Modèle de bruit retenu

Le faible nombre de Mach de l'écoulement dans l'entrefer permet de focaliser l'étude sur le terme dipolaire de l'équation de FWH. La pression acoustique qui lui est associée

trouve son origine dans les fluctuations de charge, c'est à dire la pression appliquée par le fluide sur les surfaces solides, dans la région de l'écoulement. Le type de bruit généré est fonction de la nature de la charge : une charge de type stationnaire (appliquée au rotor) ou périodique produit un bruit tonal alors qu'une charge apériodique engendre un bruit large bande. Dans le cas des turbomachines fonctionnant à faible nombre de Mach, la charge apériodique est généralement faible devant les composantes stationnaire et périodique ce qui amène un spectre acoustique dominé par le bruit tonal.

Aussi, dans la suite de cette étude le bruit d'origine aérodynamique de la MRV étudiée sera réduit à sa composante tonale engendrée par la composante dipolaire de l'équation de FWH. L'évolution du champ de pression sur les surfaces solides de l'entrefer constitue les termes sources requis par l'équation de FWH.

2 Analyse préliminaire

L'écoulement dans l'entrefer constitue le lieu des mécanismes de génération du bruit aéroacoustique, il est par conséquent intéressant de s'y arrêter un peu avant de se focaliser sur la détermination des niveaux de bruit qu'il engendre.

La détermination des fluctuations de pression dans l'entrefer passe par un calcul de dynamique des fluides (ou CFD pour Computational Fluid Dynamics) et le modèle de bruit aéroacoustique retenu (bruit de raies de nature dipolaire) suppose que l'écoulement dans l'entrefer est non compressible et ne présente pas d'instabilités.

La détermination de ces instabilités requiert un calcul précis des phénomènes turbulents dans l'écoulement ce qui s'avère numériquement très couteux. Dans l'optique de vérifier les deux hypothèses émises sur la nature de l'écoulement (stabilité et incompressibilité), une étude est réalisée à l'aide d'un code de calcul permettant de simuler l'écoulement sans modèle de turbulence sur une géométrie simplifiée.

Dans le cadre de ces hypothèses, il sera possible d'utiliser un solveur incompressible et de modéliser les phénomènes de turbulence au lieu de les calculer, ce qui autorise des maillages et des pas de temps moins fins que dans le cas d'une résolution directe et se traduit par une réduction significative du temps de calcul.

2.1 Simplifications géométriques

Schématiquement la géométrie des parois encadrant l'écoulement peut se représenter par la figure 2.1(a). La faible épaisseur de l'entrefer par rapport au rayon du rotor permet de « dérouler » cette géométrie (figure 2.1(b)). Si de plus on néglige la saillance du stator on arrive à la géométrie de la figure 2.1(c) qui s'approche du cas de la cavité entraînée.

2.2 Cavité entraînée

Les cavités entraînées (figure 2.2) font l'objet de nombreuses études en dynamique des fluides. Le rapport de forme de la cavité, défini comme étant le quotient de la longueur L par la profondeur D , permet de les classer en deux catégories [60] :

cavité fermée si le rapport de forme est supérieur à neuf et

cavité ouverte dans le cas où ce rapport est inférieur à six.

Dans le cas d'un rotor à quatre dents ayant un rayon extérieur de 9.95 mm, un rayon intérieur de 7.5 mm et une épaisseur de dent de 7.7 mm, la cavité issue de la simplification

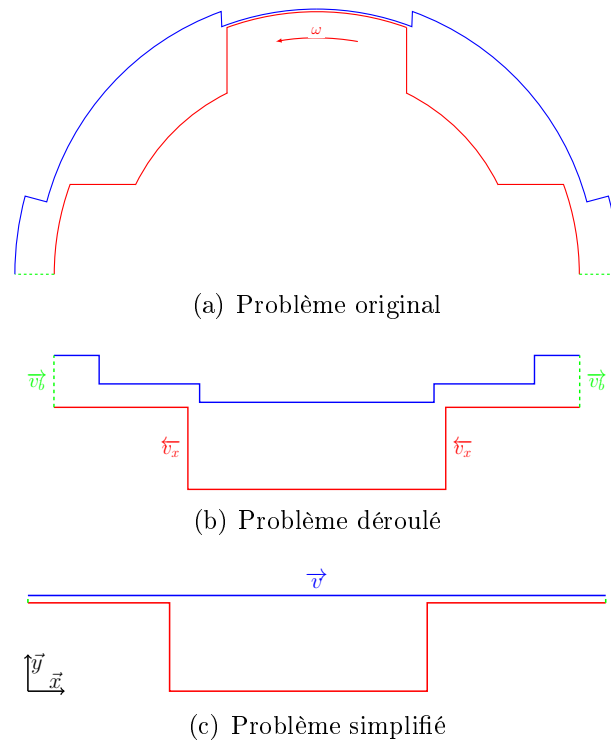


FIGURE 2.1 – Simplifications géométriques pour l'analyse préliminaire

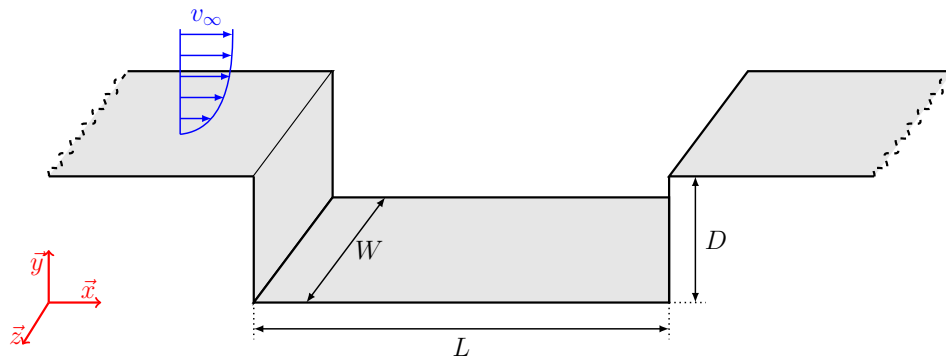


FIGURE 2.2 – Cavité entraînée

du problème présente un rapport longueur sur profondeur de l'ordre de trois. La cavité entraînée correspondante est donc de type ouverte.

Il est établi que les premières instabilités qui apparaissent dans ce type d'écoulement sont les instabilités de Görtler [61] qui se caractérisent par des tourbillons d'axe \vec{y} .

Il existe cependant une différence notable entre le cas de la cavité entraînée et l'écoulement simplifié schématisé à la figure 2.1(c) : la proximité de la paroi supérieure (l'entrefer considéré ici est de 0.15 mm) modifie à la fois le champ de vitesse incident et le comportement de l'écoulement dans la cavité. Les résultats concernant les cavités entraînés présents dans la littérature ne pourront donc pas être utilisés ici. L'écoulement en configuration simplifiée est alors étudié numériquement.

2.3 Procédure de calcul direct

Les simplifications apportées à la géométrie permettent de simuler l'écoulement à l'aide du code de calcul volumes finis, CHORUS, développé au sein du LIMSI¹. Ce code de calcul permet la simulation directe d'écoulements compressibles en régime instationnaire et en trois dimensions.

L'étude menée avec CHORUS se décompose en trois temps. Pour commencer, une étude de sensibilité au maillage est menée en deux dimensions sur la configuration de la figure 2.1(c) pour une vitesse de parois de 42 m/s (correspondant à une vitesse de rotation de 40 000 tr/min). Viennent ensuite une étude en trois dimensions visant à étudier l'apparition d'éventuelles instabilités dans l'écoulement ainsi qu'une comparaison entre les résultats issus du calcul direct avec CHORUS et de la simulation RANS menée avec FLUENT.

2.3.1 Paramétrage CHORUS

Chaque calcul mené avec CHORUS est réalisé en régime transitoire et se décompose en deux phases : une première phase d'initialisation réalisée avec un pas de temps adaptatif et un nombre de courant² de 0.3 précède une seconde phase d'exploitation au cours de laquelle le pas de temps est fixe. Le pas de temps utilisé pour la phase d'exploitation est celui vers lequel le solveur a convergé au cours de la phase d'initialisation de telle sorte que le nombre de courant soit toujours environ égal à 0.3 au cours de la phase d'exploitation.

Seuls les résultats de la phase d'exploitation sont présentés par la suite.

2.3.2 Maillage

Le maillage est réalisé à l'aide d'un mailleur également développé par le LIMSI. Le maillage est de type cartésien avec un pas irrégulier afin d'obtenir une discrétisation fine du domaine dans le canal d'entrefer et au niveau des sommets tout en conservant un nombre d'éléments raisonnable (figure 2.3).

Les parois inférieure et supérieure (de normales $\pm \vec{y}$) ont des conditions aux limites de type mur adiabatique tandis que les parois droite et gauche (de normales $\pm \vec{x}$) correspondent à une périodicité spatiale. La saillance du rotor est prise en compte à l'aide de corps immergés dont les parois sont imperméables. La paroi supérieure a une vitesse constante v selon l'axe \vec{x} .

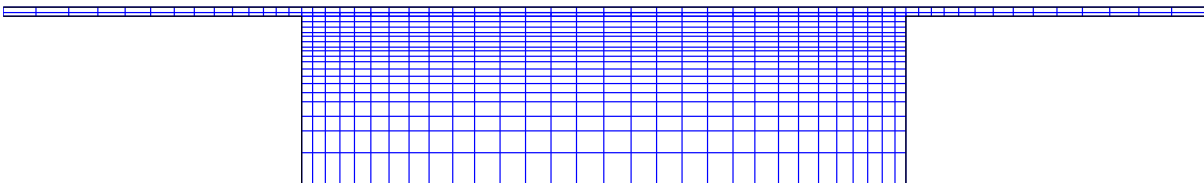


FIGURE 2.3 – Maillage 2D pour CHORUS (éléments agrandis)

Les maillages sont dimensionnés de telle sorte que le ratio d'aspect global (rapport maximal entre les deux dimensions d'une maille) n'excède pas 3 et que les variations relatives de longueurs entre les mailles successives soient de l'ordre de 1% sur chaque axe.

1. Laboratoire d'Informatique pour la Mécanique et les Sciences de l'Ingénieur

2. Le nombre de courant correspond au ratio $\frac{\text{Vitesse de paroi} \times \text{pas de temps}}{\text{longueur d'une maille}}$

2.4 Résultats de l'analyse préliminaire

L'étude de sensibilité a été menée sur quatre maillages (voir tableau 2.1). Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 2.4 où l'on peut voir la pression relative appliquée par le fluide sur la paroi statorique en fonction de la position selon l'axe \vec{x} pour les quatre maillages. L'écoulement simulé s'étant avéré stationnaire, les résultats présentés sont valables pour tous les pas de temps une fois sorti du régime transitoire.

Maillage	Nombre de cellules			Dimension minimale des éléments
	suivant \vec{x}	suivant \vec{y}	global	
0	580	100	58 000	15 μm
1	730	145	105 850	10 μm
2	972	180	174 960	7.5 μm
3	1460	260	379 600	5 μm

TABLE 2.1 – Maillages utilisés pour l'étude de sensibilité

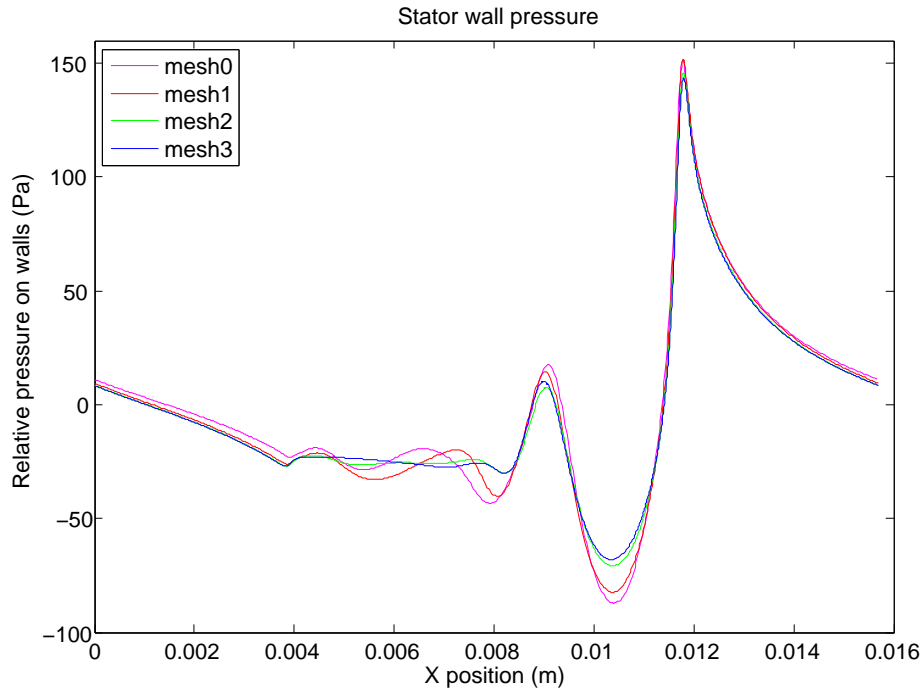


FIGURE 2.4 – Pression statorique relative obtenue pour différents maillages

La sensibilité, vis à vis du maillage, des résultats obtenus se réduit à partir du maillage numéro 2 ($\sim 175\ 000$ éléments), lequel sera utilisé dans la suite de l'étude.

2.4.1 Stabilité de l'écoulement

Une simulation de l'écoulement est réalisée en trois dimensions afin d'en vérifier la stabilité. L'écoulement étudié est schématisé sur la figure 2.5 et ses caractéristiques géométriques sont reportées dans le tableau 2.2.

Bien qu'étant source d'instabilités, la saillance du stator n'est pas prise en compte dans cette étude. En conséquence la vitesse critique à partir de laquelle l'écoulement devient

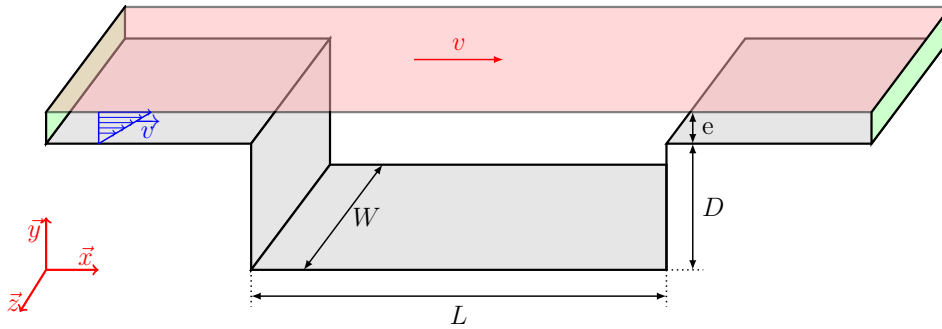


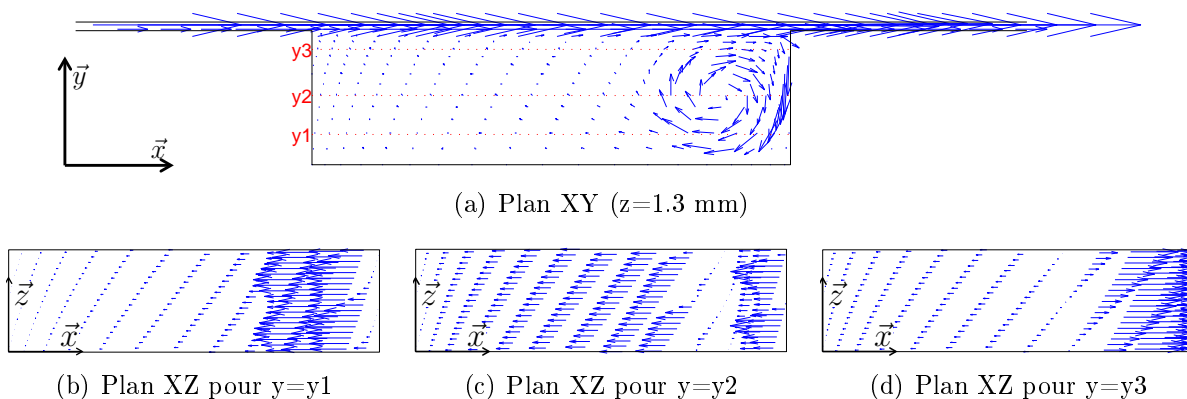
FIGURE 2.5 – Configuration simplifiée 3D

Grandeur	Symbole	Valeur
Longueur de cavité	L	7.9 mm
Profondeur de cavité	D	2.45 mm
Largeur de cavité	W	2.6 mm
Hauteur d'entrefer	e	0.15 mm

TABLE 2.2 – Dimensions de la configuration simplifiée 3D

instable sera plus faible dans le cas de la double saillance que dans le cas simplifié étudié ici.

Le maillage en trois dimensions est obtenu en extrudant le maillage 2D sur une épaisseur de 2.6 mm (soit une épaisseur correspondant à la hauteur du domaine). L'épaisseur est découpée en 13 cellules de $20 \mu m$ chacune, ce qui amène un maillage à 13 760 500 éléments. Pour une vitesse d'entraînement de paroi de 60 mètres par seconde il n'apparaît pas d'instabilités tourbillonnaires autour de l'axe \vec{y} (voir champs de vitesse figure 2.6).

FIGURE 2.6 – Champs de vitesse obtenus par le calcul direct 3D avec CHORUS à la date $t=1.597$ ms

L'absence de composantes suivant l'axe \vec{z} des vecteurs vitesse permet de conclure que l'écoulement simplifié est stable pour la vitesse d'entraînement de 60 mètres par seconde. Il est cependant impossible de déterminer la vitesse critique à partir de laquelle apparaissent les instabilités sur la base de ce seul calcul. Pour être plus exhaustive, cette étude devrait

être renouvelée pour différentes vitesses d'entraînement jusqu'à apparition des instabilités dans l'écoulement. Malheureusement le temps de calcul très long (environ 12 semaines par milliseconde calculée) rend la multiplication des vitesses de calcul délicate.

2.4.2 Comparaison CHORUS / FLUENT

Une étude sur une configuration similaire à celle du calcul réalisé en deux dimensions avec CHORUS est menée afin de comparer les résultats fournis par les deux codes. L'objectif est de vérifier que la simulation des phénomènes turbulents à l'aide d'un modèle RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations) de type $k\omega - SST$ (très utilisé pour les turbomachines) n'engendre pas une erreur trop importante. L'utilisation d'un modèle RANS pour la simulation des phénomènes turbulents permet d'utiliser des maillages et des pas de temps plus lâches qu'en calcul direct, ce qui réduit significativement le temps de calcul. Les résultats de cette étude comparative sont représentés sur la figure 2.7.

La comparaison se fait au niveau des pressions pariétales. Le modèle RANS ne permettant pas de calculer la pression moyenne (celle-ci est estimée a posteriori), les pressions relatives sont comparées. La pression moyenne n'intervenant pas dans les mécanismes de génération de bruit, son estimation n'a pas d'intérêt ici. La pression pariétale appliquée sur la paroi supérieure est tracée en fonction de l'abscisse \vec{x} tandis que la pression de la paroi inférieure est tracée en fonction de l'abscisse « aplanie » en parcourant le rotor selon l'axe \vec{x} . La vitesse d'entraînement de la paroi supérieure est de 42 m/s.

Les mêmes maillages sont utilisés pour l'étude avec Fluent et avec Chorus cependant la convergence des résultats avec Fluent est obtenue dès le premier maillage.

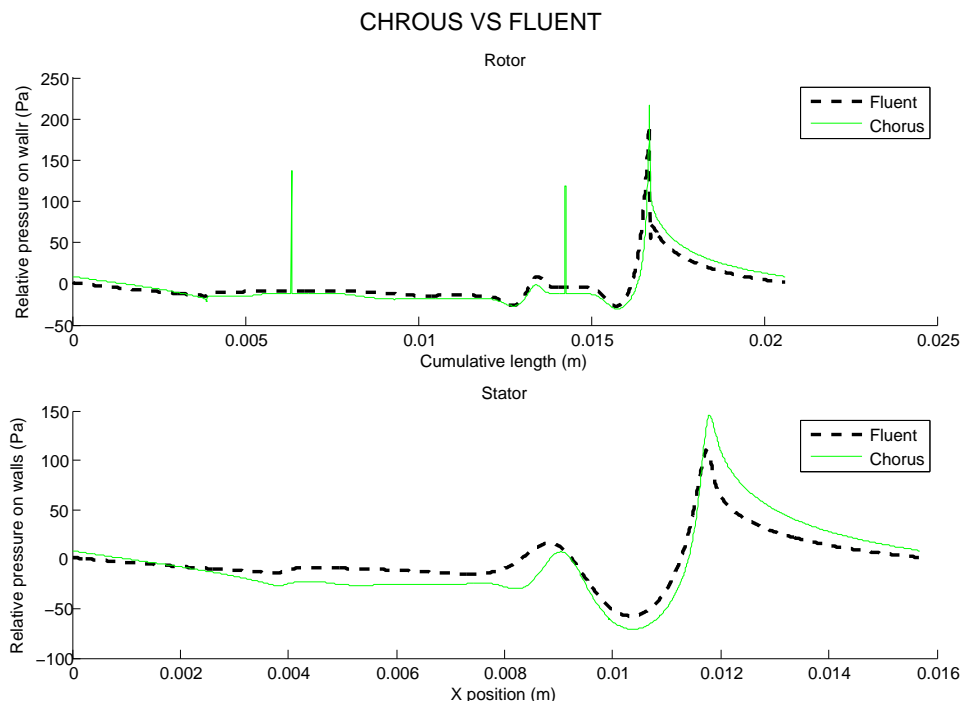


FIGURE 2.7 – Étude comparative des résultats fournis par Chorus et Fluent sur le cas simplifié 2D

La calcul RANS s'avère nécessairement moins précis que le calcul direct, en particulier

sur la capture des évolutions brusques de la pression. L'ordre de grandeur du temps de calcul est passé de la semaine à la minute. Les allures et les amplitudes des pressions retournées par chaque méthode sont très voisines, ce qui valide l'utilisation d'un modèle RANS de type $k\omega - SST$ pour le calcul CFD lors de la détermination du niveau de bruit de la machine.

2.5 Bilan

Bien que la recherche de la vitesse limite d'apparition des instabilités de l'écoulement n'ait pu être menée à son terme, cette étude préliminaire de l'écoulement nous a permis d'en estimer la limite de compressibilité. Du caractère incompressible de l'écoulement étudié dépend la validité du modèle de bruit retenu : au delà de cette limite de compressibilité, la source de bruit aéroacoustique de nature monopolaire ne peut plus être négligée. Il apparaît au cours de cette étude que pour les vitesses admissibles par le dispositif expérimental (jusqu'à 65 mètres par seconde), l'écoulement pourra être considéré comme incompressible et que le solveur incompressible utilisé donne des résultats compatibles avec ceux fournis par le code de calcul direct.

3 Calcul CFD avec Fluent

Étant désormais établi que l'écoulement dans l'entrefer peut être résolu de manière satisfaisante avec Fluent, la procédure de calcul mise en place va être détaillée.

3.1 Géométrie et maillage

Le domaine fluide considéré est représenté sur la figure 2.8. Afin de simplifier la phase de maillage, les arrondis du bobinage sont supprimés lors de la modélisation du domaine fluide et la géométrie est paramétrée selon les cotes de la figure 2.9.

Les variations importantes de l'entrefer (entre 0,1 et 4 millimètres) rendent l'utilisation d'un maillage uniforme peu adaptée à notre problème. En effet il faut assurer que la zone d'entrefer minimum soit couverte radialement par un nombre suffisant d'éléments (quatre éléments s'est avéré être un minimum et une dizaine d'éléments constitue une valeur usuelle pour la simulation d'écoulements dans les turbomachines), ce qui engendre un maillage très fin, inutile lorsque l'on s'éloigne des surfaces solides et que l'on est sorti de la couche limite.

Le maillage est réalisé à l'aide d'Ansys Meshing© en privilégiant les éléments quadrangulaires disposés de manière régulière partout où la géométrie le permet. Au milieu de l'entrefer se trouve une interface séparant la partie mobile du maillage liée au rotor de sa partie fixe solidaire du stator.

3.2 Paramètres solveur CFD et déroulement du calcul

L'étape de simulation de l'écoulement dans l'entrefer est réalisée à l'aide du logiciel Ansys©Fluent. Afin de limiter le temps de calcul, les simulations sont menées en deux dimensions, ce qui implique de négliger les effets de bords et la possibilité qu'a le fluide de s'échapper de l'entrefer par les extrémités axiales de la machine. De fait il est admis que procéder à une simulation de l'écoulement en deux dimensions en vue d'estimer le bruit

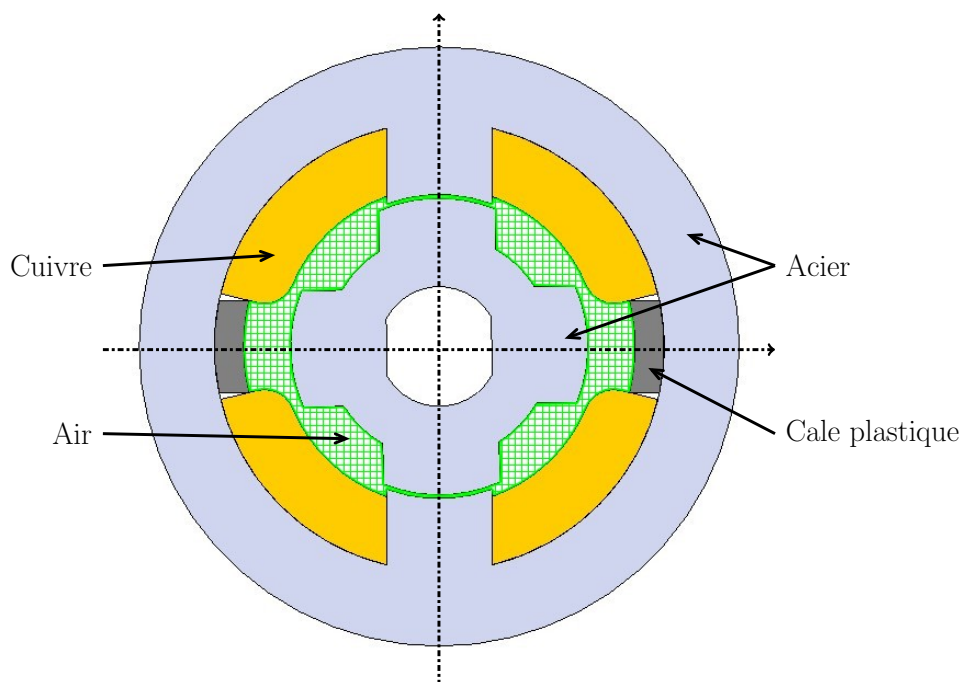


FIGURE 2.8 – Domaine fluide (entrefer agrandi)

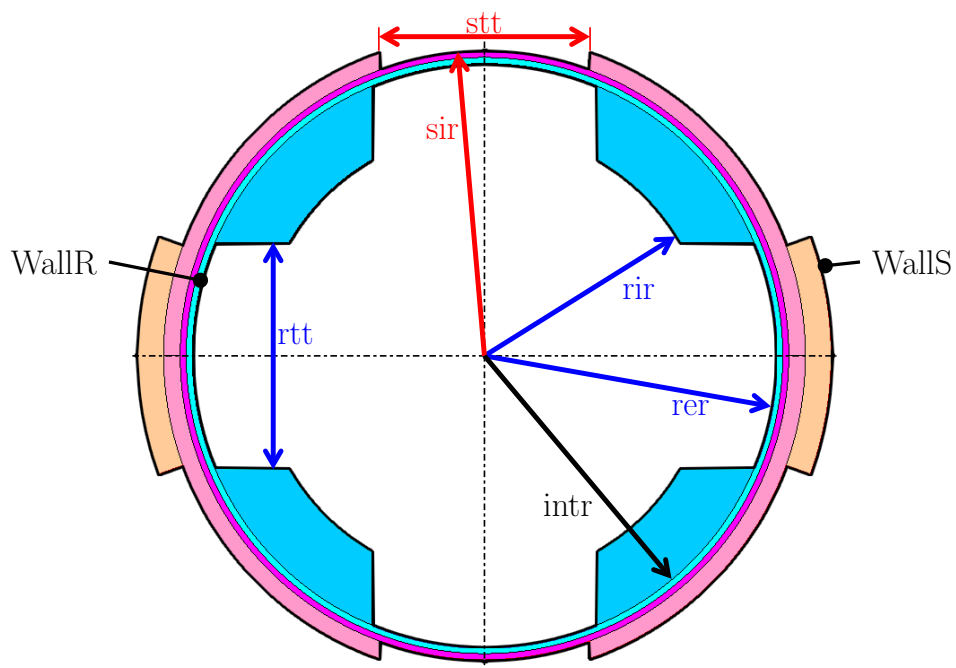


FIGURE 2.9 – Domaine de calcul CFD et paramétrage de la géométrie

aéroacoustique d'une machine tournante amène à une sur-estimation dudit bruit, mais cette méthode présente tout de même un niveau de précision suffisant pour être utilisée dans des études de réduction de bruit sur des turbomachines.

Les champs de pression sur les surfaces rotorique et statorique étant fortement variables en fonction de la position du rotor et de sa vitesse de rotation, le calcul est menée en régime transitoire. Il se décompose en deux grandes étapes décrites ci-dessous.

1. Une étape d'initialisation au cours de laquelle le solveur travaille en simple précision pendant une rotation du rotor.
2. La deuxième consiste à passer le solveur en double précision et à poursuivre le calcul pendant un tour et demi du rotor. Les données envoyées au post-traitement acoustique sont prises sur le dernier tour du rotor.

la convergence du calcul est surveillée à l'aide du couple aérodynamique appliqué par le fluide sur le rotor (figure 2.10). En effet celui-ci dépendant directement du champ de pression sur le rotor, l'observation de sa périodicité constitue un bon indicateur de convergence du calcul.

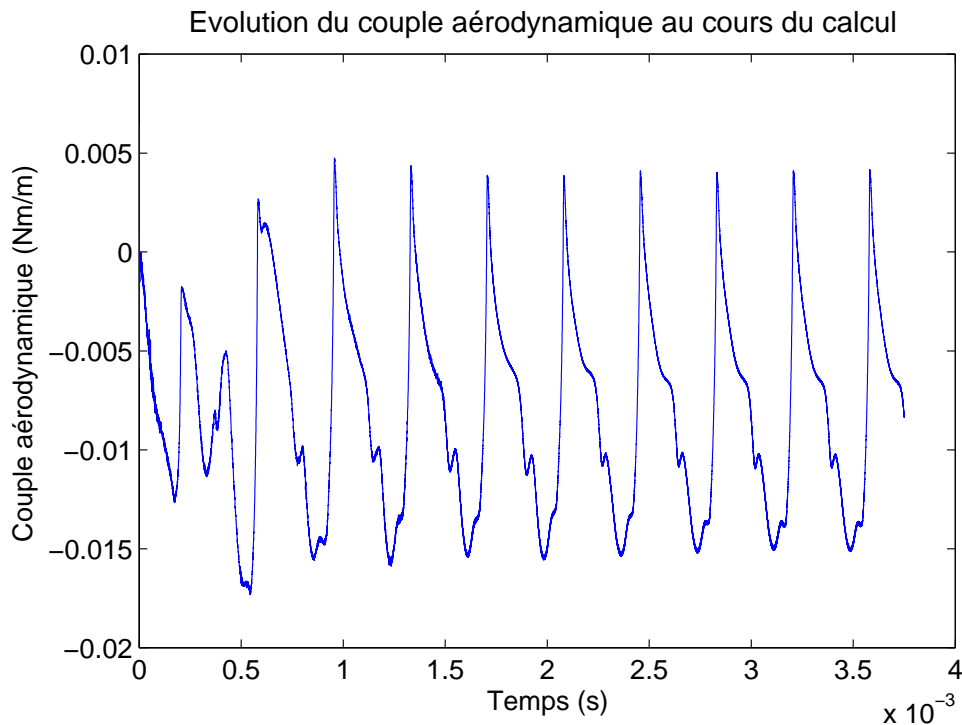


FIGURE 2.10 – Exemple d'évolution du couple aérodynamique appliqué par l'air sur le rotor au cours du calcul pour une vitesse de rotation de 40 000 tr/min

Le pas de temps des calculs de dynamique des fluides est choisi de telle sorte que le nombre de courant soit égal à $1/2$. Ce nombre sans dimension correspond au ratio de la dimension orthoradiale des éléments du maillage par la distance parcourue par une particule de fluide au cours d'un pas de temps. Dans notre cas ce nombre est égale au nombre de divisions orthoradiales du maillage divisé par le nombre de pas de temps par tour : $CN = \frac{NDO}{PPR}$. Ce choix de nombre de courant amène à discrétiser une période de rotation du rotor en 5736 pas de temps.

La turbulence est modélisée à l'aide d'un modèle RANS instationnaire de type $k - \omega SST$, les paramètres détaillés du solveur sont disponibles en annexe A.

4 Évaluation du niveau de bruit

La formulation intégrale de l'équation de Ffocws-Williams et Hawkings ne permet pas en l'état de d'évaluer les niveaux de pression acoustique, il faut la développer afin d'en obtenir une forme plus adaptée à notre problème.

4.1 Développement de Hanson et Parzych

Dans leur étude sur le bruit des hélices, Hanson et Parzych [62] proposent un développement de l'équation 2.3 adapté aux systèmes tournants non alignés avec le système de coordonnées et subissant un flux d'air incident. C'est ce développement qui va être suivi au cours de cette section à deux simplifications près : le rotor ne reçoit aucun flux incident et il est aligné avec le système de coordonnées.

4.1.1 Paramétrage

Un schéma plan du paramétrage décrit ci-dessous est proposé sur la figure 2.11.

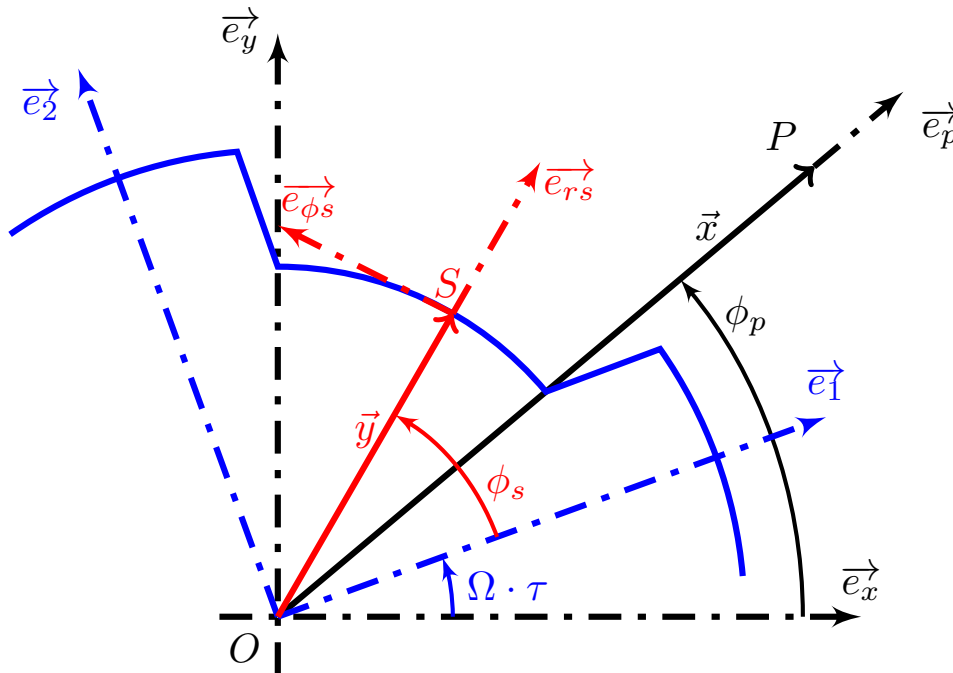


FIGURE 2.11 – Paramétrage adopté pour le développement de la solution à l'équation de Ffocws-Williams et Hawkings

On nomme $\mathcal{R}_S = (O, \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ le repère cartésien lié au stator dont l'axe \vec{e}_z est confondu avec celui de la machine et dont l'origine O est l'intersection de l'axe \vec{e}_z avec le plan axial médian de la machine. On définit un repère cartésien $\mathcal{R}_{R0} = (O, \vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_z)$ lié au rotor. L'angle (\vec{e}_x, \vec{e}_1) qui positionne le repère rotorique par rapport au repère

statorique est défini comme suit : $(\vec{e}_x, \vec{e}_1) = \Omega \cdot \tau$. On suppose de fait qu'à l'origine du temps d'émission τ les deux repères sont confondus. Enfin on définit le repère $\mathcal{R}_{RS} = (S, \vec{e}_{rs}, \vec{e}_{\phi_s}, \vec{e}_z)$ lié au rotor.

La position de l'observateur est notée par \vec{x} et décrite à l'aide des coordonnées sphériques $(\rho_p, \theta_p, \phi_p)$ de telle sorte que

$$\vec{x} = \rho_p \sin(\theta_p) \cos \phi_p \vec{e}_x + \rho_p \sin(\theta_p) \sin \phi_p \vec{e}_y + \rho_p \cos(\theta_p) \vec{e}_z$$

De même la position des points sources est notée par \vec{y} et décrite à l'aide des coordonnées sphériques $(\rho_s, \theta_s, \phi_s)$ de telle sorte que

$$\vec{y} = \rho_s \sin(\theta_s) \cos \phi_s \vec{e}_1 + \rho_s \sin(\theta_s) \sin \phi_s \vec{e}_2 + \rho_s \cos(\theta_s) \vec{e}_z$$

ce qui amène :

$$\vec{y} = \rho_s \sin(\theta_s) \cos \Phi_s \vec{e}_x + \rho_s \sin(\theta_s) \sin \Phi_s \vec{e}_y + \rho_s \cos(\theta_s) \vec{e}_z$$

avec $\Phi_s = \phi_s + \Omega \cdot \tau$ où Ω peut être négatif pour tenir compte des deux sens de rotation du rotor.

4.1.2 Hypothèses

Le développement de l'équation 2.3 qui va être exposé dans la suite fait intervenir trois hypothèses majeures portant sur :

1. la nature du bruit aéroacoustique émis par la machine ;
2. sa propagation ;
3. la position de l'observateur par rapport à la source.

Nature du bruit Il a été établi au cours du premier chapitre, et confirmé au début de second, que pour la géométrie et les vitesses du problème étudié, seule la composante tonale du bruit dipolaire est à considérer.

Propagation L'utilisation lors de la résolution de l'équation de FWH de la fonction de Green en champ libre implique l'hypothèse d'une propagation libre de la perturbation sonore du point d'émission vers le point d'écoute. Or l'entrefer de la machine constitue une zone close, ce qui vient contrarier l'hypothèse de propagation libre. Une hypothèse simplificatrice sera développée ultérieurement (cf 4.2) afin de permettre d'utiliser quand même la fonction de Green en champ libre.

Champ lointain Tout au long du développement on supposera que l'observateur est situé suffisamment loin de la source de telle sorte que l'on puisse utiliser une formulation en champ lointain de l'équation de FWH. L'hypothèse du champ lointain impose trois conditions sur la distance d entre la source et l'observateur :

1. $d \gg \rho_s$, ce qui implique alors que distance r et rayon d'observation ρ_p sont proches (condition géométrique) ;
2. $d \gg \lambda$ où λ est la longueur d'onde acoustique (condition acoustique) ;
3. $d \gg \frac{\rho_s^2}{\lambda}$: l'observateur doit être situé dans la zone de Fraunhofer (les ondes sphériques peuvent être considérées comme étant planes).

En pratique l'hypothèse de champ lointain permet de pratiquer un développement limité en ρ_s/ρ_p à l'ordre 0 dans les termes d'amplitude et d'ordre 1 dans les termes de phase.

4.1.3 Développements

Nous allons maintenant détailler le développement du terme de pression de chargement $p_L(\vec{x}, t) = \int_{\tau=-T}^{\tau=T} \int_{S(\tau)} f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} dS(\vec{y}) d\tau$ dans le cadre du paramétrage et des hypothèses énoncées ci-dessus. L'écoulement et la perturbation sonore qui en découle sont étudiés en régime établi, la phase d'établissement de la perturbation sonore n'est pas considérée.

Le terme $f_i \frac{\partial G}{\partial y_i}$ est un produit scalaire, de fait il est indépendant du repère de calcul. On utilise alors la linéarité de l'intégrale et on se place dans un repère solide des surfaces émettrices (\mathcal{R}_{RS} pour le rotor, \mathcal{R}_S pour le stator) de telle sorte que les surfaces d'intégration $S(\tau)$ deviennent indépendantes de la date d'émission τ . Les bornes des intégrales en espace et en temps sont alors indépendantes et on peut les intervertir :

$$\begin{aligned} p_L(\vec{x}, t) &= p_{LR}(\vec{x}, t) + p_{LS}(\vec{x}, t) \text{ avec :} \\ p_{LR}(\vec{x}, t) &= \int_{S(\text{Rotor})} \int_{\tau=-T}^{\tau=T} \left[f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} \right]_{\mathcal{R}_{RS}} d\tau dS(\vec{y}) \\ p_{LS}(\vec{x}, t) &= \int_{S(\text{Stator})} \int_{\tau=-T}^{\tau=T} \left[f_i \frac{\partial G}{\partial y_i} \right]_{\mathcal{R}_S} d\tau dS(\vec{y}) \end{aligned}$$

L'hypothèse formulée sur la nature de bruit (bruit dipolaire engendré par la charge périodique) implique que la pression de chargement $p_L(\vec{x}, t)$ est périodique de période identique aux phénomènes qui lui ont donné naissance, soit au moins la période de révolution du rotor $2\pi/\omega$ avec $\omega = |\Omega| = \gamma \cdot \Omega$ où $\gamma = \pm 1$. On s'intéressera donc au cours de ce développement à la transformée de Fourier complexe de la pression de chargement qui s'exprime par :

$$p_L^{(n)}(\vec{x}) = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=t_0}^{t=t_0 + \frac{2\pi}{\omega}} p_L(\vec{x}, t) e^{in\omega t} dt$$

où t_0 est une date quelconque.

En régime subsonique, la fonction $g(\tau) = t - \tau - d/c_0$ n'a qu'une racine possible. Autrement dit, à une source acoustique située en \vec{y} et émettant à la date τ correspond une unique date t à laquelle la perturbation acoustique peut être écoutée à une position de l'observateur \vec{x} donnée. Ainsi en choisissant d'intégrer pour la date d'émission τ allant de 0 à $\frac{2\pi}{\omega}$, on restreint la solution $p_L(\vec{x}, t)$ à un intervalle de temps $[t_1, t_1 + \frac{2\pi}{\omega}]$ où la date t_1 est donnée par :

$$t_1 = \frac{\|\vec{y} - \vec{x}\|}{c_0} \approx \frac{\|\vec{x}\|}{c_0} \text{ dans le cas du champ lointain.}$$

On appelle $p_{L1}(\vec{x}, t)$ la fonction définie par :

$$p_{L1}(\vec{x}, t) = \begin{cases} p_L(\vec{x}, t) & \forall t \in [t_1, t_1 + \frac{2\pi}{\omega}] \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases}$$

En prenant $t_0 = t_1$ dans l'expression de la transformée de Fourier de la pression de

chargement on arrive à :

$$\begin{aligned} p_L^{(n)}(\vec{x}) &= \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=t_1}^{t=t_1+\frac{2\pi}{\omega}} p_L(\vec{x}, t) e^{in\omega t} dt \\ p_L^{(n)}(\vec{x}) &= \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=t_1}^{t=t_1+\frac{2\pi}{\omega}} p_{L1}(\vec{x}, t) e^{in\omega t} dt \\ p_L^{(n)}(\vec{x}) &= \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=-\infty}^{t=\infty} p_{L1}(\vec{x}, t) e^{in\omega t} dt \end{aligned}$$

La composante f_i de l'effort appliqué par le fluide sur l'élément de surface considéré dépend de sa position \vec{y} ainsi que de la date d'émission τ . On a donc $f_i = f_i(\vec{y}, \tau)$. La fonction de Green, quant à elle, dépend des positions de la source et de l'observateur ainsi que des dates d'écoute et d'émission, c'est à dire : $G = G(\vec{y}, \tau, \vec{x}, t)$. On a donc :

$$p_{Lx}^{(n)}(\vec{x}, t) = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t=-\infty}^{t=\infty} \int_{Sx} \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} \left[f_i(\vec{y}, \tau) \frac{\partial G(\vec{x}, t, \vec{y}, \tau)}{\partial y_i} \right]_{\mathfrak{R}_{Rx}} d\tau dS(\vec{y}) dt$$

où l'indice x se réfère indifféremment aux surfaces rotorique ou statorique. Les bornes des intégrales sont indépendantes et f_i ne dépend pas de t , on peut alors écrire :

$$p_{Lx}^{(n)}(\vec{x}) = \frac{\omega}{2\pi} \int_S \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} \left[f_i \int_{t=-\infty}^{t=\infty} \frac{\partial G}{\partial y_i} e^{in\omega t} dt \right]_{\mathfrak{R}_{Rx}} d\tau dS(\vec{y})$$

ce qui amène à :

$$p_{Lx}^{(n)}(\vec{x}) = \frac{\omega}{2\pi} \int_S \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} \left[f_i \frac{\partial G_n}{\partial y_i} \right]_{\mathfrak{R}_{Rx}} e^{in\omega\tau} d\tau dS(\vec{y}) \quad (2.4)$$

où G_n est la fonction de Green harmonique définie par :

$$G_n = \frac{e^{\frac{in\omega d}{c_0}}}{4\pi d} \quad (2.5)$$

4.1.4 Contribution du rotor

L'effort surfacique \vec{f} peut se décomposer dans le repère \mathfrak{R}_{RS} de la manière suivante :

$$\vec{f} = f_r \vec{e}_{rs} + f_\phi \vec{e}_{\phi s} + f_z \vec{e}_z$$

ce qui amène :

$$p_{LR}^{(n)}(\vec{x}) = p_r^{(n)}(\vec{x}) + p_\phi^{(n)}(\vec{x}) + p_z^{(n)}(\vec{x})$$

avec :

$$\begin{aligned} p_r^{(n)}(\vec{x}) &= \frac{\omega}{2\pi} \int_S \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} f_r \frac{\partial G_n}{\partial r_s} e^{in\omega\tau} d\tau dS(\vec{y}) \\ p_\phi^{(n)}(\vec{x}) &= \frac{\omega}{2\pi} \int_S \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} f_\phi \frac{\partial G_n}{r_s \partial \phi_s} e^{in\omega\tau} d\tau dS(\vec{y}) \\ p_z^{(n)}(\vec{x}) &= \frac{\omega}{2\pi} \int_S \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} f_z \frac{\partial G_n}{\partial z_s} e^{in\omega\tau} d\tau dS(\vec{y}) \end{aligned}$$

La machine étudiée ne contient aucun élément destiné à entrainer le fluide dans la direction axiale (ventilateur, vrillage de rotor, ...), aussi on supposera que l'écoulement engendré par la rotation du rotor n'a pas de composante axiale. Dans le cadre de cette hypothèse la présente étude est menée dans le plan de coupe axial de la machine et la contribution des efforts axiaux au bruit de chargement n'est pas prise en compte.

Contribution de l'effort radial L'expression de la composante radiale du gradient de la fonction de Green harmonique est donnée en annexe 1. La contribution de l'effort radial à la pression de chargement s'écrit alors de la manière suivante :

$$p_r^{(n)}(\vec{x}) = -\frac{in\omega \sin \theta_p}{4\pi c_0 \rho_p} e^{in\frac{\omega \cdot \rho_p}{c_0}} \int_S e^{-in\frac{\omega \cdot z_s}{c_0} \cos \theta_p} I_r(\tau) dS(\vec{y})$$

avec :

$$I_r(\tau) = \frac{\omega}{2\pi} \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} f_r \cos(\phi_p - \gamma \omega \tau - \phi_s) e^{-in\frac{\omega r_s}{c_0} \sin(\theta_p) \cos(\phi_p - \gamma \omega \tau - \phi_s)} e^{in\omega \tau} d\tau$$

L'intégrale temporelle est alors développée à l'aide de la formule B.5 pour aboutir à :

$$I_r(\tau) = -\sum_{k=-\infty}^{q=\infty} i^{k+1} J'_k\left(-n\frac{\omega r_s}{c_0} \sin \theta_p\right) e^{ik(\phi_p - \phi_s)} \frac{\omega}{2\pi} \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} f_r e^{-i\gamma k \omega \tau} e^{in\omega \tau} d\tau$$

où $J'_z(x)$ désigne la dérivée par rapport à x de la fonction de Bessel de première espèce notée $J_z(x)$. En posant $k = \gamma(n - q)$ et en remarquant que $\frac{\Omega}{2\pi} \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\Omega}} f_r e^{ik\Omega \tau} d\tau$ est la transformée de Fourier complexe d'ordre k de l'effort f_r , notée $f_r^{(k)}$, on arrive à :

$$I_r(\tau) = -i \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J'_{\gamma(n-q)}\left(-n\frac{\omega r_s}{c_0} \sin \theta_p\right) e^{i\gamma(n-q)(\phi_p - \phi_s + \frac{\pi}{2})} f_r^{(q)}$$

Finalement l'expression de la contribution de l'effort radial à la pression de chargement est la suivante :

$$p_r^{(n)}(\vec{x}) = -\frac{n \omega \sin \theta_p}{4\pi c_0 \rho_p} e^{in\frac{\omega \cdot \rho_p}{c_0}} \int_S e^{-in\frac{\omega \cdot z_s}{c_0} \cos \theta_p} S_r dS(\vec{y}) \quad (2.6)$$

avec :

$$C = -n \frac{\omega r_s}{c_0} \sin \theta_p$$

$$S_r = \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J'_{\gamma(n-q)}(C) e^{i\gamma(n-q)(\phi_p - \phi_s + \frac{\pi}{2})} f_r^{(q)} \quad (2.7)$$

Contribution de l'effort orthoradial En suivant une démarche similaire à celle développée ci-dessus pour la contribution de l'effort radial on arrive à :

$$p_\phi^{(n)}(\vec{x}) = -\frac{in\omega \sin(\theta_p)}{4\pi c_0 \rho_p} e^{in\frac{\omega \cdot \rho_p}{c_0}} \int_S e^{-in\frac{\omega \cdot z_s}{c_0} \cos \theta_p} I_\phi(\tau) dS(\vec{y})$$

avec :

$$I_\phi(\tau) = \frac{\omega}{2\pi} \int_{\tau=0}^{\tau=\frac{2\pi}{\omega}} f_\phi \sin(\phi_p - \gamma \omega \tau - \phi_s) e^{-in\frac{\omega r_s}{c_0} \sin \theta_p \cos(\phi_p - \gamma \omega \tau - \phi_s)} e^{in\omega \tau} d\tau$$

puis l'utilisation de la formule B.6 donne :

$$I_\phi(\tau) = \frac{-1}{C} \sum_{k=-\infty}^{k=\infty} k i^k J_k(C) e^{ik(\phi_p - \phi_s - \gamma\omega\tau)} e^{in\omega\tau} f_\phi^{(k)}$$

avec $C = -n \frac{\omega r_s}{c_0} \sin \theta_p$. En effectuant le même changement d'indice que pour la contribution de l'effort radial on arrive à :

$$p_\phi^{(n)}(\vec{x}) = i\gamma \frac{n\omega \sin \theta_p}{4\pi c_0 \rho_p} e^{in \frac{\omega \rho_p}{c_0}} \int_S \frac{e^{-in \frac{\omega z_s}{c_0} \cos(\theta_p)}}{C} S_\phi dS(\vec{y}) \quad (2.8)$$

avec :

$$S_\phi = \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} \left((n - q) e^{i\gamma(n-q)(\phi_p - \phi_s + \frac{\pi}{2})} J_{\gamma(n-q)}(C) f_\phi^{(q)} \right) \quad (2.9)$$

4.1.5 Contribution du stator

Les développements qui amènent à une expression « sympathique » de la pression dipolaire rayonnée par la face interne du stator sont plus directs que ceux du rotors. La surface étant fixe dans l'espace, \vec{y} est constant vis à vis de la date d'émission τ , on peut directement exprimer le gradient de la fonction de Green harmonique dans un repère lié au stator. On montre facilement à partir de l'équation 2.4 qu'en coordonnées cylindriques cette pression s'exprime par :

$$p_{LS}^{(n)}(\vec{x}) = -\frac{i n \omega \sin \theta_p}{4\pi c_0} \int_{S(\text{Stator})} \left[\cos(\phi_p - \phi_s) f_r^{(n)} + \sin(\phi_p - \phi_s) f_\phi^{(n)} \right] \frac{e^{in \frac{\omega d}{c_0}}}{d} dS(\vec{y}) \quad (2.10)$$

4.1.6 Niveau de pression acoustique

L'expression du niveau de pression acoustique en fonction des coefficients de Fourier complexes de la pression acoustique est la suivante (cf annexe C) :

$$SPL_Z = 10 \log_{10} \left(\frac{2 \sum \left\{ |p_{LR}^{(n)} + p_{LS}^{(n)}|^2 \cdot \text{pond}_Z(n) \right\}}{p_r^2} \right) \quad (2.11)$$

où $\text{pond}_Z(n)$ est le facteur de pondération correspondant au filtre de pondération choisi.

4.2 Atténuation du stator

Au cours des précédents développements il a été supposé que la perturbation sonore se propage librement de l'entrefer de la machine vers le milieu extérieur. La présence d'un stator épais qui vient fermer l'entrefer rend cette hypothèse peu réaliste. La modélisation de la propagation des ondes acoustiques dans l'entrefer et vers le milieu extérieur sort du cadre de cette étude et risque de s'avérer complexe du fait de la géométrie de l'entrefer. On observera simplement que rotor et stator sont principalement faits d'acier dont l'impédance acoustique se situe cinq ordres de grandeurs au dessus de celle de l'air. Aussi une onde acoustique se propageant dans l'air et qui vient impacter une plaque d'acier (cf figure 2.12) est quasiment intégralement réfléchi par cette dernière : le ratio de l'intensité de l'onde absorbée sur l'intensité de l'onde incidente est de l'ordre de 10^{-5} .

On supposera dans le cas de notre machine que les ondes acoustiques qui impactent le rotor et la paroi interne du stator sont intégralement réfléchies jusqu'à ce qu'elles puissent quitter l'entrefer par une des ouvertures du stator.

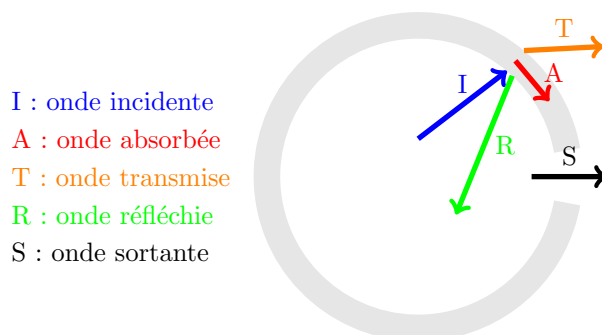


FIGURE 2.12 – Représentation schématique de la propagation des ondes acoustiques dans le stator

Cette hypothèse amène deux conséquences directes :

1. la directivité de la source sonore, très impactée par la présence du stator, ne sera pas quantifiable à l'aide de la méthode de calcul utilisée ;
2. l'intensité acoustique générée dans l'entrefer est préservée.

Il convient cependant de nuancer la portée de cette hypothèse : on ne tient pas compte d'éventuelles interférences destructrices qui peuvent avoir lieu dans l'entrefer et l'approximation de la réflexion sans pertes de l'onde acoustique est irréaliste en haute fréquence.

4.3 Méthodes alternatives basées sur le couple aérodynamique

Le niveau de bruit émis constitue un critère d'optimisation lors de la conception des machines électriques. La méthode d'estimation proposée sur la base de l'équation de Ffocws-Williams et Hawkins présente le défaut de requérir la résolution complète de l'écoulement dans l'entrefer de la machine. Cette résolution, couteuse en temps de calcul, rend la prédiction du niveau de bruit aéroacoustique incompatible avec un processus d'optimisation. Un outil de comparaison rapide des niveaux de bruit d'origine aérodynamique serait donc le bienvenu.

Puisque la résolution complète de l'écoulement est complexe, il serait intéressant de trouver des méthodes « rapides » afin de calculer le couple aérodynamique qu'exerce l'air sur le rotor au cours de sa rotation. Bien que de telles méthodes n'aient pas encore été identifiées à ce jour, deux estimateurs du niveau de bruit calculés à partir du couple aérodynamique vont être présentés.

4.3.1 Formule de Gutin

Gutin [55] (repris par Goldstein [38]) a développé une théorie de prédiction du bruit dipolaire engendré par la charge stationnaire appliqué aux hélices d'avions. Une note technique de Deming [63] pour la NACA (ex NASA) fournit une expression simple de la

pression acoustique calculée à l'aide de cette théorie :

$$dp_{qz} = \frac{qz\Omega}{2\pi c_0 d} \left(-\frac{dT}{dR} \cos(\beta) + \frac{c_0}{\Omega R^2} \frac{dQ}{dR} \right) J_{qz}(m) dR$$

dans laquelle q désigne l'ordre de l'harmonique considéré, z le nombre de pales, β l'angle d'inclinaison par rapport l'axe de l'hélice, R le rayon de l'hélice et $m = qz \sin(\beta) \frac{V}{c_0}$ où V est la vitesse locale de l'hélice. Les grandeurs T et Q sont respectivement les moyennes temporelles de l'effort de poussée et du couple appliqué à l'élément de rayon dR .

Dans le cas du rotor d'une machine électrique l'effort de poussée est nul et le niveau de bruit sera maximal dans le plan médian du rotor (c'est à dire pour $\beta = \frac{\pi}{2}$). On arrive alors à :

$$dp = \frac{z}{2\pi d R^2} \frac{dQ}{dR} J_z \left(z \frac{V}{c_0} \right) dR \quad (2.12)$$

L'utilisation de cette formule nécessite de connaître le champ de répartition du couple, c'est à dire de l'effort orthoradial, appliqué sur le rotor. La charge aérodynamique considérée par Gutin devant être stationnaire (l'hélice tourne en champ libre en régime subsonique), cette relation s'avère peu adaptée à notre problème.

4.3.2 Méthode de la puissance fluctuante

La construction d'un estimateur de niveau de bruit peut aussi se faire sur la base de considérations énergétiques. Pour ce faire on s'intéresse au couple aérodynamique global T appliqué au rotor qui peut se décomposer en une valeur moyenne et une valeur fluctuante. Wright [37] a établi que dans le cas des rotors tournant en régime subsonique, la charge instationnaire constitue la principale source de bruit. On calcule la valeur efficace du couple fluctuant qui, une fois multipliée à la fréquence de rotation, donne une puissance que l'on supposera rayonnée sous forme acoustique. On estime alors le niveau de puissance aéroacoustique émis par la machine à l'aide de l'expression suivante :

$$L_W = 10 \log_{10} \left(\frac{\tilde{T}\Omega}{W_r} \right) \quad (2.13)$$

où W_r est le niveau de puissance acoustique de référence (10^{-12} Watts) et $\tilde{T} = \sqrt{\langle \tilde{T}^2 \rangle}$.

Il n'est pas nécessaire de connaître la répartition des efforts sur les surfaces du rotor et du stator pour utiliser cet estimateur, seul le couple aérodynamique intervient. Ceci se traduit par un gain de temps significatif lors des simulations de dynamique des fluides. En contrepartie les niveaux de puissance acoustique calculés sur la base de cette formule risquent d'être bien supérieurs à la réalité puisque toutes les fluctuations de puissance dissipées lors de la rotation du rotor sont supposées converties en puissance acoustique. Il est cependant attendu/espéré que les niveaux calculés fournissent une tendance comparable à celle obtenue avec les équations de FWH.

5 Implémentation du post-traitement

Les équations du post-traitement aéroacoustiques étant maintenant établies, il faut désormais les implémenter dans la chaîne logicielle.

5.1 Méthodologie

L'outil de calcul du bruit aéroacoustique peut se résumer sous la forme de la chaîne logicielle représentée sur la figure 2.13.

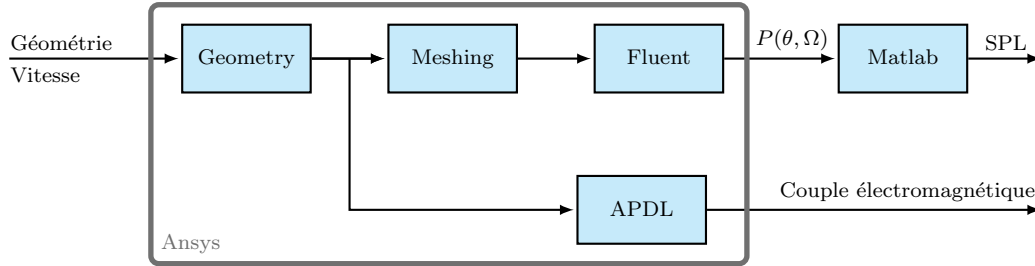


FIGURE 2.13 – Chaîne logicielle

5.2 Discrétisation

Les équations 2.6 et 2.8 supposent des intégrations continues sur les variables d'espace et de temps. Il est nécessaire d'adapter ces équations afin de prendre en compte les discrétisations introduites par l'étape de simulation.

Considérons l'équation 2.6 qui traite de la contribution de l'effort radial appliqué sur le stator, le raisonnement est le même pour les autres équations.

Discrétisation spatiale L'intégrale de surface est discrétisée en respectant le critère de compacité des sources (voir ci-dessous). Les simulations étant menées en deux dimensions, la coordonnée z_s est constante sur toute la région des sources. L'intégrale porte alors sur les efforts linéiques appliqués par le fluide sur les parois :

$$\int_S e^{-in \frac{\omega \cdot z_s}{c_0} \cos \theta_p} \left(\sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J'_{\gamma(n-q)}(C) e^{i\gamma(n-q)(\phi_p - \phi_s + \frac{\pi}{2})} f_r^{(q)} \right) dS(\vec{y}) =$$

$$l \cdot e^{-in \frac{\omega \cdot z_s}{c_0} \cos \theta_p} \sum_{s=1}^{s=n_s} \sum_{q=-\infty}^{q=\infty} J'_{\gamma(n-q)}(C) e^{i\gamma(n-q)(\phi_p - \phi_s + \frac{\pi}{2})} F_r^{(q)} \quad (2.14)$$

où $F_r^{(q)}$ désigne l'effort linéique (ie l'effort surfacique pour une longueur active égale à 1m) appliqué par le fluide sur les parois.

Discrétisation fréquentielle Les coefficients de Fourier des efforts $F_r^{(q)}$ qui interviennent dans la somme 2.7 sont obtenus à l'aide d'une transformation du Fourier rapide sur le signal discret issu de la simulation. On notera que seuls les harmoniques multiples de la fréquence de rotation inférieurs à 20 kHz entrent en compte dans ce calcul, aussi la fréquence d'échantillonnage a été choisie pour être un multiple de cette fréquence de rotation et la somme sur l'indice q est finie.

5.3 Sources compactes

Le choix de la taille des éléments discrétisés pour l'intégration spatiale sur le domaine des sources acoustiques doit satisfaire la condition de compacité. Cette condition impose

que la variation du temps retardé d'une extrémité à l'autre de l'élément source considéré doit rester faible devant la période caractéristique des sources, c'est à dire :

$$\Delta\tau \ll T_c$$

Dans le cas où le nombre de Mach reste faible (ce qui est notre cas), l'effet Doppler peut être négligé et la période caractéristique des sources est un multiple de la période de rotation. Sous cette hypothèse la variation du temps retardé peut également s'exprimer simplement comme étant la dimension caractéristique de la source considéré que divise la vitesse de propagation des ondes acoustiques $\frac{L}{c_0}$. La condition de compacité a alors pour expression :

$$L \ll \frac{c_0}{f_c}$$

où, f_c désignant la fréquence caractéristique des sources acoustiques, $\frac{c_0}{f_c}$ n'est autre que la longueur d'onde des ondes acoustiques émises.

En supposant que l'on veuille respecter la condition de compacité jusqu'à une fréquence de 20 kHz, il faut que la dimension caractéristique des sources acoustiques reste faible devant la longueur d'onde acoustique à cette fréquence, soit 12 mm. Il apparait alors que le maillage utilisé lors de l'étape de simulation CFD, lequel a une dimension orthoradiale de l'ordre de $2.2 \cdot 10^{-5}$ m, représente une discrétisation spatiale inutilement fine pour le post-traitement aéroacoustique. Les données issues de l'étape de dynamique des fluides sont regroupées en sources compactes dont la dimension caractéristique dans le plan de simulation est de l'ordre de 0.5 mm.

5.4 Calcul du couple électromagnétique

Parallèlement à l'estimation du niveau de bruit aéroacoustique, le couple délivré par les configurations testées est estimé à l'aide d'Ansys APDL. Ce calcul est réalisé en magnétostatique avec prise en compte de la saturation pour une densité de courant de 7 Ampère par millimètre carré dans les bobinages. La machine est supposée alimentée sur une demi période électrique. La figure 2.14 donne un exemple d'évolution du couple électromagnétique fourni par la machine au cours d'une rotation complète d'un rotor à quatre dents.

L'utilisation d'un solveur magnétostatique sous-entend la non prise en compte du temps d'établissement du courant dans les bobinages de la machine. Or ce temps n'est pas forcément négligeable, à plus forte raison que l'on travaille à fréquence de rotation élevée. Ainsi les valeurs de couple calculées sont optimistes mais permettent quand même de comparer les différentes topologies entre elles.

6 Conclusion du chapitre

L'écoulement engendré, dans l'entrefer de la MRV étudiée, par la rotation du rotor a été analysé. Deux conclusions se dégagent de cette étude :

1. l'écoulement dans l'entrefer peut être simulé avec un modèle RANS,
2. la source de bruit qu'il constitue est une source dipolaire engendré par une charge stationnaire.

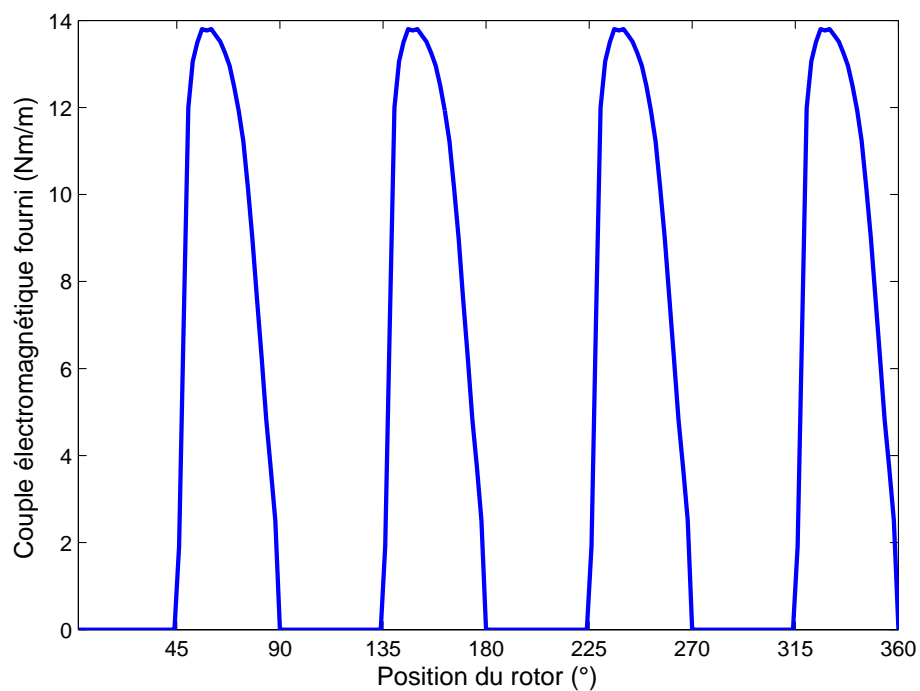


FIGURE 2.14 – Allure du couple électromagnétique délivré par la MRV 2/4

La mise en place de l'outil d'estimation du bruit d'origine aérodynamique requiert de nombreuses hypothèses et simplifications. La suite de cette étude est consacrée à la validation expérimentale de cet outil.

Chapitre 3

Étude expérimentale

Ce chapitre vise à confronter les niveaux de puissance acoustique estimés à l'aide de l'outil de calcul mis en place au chapitre précédent à des niveaux de puissance acoustique mesurés. Ce chapitre s'ouvre sur une présentation du dispositif mis en place pour réaliser les mesures acoustiques. La validité du modèle d'étude est ensuite remise en question à la lumière des résultats expérimentaux avant que n'arrivent les comparaisons des niveaux de puissance acoustique.

Moteur ! On tourne !

Sommaire

1	Présentation du dispositif expérimental	57
1.1	Machine étudiée	57
1.1.1	Rotors	57
1.1.2	Alimentation de la machine	58
1.1.3	Commande	59
1.2	Dispositif de mesure	60
1.2.1	Mise en place de la machine	60
1.2.2	Matériel de mesure	61
1.3	Protocole	62
1.4	Éléments d'analyse vibratoire du stator	63
2	Origine du bruit mesuré	66
2.1	Analyse des spectres acoustiques et vibratoires	66
2.1.1	Rotors à quatre dents	66
2.1.2	Comparaison entre basse et haute vitesse	68
2.1.3	Rotor à six dents	70
2.1.4	Bilan	70
2.2	Comparaison spectres machine allumée / machine éteinte	70
2.3	Bilan	73
3	Niveaux de puissance acoustique	73
3.1	Analyse des données expérimentales	73
3.2	Comparaison entre mesures et estimations	74
3.3	Correction de l'outil	75
3.4	Estimateur de niveau de puissance acoustique à partir du couple aérodynamique	76
3.4.1	Bilan	77

L'objectif de l'étude expérimentale à venir est double. Il s'agit, premièrement, de vérifier la validité des hypothèses formulées sur la nature du bruit généré par la machine étudiée. Dans un deuxième temps vient une comparaison entre les niveaux de bruit calculés et mesurés pour deux des trois rotors fabriqués.

1 Présentation du dispositif expérimental

1.1 Machine étudiée

Au stator présenté au début du chapitre 2 sont associés trois rotors et un système de commande qui sont décrits ci-dessous.

1.1.1 Rotors

Trois rotors ont été réalisés afin d'offrir la possibilité d'effectuer des mesures sur trois machines¹ distinctes à partir d'un seul stator. Ces trois rotors se distinguent principalement par l'épaisseur et le nombre de leurs dents : le premier a quatre dents « fines », le second quatre dents « épaisses » et le troisième six dents « fines ». Ces rotors sont représentés sur la figure 3.1 et leurs caractéristiques géométriques recensées dans le tableau 3.1. Chacun de ces rotors a fait l'objet de calculs d'estimation du bruit aéroacoustique pour différentes vitesses entre 22 000 et 65 000 tr/min.



FIGURE 3.1 – Rotors réalisés

Le guidage en rotation des rotors par rapport au stator est réalisé à l'aide de roulements à billes à contact radial munis de cages en fibres renforcées de résine phénolique[64]. Ces roulements sont conçus pour supporter des vitesses de rotation jusqu'à 50 000 tours par minute.

1. seulement deux ont pu être exploitées en pratique

Rotor	Nombre de dents (Z)	Rayon externe (rer)	Rayon interne (rir)	Épaisseur de dent (rtt)
Z4Thick	4	10	7.5	8
Z4thin	4	9.99	6.5	5.2
Z6	6	9.95	6.5	5.2

TABLE 3.1 – Caractéristiques géométriques des trois rotors (les longueurs sont exprimées en mm)

1.1.2 Alimentation de la machine

Une alimentation de laboratoire délivre l'énergie électrique nécessaire à l'alimentation de la machine, cette énergie est modulée par un hacheur réversible en courant (figure 3.2).

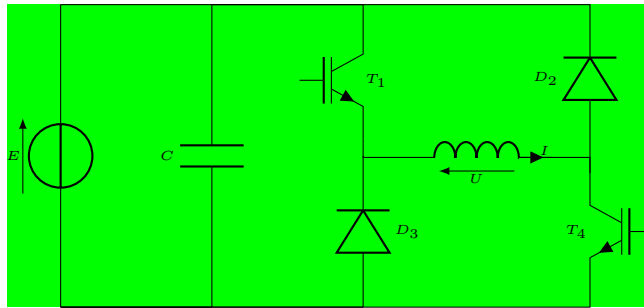


FIGURE 3.2 – Hacheur réversible en tension utilisé pour alimenter la MRV

La fréquence de travail électrique d'une MRV dont le rotor comporte Z dents est égale à la fréquence de rotation du rotor multiplié par le nombre de dents Z . On note ϕ l'angle électrique de la MRV. L'angle ϕ est défini tel que, en début et en fin de période électrique ($\phi = 0[360]^\circ$), la machine est en position de conjonction (une paire de dents du rotor est alignée avec les dents du stator). La position d'opposition (lorsque le couple s'inverse) correspond, pour un rotor dont les dents sont symétriques par rapport à leur ligne médiane, à la position $\phi = 180^\circ$.

Le couple instantané délivré par la MRV est lié à l'intensité i du courant qui parcourt ses bobinages et à l'évolution de l'inductance L du circuit magnétique par la relation :

$$c = \frac{1}{2} i^2 \frac{dL}{d\theta} = \frac{Z}{2} i^2 \frac{dL}{d\phi}$$

L'évolution de l'inductance L du circuit magnétique en fonction de l'angle ϕ peut se modéliser de la manière représentée sur la figure 3.3.

La forme de courant idéale, du point de vue du couple délivré, est un créneau qui est à l'état haut sur toute la phase où la grandeur $\frac{dL}{d\phi}$ est positive (ou négative suivant le sens du couple désiré) et nul sur le restant de la période. Une telle forme de courant n'est cependant pas possible du fait du caractère inductif des bobinages. L'évolution du courant circulant dans les bobinages de la machine en fonction de l'angle électrique (noté $\Delta\phi$ car sa valeur absolue n'est pas connue) est montrée, pour une vitesse de 48 500 tr/min sur la figure 3.4.

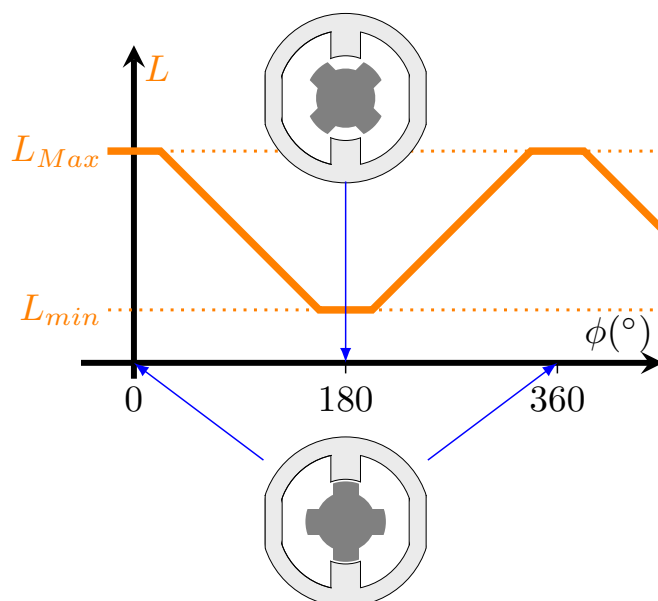


FIGURE 3.3 – Évolution de l'inductance du circuit magnétique au cours d'une période électrique

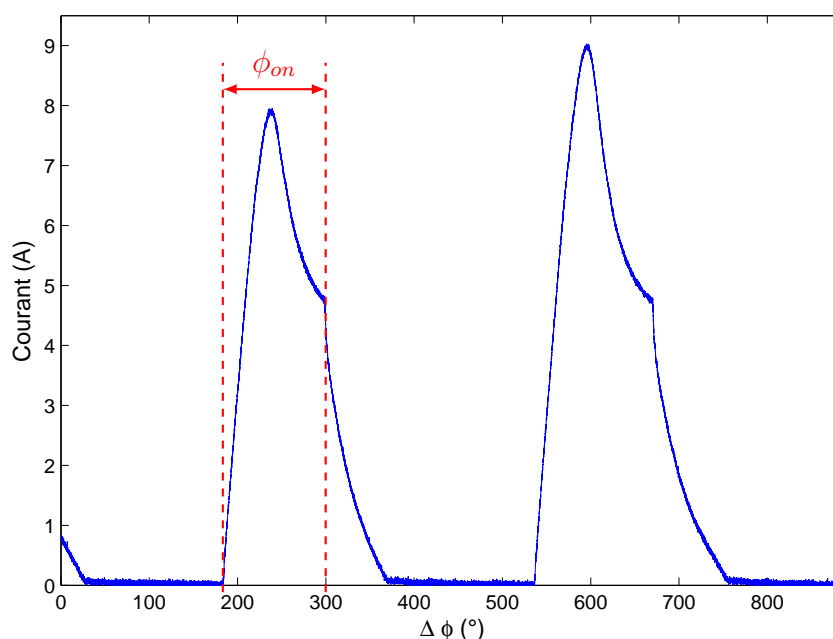


FIGURE 3.4 – Relevé du courant circulant dans les bobinages de la MRV

1.1.3 Commande

L'alimentation d'une MRV requiert de connaître, ou à défaut d'estimer, la position du rotor à tout moment. Les fréquences de rotation visées rendent délicates l'utilisation d'un capteur classique tels que les codeurs incrémentaux ou les synchronrésolveurs. Il a donc été choisi d'estimer la position angulaire du rotor à partir du signal crêteau de fréquence identique à la fréquence de passage de pales délivré par une fourche optique « basique »

délivrant Z impulsions par tour ($Z = 4$ ou $Z = 6$). La commande de la MRV se décompose alors en trois tâches que sont :

1. l'estimation de la position du rotor,
2. le phasage des signaux de commande et
3. l'asservissement de la fréquence de rotation.

L'accomplissement simultanée de ces trois tâches représente une charge de travail conséquente qui s'est révélée trop lourde pour les micro-contrôleurs disponibles au SATIE. La fréquence d'échantillonnage des signaux de commande ainsi obtenus s'est avérée trop faible pour assurer un fonctionnement régulier de la machine, préalable indispensable à la réalisation de mesures de quantités acoustiques à une vitesse donnée.

Un dispositif analogique a été réalisé afin de réduire la charge de travail du micro-contrôleur utilisé et permettre ainsi l'entraînement de la machine et l'asservissement de sa fréquence de rotation. Ce dispositif est détaillé en annexe D.

Asservissement de vitesse La stratégie d'alimentation retenue consiste à alimenter la machine en pleine onde (pas de modulation de largeur d'impulsion), l'asservissement de vitesse est réalisé en agissant sur la largeur de la plage temporelle d'alimentation (angle ϕ_{on} sur la figure 3.4).

Avance de phase Pour assurer le bon fonctionnement de la MRV, le courant qui traverse les bobinages statoriques doit être parfaitement en phase avec la position angulaire du rotor. Le caractère inductif de la MRV entraîne une latence entre l'application d'une tension aux bornes du bobinage et l'établissement d'un courant dans celui-ci. Cette latence est compensée par une avance temporelle des signaux de commande des interrupteurs par rapport à la position du rotor, on parle d'avance de phase (cet angle est noté ψ). Cette avance de phase est ajustée manuellement.

1.2 Dispositif de mesure

La mesure de quantités acoustiques (niveaux de pression et spectres en ce qui nous concerne) requiert une attention particulière tant sur le dispositif que sur le protocole.

1.2.1 Mise en place de la machine

L'objectif du dispositif de mesure est de parvenir à capturer *toute* l'intensité sonore issue de la machine étudiée, *rien que* cette intensité sonore et de ne la capturer *qu'une seule fois*.

La capture de toute l'intensité sonore une seule fois peut se faire en plaçant le système étudié en champ libre et en effectuant des mesures sur une sphère englobant ce système. Le placement du système étudié en champ libre suppose de suspendre la machine à l'intérieur d'un espace vide très vaste ou dans une chambre anéchoïque, c'est à dire une pièce dont les parois absorbent les ondes acoustiques incidentes, évitant ainsi toute réflexion parasite.

Il n'est cependant pas aisé de suspendre une machine électrique et d'effectuer des mesures tout autour, aussi les mesures sont réalisées en chambre semi-anéchoïque. La chambre semi-anéchoïque vise à reproduire des conditions de type « champ libre sur plan réfléchissant », elle associe des murs et un plafond anéchoïque à un sol réfléchissant. La

machine étudiée doit donc être montée à proximité d'une vaste surface acoustiquement réfléchissante située à proximité du sol dans une chambre semi-anéchoïque.

La mesure des seules émissions sonores de la machine étudiée suppose que l'environnement de mesure est isolé des perturbations extérieures, ce qui est le cas des chambres semi-anéchoïques, et que le bruit mesuré doit bien être émis par la source étudiée et non par un élément annexe. Dans le cas d'une machine électrique, les vibrations générées par la machine et transmises à son voisinage (support, charge, ...) peuvent générer un bruit significatif, en particulier dans le domaine des basses fréquences pour les machines de taille réduite [65]. Dans le cas où un dispositif de charge est présent, celui-ci devra être isolé à moins qu'il ne fasse partie du système étudié.

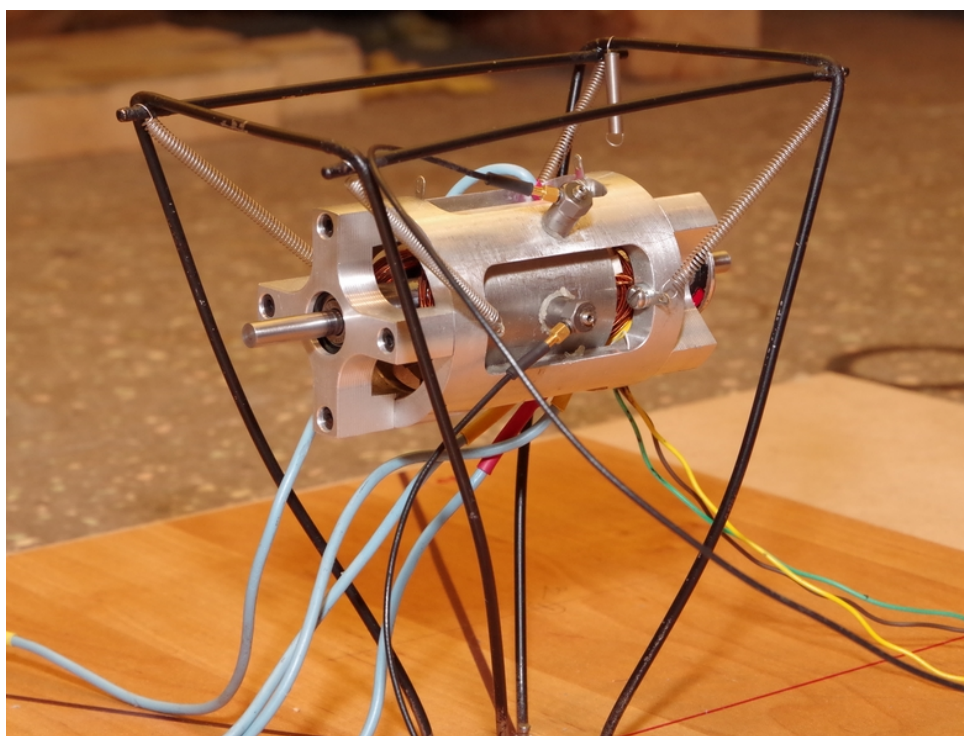


FIGURE 3.5 – Suspension de la machine et positionnement des accéléromètres

Le bruit d'origine aérodynamique n'est pas dépendant du couple délivré par la machine, aussi aucun dispositif de charge n'est ajouté. Afin de prévenir toute excitation vibratoire du support, la machine étudiée est suspendue à son support à l'aide de ressorts choisis suffisamment souples de telle sorte que la fréquence de résonance du système masse-ressort ainsi constitué soit inférieure aux fréquences de rotation considérées par la suite.

1.2.2 Matériel de mesure

Les mesures sont menées dans la chambre semi-anéchoïque et avec le matériel de mesure du Laboratoire Systèmes Électrotechniques et Environnement (LSEE, Faculté de Sciences Appliquées, Béthune). Les pressions acoustiques sont mesurées à l'aide d'un microphone capacitif (Brüel & Kjaer, type 4189-A-021, plage de fréquence de 20 à 20000 Hz).

Une calibration incertaine du microphone utilisé amène une incertitude sur les niveaux de pression acoustique absolus mesurés sans affecter les écarts de niveaux de pression relevés.

En parallèle des mesures acoustiques sont réalisées de mesures d'accélération vibratoires à l'aide d'accéléromètres piézoélectriques mono-axes (Brüel & Kjør, type 4397, plage de fréquence de 1 à 25000 Hz, niveau maximal de fonctionnement de 765 g). Microphone et accéléromètres sont connectés à un même boîtier d'acquisition (Brüel & Kjør, Type 3050). Les accéléromètres sont positionnés dans le plan médian de la machine suivant les positions indiquées sur la figure 3.6.

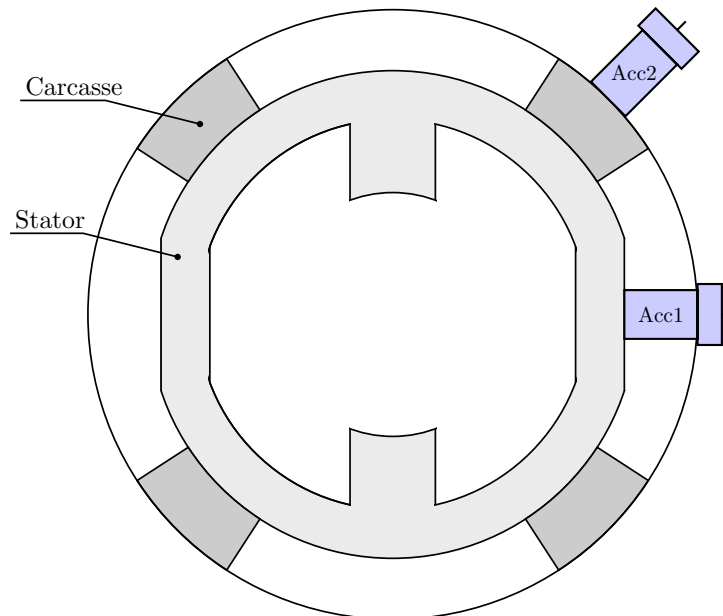


FIGURE 3.6 – Positionnement des accéléromètres - vue schématique en coupe axiale selon le plan médian de la machine

1.3 Protocole

Les mesures de niveau de bruit sont réalisées pour différentes vitesses. La machine reste alimentée et asservie en vitesse tout au long des mesures de niveaux de pression acoustique.

Toutes les mesures de quantités acoustiques sont réalisées en appliquant une pondération de type A (figure 1.6). Celle-ci modifie très peu les niveaux mesurés sur une plage de fréquences allant de 1 à 10kHz à l'intérieur de laquelle vont se situer les phénomènes aéroacoustiques étudiés et atténue fortement les basses fréquences (atténuation supérieure à 10 dB pour des fréquences inférieures à 200 Hz). Les tonalités basses fréquences se transmettant facilement par les vibrations structurales, elles peuvent, malgré l'isolation de la chambre semi-anéchoïque, parvenir à y pénétrer. Leur forte atténuation offerte par la pondération A constitue donc un avantage lors des mesures.

Les mesures de niveau de bruit sont menées suivant la norme ISO 3744 dans le cas d'une surface de mesure hémisphérique. Le protocole de mesure consiste à diviser la surface hémisphérique englobant la source acoustique en cinq surfaces d'aires égales et de relever le niveau de pression acoustique le long de trajectoires annulaires définies pour chaque

élément de surface (voir figure 3.7). Le niveau de pression acoustique moyen est alors obtenu en appliquant la formule :

$$\overline{L_p} = 10 \log_{10} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N 10^{0.1L_p} \right)$$

où N est le nombre de trajectoires de mesure et L_p les niveaux de pression acoustique mesurés le long de chacune des trajectoires.

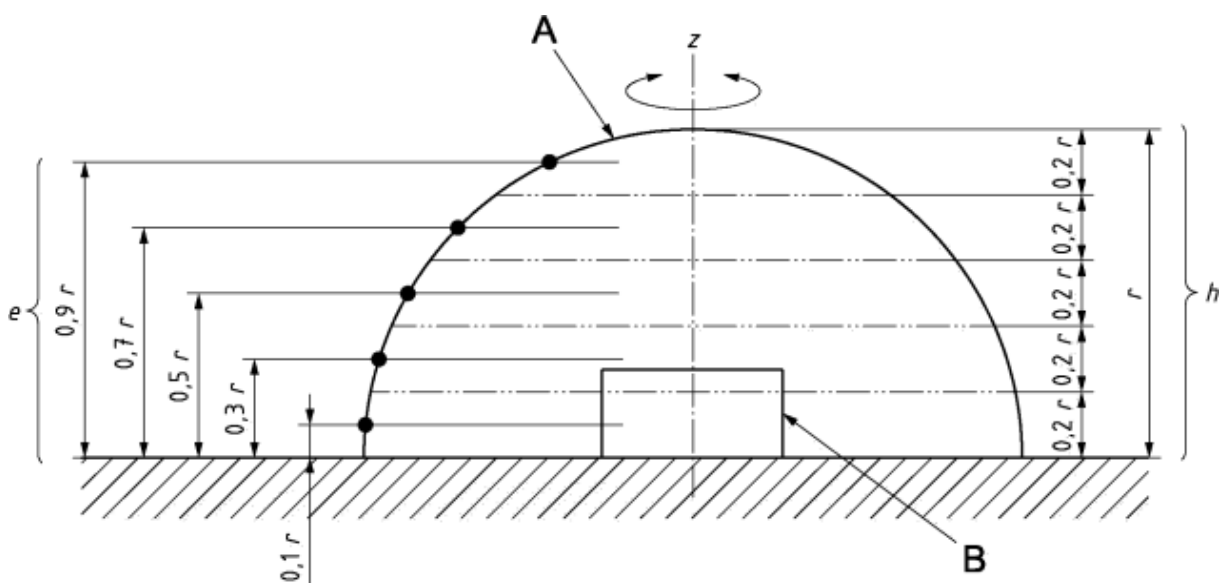


FIGURE 3.7 – Trajectoires de microphone (source norme NF EN ISO 3744, annexe B4)

Plutôt que de déplacer le microphone, il a été choisi d'entraîner en rotation le plateau sur lequel la machine est montée (voir figure 3.8). Le plateau est entraîné à faible vitesse (3 tours par minute environ) par un motoréducteur à courant continu commandé par un micro-contrôleur (Arduino) qui permet de synchroniser le boîtier d'acquisition à la rotation du plateau. Les niveaux de pression acoustique mesurés se sont révélés indépendants du sens de rotation du plateau et de sa vitesse.

Le bruit de fond à l'intérieur de la chambre semi-anéchoïque, entraînement du plateau tournant inclus, ne dépasse pas 45 dBa. Le rayon de la surface de mesure est de 59 cm, soit un rayon inférieur au minimum d'un mètre préconisé par la norme mais tout de même supérieur au double de la distance caractéristique d , du parallélépipède de référence englobant la source (référéncé « B » sur la figure 3.7, représenté sur la figure 3.9).

Les spectres acoustiques présentés dans la suite de ce document sont mesurés en plaçant le microphone au dessus de la machine, il s'agit de la position occupée par le microphone sur la figure 3.8.

1.4 Éléments d'analyse vibratoire du stator

L'analyse des spectres d'accélération vibratoire présentés dans la suite de ce document requiert de connaître le comportement vibratoire du stator et de la carcasse de la machine. Les fonctions de transfert vibratoires du stator et de la carcasse ont été mesurées au cours d'une précédente étude, le résultat de cette mesure est présenté en figure 3.10.

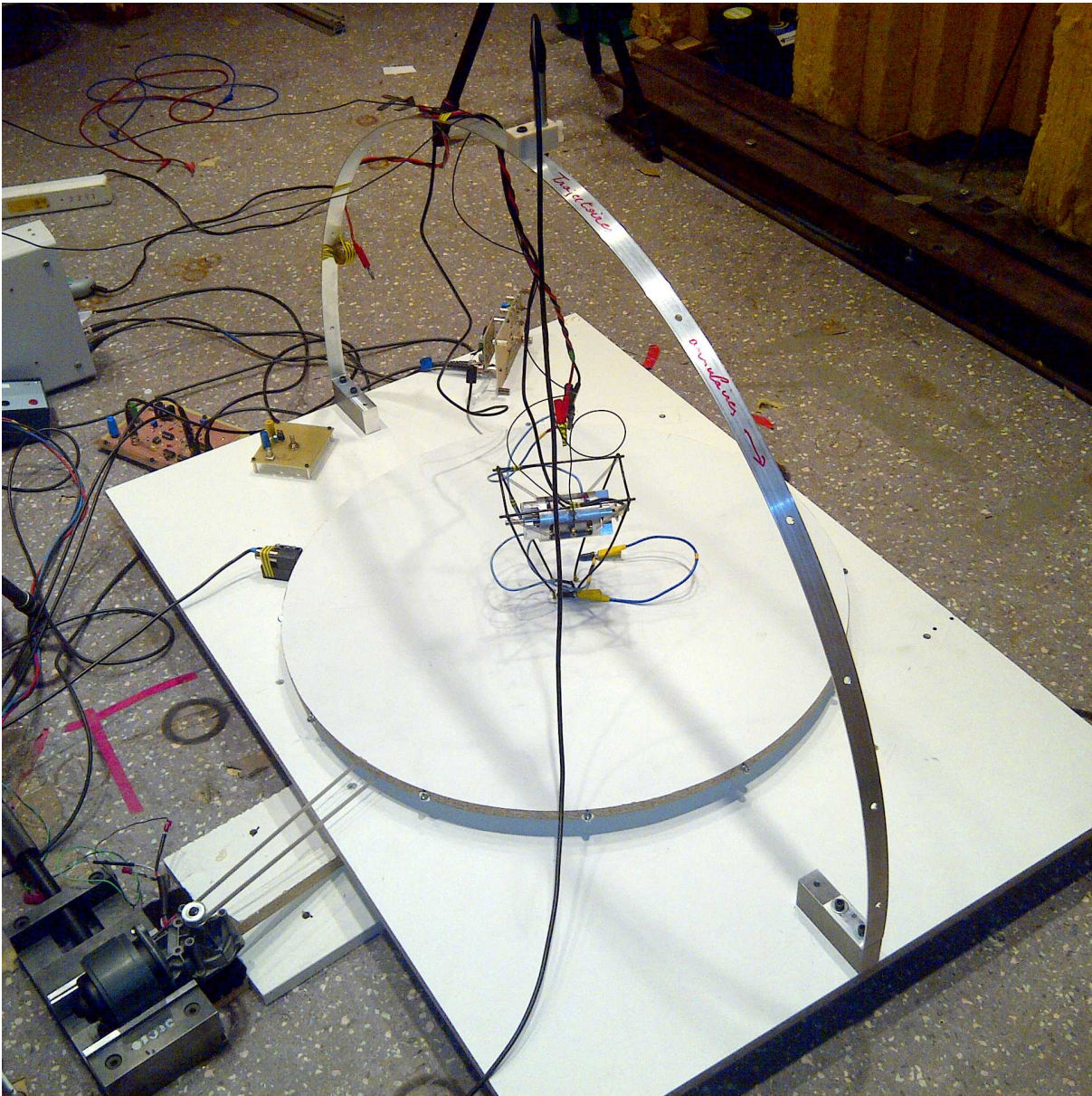


FIGURE 3.8 – Machine montée sur son plateau tournant

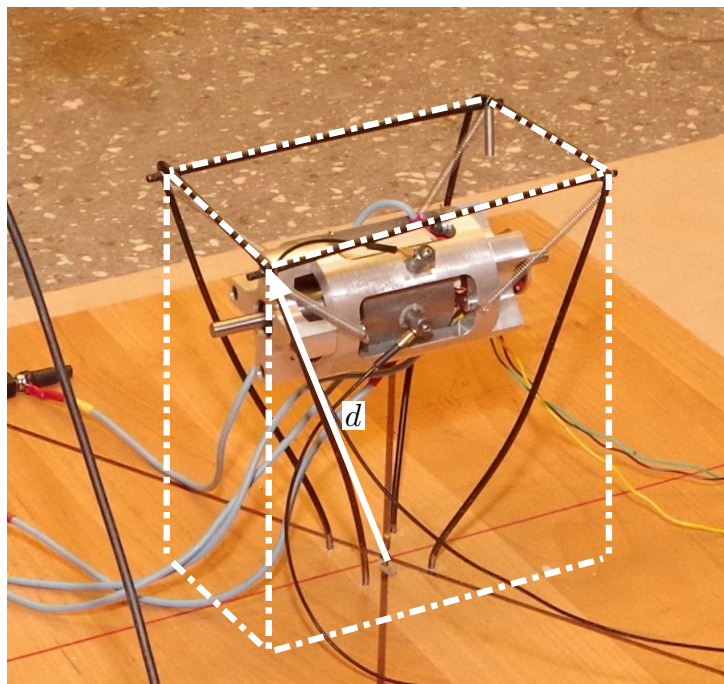


FIGURE 3.9 – Parallélépipède référence

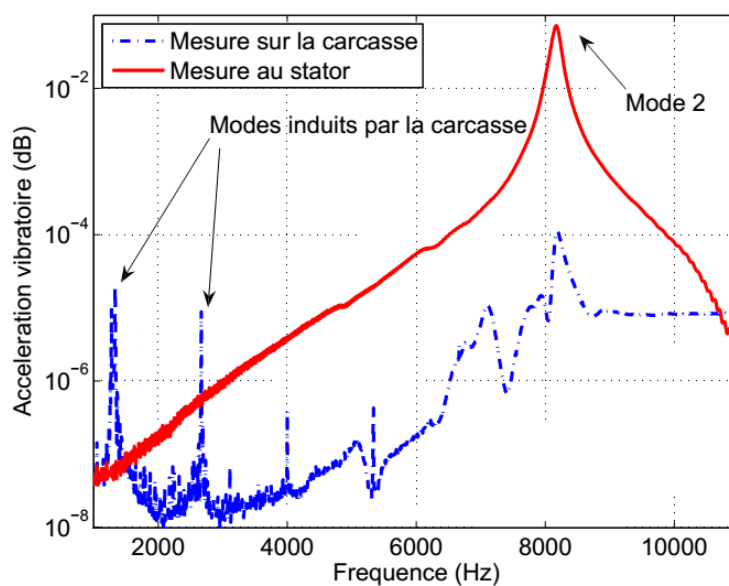


FIGURE 3.10 – Diagramme de Bode en gain des fonctions de transfert accélérations/contraintes mesurées sur le stator et la carcasse - Source : thèse J. Ojeda [1]

La réponse vibratoire du stator à une excitation est dominée par son mode 2 à une fréquence d'environ 8 kHz, ce qui est conforme à ce qui a été dit au chapitre 1.

La carcasse présente une réponse plus complexe que le stator avec plusieurs modes de vibration notamment à 1000, 2500, 4000 et 5300 ainsi qu'entre 6500 et 7100 Hz.

2 Origine du bruit mesuré

Comme nous l'avons vu à la section 2.3 du chapitre 1, la vitesse au delà de laquelle le bruit d'origine aérodynamique est supposé dominer les émissions sonores d'une machine électrique n'est pas connue a priori. Les phénomènes magnétiques et aérodynamiques apportent simultanément leurs contributions qu'il va falloir différencier avant de prétendre mesurer le bruit aéroacoustique de la machine étudiée.

Deux méthodes d'identification des mécanismes de génération de bruit sont proposées : l'analyse comparative des spectres vibratoires et acoustique et la comparaison des spectres acoustiques machine allumée / machine éteinte.

2.1 Analyse des spectres acoustiques et vibratoires

Le mécanisme de génération de bruit magnétique passe par une excitation vibratoire des éléments de la machine, de son stator et de sa carcasse en particulier. La mesure simultanée des accélérations vibratoires de ces deux éléments et de la pression acoustique permet, par comparaison des spectres obtenus, de révéler les corrélations entre les phénomènes acoustiques et vibratoires.

Les spectres acoustique et vibratoires ont été relevés pour 17 vitesses de rotation allant de 15 000 à 60 000 tours par minute pour chacun des rotors à quatre dents. Les résultats concernant deux vitesses de mesure sont présentés ci-après :

1. pour la vitesse de rotation la plus basse : 15 000 tr/min,
2. pour la vitesse de rotation la plus élevée : 60 000 tr/min.

Densité spectrale de puissance À chaque spectre présenté ci-dessous est ajoutée une ligne en trait mixte qui représente la densité spectrale de puissance cumulée pour une fréquence comprise entre 0 et 20 kHz. Cette densité spectrale de puissance est normalisée par son maximum. Cet estimateur permet, pour chaque spectre, d'identifier et de classer les raies les plus importantes en terme de puissance transportée.

Fréquences caractéristiques Les fréquences caractéristiques pour les phénomènes acoustiques et vibratoires sont indiquées sur chaque spectre, il s'agit

- de la fréquence de rotation f_r ,
- de la fréquence de passage de pales, FPP, qui est également la fréquence des courants et donc celles des contraintes magnétiques,
- des multiples entiers de la fréquence de passage de pales.

2.1.1 Rotors à quatre dents

L'analyse des spectres acoustique et vibratoires est menée ici pour le rotor à quatre dents épaisses. Une analyse similaire menée avec le rotor à quatre dents fines mène aux mêmes conclusions.

Basse vitesse Les spectres acoustique et vibratoires relevés pour le rotor à quatre dents épaisses tournant à 15 000 tr/min sont donnés en figure 3.11.

Spectre acoustique Le spectre acoustique est un spectre de raies. La puissance acoustique est distribuée sur une bande de fréquence allant de 2 à 8 kHz. La

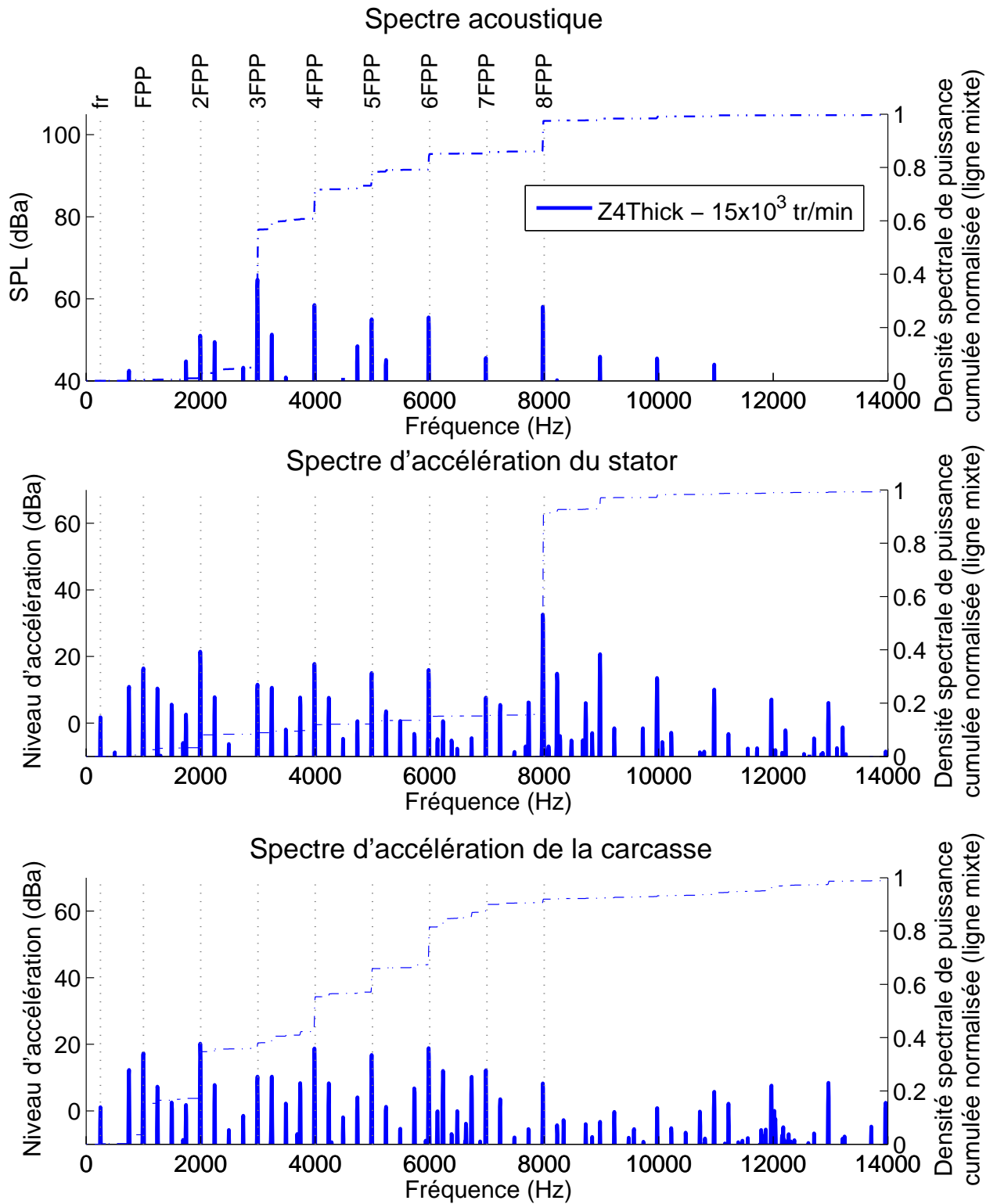


FIGURE 3.11 – Spectres acoustique et vibratoires pour le rotor à quatre dents épaisses tournant à une vitesse de 15 000 tr/min

moitié de la puissance acoustique est transportée par la raie située à 3 kHz tandis que l'autre moitié est portée par les raies situées à 2 ainsi qu'entre 4 et 8 kHz.

Accélération du stator et de la carcasse Le spectre d'accélération du stator est dominé par la raie correspondant à son mode d'ovalisation plane située à 8 kHz. À l'inverse, le spectre d'accélération de la carcasse comporte des raies distribuées sur une large gamme de fréquences.

Haute vitesse La figure 3.12 contient les spectres acoustique et vibratoires relevés pour le rotor à quatre dents épaisses tournant à 60 000 tr/min.

Spectre acoustique De la même manière qu'à 15 000 tr/min, le spectre acoustique à 60 000 tr/min est un spectre de raies. Cependant, dans le cas de la haute vitesse, la quasi totalité de la puissance acoustique est transportée par seulement deux raies situées au niveaux de la FPP et du double de la FPP. Ces deux raies dominent toutes les autres avec un écart de plus de 10 dBa.

Accélération du stator et de la carcasse Le spectre d'accélération du stator reste dominé par le mode 2 qui confirme sa prédominance sur les autres modes de vibrations du stator. Le comportement vibratoire de la carcasse et du stator apparaissent comme étant fortement dépendants l'un de l'autre.

Il est à noter qu'à la vitesse de 60 000 tr/min, la fréquence de passage de pales est égale à 4000 Hz, soit la moitié de la fréquence du mode d'ovalisation du stator. Le premier harmonique du courant coïncide alors avec la fréquence de résonance du stator. Cette vitesse correspond donc à un état vibratoire intense du stator : le niveau d'accélération atteint 63 dBa pour la raie à 8 kHz (il n'était que de 33 dBa à 15 000 tr/min).

En supposant que le bruit rayonné par la machine est d'origine magnétique, son spectre acoustique devrait, dans ces conditions, être dominé par une raie à 8 kHz. Or il apparaît sur la figure 3.12 que plus de 70% de la puissance acoustique rayonnée par la machine à 60 000 tr/min est transportée par la raie située à la FPP, fréquence pour laquelle le niveau d'excitation vibratoire du stator n'est que de 27 dBa.

2.1.2 Comparaison entre basse et haute vitesse

En basse vitesse, la puissance acoustique émise par la machine est distribuée sur une bande de fréquence allant de 2 à 8 kHz. Les évolutions des densités de puissance spectrale des spectres acoustique et vibratoires présentent, en basse vitesse, des similitudes. Ces similitudes indiquent qu'une proportion non négligeable des émissions acoustiques de la machine sont issues de phénomènes vibro-acoustiques.

Plus la vitesse de rotation du rotor augmente, plus les raies situées à la fréquence de passage de pales et à 2 FPP gagnent en intensité. À partir de 36 000 tr/min, ces deux raies transportent plus de 80% de la puissance acoustique rayonnée par la machine équipée avec l'un ou l'autre des rotors à quatre dents. Ce comportement s'avère indépendant de l'état d'excitation vibratoire du stator.

Quelle que soit la vitesse de rotation considérée entre 15 000 et 60 000 tr/min, le spectre acoustique de la machine reste un spectre de raies (bruit tonal). Ce comportement est compatible avec le terme source retenu pour l'estimation du bruit aéroacoustique de la machine.

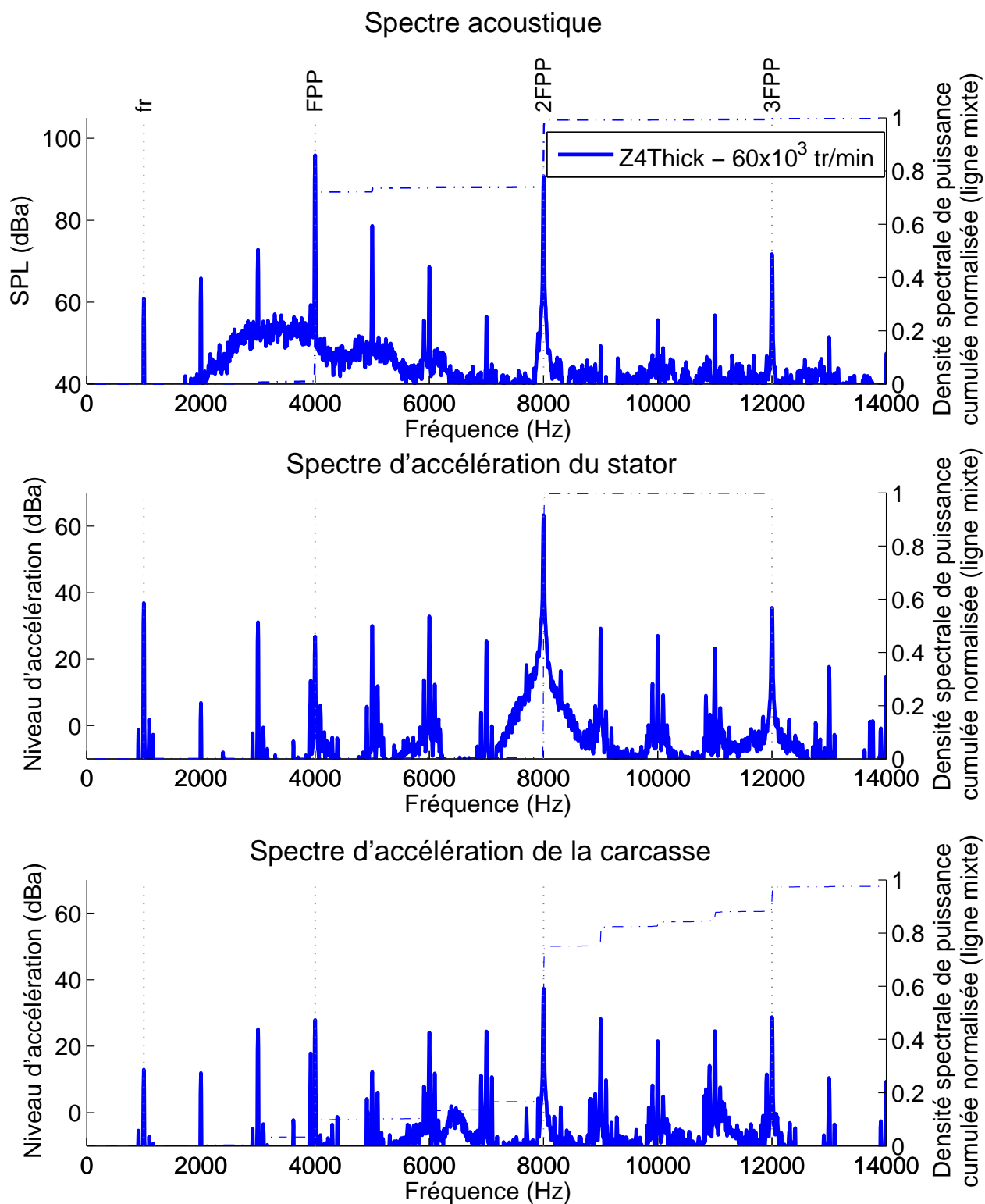


FIGURE 3.12 – Spectres acoustique et vibratoires pour le rotor à quatre dents épaisses tournant à une vitesse de 60 000 tr/min

2.1.3 Rotor à six dents

Les niveaux de bruit estimés pour le rotor à six dents sont plus faibles que ceux des rotors à quatre dents. Malheureusement un défaut d'équilibrage mécanique a significativement dégradé le comportement de la machine avec le rotor à six dents (apparition de raies très marquées à la fréquence de rotation et ses harmoniques dans les spectres acoustique et vibratoires, figure 3.13). En conséquence les mesures de bruit réalisées avec ce rotor ne sont pas exploitables.

2.1.4 Bilan

Cette première analyse tend à montrer que le bruit émis par la machine équipée d'un des deux rotors à quatre dents n'est pas, pour une vitesse suffisamment élevée, d'origine vibratoire et serait donc engendré par des phénomènes aérodynamiques. Cependant les mesures d'accélération ne concernent que deux éléments de la machine et sa fonction de transfert acoustique n'est pas connue, aussi il est prématuré de conclure quant à l'origine du bruit émis.

2.2 Comparaison spectres machine allumée / machine éteinte

Afin de s'assurer que le bruit mesuré n'est pas d'origine magnétique, on procède à des relevés de spectres acoustiques lorsque la machine est alimentée et lorsqu'elle tourne sur son inertie. Pour les mesures en configuration non alimentée, la machine est entraînée à une vitesse supérieure à celle de mesure puis l'alimentation est coupée. Le micro-contrôleur de commande déclenche l'acquisition lorsque la vitesse cible est atteinte. On s'assure ainsi de l'absence de courant, et donc d'efforts magnétiques, tout au long de l'acquisition qui dure 80 ms.

La figure 3.14 représente les spectres acoustiques obtenus avec le rotor à quatre dents épaisses pour quatre vitesses entre 22000 et 50000 tours par minute. Des résultats similaires sont obtenus avec le rotor à quatre dents fines (figure 3.15). La fréquence du mode 2 du stator (fs) est indiquée sur chaque spectre.

Plusieurs constats se dégagent de l'étude de ces spectres :

Fréquence de passage de pales L'intensité de la raie située à la fréquence de passage de pales (FPP) croît avec la vitesse de rotation jusqu'à dominer nettement le restant du spectre à 50 000 tr/min. On relève un écart supérieur à 11 dB par rapport à la raie d'intensité immédiatement inférieure à cette vitesse pour le rotor à dents fines, 18 dB pour le rotor à dents épaisses. Quelque soit la vitesse, l'intensité de cette raie n'est pas affectée par la coupure de l'alimentation de la machine.

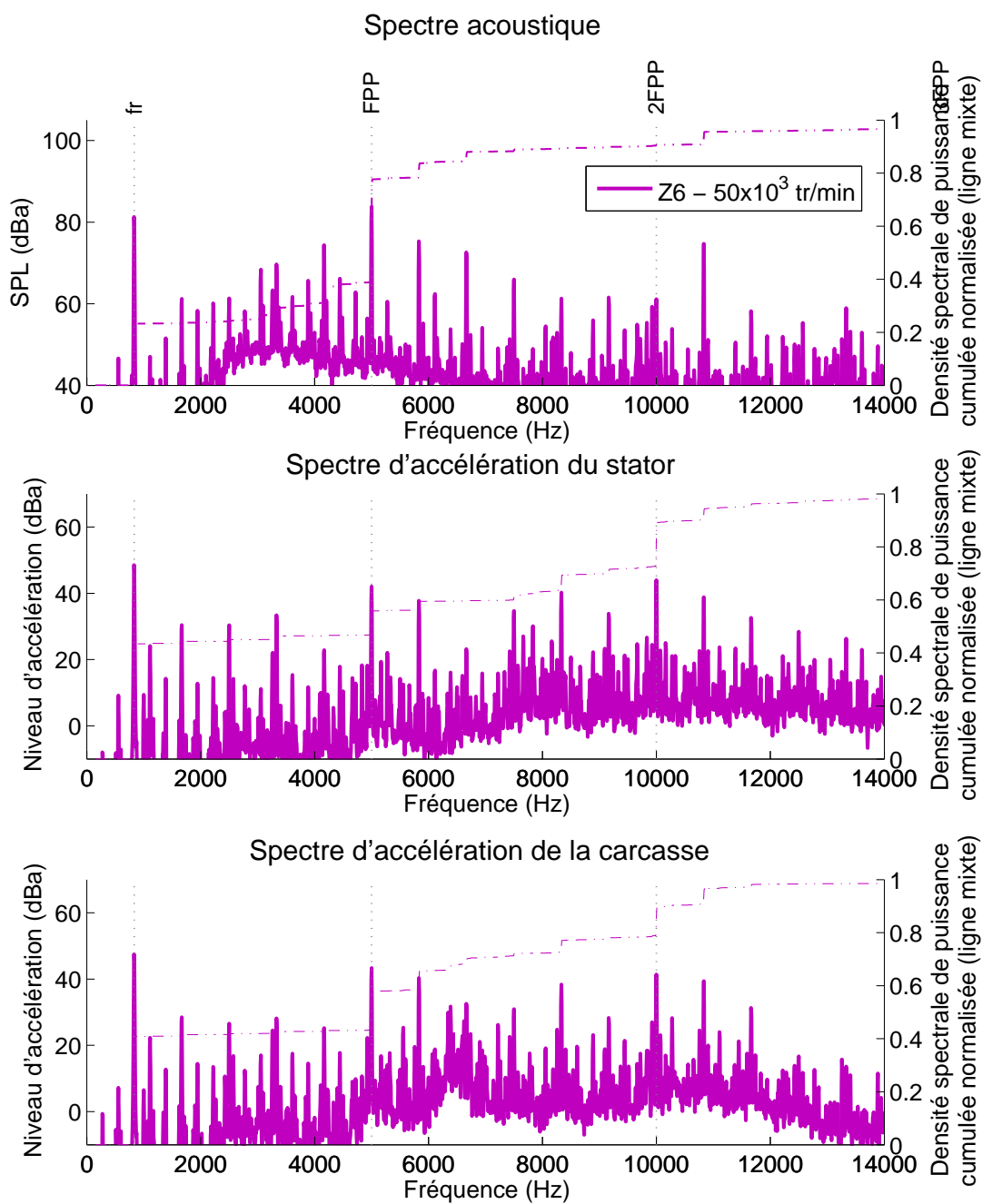


FIGURE 3.13 – Spectres acoustique et vibratoires pour le rotor à 6 dents tournant à une vitesse de 50 000 tr/min

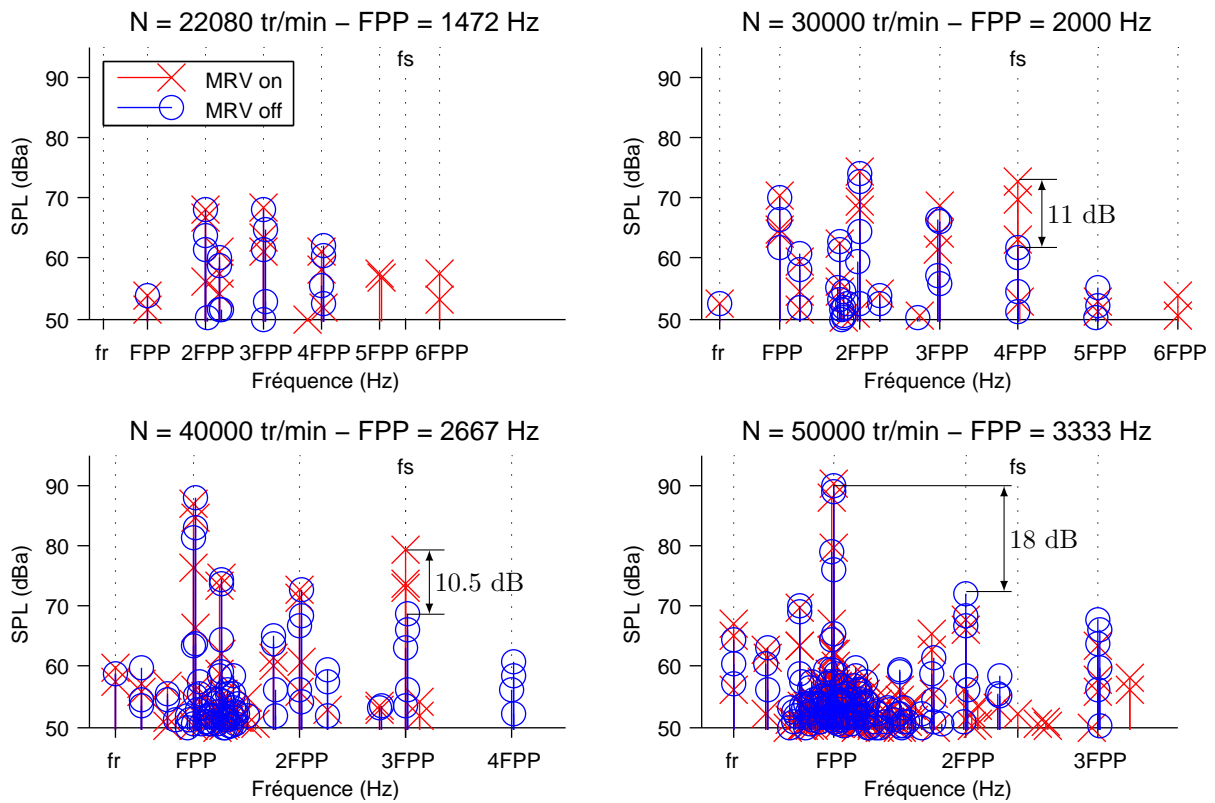


FIGURE 3.14 – Spectres machine allumée, machine éteinte pour le rotor à quatre dents épaisses

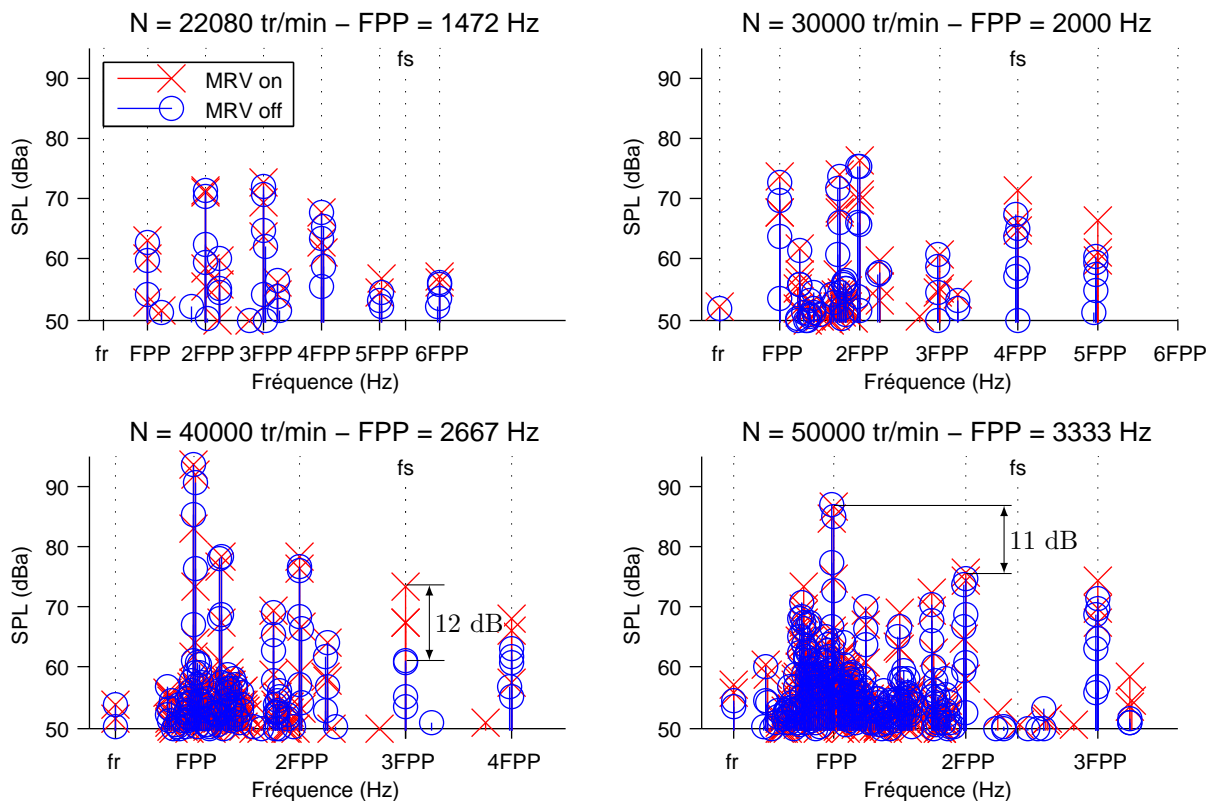


FIGURE 3.15 – Spectres machine allumée, machine éteinte pour le rotor à quatre dents fines

Multiples de la FPP On distingue ici deux cas suivant que l'harmonique de la FPP considéré corresponde ou non à une fréquence propre de la machine.

Lorsqu'elles correspondent à la fréquence de résonance du stator, les composantes du spectre aux fréquences multiples de la FPP sont affectées par la coupure de l'alimentation. Ce comportement s'observe pour les mesures à 30 000 et 40 000 tr/min, la FPP vaut alors respectivement le quart et le tiers de la fréquence de résonance du stator. Le niveau associé à la raie située à la fréquence de résonance du stator peut perdre jusqu'à 12 dB avec la coupure de l'alimentation de la machine.

Les harmoniques multiples de la fréquence de passage de pales qui ne correspondent pas à une fréquence de résonance de la machine présentent la même amplitude dans les deux configurations.

2.3 Bilan

Il ressort de l'étude des spectres acoustique et vibratoires de la machine l'existence de trois plages de vitesse qui correspondent à trois comportements acoustiques de la machine.

- Pour les « faibles » vitesses (inférieures à 22 000 tr/min), la corrélation des spectres acoustique et vibratoires de la machine indique la prédominance des phénomènes vibroacoustiques dans la génération de bruit.
- À vitesse de rotation élevée (supérieure ou égale à 50 000 tr/min dans le cas présent), le spectre acoustique de la machine est dominé par la fréquence de passage de pales, laquelle est d'origine aérodynamique. Ce comportement s'observe même lorsque le mode d'ovalisation du stator, principal générateur de bruit magnétique, est excité comme c'est le cas à 60 000 tr/min.
- Entre ces deux valeurs existe une plage où le bruit aérodynamique est globalement présent mais encore trop faible pour dominer nettement le bruit d'origine magnétique lorsque ce dernier est particulièrement intense comme c'est le cas lorsque une fréquence propre de la machine est excitée.

3 Niveaux de puissance acoustique

Les résultats des mesures de niveaux de puissance acoustique ainsi que la comparaison aux valeurs calculées sont présentés sous la forme de la courbe d'évolution du niveau de puissance acoustique en fonction de la vitesse de rotation du rotor tracée en échelle logarithmique (figure 3.16). Les niveaux de puissance acoustique sont déterminés à partir des niveaux de pression acoustiques. Les mesures étant menées avec une pondération de type A, les niveaux de puissance acoustique sont donnés en dBa. Les estimations de niveaux de bruit sont menées pour tous les multiples de la fréquence de passage de pales jusqu'à la limite du spectre acoustique audible (20 kHz).

3.1 Analyse des données expérimentales

Il a été établi au cours du précédent chapitre qu'en raison de son faible nombre de Mach, l'écoulement dans l'entrefer constitue une source de bruit de nature dipolaire. De plus il a été vu au cours du chapitre 1 qu'une source de bruit aéroacoustique peut être caractérisée en étudiant la pente de la droite $SWL = f(\log_{10}(N))$, laquelle vaut 50 dans le cas d'une source dipolaire.

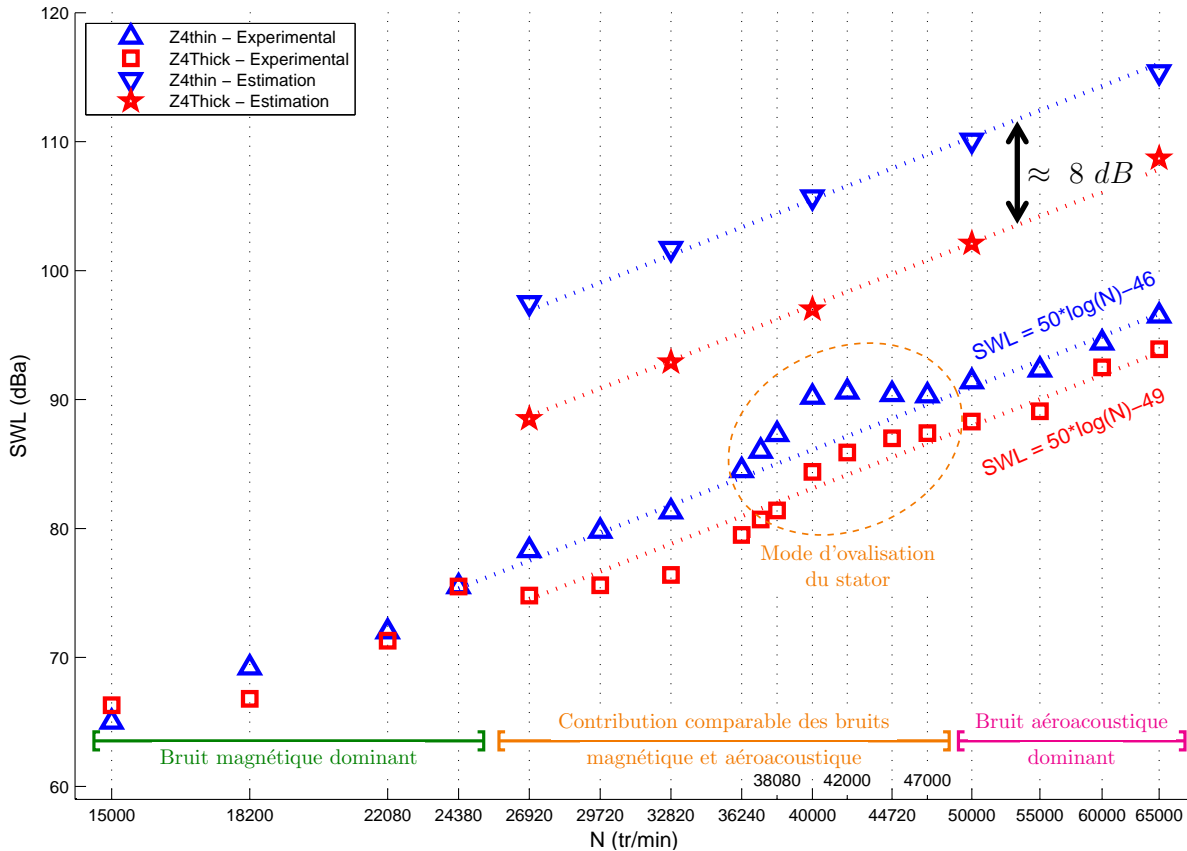


FIGURE 3.16 – Niveaux de puissance acoustique calculés et mesurés - Spectre complet

Les trois plages de vitesse mises en évidence lors de l'étude sur l'origine du bruit mesuré se retrouvent sur cette courbe.

À partir de 50000 tr/min, les niveaux de bruit mesurés suivent bien la pente caractéristique d'une source dipolaire. Le bruit aérodynamique domine alors les émissions sonores de la machine.

En dessous de 24000 tr/min, les niveaux de bruit des deux rotors sont proches : c'est le domaine de prédominance du bruit magnétique.

Entre ces deux vitesses, on constate que les niveaux de bruit des deux rotors sont distincts et que leur évolution en fonction de la vitesse de rotation est semblable. On observe un accroissement du niveau de bruit autour de 40 000 tr/min, vitesse à laquelle la contribution du bruit magnétique est significative du fait de l'excitation du mode 2 du stator. Aucun des deux phénomènes générateurs de bruit ne domine l'autre sur cette plage de vitesse.

3.2 Comparaison entre mesures et estimations

Trois constats se dégagent de la comparaison des niveaux de puissance acoustique mesurés et estimés.

1. Les niveaux de bruit estimés sont, conformément à ce qui était attendu, supérieurs aux niveaux mesurés. Ceci est dû à la surestimation des niveaux de pression de l'écoulement dans l'entrefer introduite par le calcul CFD en deux dimensions.

2. La hiérarchie des niveaux de bruit établie en simulation est retrouvée par la mesure : le rotor à quatre dents fines est, pour le bruit aéroacoustique, plus bruyant que celui à quatre dents épaisses.
3. Les écarts mesurés (3 dB) sont plus faibles que ceux calculés (8 dB).

S'il apparaissait que l'outil de calcul proposé permet de hiérarchiser les niveaux de bruit des différentes topologies, les écarts calculés ne sont cependant pas conformes à ceux qui ont été mesurés.

3.3 Correction de l'outil

Il a été établi expérimentalement que lorsque la machine fonctionne en haute vitesse au sens du critère acoustique, l'énergie acoustique est principalement transportée par la raie située à la fréquence de passage de pales. Cette observation est prise en compte en restreignant le calcul du niveau de puissance acoustique à la seule FPP. Les résultats de ces nouveaux calculs sont représentés sur la figure 3.17.

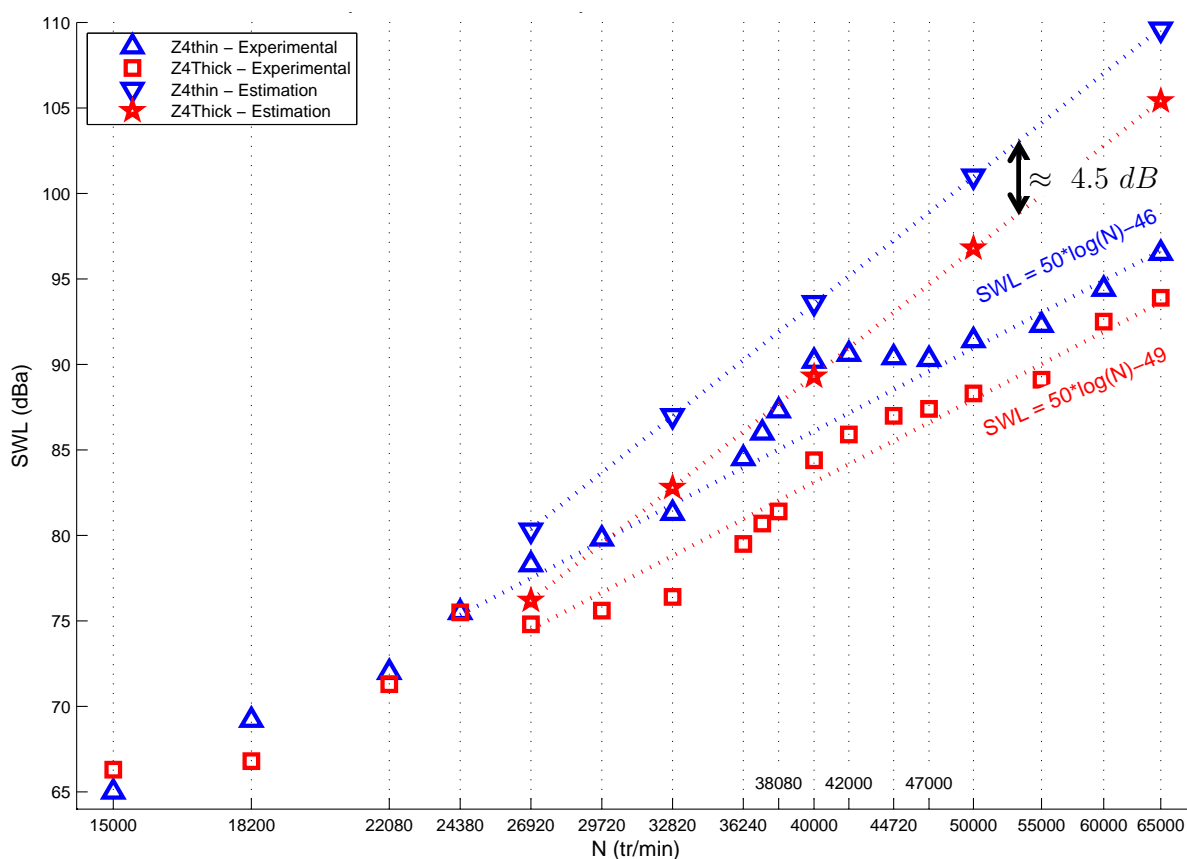


FIGURE 3.17 – Niveaux de puissance acoustique calculés et mesurés - FPP seulement

On constate alors que les courbes du niveau de puissance acoustique en fonction du logarithme de la vitesse forment de nouveau des droites dont la pente n'est plus caractéristique d'une source dipolaire mais que les écarts calculés (4.5 dB) se rapprochent des écarts mesurés.

3.4 Estimateur de niveau de puissance acoustique à partir du couple aérodynamique

Les niveaux de puissance acoustique obtenus à l'aide de l'estimateur basé sur le couple aérodynamique sont comparés à ceux fournis par l'équation de FWH appliquée à la fréquence de passage de pales sur la figure 3.18. L'estimateur est appliqué sur le signal de couple calculé au cours de la phase d'initialisation du calcul CFD en simple précision (série de données finissant par « SP ») ainsi que sur le signal issu du calcul en double précision (« DP »). Un exemple d'évolution du couple aérodynamique appliqué sur le rotor au cours du calcul ainsi que les plages de données utilisées pour les calculs en simple et en double précision sont montrés sur la figure 3.19.

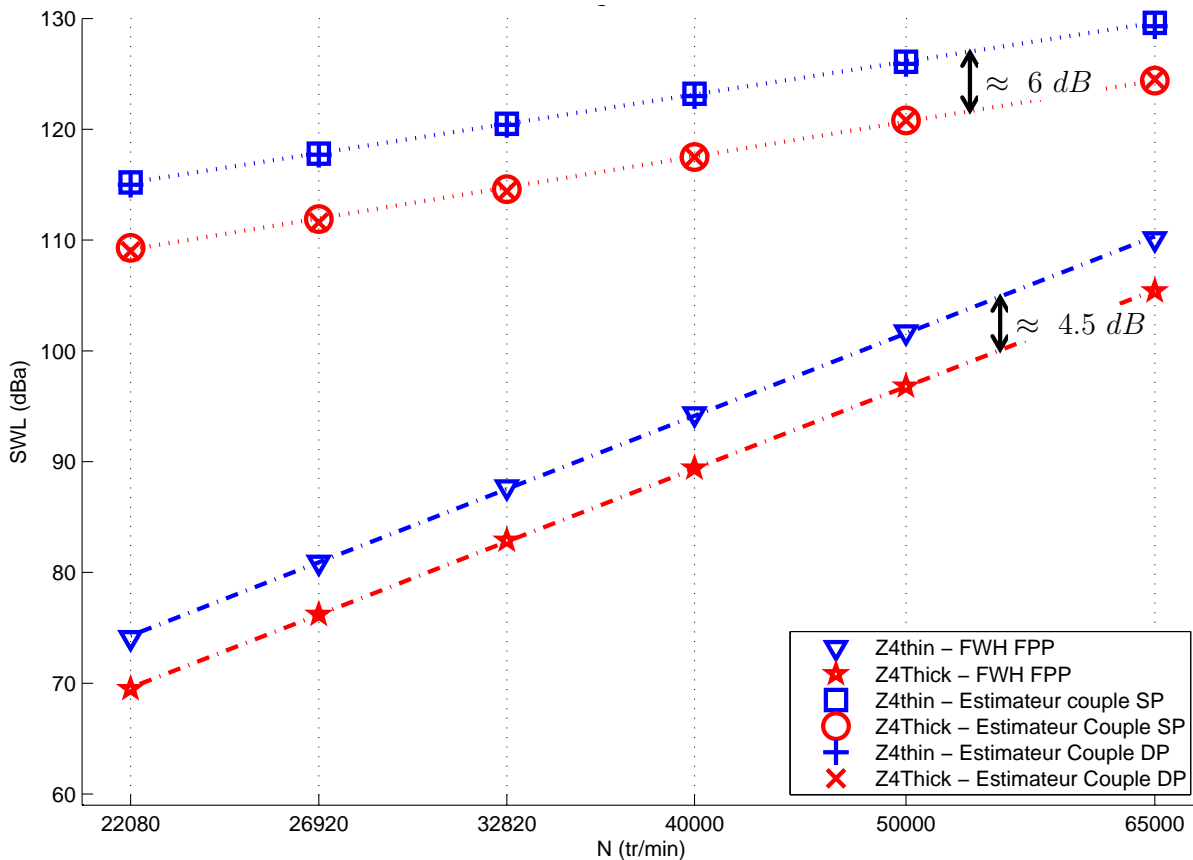


FIGURE 3.18 – Comparaison des méthodes d'estimation du niveau de puissance acoustique

Les niveaux de puissance estimés en simple et en double précision sont identiques. La hiérarchie des rotors établie en mesure est retrouvée. L'écart de niveau de bruit estimé, de l'ordre de 6 dB, correspond au double de l'écart mesuré. Cette méthode s'avère moins précise que la méthode corrigée basée sur l'équation de FWH qui donne un écart entre les niveaux de bruit des deux rotors de 4.5 dB.

L'estimateur de niveaux de bruit basé sur le couple aérodynamique fournit des tendances analogues à celles données par l'équation FWH mais s'avère beaucoup plus simple à mettre en œuvre et est applicable dès la phase de calcul en simple précision. La phase d'initialisation du calcul en simple précision étant environ quatre fois moins longue que la phase d'exploitation en double précision (de l'ordre de 8 heures en SP et 30 en DP), le

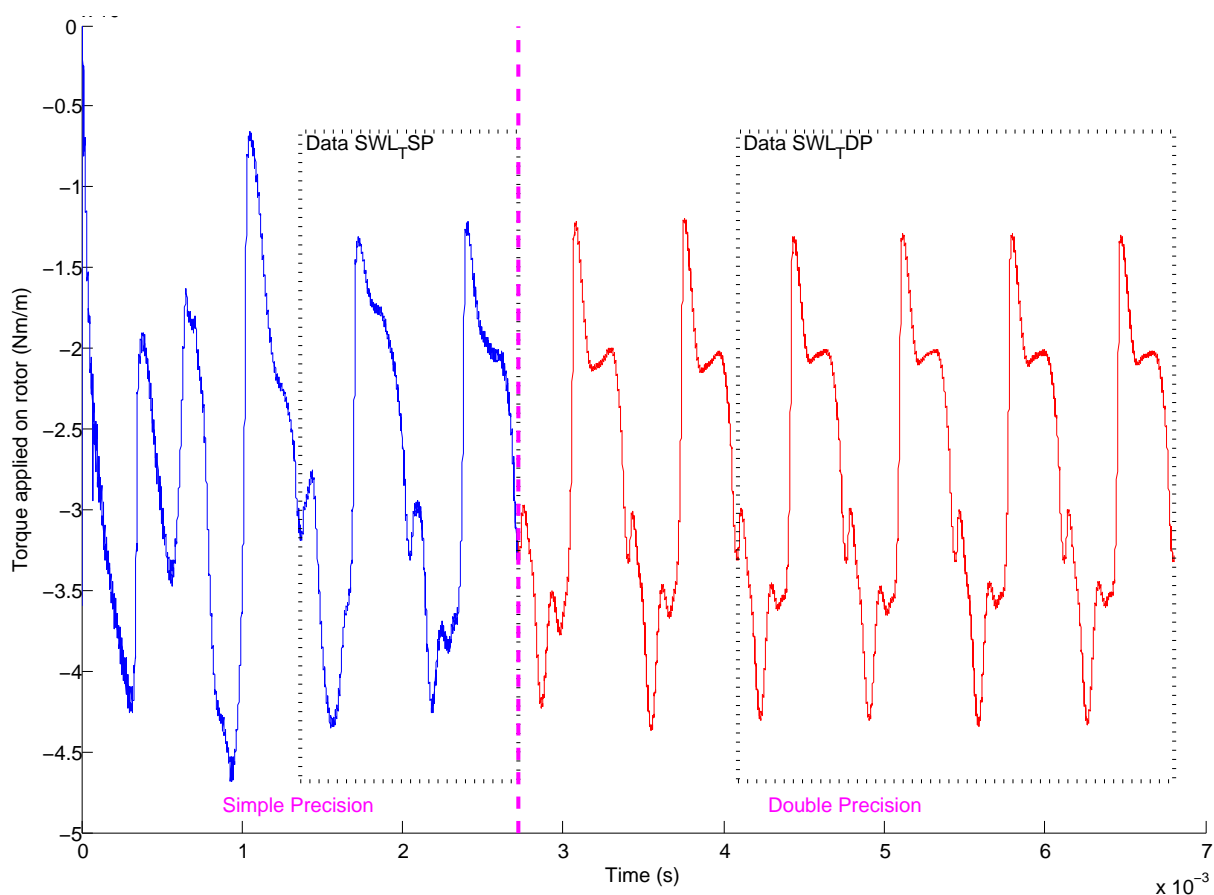


FIGURE 3.19 – Exemple d'évolution du couple aérodynamique appliqué sur le rotor au cours du calcul (rotor à quatre dents épaisses, 2312 rad/s)

gain de temps que peut représenter cette méthode sur l'estimation du niveau de bruit est considérable.

3.4.1 Bilan

Du fait de la sur-estimation des niveaux de bruit qu'elles fournissent, les méthodes proposées ne peuvent qu'au mieux estimer des écarts de niveaux de bruit. Plusieurs méthodes d'estimation de ces écarts sont proposées, toutes donnent les mêmes tendances mais n'ont pas la même précision.

La méthode fondée sur l'équation de Ffowcs Williams et Hawkings corrigée sur la base d'observations expérimentales (calcul sur la seule FPP) s'avère être la méthode la plus précise. Au regard des multiples hypothèses et simplifications formulées pour arriver à ce résultat, l'erreur retournée, de l'ordre de 1.5 décibels, sera considérée comme acceptable dans la suite de ce document.

Plus facile à mettre en œuvre, l'estimateur de niveau de puissance acoustique sur la base du couple aérodynamique s'avère utilisable dès la phase de calcul en simple précision (gain de temps) mais fournit des résultats moins précis que la méthode de FWH corrigée.

Si elle couvre une large plage de vitesse de rotation, la validation expérimentale effectuée ne concerne que deux géométries différentes. Ces résultats appellent une confrontation

expérimentale sur de nouvelles topologies de machines afin d'en connaître la portée.

Chapitre 4

Exploitation de l'outil

L'objectif ce chapitre est d'apporter des éléments de réponse à la question « Comment concevoir une machine rapide tout en minimisant son niveau de bruit aéroacoustique ? »

La réponse à cette question est apportée en deux temps. Dans un premier temps, l'étude s'attarde sur l'influence des dimensions d'une machine de forme classique sur son niveau de bruit. Des géométries de rotor plus originales sont essayées dans un second temps.

Sommaire

1	Variations autour de la géométrie existante	81
1.1	Réduction de la saillance du rotor	81
1.1.1	Modification de la géométrie pour un rotor à quatre dents .	82
1.1.2	Influence du nombre de dents	86
1.2	Effet de l'entrefer	87
1.3	Bilan	88
2	Autres formes de rotors	89
2.1	Géométries testées	89
2.2	Bilan	89

La recherche de configurations géométriques permettant de concevoir des machines émettant peu de bruit aéroacoustique est rendue difficile car

- les paramètres influant sur le bruit aéroacoustique émis par une machine sont nombreux,
- la durée des calculs n'autorise pas l'utilisation d'un processus d'optimisation.

La démarche proposée dans la suite de ce chapitre consiste à modifier la géométrie de la machine support à cette étude et présentée au chapitre 2 afin de rechercher une topologie de MRV qui réduit les nuisances aéroacoustiques. Cette étude est divisée en deux temps :

- premièrement, seules les dimensions du rotor sont modifiées sans en changer la forme, puis,
- dans un deuxième temps, des géométries plus originales inspirées des techniques de réduction de bruit utilisées pour les ventilateurs centrifuges sont essayées.

1 Variations autour de la géométrie existante

Il a été montré au cours du chapitre 3 qu'agir sur les dimensions d'une MRV « classique » peut avoir une influence significative sur le bruit aéroacoustique généré par cette machine.

La réduction du bruit aéroacoustique émis par une machine requiert d'atténuer les phénomènes qui donnent naissance à ce bruit. Dans le cas de la machine étudiée, le mécanisme de génération de bruit aéroacoustique peut se résumer par les 4 étapes qui suivent.

1. La rotation du rotor tend à créer un écoulement d'air dans l'entrefer. L'entraînement de l'air dans l'entrefer est favorisé par la saillance du rotor.
2. La présence du stator à proximité du rotor bloque cet écoulement et provoque ainsi une augmentation de la pression.
3. Les saillances du rotor et du stator introduisent une modulation périodique du champ de pression dans l'entrefer et donc de la charge appliquée par le fluide sur les parois dans l'entrefer.
4. Ces variations de charge constituent une source acoustique dipolaire à l'origine du bruit aéroacoustique.

Afin de réduire l'amplitude du champ de pression dans l'entrefer, trois possibilités se dégagent :

1. la réduction de la saillance,
2. l'agrandissement de l'entrefer.

Ces deux possibilités sont discutées dans la suite.

1.1 Réduction de la saillance du rotor

L'objectif est de s'approcher du cas limite où le rotor serait un cylindre tournant dans le stator. Dans le cadre des hypothèses formulées sur l'écoulement (écoulement stable), la charge appliquée par le fluide sur les parois serait alors constante et uniforme. La source acoustique dipolaire périodique qui lui est associée ne générerait donc aucun bruit.

La réduction de la saillance peut être obtenue par l'ajout de cales amagnétiques visant à rendre la surface externe du rotor parfaitement cylindrique. Cette solution, qui complique la réalisation de la MRV, est délicate à mettre en œuvre dans le cas d'une machine rapide puisque les vitesses élevées engendrent des efforts d'inertie importants qui tendent à arracher les cales du rotor. Cette solution ne sera pas envisagée ici.

Deux solutions sont envisagées pour réduire la saillance du rotor :

1. modifier les dimensions des dents ou
2. augmenter le nombre de dents du rotors.

Toutes ces modifications sont effectuées pour un entrefer d'épaisseur constante égale à 0.1 mm.

1.1.1 Modification de la géométrie pour un rotor à quatre dents

La géométrie de départ est celle de la figure 1.5(b) (page 12). Afin de limiter les possibilités, l'étude porte sur deux paramètres : la largeur des dents et la profondeur des encoches rotoriques. (figure 4.1).

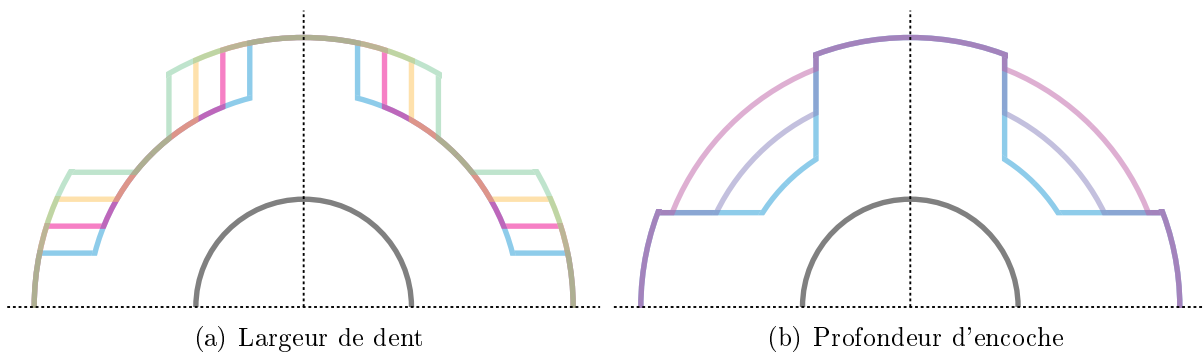


FIGURE 4.1 – Exemples de variations géométriques possibles pour le rotor

Les résultats de cette étude sont représentés sous la forme de deux graphes :

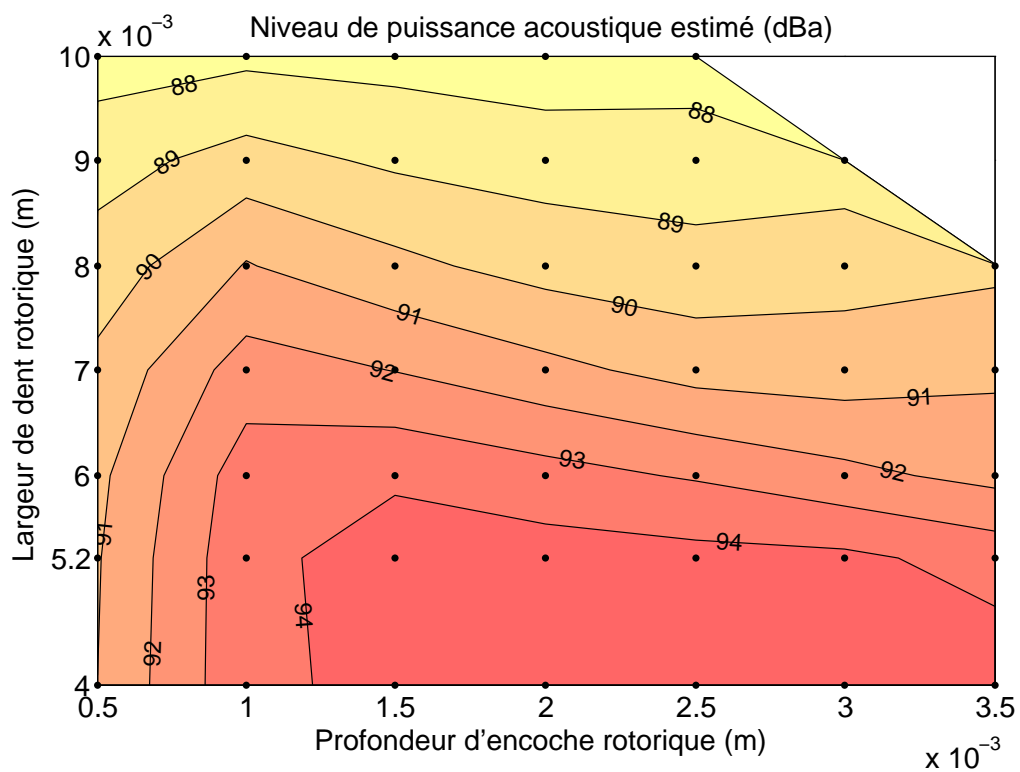
- le niveau de puissance acoustique estimé représenté dans le plan (Profondeur d'encoche, Largeur de dent) (figure 4.2(a)) et
- le couple magnétostatique délivré par la machine représenté dans le même plan (figure 4.2(b)).

Les points sur ces deux figures correspondent aux géométries simulées (46 configurations différentes ont été simulées). Le coin supérieur droit de ces graphes correspond à des dimensions incompatibles avec la géométrie du rotor retenu.

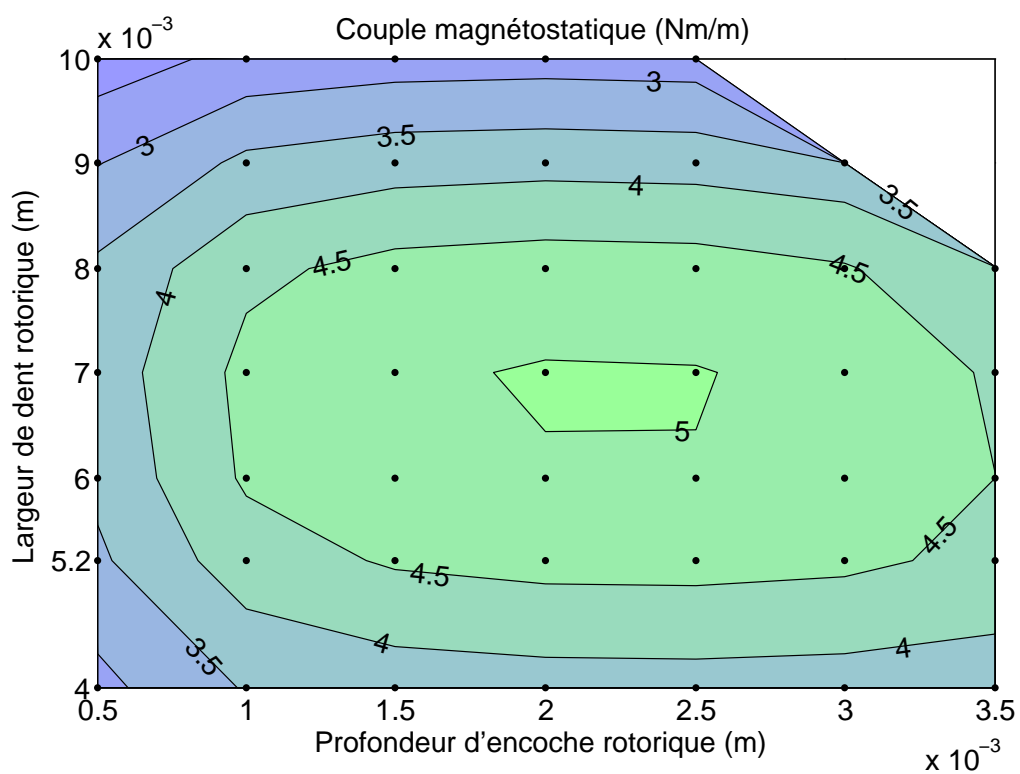
Toutes les estimations de niveau de bruit présentées dans ce chapitre sont réalisées à la vitesse de 40000 tr/min.

Les variations géométriques testées permettent de faire évoluer

- le couple magnétostatique délivré par la machine entre 2.2 et 5 Newton-mètres par mètre (Nm/m) et



(a) Niveaux de puissance acoustique



(b) Couple électrostatique

FIGURE 4.2 – Influence des dimensions du rotor à quatre dents sur les performances acoustiques et magnétiques de la machine

— le niveau de puissance acoustique émis par la machine sur une plage de 7 dBA entre 87.5 et 94.5 dBA.

On étudie successivement l'influence de la profondeur des encoches puis de la largeur des dents.

Influence de la profondeur des encoches Les évolutions du niveau de bruit estimé et du couple magnétostatique délivré par la MRV en fonction de la profondeur des encoches rotoriques sont tracées sur la figure 4.3. Cette figure est obtenue pour une largeur de dent rotorique de 7 mm, ces évolutions sont semblables pour toutes les largeurs de dent simulées.

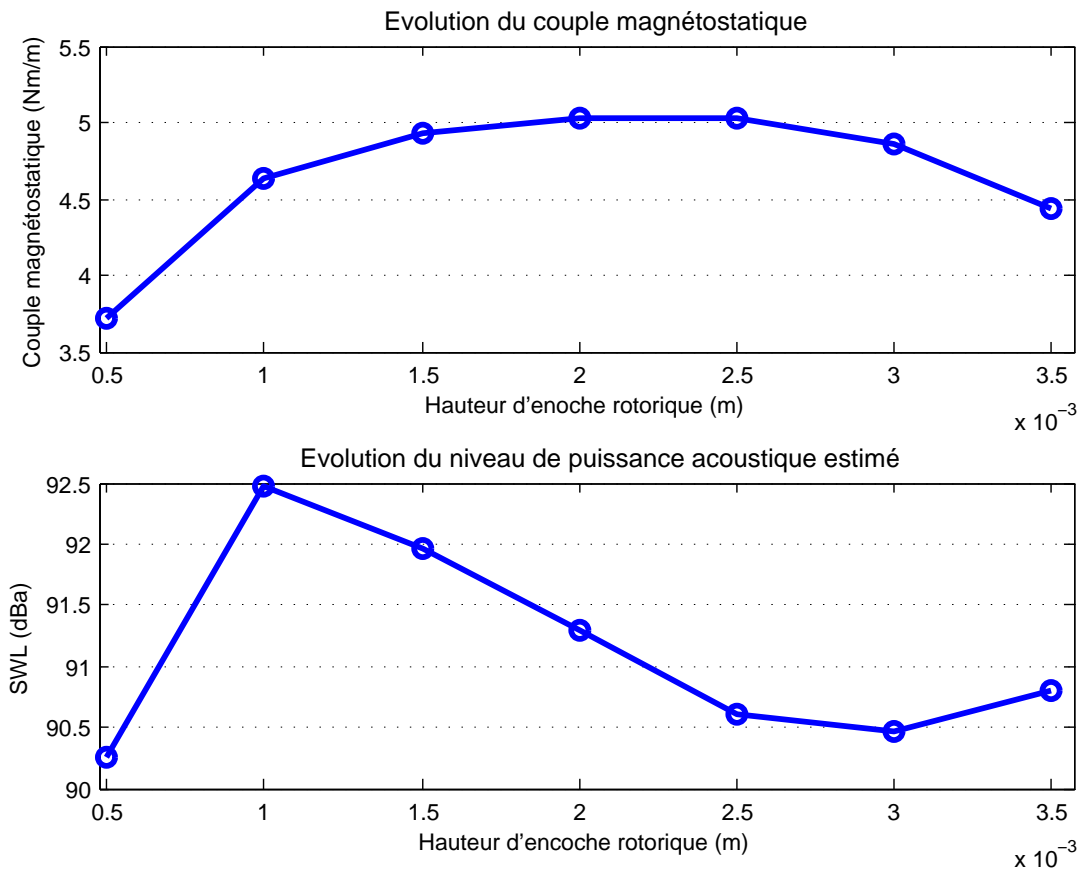


FIGURE 4.3 – Influence de la profondeur d'encoche à largeur de dent fixée (7 mm)

Lorsque la largeur des dents rotoriques est prise égale à 7 mm, le couple magnétostatique délivré par la MRV étudiée varie, pour les différentes profondeurs d'encoche simulées, entre 3.7 et 5 Nm/m. L'évolution de ce couple en fonction de la profondeur d'encoche fait apparaître trois zones :

1. les dents dont la profondeur est trop faible (inférieure à 1.5 mm) n'offrent pas, entre les positions de conjonction et d'opposition, une variation de reluctance importante et le couple délivré par la machine inférieur à son maximum ;
2. pour des profondeurs d'encoches comprises entre 1.5 et 3 mm, le couple délivré par la machine est proche de son maximum ;

3. au delà de 3 mm, la profondeur d'encoches est trop importante ce qui affecte la surface disponible pour le passage du flux magnétique dans le rotor et réduit ainsi le couple délivré par la machine.

Lorsque la largeur des dents rotoriques est prise égale à 7 mm, les modifications de la profondeur d'encoches engendrent des variations du niveau de puissance acoustique entre 90 et 92.5 dBa. Le niveau de bruit généré par la machine passe par son maximum à 92.5 dBa pour une profondeur d'encoches égale à 1 mm avant de décroître jusqu'à une valeur seuil atteinte pour une profondeur d'encoche de 2.5 mm.

Il ressort de cette étude qu'il existe une profondeur d'encoches optimale, 2.5 mm dans le cas présent, qui permet d'obtenir un couple magnétostatique très proche du maximum et un niveau de puissance acoustique minimum pour la largeur de dent étudiée.

Influence de la largeur de la dent Les évolutions du niveau de bruit estimé et du couple magnétostatique délivré par la MRV en fonction de la largeur des dents rotoriques sont tracées sur la figure 4.4. Cette figure est obtenue pour une profondeur d'encoches de 2.5 mm, ces évolutions sont semblables pour toutes les profondeurs d'encoches simulées.

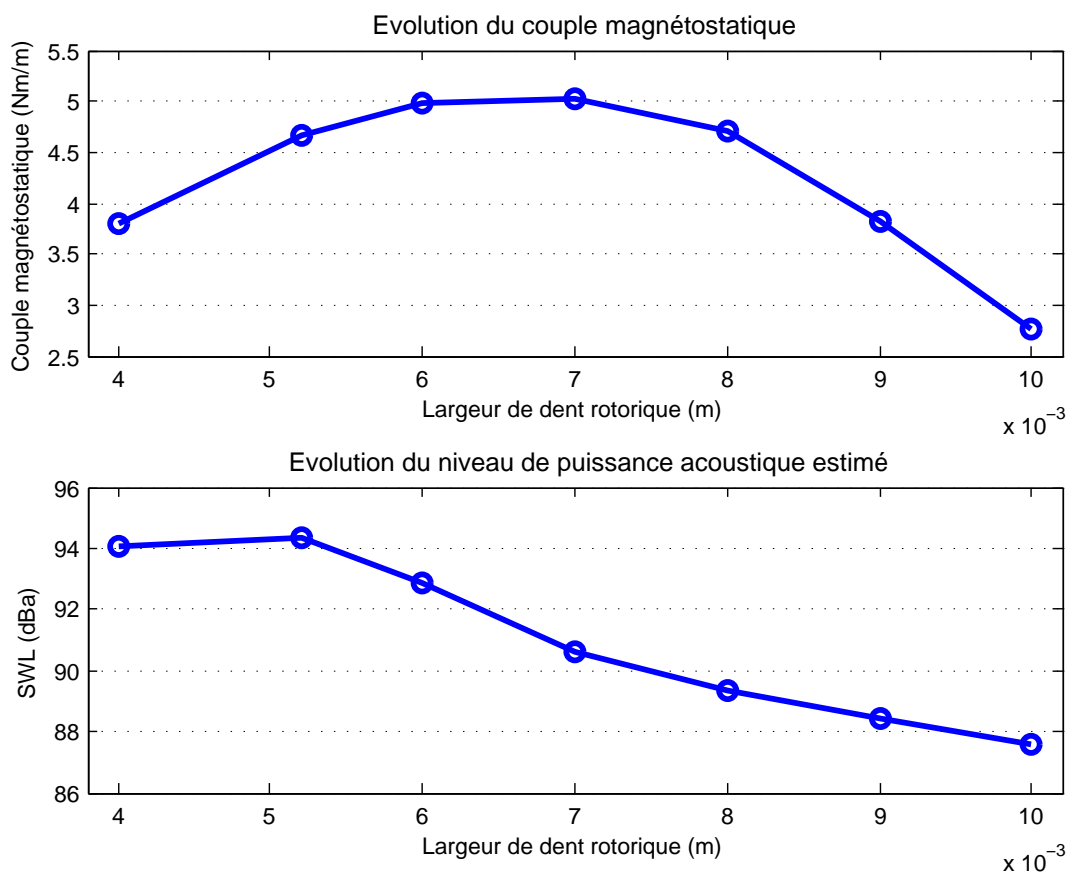


FIGURE 4.4 – Influence de l'épaisseur de la dent à profondeur fixée (2.5 mm)

Le niveau de puissance acoustique décroît avec la largeur de la dent tandis que le couple délivré par la machine passe par un maximum (lorsque la largeur des dents rotoriques et

statoriques sont proches). L'action sur la largeur de la dent permet d'obtenir une variation de 6 dBa (entre 88 et 94 dBa) sur le niveau de puissance acoustique émis par la machine. L'influence de la largeur de la dent sur les performances aéroacoustiques de la machine peut alors se résumer de la manière suivante : plus les dents rotoriques sont larges, moins la machine est bruyante. Cependant, une largeur de dents rotoriques trop importante engendre une nette dégradation du couple délivré par la MRV. La valeur optimale de la largeur des dents ne peut donc pas être donnée de façon inconditionnelle et dépendra du critère prépondérant entre les performances magnétiques et acoustiques de la machine à concevoir.

1.1.2 Influence du nombre de dents

Le nombre de dents du rotor, noté Z , est un paramètre qui influe à la fois sur les comportements mécanique, magnétique et acoustique de la machine. Les possibilités d'évolution du nombre de dents sont très limitées car :

1. l'équilibre des efforts magnétiques appliqués sur le rotor impose un nombre dents pair,
2. la fréquence de travail électrique de la machine, qui est égale à la fréquence de passage de pales, soit Z fois la fréquence de rotation, doit être maintenue à des valeurs acceptables du point de vue des pertes fer (voir chapitre 1) et de l'électronique de commande.

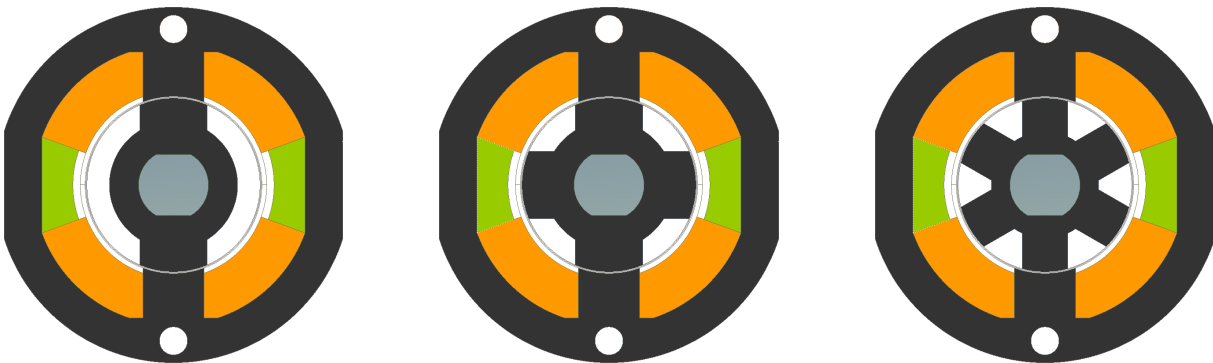


FIGURE 4.5 – Machines pourvues de rotors à 2, 4 et 6 dents

Des machines pourvues de rotors à 2, 4 et 6 dents ont été simulées dans le cadre de cette étude. Le stator n'a pas été modifié entre ces différentes configurations. Le nombre de dents du rotor ayant une influence sur la fréquence de passage de pales, il n'est pas possible de comparer les niveaux de bruit émis par ces différentes machines sur leur seule fréquence de passage de pales comme cela a été fait au chapitre précédent. Aussi, dans le cas de l'étude sur l'influence du nombre de dents du rotor, les niveaux de puissance acoustique sont calculés à partir des niveaux de tous les harmoniques de la FPP présents dans le domaine audible (jusqu'à 20 kHz).

Les spectres estimés à 40 000 tr/min pour les machines simulées sont représentés sur la figure 4.6. Il apparaît que les harmoniques des différentes configurations ont des niveaux comparables. L'augmentation du nombre de dents du rotor provoque un étalement du

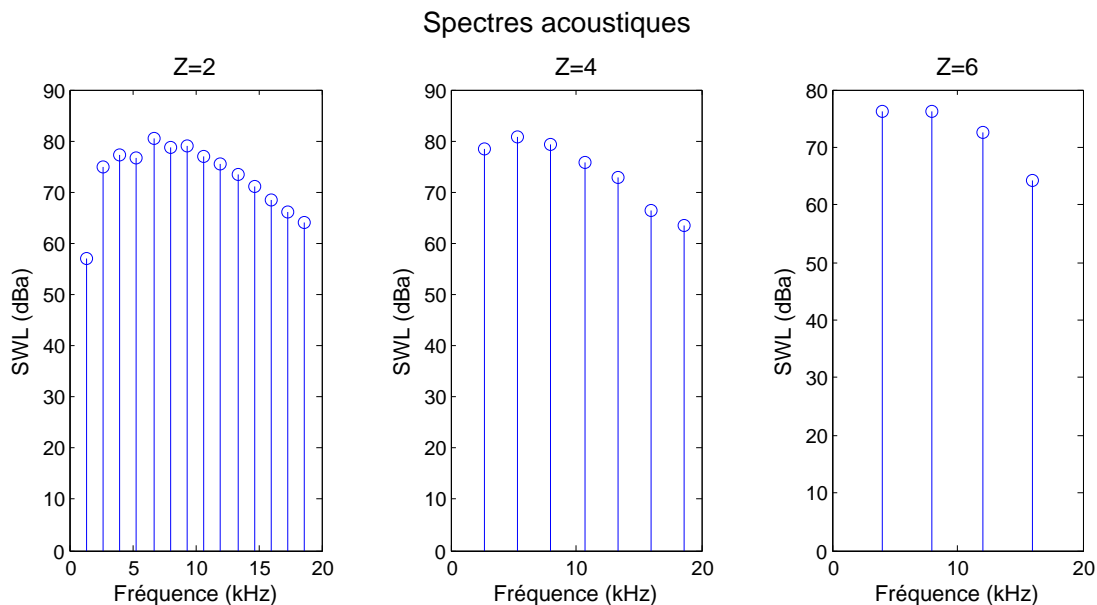


FIGURE 4.6 – Évolution du spectre acoustique estimé en fonction du nombre de dents du rotor

spectre, ce qui a pour effet de pousser les harmoniques de la FPP vers les hautes fréquences au niveau desquelles la sensibilité de l'oreille est moindre. Aussi le niveau de puissance acoustique calculé diminue lorsque le nombre de dents du rotor augmente (voir tableau 4.1).

Nombre de dents	L_W (dBa)
2	98.2
4	96.4
6	91.2

TABLE 4.1 – Évolution du niveau de puissance acoustique en fonction du nombre de dents du rotor

1.2 Effet de l'entrefer

L'agrandissement de l'entrefer est obtenu par une action sur le rayon extérieur du rotor qui est pris entre 9.8 et 10 mm. Les machines ainsi simulées ont des épaisseurs d'entrefer comprises entre 0.1 et 0.3 mm et des variations de profondeur d'encoche suffisamment faibles pour être négligées. Les résultats de cette étude sont représentés par les courbes d'évolution du niveau de puissance acoustique et du couple délivré par la machine en fonction de l'épaisseur de l'entrefer (figure 4.7).

Conformément à ce qui est attendu, le couple délivré par la MRV chute rapidement lorsque l'épaisseur de l'entrefer augmente. Agrandir l'entrefer de 0.1 à 0.3 mm provoque une diminution du couple de plus de 30 %. Le niveau de puissance acoustique émis par la machine diminue également mais dans une bien moindre mesure puisqu'il ne perd que 1.5 dB.

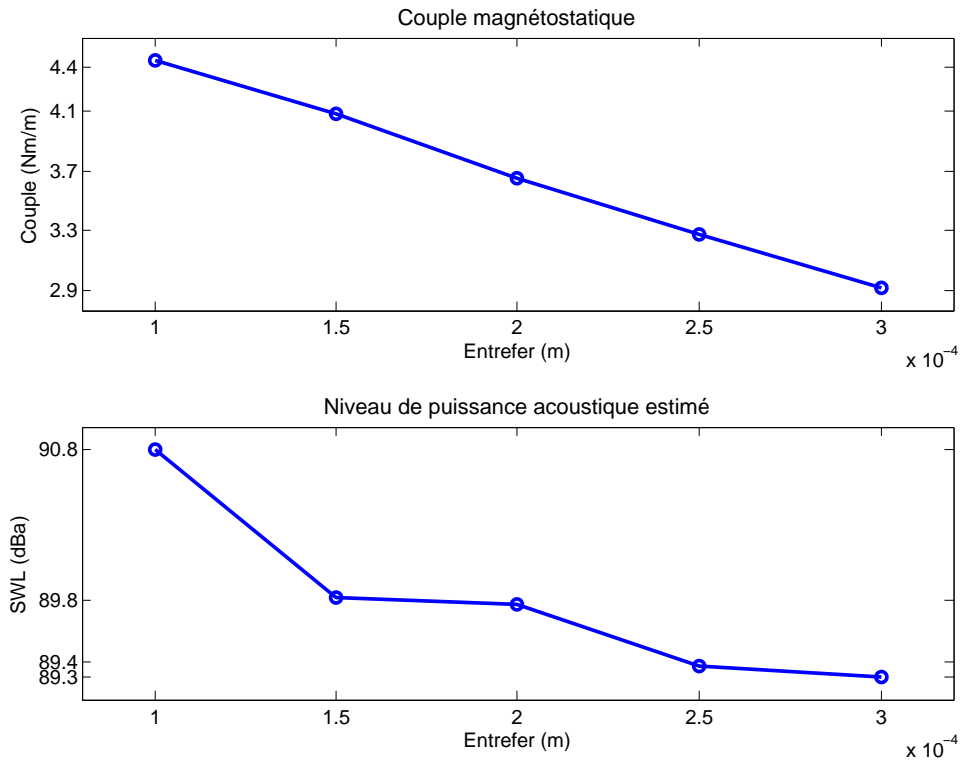


FIGURE 4.7 – Effet de l'entrefer sur le couple et sur le niveau de puissance acoustique

À noter La MRV est une technologie de machine électrique dont les performances magnétiques sont particulièrement dépendantes de l'épaisseur de l'entrefer. Aussi la marge de manœuvre pour épaissir l'entrefer de la machine est très réduite, trop pour être significative du point de vue de la dynamique des fluides. Si l'épaississement de l'entrefer n'apparaît pas comme une solution efficace pour réduire le bruit aéroacoustique d'une MRV, il n'est pas exclu que cette solution soit applicable à des topologies de machines moins sensibles à l'épaisseur de l'entrefer telle que les machines synchrones à aimants permanents montés en surface ou les machines à commutation de flux, par exemple.

1.3 Bilan

Le première partie de ce chapitre porte sur une MRV de formes « classiques ». L'influence, sur le niveau de bruit aéroacoustique généré par cette machine, des principaux paramètres géométriques du rotor a été étudiée (nombre de dents, épaisseur de l'entrefer, largeur des dents et profondeur des encoches rotoriques). La conclusion de cette étude tient dans les trois points suivants.

1. Si elle est efficace du point de vue aéroacoustique, l'augmentation du nombre de dents du rotor engendre un accroissement des pertes fer dans la machine.
2. Épaissir l'entrefer de la machine s'avère être une solution peu efficace pour réduire le bruit aéroacoustique d'une MRV. Du fait de la grande sensibilité des performances magnétiques de la MRV à l'épaisseur de l'entrefer, même un faible épaississement de l'entrefer se traduit par une dégradation des performances magnétiques de la machine sans engendrer de réduction significative du niveau de puissance aéroacoustique estimé.

3. Il a été montré qu'une action sur les dimensions des dents de la machine (largeur, hauteur) produit des effets significatifs sur le niveau de puissance acoustique (6 dB) sans nécessairement dégrader les performances magnétiques de la machine.

2 Autres formes de rotors

D'autres formes de rotors ont été essayées. Ces formes sont inspirées des techniques de réduction de bruit des ventilateurs centrifuges explicitées au chapitre 1.

2.1 Géométries testées

Toutes les géométries testées dérivent d'une configuration originale d'un rotor à quatre dents de forme « classique » (figure 4.8(a)). L'épaisseur des dents (7.65 mm) ainsi que le rayon extérieur du rotor (9.9 mm, soit un entrefer d'une épaisseur de 0.2 mm) sont conservées pour toutes les géométries testées.

Quatre formes de rotor différentes sont simulées :

1. un rotor au bord de fuite biseauté (figure 4.8(b)) ;
2. des rotors aux dents déversées, c'est à dire des rotors dont les dents sont inclinées vers « l'avant » à différents niveaux de 5 (figure 4.8(c)) à 60 degrés (figure 4.8(d)) ;
3. un rotor sur-courbé, dit aussi rotor détalonné, (figure 4.8(e)) : la surface supérieure des dents rotoriques présente un rayon de courbure plus élevé que le rayon externe du rotor, ce qui amène une évolution progressive de l'entrefer lors du passage de la dent rotorique sous la dent statorique ;
4. un rotor creusé : un espace permettant au fluide de se détendre est creusé au sommet des dents.

2.2 Bilan

Les résultats obtenus avec ces rotors originaux sont présentés sur la figure 4.9 où les machines testées sont placées dans le plan (couple magnétostatique délivré, niveau de puissance acoustique généré).

Il apparait que les géométries originales essayées n'apportent pas d'amélioration sur les performances de la MRV. Les techniques de réduction de bruit des ventilateurs centrifuges ne s'avèrent pas transposables aux MRV.

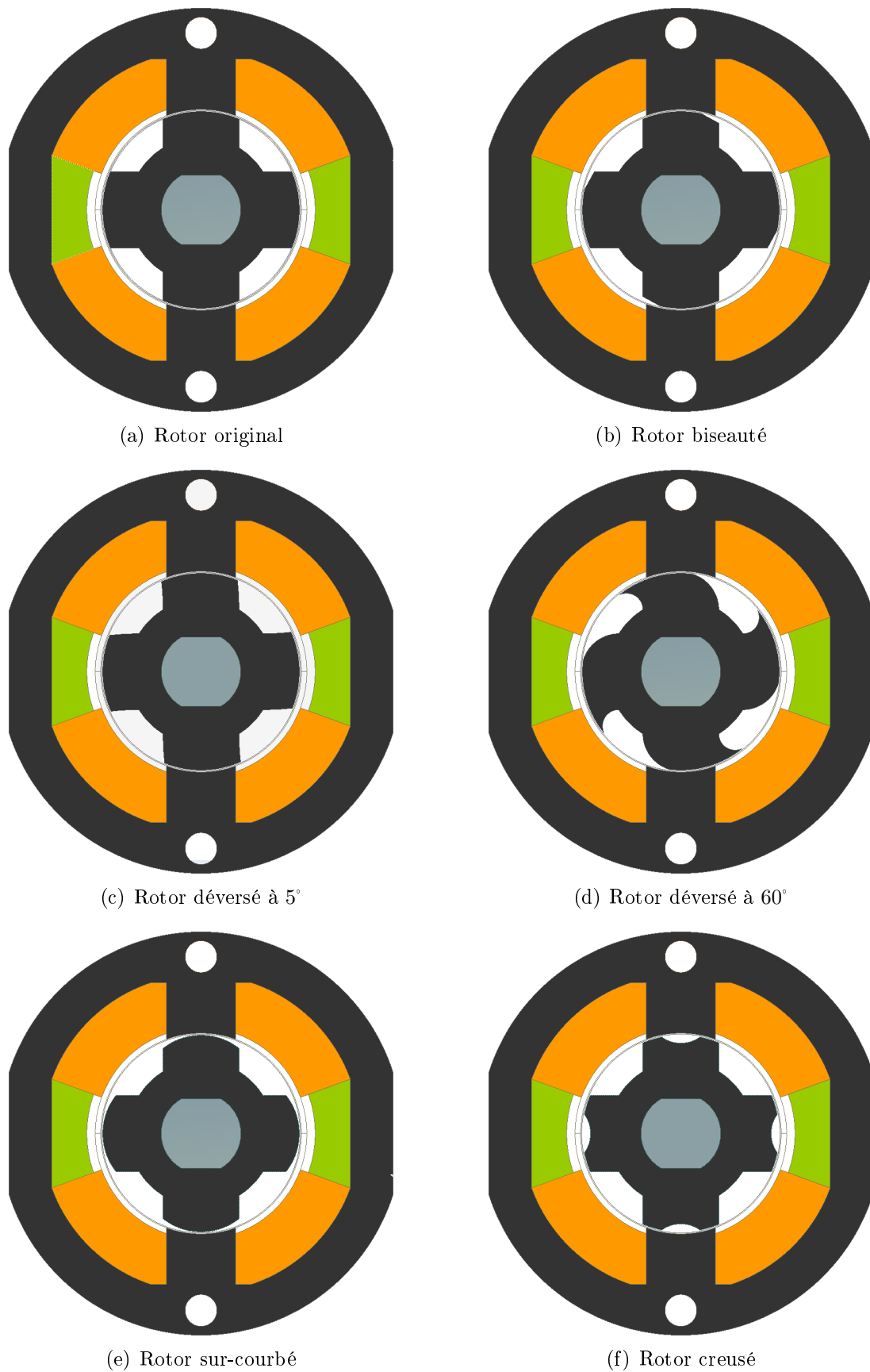


FIGURE 4.8 – Différentes formes de rotors simulées

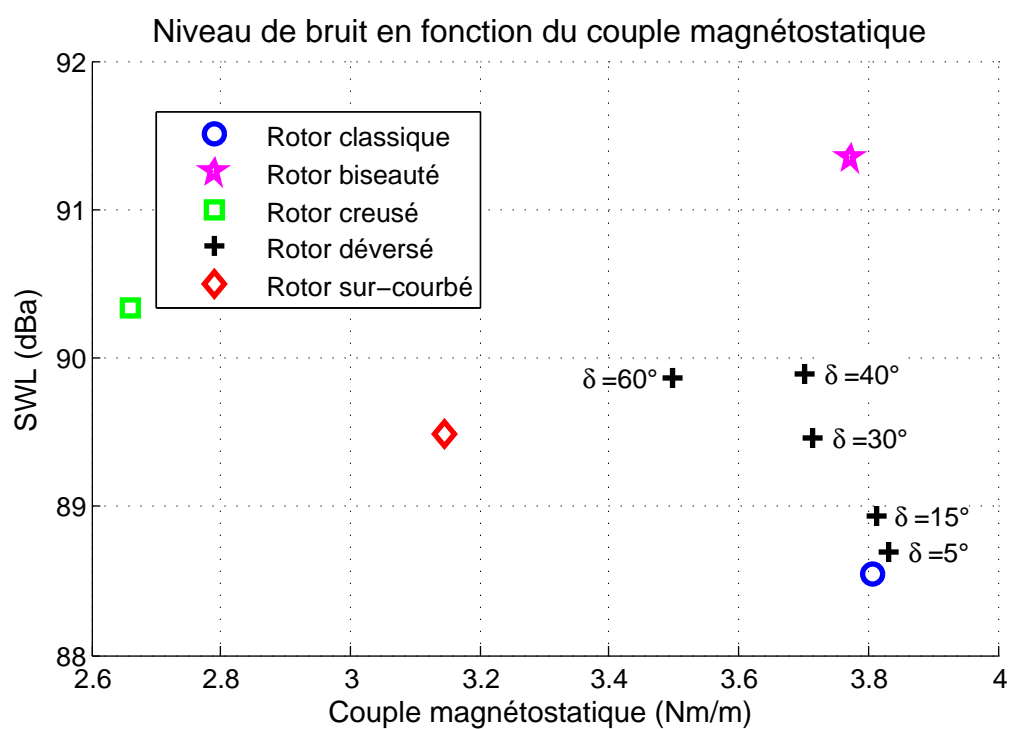


FIGURE 4.9 – Résultats des simulations pour les rotors testés

Conclusion générale

Ce mémoire recense les différents travaux effectués dans le cadre de cette thèse sur la prédiction du bruit aéroacoustique d'une machine à reluctance variable à haute vitesse de rotation préparée au sein des laboratoires SATIE et DYNFLUID. Cette étude, première étude quantitative sur le bruit aéroacoustique des machines électriques à notre connaissance, a eu pour principaux objectifs :

- d'identifier les sources acoustiques actives dans la machine étudiée pour des vitesses de rotation jusqu'à 60 000 tr/min et de préciser le domaine de vitesse sur lequel le bruit d'origine aéroacoustique domine les émissions sonores de la machine,
- de modéliser les sources aéroacoustiques actives au sein de la machine et de construire un outil d'estimation du bruit que ces sources engendrent.

Ce mémoire s'articule autour de quatre chapitres dont le contenu et les conclusions sont brièvement rappelés ci-dessous.

Le premier chapitre est consacré à une revue bibliographique sur les sources de bruit dans les machines tournantes. Cette recherche va au delà des machines électriques. En effet, le bruit d'origine aérodynamique, encore peu étudié pour les machines électriques, fait l'objet de nombreuses études dans le domaine des turbomachines. Un parallèle est établi entre la MRV et le ventilateur centrifuge et les techniques de réduction de bruit appliquées à ce ventilateur sont énoncées.

Le second chapitre s'ouvre sur la modélisation du bruit aéroacoustique émis par la machine étudiée, préalable indispensable à son estimation.

L'écoulement au sein de la machine est analysé à l'aide du code de calcul CHORUS développé par le laboratoire LIMSI. Cet écoulement s'étant avéré incompressible, les phénomènes turbulents qui s'y déroulent peuvent être modélisés à l'aide d'un modèle RANS implanté dans le code de calcul FLUENT, développé par la société ANSYS. De plus la stabilité de l'écoulement dans l'entrefer de la machine permet de modéliser le bruit aéroacoustique de la MRV comme un bruit de type dipolaire émis par une charge périodique appliquée sur les surfaces de l'entrefer.

La méthode d'estimation de ce bruit mise en place est inspirée des techniques de calcul du bruit tonal des turboréacteurs. Cette méthode consiste en deux grandes étapes :

1. l'écoulement de l'air à l'intérieur de l'entrefer est simulé à l'aide d'un logiciel de calcul de dynamique des fluides,
2. les pressions pariétales sont extraites de ce calcul pour subir un post-traitement aéroacoustique qui permet d'estimer le niveau de bruit émis par la machine. Ce

post-traitement est basé sur le développement de l'équation de Ffowcs Williams et Hawkings proposé par Hanson et Prazych.

Le calcul de dynamique des fluides constitue une étape chronophage. Afin de maintenir les durées de calculs à des niveaux raisonnables (de l'ordre de la dizaine d'heures par configuration testée), les calculs de dynamique des fluides sont menés en deux dimensions. Les calculs de dynamique des fluides en deux dimensions étant connus pour sur-estimer les niveaux de pression, il est attendu que les niveaux de bruit estimés soient supérieurs à la réalité. Néanmoins, il est espéré que ces estimations de niveaux de bruit puissent être utilisées pour comparer des configurations de machines entre elles.

La mise en place de l'outil de calcul du bruit aéroacoustique fait intervenir de nombreuses hypothèses. Le chapitre trois est par conséquent consacré à la confrontation entre les résultats obtenus à l'aide de cet outil de calcul et des données obtenues expérimentalement.

Deux rotors aux dimensions différentes ont été réalisés au SATIE. Un dispositif d'alimentation de la MRV a été conçu et réalisé afin de permettre l'asservissement de la vitesse de rotation de la MRV étudiée jusqu'à des vitesses de 60 000 tours par minute. Un banc de mesure permettant d'effectuer des mesures d'intensimétrie acoustique selon la norme ISO 3744 a été mis en place. Les mesures de niveaux de bruit émis par la MRV équipée avec chacun de ces rotors ont été réalisées dans les locaux et avec la collaboration du LSEE.

Les résultats expérimentaux confirment le modèle retenu pour le bruit aéroacoustique. La hiérarchie des niveaux de bruit établie par le calcul est retrouvée expérimentalement et les écarts de niveaux de bruits estimés présentent une erreur de 1.5 dB par rapport aux écarts mesurés.

La chapitre quatre a pour objectif d'utiliser l'outil de calcul de bruit aéroacoustique pour apporter des éléments de réponse à la question « comment concevoir une machine à reluctance variable rapide et peu (moins) bruyante ? » Il apparait que des modifications simples et peu impactantes du point de vue des performances magnétiques de la machine permettent des réductions de bruit de l'ordre de 6 dBa.

Les travaux réalisés au cours de cette thèse en appellent d'autres, et ce mémoire se ferme sur quelques perspectives ouvertes par les problèmes qui n'ont pas encore trouvé réponse.

Amélioration de l'outil

L'outil de prédiction du bruit aéroacoustique construit au cours de cette thèse possède plusieurs axes d'amélioration que sont :

- l'amélioration de sa précision,
- la réduction du temps de calcul,
- la prise en compte du bruit d'origine magnétique.

Amélioration de la précision L'intensité des harmoniques présents dans les spectres décroît plus rapidement sur les spectres acoustiques mesurés que sur ceux estimés. Il en résulte que les spectres calculés présentent une sur-estimation du contenu harmonique qui nuit à la précision du niveau de bruit estimé. Ce problème a été contourné au cours de ces

travaux de thèse en ne considérant que la seule fréquence de passage de pales pour estimer le niveau de bruit émis par les machines testées. Ce contournement ne peut cependant être appliqué que si l'harmonique situé à la fréquence de passage de pales domine nettement le restant du spectre.

Réduction du temps de calcul Le temps nécessaire au calcul de dynamique des fluides qui intervient dans le protocole d'estimation du bruit (de l'ordre de la dizaine d'heures) rend incompatible le couplage de la méthode de calcul mise en place avec un processus d'optimisation. L'utilisation d'une méthode de réduction de modèle appliquée au champ des pressions pariétales dans l'entrefer permettrait de s'affranchir de cette étape de dynamique des fluides.

Prise en compte du bruit magnétique Les émissions sonores d'une machine électrique sont, en « basse vitesse », dominées par le bruit d'origine magnétique. À l'inverse, en « haute vitesse », seul le bruit d'origine aérodynamique se fait entendre. Il est apparu au cours de cette étude qu'il existe une plage de vitesse sur laquelle les émissions sonores d'une machine sont à la fois dues à des phénomènes magnétiques et aérodynamiques. La prédiction du bruit émis par une machine fonctionnant sur cette plage de vitesse, que nous appellerons « vitesse intermédiaire », requiert de coupler un outil de calcul de bruit aéroacoustique et un outil de calcul de bruit magnétique.

Annexe A

Paramètres utilisés pour l'étape de CFD

Rapport détaillé fourni par le logiciel Fluent pour le calcul en double précision.

Fluent

Version : 2d, dp, pbns, sstkw, transient (2d, double precision, pressure-based, SST k-omega, transient)

Release : 14.5.0

Title :

Models

Model	Settings
Space	2D
Time	Unsteady, 2nd-Order Implicit
Viscous	SST k-omega turbulence model
Heat Transfer	Disabled
Solidification and Melting	Disabled
Species	Disabled
Coupled Dispersed Phase	Disabled
NOx Pollutants	Disabled
SOx Pollutants	Disabled
Soot	Disabled
Mercury Pollutants	Disabled

Material Properties

Material : air (fluid)

Property	Units	Method	Value(s)
Density	kg/m ³	constant	1.225
Cp (Specific Heat)	J/kg-K	constant	1006.43
Thermal Conductivity	W/m-K	constant	0.0242
Viscosity	kg/m-s	constant	1.7894e-05
Molecular Weight	kg/kgmol	constant	28.966
Thermal Expansion Coefficient	1/K	constant	0
Speed of Sound	m/s	none	#f

Boundary Conditions

Zones

name	id	type
wall-14	14	wall
wall-13	13	wall
walls	9	wall
interfacer	10	interface
wallr	11	wall
interfaces	12	interface

Solver Settings

Equations

Equation	Solved
Flow	yes
Turbulence	yes

Numerics

Numeric	Enabled
Absolute Velocity Formulation	yes

Unsteady Calculation Parameters

Time Step (s)	2.61129e-07
Max. Iterations Per Time Step	20

Relaxation

Variable	Relaxation Factor
Pressure	0.3
Density	1
Body Forces	1
Momentum	0.7
Turbulent Kinetic Energy	0.8
Specific Dissipation Rate	0.8
Turbulent Viscosity	1

Linear Solver

Variable	Solver Type	Termination Criterion	Residual Reduction Tolerance
Pressure	V-Cycle	0.1	
X-Momentum	Flexible	0.1	0.7
Y-Momentum	Flexible	0.1	0.7
Turbulent Kinetic Energy	Flexible	0.1	0.7
Specific Dissipation Rate	Flexible	0.1	0.7

Pressure-Velocity Coupling

Parameter	Value
Type	SIMPLE

Discretization Scheme

Variable	Scheme
Pressure	Standard
Momentum	Second Order Upwind
Turbulent Kinetic Energy	First Order Upwind
Specific Dissipation Rate	First Order Upwind

Solution Limits

Quantity	Limit
Minimum Absolute Pressure	1
Maximum Absolute Pressure	5e+10
Minimum Temperature	1
Maximum Temperature	5000
Minimum Turb. Kinetic Energy	1e-14
Minimum Spec. Dissipation Rate	1e-20
Maximum Turb. Viscosity Ratio	100000

Annexe B

Éléments de calculs pour le développement d'Hanson et Parzych

1 Dérivation de la fonction de Green harmonique en champ lointain

1.1 Fonction de Green en champ lointain

La fonction de Green est définie par :

$$G(\vec{x}, t, \vec{y}, \tau) = \frac{\delta(t - \tau - d/c_0)}{4\pi d} \text{ avec : } d = \|\vec{x} - \vec{y}\|$$

Conformément au paramétrage introduit au point 4.1.1, on a :

$$d^2 = \rho_p^2 \left[1 - 2 \frac{\rho_s}{\rho_p} (\sin(\theta_p) \sin(\theta_s) \cos(\phi_p - \Omega\tau - \phi_s) + \cos(\theta_p) \cos(\theta_s)) \right]$$

ce qui, dans le cas du champ lointain, amène :

$$d = \rho_p \left\{ 1 - \frac{\rho_s}{\rho_p} [\sin(\theta_p) \sin(\theta_s) \cos(\phi_p - \Omega\tau - \phi_s) + \cos(\theta_p) \cos(\theta_s)] \right\} + o\left(\left(\frac{\rho_s}{\rho_p}\right)^2\right)$$
$$d = \rho_p + o\left(\frac{\rho_s}{\rho_p}\right)$$

Sous l'hypothèse du champ lointain et sachant que $r_s = \rho_s \sin(\theta_s)$ et que $z_s = \rho_s \cos(\theta_s)$, la fonction de Green peut alors s'écrire :

$$G(\vec{x}, t, \vec{y}, \tau) = \frac{\delta(t - \tau - d_1/c_0)}{4\pi d_0}$$

$$\text{avec : } \begin{cases} d_1 = \rho_p - r_s \sin(\theta_p) \cos(\phi_p - \Omega\tau - \phi_s) - z_s \cos(\theta_p) \\ d_0 = \rho_p \end{cases}$$

Sachant que, d'après les propriétés de la fonction de Dirac et de la transformation de Fourier on a :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta \left(t - \tau - \frac{d}{c_0} \right) e^{in\Omega t} dt = e^{in\Omega \left(\tau + \frac{d}{c_0} \right)} \quad (\text{B.1})$$

on applique alors la transformation de Fourier à la fonction de Green en champ lointain, on obtient :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\delta \left(t - \tau - \frac{d_1}{c_0} \right)}{4\pi d_0} e^{in\Omega t} dt = \frac{e^{in\Omega \frac{d_1}{c_0}}}{4\pi d_0} e^{in\Omega \tau}$$

On définit la fonction de Green harmonique est par :

$$G_n(\vec{x}, \vec{y}, \tau) = \frac{e^{in\Omega \frac{d_1}{c_0}}}{4\pi d_0}$$

de telle sorte que la transformation de Fourier de la fonction de Green en champ lointain admette pour expression :

$$\int_{-\infty}^{\infty} G(\vec{x}, t, \vec{y}, \tau) e^{in\Omega t} dt = G_n e^{in\Omega \tau}$$

1.2 Gradient de la fonction de Green harmonique en coordonnées cartésiennes

Sachant que :

$$\frac{\partial d_1}{\partial y_i} = \frac{-(x_i - y_i)}{d}$$

l'expression du gradient selon les coordonnées de la source de la fonction de Green harmonique calculé en coordonnées cartésienne dans le cas du champ lointain est donné par :

$$\vec{\nabla}_{\vec{y}} G_n \cdot \vec{e}_i = -\frac{in\Omega (x_i - y_i) e^{in\Omega \frac{d}{c_0}}}{c_0 4\pi d_1 d_0}$$

1.3 Gradient de la fonction de Green harmonique en coordonnées cylindriques

Le gradient selon les coordonnées de la source de la fonction de Green harmonique calculé en coordonnées cylindriques dans le cas du champ lointain est donné par :

$$\vec{\nabla}_{\vec{y}} G_n \approx \left[\begin{array}{l} -\frac{in\Omega}{c_0} \sin(\theta_p) \cos(\phi_p - \Omega\tau - \phi_s) G_n \\ -\frac{in\Omega}{c_0} \sin(\theta_p) \sin(\phi_p - \Omega\tau - \phi_s) G_n \\ -\frac{in\Omega}{c_0} \cos(\theta_p) G_n \end{array} \right]_{\mathcal{R}_{RS}} \quad (\text{B.2})$$

2 Identité de Jacobi-Anger

Formule générales :

$$e^{iz \cos(\theta)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^n J_n(z) e^{in\theta} \quad (\text{B.3})$$

où $J_n(z)$ désigne la fonction de Bessel de première espèce. En substituant θ par $\pi/2\theta$ et en utilisant le fait que $J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z)$ on montre que :

$$e^{iz \sin(\theta)} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(z) e^{in\theta} \quad (\text{B.4})$$

En dérivant l'expression B.3 par rapport à z on obtient :

$$\cos(\theta) e^{iz \cos(\theta)} = - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} i^{n+1} J'_n(z) e^{in\theta} \quad (\text{B.5})$$

où $J'_n(z) = -\frac{1}{2} [J_{n+1}(z) - J_{n-1}(z)]$.

En dérivant l'expression B.3 par rapport à θ on obtient :

$$\sin(\theta) e^{iz \cos(\theta)} = -\frac{1}{z} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} ni^n J_n(z) e^{in\theta} \quad (\text{B.6})$$

Annexe C

Calcul du niveau de pression acoustique moyen

On exprime la pression acoustique p_a en fonction de ses coefficients de Fourier complexes c_n de la manière suivante :

$$p_a(t) = \sum_{n \neq 0} c_n e^{in\omega t}$$

$p_a(t)$ étant un réel, il existe deux réels d_n et ϕ_n tels que :

$$p_a(t) = 2 \sum_{n \geq 1} d_n \cos(n\omega t)$$

avec $|d_n| = |c_n|$. L'expression de p_a^2 est alors :

$$\begin{aligned} p_a^2(t) = & 4 \sum_{n \geq 1} [d_n \cos(n\omega t) + \phi_n]^2 \\ & + \sum_{j > k} d_j d_k [\cos((j+k)\omega t + \phi_j + \phi_k) + \cos((j-k)\omega t + \phi_j - \phi_k)] \end{aligned}$$

et sa moyenne temporelle est :

$$\langle p_a^2(t) \rangle = \frac{4}{T} \sum_{n \geq 1} \left(d_n^2 \int_{t_0}^{t_0+T} (\cos(n\omega t + \phi_n))^2 dt \right)$$

où t_0 est une date quelconque et T vaut $\frac{2\pi}{\omega}$. On a alors :

$$\langle p_a^2(t) \rangle = 2 \sum_{n \geq 1} d_n^2 = 2 \sum_{n \geq 1} |c_n|^2$$

Annexe D

Dispositif de commande de la MRV

1 Principe

Le schéma de principe du dispositif de commande de la machine est présenté en figure D.1.

Le signal créneau délivré par la fourche optique sert à réinitialiser un générateur de signal en dents de scie qui fait office d'estimation de la position. Parallèlement la fréquence de ce signal créneau est mesurée par un micro-contrôleur (de type dSpace) afin de générer les tensions de consigne u_ψ et u_{on} en fonction des consignes données par l'utilisateur en terme d'avance de phase et de vitesse désirée. Les signaux de commande des bras d'électronique de puissance (montage en demi pont) sont ensuite obtenus par des opérations booléennes réalisées sur les résultats des comparaisons entre les tensions u_ψ , u_{on} et la tension délivrée par le générateur de dents de scie.

Les opérations d'estimation de la position du rotor et de génération des signaux de commande doivent être synchrones avec le signal délivré par la fourche optique dont la fréquence peut atteindre 5 kHz. Aussi ces deux opérations sont réalisées à l'aide d'un circuit analogique. A contrario les tensions de consignes peuvent évoluer lentement et

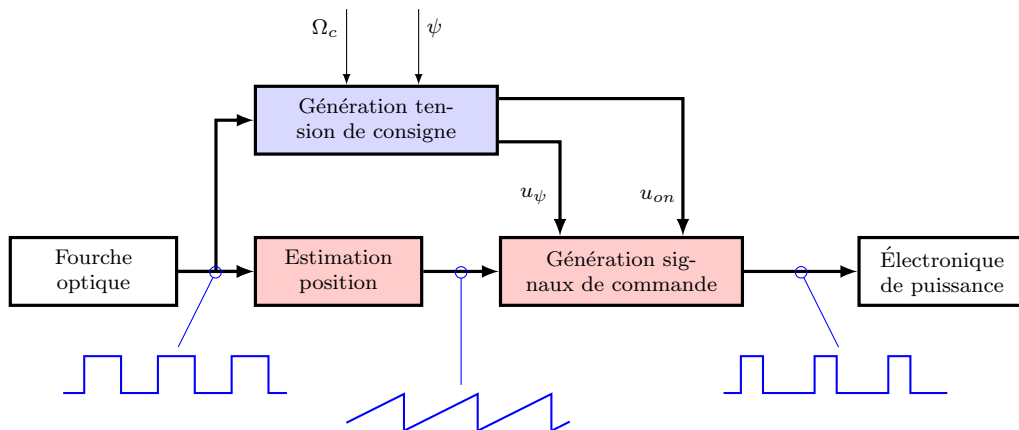


FIGURE D.1 – Schéma de principe de la commande utilisée

sans être synchrones du créneau de la fourche optique. Ces deux tensions sont générées par le micro-contrôleur qui assure l'asservissement de la vitesse de rotation de la machine.

2 Partie analogique

Chacune de deux fonctions assurées par le circuit analogique peut se décomposer en plusieurs étages qui vont être détaillés ci-dessous avant que ne soit donné le schéma global du circuit.

2.1 Estimation de la position

Le schéma de principe de l'estimation de position est le suivant (figure D.2) :

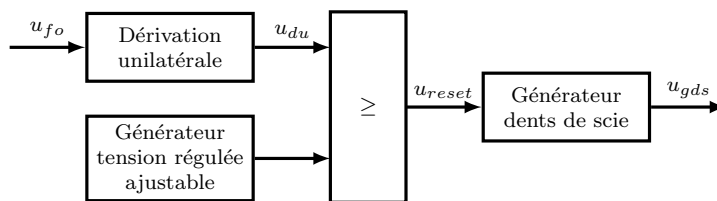


FIGURE D.2 – Schéma de principe de l'estimation de position

La tension u_{fo} délivrée par la fourche optique est dérivée et le résultat de cette dérivation est comparé à une tension constante de niveau ajustable. On obtient ainsi un signal d'impulsions u_{reset} synchrones des fronts descendants de la tension u_{fo} et dont la largeur est réglable.

Le générateur de dents de scie consiste en un condensateur (C_{GDS}) qui se charge à courant constant à travers le transistor 2N2907. Le signal u_{reset} sert à saturer le transistor 2N2222 qui est utilisé pour connecter entre elles les deux armatures du condensateur et provoquer ainsi sa décharge rapide. L'amplitude et la forme du signal obtenu en sortie de ce générateur de dents de scie dépend du temps de chargement du condensateur (temps entre deux remises à zéro) et donc de la fréquence du signal délivré par la fourche optique.

Le générateur de dents de scie utilisé pour la commande de la MRV est calibré pour ne plus saturer pour des fréquences supérieures à 1 kHz tout en assurant une amplitude de 2.5 Volts à 5 kHz.

Le schéma électrique du dispositif d'estimation de la position électrique du rotor est donné en figure D.3 et les signaux expérimentaux obtenus sont représentés sur la figure D.4.

2.2 Génération des signaux de commande

Le signal de commande du demi pont d'alimentation de la machine, noté s (\bar{s} désigne sa transposée) est généré à partir de la tension d'estimation de la position et de deux tensions u_{ψ} et u_{on} dont les variations sont lentes par rapport à la fréquence du signal d'estimation de la position. Deux cas se présentent suivant le résultat de la comparaison entre u_{ψ} et u_{on} . On note :

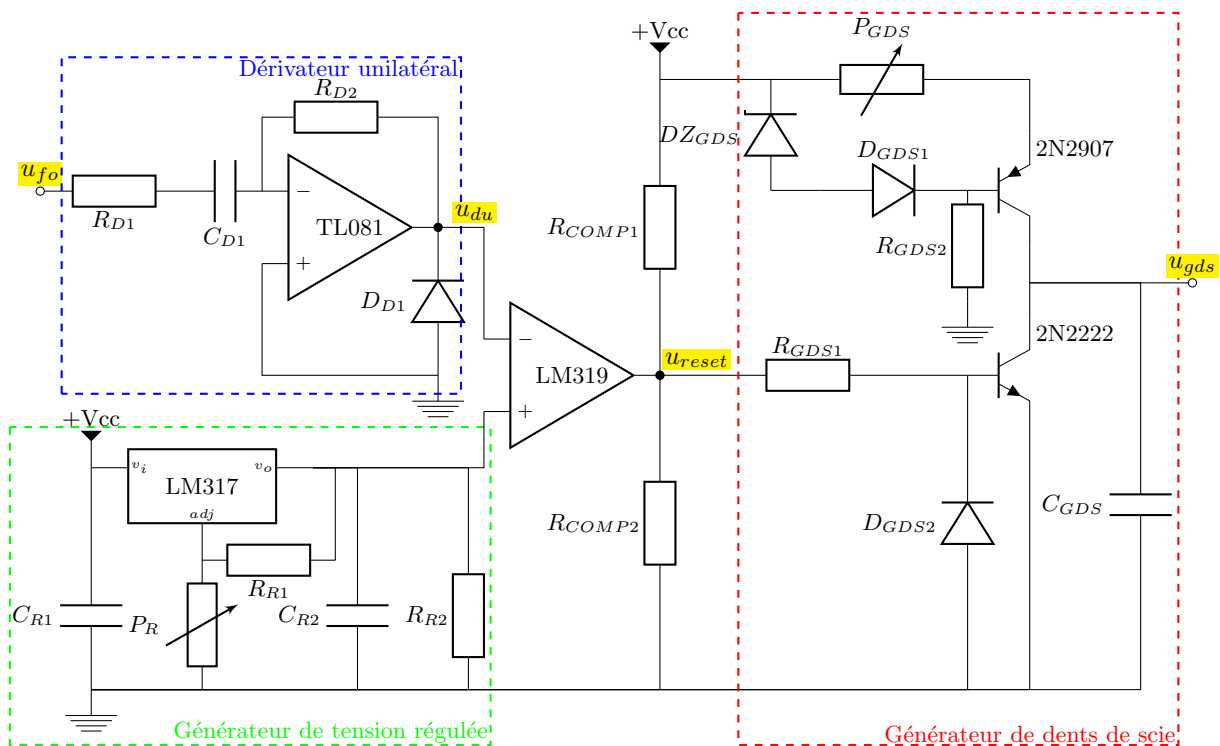


FIGURE D.3 – Schéma électrique du dispositif d'estimation de position

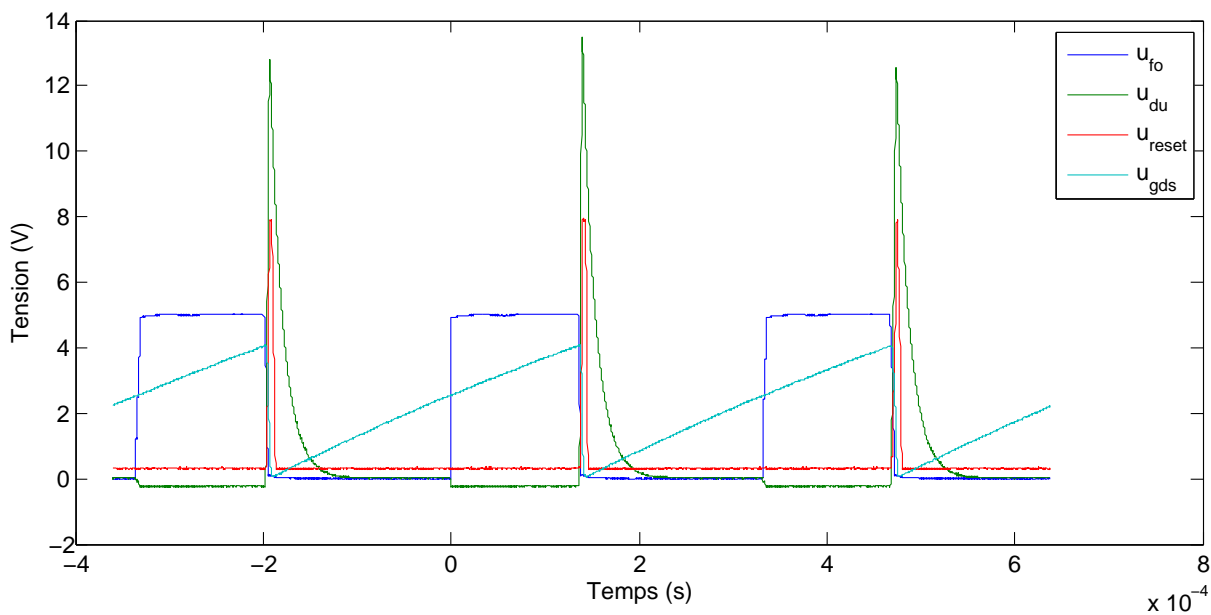


FIGURE D.4 – Signaux d'estimation de de position

$$a = (u_{gds} < u_{on})$$

$$b = (u_{gds} > u_{\psi})$$

$$c = (u_{\psi} < u_{on})$$

on a alors (voir figure D.5) :

$$s = a.b.c + \bar{a}.(b + c)$$

ce qui est équivalent à :

$$s = a.b.c + \overline{(a+b)} + c$$

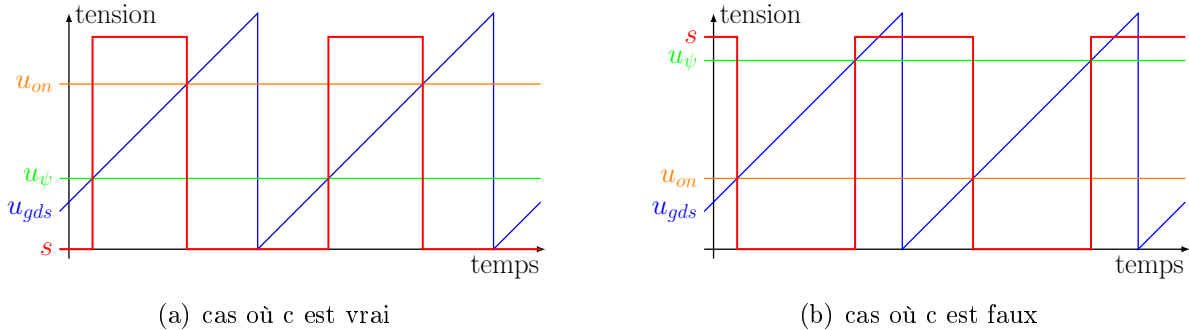


FIGURE D.5 – Construction du signal de commande

Les signaux logiques a , b et c sont obtenus à l'aide d'amplificateurs opérationnels de type LM319 montés en comparateur. Le signal s est obtenu par l'intermédiaire du circuit logique présenté sur la figure D.6.

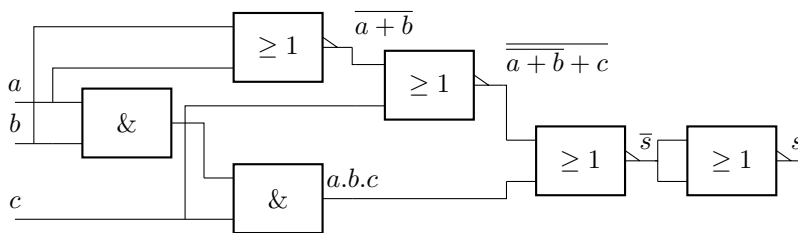


FIGURE D.6 – Circuit logique d'obtention du signal de commande

3 Partie numérique

Le micro-contrôleur en charge de la gestion de l'alimentation de la MRV est programmé à partir du module Simulink de Matlab. Le schéma bloc du programme global est donné en figure D.7.

Les signaux de sortie du micro-contrôleur sont les tensions de consignes analogiques u_ψ et u_{on} . Ces tensions sont élaborées à partir de quatre entrées (figure D.7) :

1. la fréquence du signal délivré par la fourche optique **FreqMes**,
2. la fréquence consigne **FreqCons**,
3. le rapport cyclique maximal du signal de consigne des bras de pont **ThetaOnMax**,
4. la consigne d'activation de l'asservissement de vitesse, **AsserOn**.

3.1 Bloc « AsserOmega »

Le bloc « AsserOmega » (figure D.8) présente deux modes de fonctionnement suivant la valeur de l'entrée **AsserOn**.

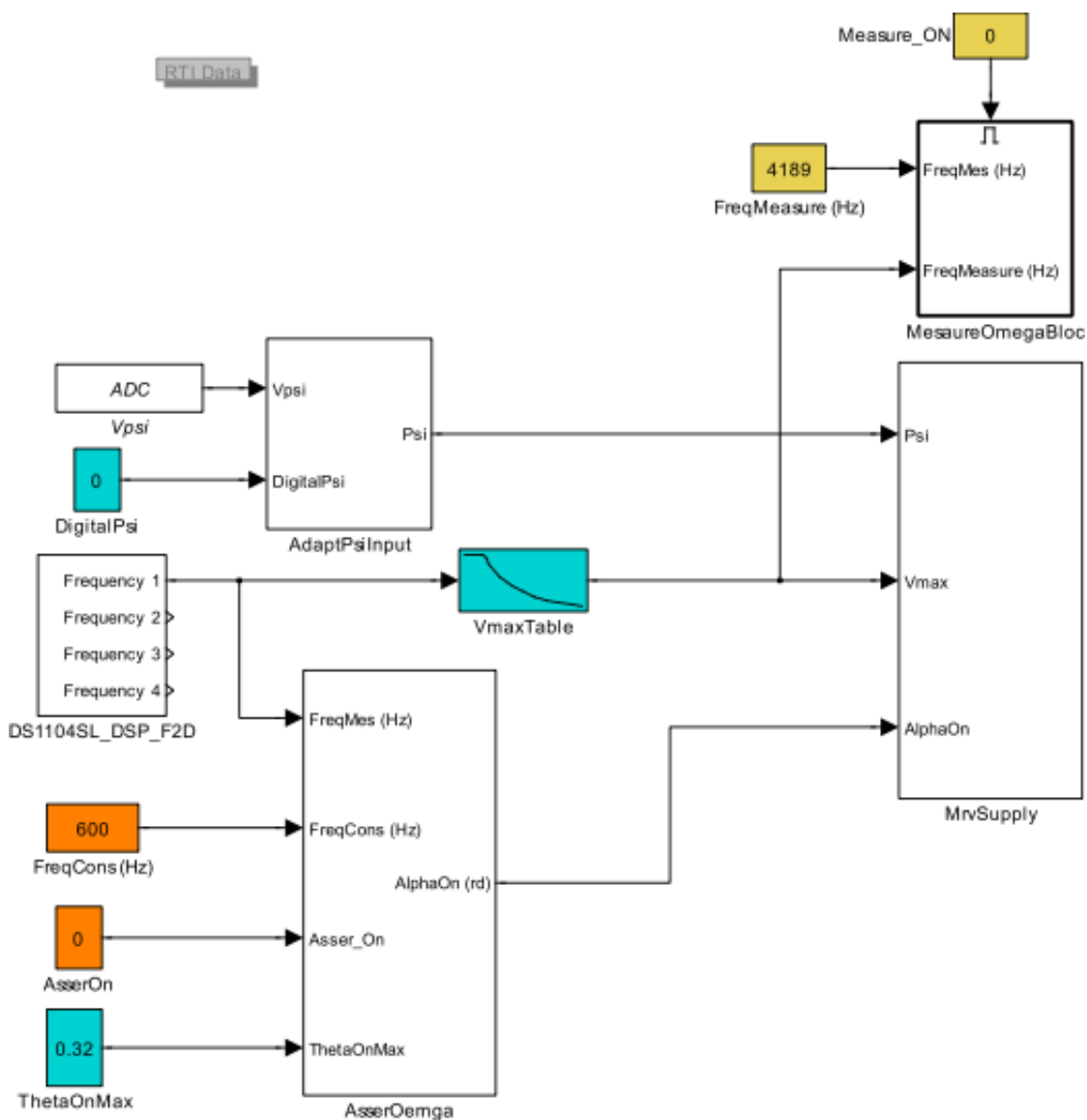


FIGURE D.7 – Schéma bloc de description globale de la stratégie de commande de la MRV

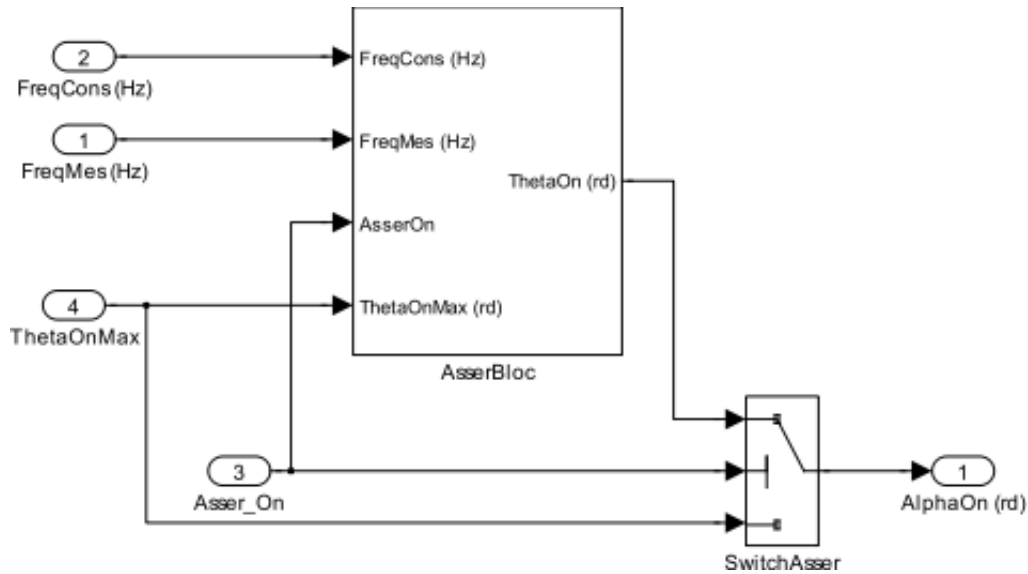


FIGURE D.8 – Vue interne du bloc « AsserOmega »

1. Si l'asservissement en vitesse de la MRV n'est pas enclenché (entrée `AsserOn` à 0) alors le rapport cyclique de consigne des bras de pont est pris égal au rapport au rapport cyclique maximal défini par l'utilisateur, `ThetaOnMax`.
2. Si l'utilisateur demande l'asservissement en vitesse, le rapport cyclique du signal de consigne de l'étage d'électronique de puissance est modulé par le bloc « Asserbloc » (figure D.9).

Bloc « AsserBloc »

Le bloc « AsserBloc » est construit autour d'un correcteur PID. La sortie de l'intégrateur est remise à 0 lorsque l'utilisateur active l'asservissement.

À noter, la correction dérivée ne s'est pas révélée utile en pratique, ce qui explique que le gain associé au dérivateur soit nul.

3.2 Bloc « VmaxTable »

Les tensions de sortie u_ψ et u_{on} en sortie du micro-contrôleur sont des signaux analogiques destinés à être comparés au signal d'estimation de la position du rotor. Aussi ces tensions ne dépendent pas seulement de la fréquence de consigne et de celle mesurée mais également de l'amplitude du signal en dents de scie utilisé pour estimer la position angulaire du rotor. Comme expliqué précédemment (section 2.1), cette amplitude dépend de la fréquence du signal de remise à zéro du générateur de dents de scie, laquelle est égale à la fréquence du signal fourni par la fourche optique.

Le bloc « VmaxTable » présent dans le schéma bloc global (figure D.7) est une table de valeurs qui permet au micro-contrôleur d'estimer l'amplitude du signal u_{GDS} en fonction de la fréquence du signal issu de la fourche optique.

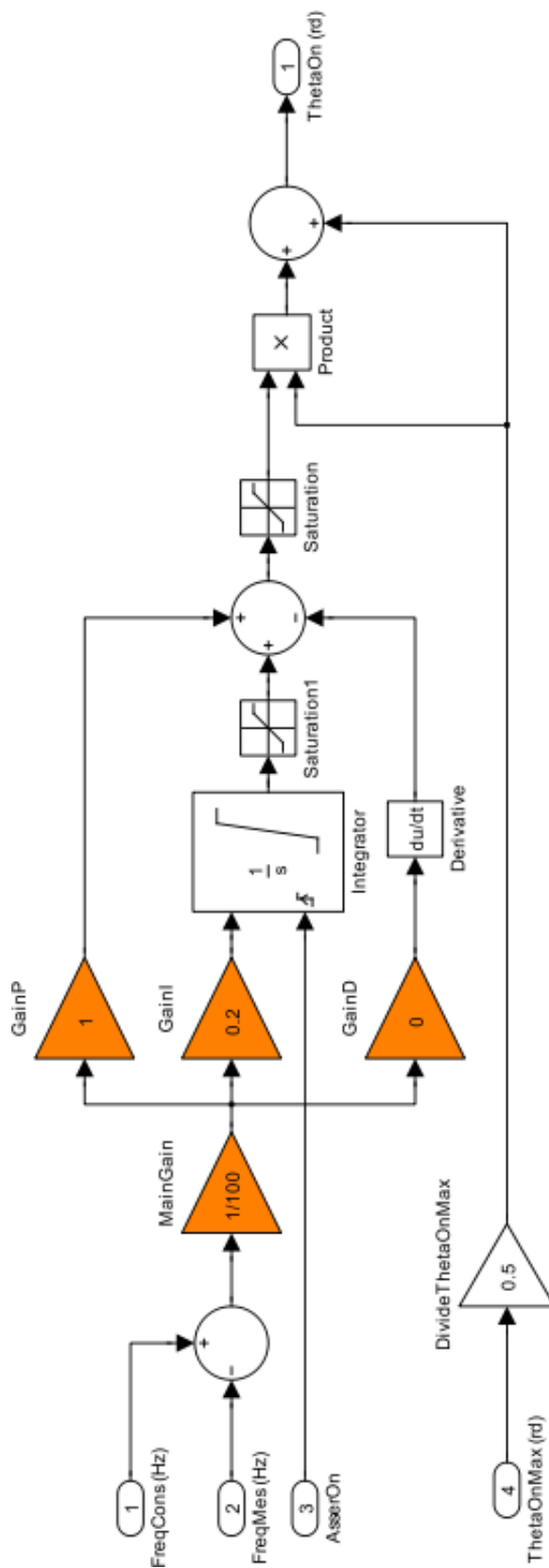


FIGURE D.9 – Vue interne du bloc « AsserBloc »

3.3 Bloc « MrvSupply »

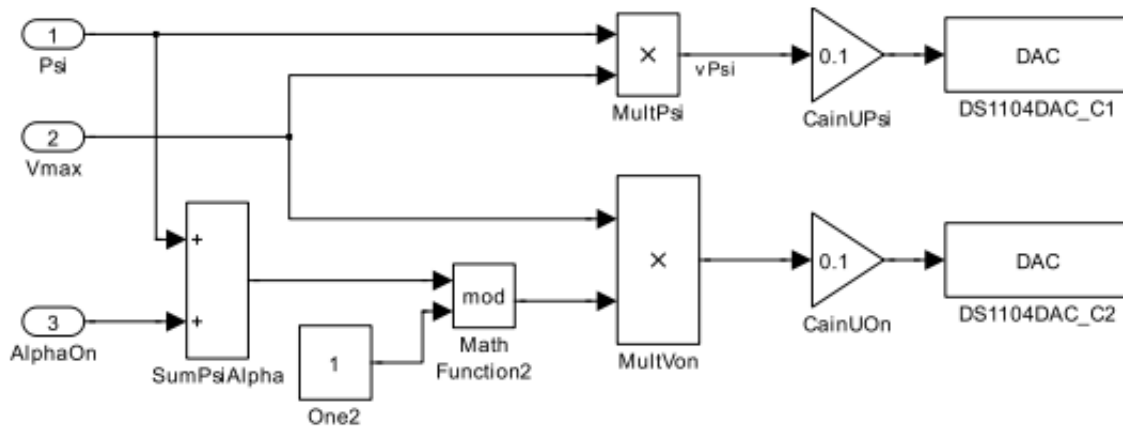


FIGURE D.10 – Vue interne du bloc « MrvSupply »

Le bloc « MrvSupply » (figure D.10) permet de convertir les angles Psi et AlphaOn, initialement représentés par des nombres entre 0 et 1 (la valeur 1 représentant un angle de 2π), en des tensions analogiques comprises entre 0 et V_{max} , V_{max} désignant l'amplitude du signal d'estimation de la position retournée par le bloc « VmaxTable ».

Bibliographie

- [1] J. Ojeda, *Dimensionnement et comande d'actionneurs piézoélectriques en vue du contrôle des vibrations des machines à reluctance variable rapides*. PhD thesis, ENS cachan - Lab. SATIE, 2009.
- [2] K. Rahman and S. Schulz, "Design of high-efficiency and high-torque-density switched reluctance motor for vehicle propulsion," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 38, pp. 1500–1507, Nov 2002.
- [3] T. Imakawa, K. Chimata, N. Hoshi, A. Chiba, M. Takemoto, and S. Ogasawara, "Characteristic measurements of switched reluctance motor on prototype electric vehicle," in *Electric Vehicle Conference (IEVC), 2012 IEEE International*, pp. 1–8, March 2012.
- [4] A. Omekanda, "Switched reluctance machines for ev and hev propulsion : State-of-the-art," in *Electrical Machines Design Control and Diagnosis (WEMDCD), 2013 IEEE Workshop on*, pp. 70–74, IEEE, 2013.
- [5] T. Uematsu and R. S. Wallace, "Design of a 100 kw switched reluctance motor for electric vehicle propulsion," in *Applied Power Electronics Conference and Exposition, 1995. APEC'95. Conference Proceedings 1995., Tenth Annual*, pp. 411–415, IEEE, 1995.
- [6] K. Kiyota and A. Chiba, "Design of switched reluctance motor competitive to 60-kw ipmsm in third-generation hybrid electric vehicle," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 48, no. 6, pp. 2303–2309, 2012.
- [7] Y. K. Choi, H. S. Yoon, and C. S. Koh, "Pole-shape optimization of a switched-reluctance motor for torque ripple reduction," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 43, pp. 1797–1800, April 2007.
- [8] K. Vijayakumar, R. Karthikeyan, S. Paramasivam, R. Arumugam, and K. Srinivas, "Switched reluctance motor modeling, design, simulation, and analysis : A comprehensive review," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 44, pp. 4605–4617, Dec 2008.
- [9] F. Camus, *Modélisation des phénomènes vibratoires des machines à reluctance variable à double saillance : influence de l'alimentation*. PhD thesis, 1997. Thèse de doctorat dirigée par Multon, Bernard Electronique Cachan, Ecole normale supérieure 1997.
- [10] I. Husain, "Minimization of torque ripple in srm drives," *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 49, pp. 28–39, Feb 2002.

- [11] J. Stephenson, A. Hughes, and R. Mann, "Online torque-ripple minimisation in a switched reluctance motor over a wide speed range," *Electric Power Applications, IEE Proceedings -*, vol. 149, pp. 261–267, July 2002.
- [12] M. El-Hadi Zaim and A. Rezzoug, *Machines électriques non conventionnelles*. Lavoisier, 2011.
- [13] L. Ravelonarivo, *Eléments de dynamique des solides et structures déformables*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2009.
- [14] G. Spinnler, *Conception des machines : principes et applications. Dynamique*, vol. 2. PPUR presses polytechniques, 1997.
- [15] G. Spinnler, *Conception des machines-Principes et applications : Dimensionnement*, vol. 3. PPUR, 1998.
- [16] H. A. Toliyat and G. B. Kliman, *Handbook of electric motors*, vol. 120. CRC press, 2012.
- [17] SKF, *Rolling bearings and seals in electric motors and generators*. SKF, august 2013.
- [18] M. Jacques, "ISO 3745 : Acoustique – détermination des niveaux de puissance acoustique et des niveaux d'énergie acoustique émis par les sources de bruit à partir de la pression acoustique – méthodes de laboratoire pour les salles anéchoïques et les salles semi-anéchoïque," ISO, March 2013.
- [19] S. Léwy, *Acoustique industrielle et aéroacoustique*. Hermès Science, 2001.
- [20] H. Fletcher and W. A. Munson, "Loudness, its definition, measurement and calculation*," *Bell System Technical Journal*, vol. 12, no. 4, pp. 377–430, 1933.
- [21] K. Kasper, S. Fingerhuth, M. Klemenz, J. Fiedler, R. De Doncker, and M. Vorlander, "Psychoacoustic quantities and their relevance for sound-quality optimization of switched reluctance machines," in *Power Electronics and Applications, 2005 European Conference on*, pp. 9 pp.–P.9, 2005.
- [22] J. F. Gieras, C. Wang, and J. C. Lai, *Noise of polyphase electric motors*. CRC press, 2005.
- [23] J. Delcambre, P. Francois, and B. Jost, "Bruit des matériels électriques," in *DOSSIER* (T. de l'ingénieur, ed.), no. d566, 1985.
- [24] N. Tandon and A. Choudhury, "A review of vibration and acoustic measurement methods for the detection of defects in rolling element bearings," *Tribology international*, vol. 32, no. 8, pp. 469–480, 1999.
- [25] X. Mininger, N. Galopin, F. Bouillault, and M. Gabsi, "Analysis of electromagnetic strains on a structure such as switched reluctance machine," *The European Physical Journal Applied Physics*, vol. 39, pp. 191–196, 8 2007.
- [26] J.-P. Lecointe, R. Romary, J.-F. Brudny, and T. Czaplá, "Five methods of stator natural frequency determination : case of induction and switched reluctance machines," *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 18, no. 5, pp. 1133 – 1159, 2004.
- [27] J. O. Fiedler, K. A. Kasper, and R. W. De Doncker, "Calculation of the acoustic noise spectrum of srm using modal superposition," *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 9, pp. 2939–2945, 2010.
- [28] P. Pellerrey, V. Lanfranchi, and G. Friedrich, "Coupled numerical simulation between electromagnetic and structural models. influence of the supply harmonics for synchronous machine vibrations," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, pp. 983–986, Feb 2012.

- [29] C. Neves, R. Carlson, N. Sadowski, J. Bastos, N. Soeiro, and S. Gerges, "Calculation of electromagnetic-mechanic-acoustic behavior of a switched reluctance motor," *IEEE transactions on magnetics*, vol. 36, no. 4, pp. 1364–1367, 2000.
- [30] M. Van Der Giet, E. Lange, D. Correa, I. Chabu, S. I. Nabeta, and K. Hameyer, "Acoustic simulation of a special switched reluctance drive by means of field-circuit coupling and multiphysics simulation," *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 57, no. 9, pp. 2946–2953, 2010.
- [31] P. Vijayraghavan and R. Krishnan, "Noise in electric machines : a review," in *Industry Applications Conference, 1998. Thirty-Third IAS Annual Meeting. The 1998 IEEE*, vol. 1, pp. 251–258 vol.1, Oct 1998.
- [32] J. Bonal, *Utilisation industrielle des moteurs à courant alternatif*. Technique & Documentation Lavoisier, 2001.
- [33] A. Guédel, "Bruit des ventilateurs - partie 2," in *DOSSIER* (T. de l'ingénieur, ed.), vol. bm4178, 2002.
- [34] K. S. Brentner and F. Farassat, "Modeling aerodynamically generated sound of helicopter rotors," *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 39, no. 2–3, pp. 83–120, 2003.
- [35] J. Fiedler, K. Kasper, and R. De Doncker, "Acoustic noise in switched reluctance drives : an aerodynamic problem?," in *Electric Machines and Drives, 2005 IEEE International Conference on*, pp. 1275–1280, May 2005.
- [36] S. Khelladi, S. Kouidri, F. Bakir, and R. Rey, "Predicting tonal noise from a high rotational speed centrifugal fan," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 313, pp. 113–133, 2008.
- [37] S. Wright, "Sound radiation from a lifting rotor generated by asymmetric disk loading," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 9, no. 2, pp. 223 – 240, 1969.
- [38] M. E. Goldstein, *Aeroacoustics*. McGRAW-HILL International Book Company, 1974.
- [39] J. F. Williams and L. Hall, "Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 40, no. 04, pp. 657–670, 1970.
- [40] F. Camus, B. Humeau, M. Besbes, and M. Gabsi, "Réduction des vibrations des machines à réluctance variable," *Action sur la Commande, Actes de la Journée Vibrations et Bruits Acoustiques des Machines Électriques, LESIR, Cachan, France*, pp. 47–56, 1997.
- [41] J.-W. Ahn, S.-J. Park, and D.-H. Lee, "Hybrid excitation of srm for reduction of vibration and acoustic noise," *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 51, no. 2, pp. 374–380, 2004.
- [42] C.-Y. Wu and C. Pollock, "Analysis and reduction of vibration and acoustic noise in the switched reluctance drive," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 31, pp. 91–98, Jan 1995.
- [43] J. Lecointe, R. Romary, J. Brudny, and M. McClelland, "Analysis and active reduction of vibration and acoustic noise in the switched reluctance motor," *IEE Proceedings-Electric Power Applications*, vol. 151, no. 6, pp. 725–733, 2004.
- [44] X. Mininger, N. Galopin, X. Ojeda, F. Bouillault, and M. Gabsi, "Modeling of magnetoelastic and piezoelectric coupling : Application to srm noise damping," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 3, pp. 1218–1221, 2009.

- [45] X. Ojeda, X. Mininger, H. Ben Ahmed, M. Gabsi, and M. Lecrivain, "Piezoelectric actuator design and placement for switched reluctance motors active damping," *Energy Conversion, IEEE Transactions on*, vol. 24, pp. 305–313, June 2009.
- [46] C. Picod, M. Besbes, M. Gabsi, and E. Pelle, "Study of the vibratory behaviour of synchronous motors," in *Electric Machines and Drives, 1999. International Conference IEMD '99*, pp. 153–155, May 1999.
- [47] H.-Y. Yang, Y.-C. Lim, and H.-C. Kim, "Acoustic noise/vibration reduction of a single-phase srm using skewed stator and rotor," *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 60, no. 10, pp. 4292–4300, 2013.
- [48] G. Despret, M. Hecquet, V. Lanfranchi, and M. Fakam, "Skew effect on the radial pressure of induction motor," in *2016 Eleventh International Conference on Ecological Vehicles and Renewable Energies (EVER)*, pp. 1–6, April 2016.
- [49] S. Ayari, M. Besbes, M. Lecrivain, and M. Gabsi, "Effects of the airgap eccentricity on the srm vibrations," in *Electric Machines and Drives, 1999. International Conference IEMD '99*, pp. 138–140, May 1999.
- [50] S. Calverley, G. Jewell, and R. Saunders, "Aerodynamic losses in switched reluctance machines," *IEE Proceedings-Electric Power Applications*, vol. 147, no. 6, pp. 443–448, 2000.
- [51] B. Renard, *Etude expérimentale et modélisation du comportement thermique d'une machine électrique multi-fonctions : application à un alerno-démarrreur intégré*. PhD thesis, Université de Poitiers, 2003.
- [52] C. A. Cezário and A. A. M. Oliveira, "Electric motor internal fan system cfd validation," in *Electrical Machines, 2008. ICEM 2008. 18th International Conference on*, pp. 1–6, IEEE, 2008.
- [53] U. SanAndres, G. Almandoz, J. Poza, G. Ugalde, and A. J. Escalada, "Radial fan simulations by computational fluid dynamics and experimental validation," in *Electrical Machines (ICEM), 2014 International Conference on*, pp. 2179–2185, Sept 2014.
- [54] K. Srinivas and R. Arumugam, "Analysis and characterization of switched reluctance motors : Part ii. flow, thermal, and vibration analyses," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 41, pp. 1321–1332, April 2005.
- [55] L. Gutin, "On the sound field of a rotating airscrew," *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki*, vol. 6, pp. 899–909, 1936.
- [56] W. Neise, "Review of noise reduction methods for centrifugal fans," *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, vol. 104, no. 2, pp. 151–161, 1982.
- [57] M. J. Lighthill, "On sound generated aerodynamically : I. General theory," *Proc. Royal Society London A*, vol. 211, pp. 564–587, 1952.
- [58] N. Curle, "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," *Proc. R. Soc. Lond. A*, vol. 231, pp. 505–514, sept 1955.
- [59] J. Ffowes Williams and D. L. Hawkings, "Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 264, pp. 321–342, may 1969.
- [60] G. Ashcroft and X. Zhang, "Vortical structures over rectangular cavities at low speed," *Physics of Fluids (1994-present)*, vol. 17, no. 1, p. 015104, 2005.

- [61] T. Faure, L. Pastur, F. Lusseyran, Y. Fraigneau, and D. Bisch, “Three-dimensional centrifugal instabilities development inside a parallelepipedic open cavity of various shape,” *Experiments in Fluids*, vol. 47, no. 3, pp. 395–410, 2009.
- [62] D. Hanson, *Theory for noise of propellers in angular inflow with parametric studies and experimental verification*. NASA contractor report, National Aeronautics and Space Administration, Office of Management, Scientific and Technical Information Program, 1993.
- [63] A. F. Deming, “Propeller rotation noise due to torque and thrust,” *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 12, no. 1, pp. 173–182, 1940.
- [64] D. WYART, “Préimprégnés phénoliques (psmc, pbmc) : élaboration et propriétés,” in *FICHE PRATIQUE* (T. de l’ingénieur, ed.), no. 0984.
- [65] M. Jacques, “ISO 3744 : Acoustique - détermination des niveaux de puissance acoustique et des niveaux d’énergie acoustique émis par les sources de bruit à partir de la pression acoustique - méthodes d’expertise pour des conditions approchant celles du champ libre sur plan réfléchissant,” ISO, March 2012.

Résumé Simples à produire et robustes, les machines électriques à reluctance variable sont adaptées à des conditions sévères de fonctionnement, notamment à vitesse élevée. Les machines à reluctance variable (MRV) ne sont cependant que rarement utilisées principalement en raison du niveau élevé de bruit qu'elles émettent.

Les travaux menés au cours de cette thèse visent, dans un premier temps, à qualifier le bruit émis par une machine à reluctance variable à haute vitesse de rotation. Conformément à ce qui est communément admis, il a été établi que le bruit émis en haute vitesse par la machine étudiée est dominé par le bruit aéroacoustique. Le bruit aéroacoustique consiste en l'ensemble des émissions sonores issues de phénomènes aérodynamiques qui prennent naissance dans l'entrefer de la machine.

Le second chapitre de l'étude est consacré à la mise en place d'une méthode d'estimation quantitative du bruit aéroacoustique émis par la machine étudiée. Le bruit aéroacoustique n'ayant pas encore été étudié de manière quantitative pour les machines électriques, l'étude se tourne vers les machines tournantes (turboréacteur, ventilateurs, ...) pour lesquelles la littérature sur le bruit aéroacoustique est abondante. Une méthode d'estimation du bruit aéroacoustique émis par la machine est alors construite. Cet estimateur se base sur une simulation de dynamique des fluides en deux dimensions de l'écoulement turbulent dans l'entrefer.

Vient ensuite une confrontation des niveaux de bruit estimés avec des données expérimentales. Le bruit émis par la machine étudiée est calculé et mesuré pour deux géométries différentes du rotor sur une large plage de vitesses de rotation. La cohérence observée entre les résultats expérimentaux et numériques valide les hypothèses formulées au chapitre précédent tout en soulignant, comme attendu, les limites de la méthode de calcul en deux dimensions.

Enfin, dans un quatrième chapitre, la méthode d'estimation du niveau de bruit aéroacoustique est utilisée afin d'explorer l'influence des paramètres géométriques de la machine sur son niveau de bruit.

Abstract Due to its simple construction and robustness, Switched Reluctance Machine (SRM) is well suited for high rotation rates. SRM applications are however quite rare mainly because of the high level of noise this machine produces.

First, this work aims to describe the noise emitted by the studied SRM at high rotation rates. In accordance with the common understanding, it was proven that noise emitted by high rotation rates SRM is dominated by aeroacoustic noise. The aeroacoustic noise consists of the whole sound emission coming out of aerodynamic phenomena located in the air gap of the machine.

Chapter two is concerned with the implementation of an estimation method for aeroacoustic noise level dedicated to the studied SRM. Aeroacoustic noise for electrical machines has not been quantitatively studied yet. Conversely, studies about aeroacoustic noise of rotating machinery (turboreactor, fan, ...) is quite abundant in the literature. Consequently, this study focuses on rotating machinery to build an aeroacoustic noise estimation method for SRM. This estimation tool is based on a Computational Fluid Dynamics (CFD) calculation of the turbulent flow in the air gap.

Estimated noise levels are then compared with experimental data. Emitted noise level is estimated and measured for two distinct rotor geometries over a wide range of rotation rates. Calculation assumptions are validated by the consistency between experimental and numerical results. As expected, the 2D CFD simulation brings an over estimation of noise level.

Finally, the fourth chapter deals with the use of the aeroacoustic noise estimation tool to study the influence of geometrical parameters of a SRM on its noise emission level.