Analyse et modélisation de phénomènes aéroélastiques non-synchrones dans un compresseur axial multi-étages

Anne-Lise Fiquet

▶ **To cite this version:**

Anne-Lise Fiquet. Analyse et modélisation de phénomènes aéroélastiques non-synchrones dans un compresseur axial multi-étages. Autre. Université de Lyon, 2021. Français. NNT : 2021LYSEC006 . tel-03386082

HAL Id: tel-03386082
https://theses.hal.science/tel-03386082

Submitted on 19 Oct 2021

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.

Numéro d'ordre : 2021LYSEC06

THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de

l'École Centrale de Lyon

École Doctorale 162 : Mécanique, Énergétique, Génie Civil et Acoustique

Spécialité : Mécanique des fluides et Énergétique

Soutenue publiquement le 24 Février 2021, par :

Anne-Lise FIQUET

Analyse et modélisation de phénomènes aéroélastiques non-synchrones dans un compresseur axial multi-étages

---

Devant le jury composé de :

Marianna BRAZA	Directrice de recherche, CNRS, IMFT	*Présidente*
Stéphane AUBERT	Professeur des Universités, ECL, LMFA	*Directeur de Thèse*
Christoph BRANDSTETTER	Ingénieur de Recherche, Centrale Innovation	*Co-encadrant de Thèse*
Nicolas BUFFAZ	Ingénieur, Safran Helicopter Engines	*Encadrant industriel*
Fabrizio FONTANETO	Maître de Conférences, Von Karman Institut	*Rapporteur*
Nicolas GOURDAIN	Professeur, ISAE-Supaero	*Rapporteur*
Jacques DEMOLIS	Ingénieur, Safran Helicopter Engines	*Invité*
Agathe VERCOUTTER	Ingénieure, Safran Helicopter Engines	*Invitée*
Antoine PLACZEK	Ingénieur, ONERA	*Invité*

Remerciements

« Alors ? » À prononcer avec un fort accent allemand – je répondrais par « c'est fini » et maintenant il est temps que je remercie profondément toutes les personnes qui m'ont supporté, entouré et encouragé !

Dans un premier temps que je tiens à saluer les personnes à l'initiative de ces travaux : Stéphane Aubert et Mickael Philit. Merci, Stéphane, de m'avoir guidée tout en me laissant mon autonomie. Je tiens à remercier chaleureusement Nicolas Buffaz qui a accepté de récupérer ma thèse et Jacques Demolis qui m'a suivi tout au long de ces années. Merci pour votre soutien, votre écoute et vos encouragements.

J'ai commencé ces travaux de thèse à Safran Helicopter Engines à Bordes à Pau, proche de Toulouse, dans le sud-ouest de la France, à environ 563.7 km de Carry-Le-Rouet. Pas facile pour une sudiste de se retrouver de ce côté du pays, où les « pains au chocolat » deviennent des « chocolatines ». Heureusement, Rémy, Julie, Léa, Laure, Émilie, Sarah, Thibaud, Jacques, Antoine, Quentin et le Baracuba m'ont permis d'accepter les différences notables entre le Sud-Est et le Sud-Ouest.

Durant ces trois années (et quelques), j'ai côtoyé un bon nombre de doctorants. Je vais commencer à remercier les vieux de m'avoir ouvert les portes du labo ; j'entends par là, Emanuel, Quentin, Victor, Julissa, Jean-François, Franck et Ludo. Puis les jeunes, Thomas, Valdo, Martin, Flo, Aurélien, Gabriel Mondin, Nico, Christophe et Alexandra ! Je remercie aussi toute l'équipe du LMFA, plus précisément, Xavier, Benoit, Gilbert, Pierre L., Pierre D., Sébastien, Fatima et Ghislaine. Votre énergie et votre bonne humeur ont grandement contribué au cours de ces années.

Et enfin, merci Christoph ! En plus de m'avoir accompagnée scientifiquement dans ces travaux, tu as su m'apporter la force et le courage d'aller jusqu'au bout. Pour finir cette liste exhaustive, un grand merci à mes parents, ainsi qu'à Lionel.

Résumé

Cette thèse porte sur l'analyse et la modélisation des phénomènes aéroélastiques non-synchrones dans un compresseur axial multi-étages de recherche représentatif d'un turbomoteur d'hélicoptère. Lors de son fonctionnement à vitesse partielle, les structures de l'écoulement sont complexes. Elles conduisent au développement de nombreux phénomènes instationnaires. Sous l'effet de cette aérodynamique délicate, les pales des rotors peuvent développer une réponse vibratoire sur un des modes propres de la structure. Ces vibrations non-synchrones entraînent ainsi une fatigue prématurée de la structure, ou sa rupture. Les couplages qui se créent entre les phénomènes aérodynamiques et la structure, en dehors des phénomènes de réponse forcée synchrone et de flottement, sont peu connus. L'enjeu de ces travaux est d'améliorer la compréhension et la prédiction de ces vibrations critiques.

Lors d'une campagne d'essais inscrite dans le projet PRC AEROVISTA menée par Safran Helicopter Engines, une plage d'activité vibratoire non-synchrone a été caractérisée à l'aide d'une instrumentation multi-physique. L'analyse approfondie de ces données révèle la présence d'un phénomène aérodynamique non-synchrone qui est cohérent avec un mode propre de structure. La caractérisation de ce phénomène effectuée par une analyse croisée des données mesurées à la fois dans le repère fixe et dans le repère tournant montre qu'il est de nature acoustique. La cohérence entre le mode mécanique et ce mode acoustique n'est pas observée dans tous les essais. Lors du changement de ses caractéristiques, l'interaction disparaît alors que le mode acoustique subsiste.

Des simulations instationnaires de toute la circonférence et de tous les étages sont nécessaires pour reproduire ce phénomène. Elles sont validées en comparant les performances à celles mesurées en essais. Dans la zone d'activité non-synchrone expérimentale, la simulation développe un mode acoustique. Son amplitude est élevée et ses caractéristiques sont cohérentes avec celles observées en essai. La confrontation de ces données numériques avec les données expérimentales montre une bonne reproductibilité du phénomène. L'analyse de l'écoulement issu des simulations identifie les structures de l'écoulement qui permettent l'émergence du mode acoustique. L'étude analytique des conditions de propagation de ce mode se révèle prometteuse dans la prédiction des modes critiques.

Mots-clés : mode acoustique, aéroélasticité, réponse forcée non-synchrone, interaction fluide-structure

Abstract

This Ph.D. thesis focuses on the analysis and modeling of non-synchronous aeroelastic phenomena in a research axial multi-stage compressor for a helicopter's engines. When operating at part-speed conditions, flow structures are complex, thus facilitating the development of various unsteady phenomena. Under those particular aerodynamic conditions, the rotor blades can develop a structural vibration mode which eventually leads to premature fatigue or critical failure. Non-synchronous vibrations differ from flutter, buffeting or synchronous forced response. This aeroelastic phenomenon is still an ongoing research subject. The main objectives of this work are not only to participate in improving the prediction of this complex fluid-structure interaction but also to progress towards its understanding.

Transient measurements were carried out during a test campaign led by Safran Helicopter Engines as part of the PRC AEROVISTA project. It has revealed a zone of strong non-synchronous activity in the operating range of the compressor. In-depth analysis of the multi-physical instrumentation on the investigated speedline indicates a coherence between an aerodynamic perturbation of acoustic nature and a structural vibration mode. However, this coincidence is not observed throughout the whole experiment. A change in operating conditions induces a change in the acoustic mode properties. As a consequence, the interaction stops even though the acoustic mode remains significant.

Unsteady full-annulus calculations of the entire compressor are implemented to simulate this phenomenon. The numerical performance is validated against experimental performance. The unsteady simulation develops an acoustic mode, the properties of which agree remarkably well with the experiment. The flow structures leading to the acoustic perturbation are well captured and critical acoustic modes can be derived from an analytical study of the propagation conditions of acoustic modes. This stands as a promising perspective for the numerical prediction of critical acoustic modes.

Keywords : acoustic mode, aeroelasticity, non-synchronous forced response, fluid-structure interaction

Table des matières

Résumé **v**

Abstract **vii**

Table des matières **i**

Liste des figures **v**

Liste des tableaux **xv**

Introduction **1**

1 Notions sur les compresseurs axiaux **3**

1.1 Fonctionnement d'un compresseur axial multi-étages au sein d'un turboréacteur . . 4

1.1.1 Rôle et principe de fonctionnement du compresseur 4

1.1.2 Opérabilité des compresseurs axiaux 5

1.1.3 Grandeurs caractéristiques des compresseurs 6

1.2 Phénomènes instationnaires au sein d'un compresseur axial 6

1.2.1 Écoulements secondaires 7

1.2.2 Interactions rotor-stator 9

1.2.3 Lâcher tourbillonnaire 10

1.2.4 Décollement tournant 11

1.2.5 Distorsions aérodynamiques 13

1.2.6 Modes acoustiques 16

1.2.7 Synthèse 19

1.3 Interactions fluide-structure 21

1.3.1 Réponse forcée 21

1.3.2 Flottement 24

1.3.3 Phénomène de « lock-in » 25

1.4 Présentation du cas d'étude 28
1.4.1 Le module ASTEC2 28
1.4.2 Campagne d'essais 29
1.4.3 Objectifs de la thèse 30

2 Méthodologie et post-traitement **31**
2.1 Méthodes expérimentales 32
2.1.1 Mesures de pression à haute fréquence d'échantillonnage 32
2.1.2 Mesures de la vibration des aubages par spire-aimant 34
2.1.3 Mesures de la vibration des aubages par tip-timing 35
2.1.4 Récapitulatif des différents moyens de mesure 39
2.2 Mise en place des simulations stationnaires et instationnaires 40
2.2.1 Stratégies de simulation 40
2.2.2 Domaine de calcul 41
2.2.3 Hypothèses géométriques 42
2.2.4 Prise en compte des effets de la turbulence en paroi 44
2.2.5 Initialisation des simulations 46
2.3 Méthode de résolution numérique 47
2.3.1 Code de calcul 47
2.3.2 Caractéristiques du fluide 47
2.3.3 Modèle de turbulence 48
2.3.4 Maillage 48
2.3.5 Étude de la sensibilité au maillage 56
2.3.6 Paramètres de simulation 58
2.3.7 Conditions aux limites 59
2.3.8 Traitement des interfaces 60
2.3.9 Convergence des simulations 61
2.3.10 Temps de calcul et coût CPU 63
2.4 Méthodes de post-traitement des données 64
2.4.1 Normalisation du débit masse 64
2.4.2 Description d'un mode dans le repère fixe et dans le repère tournant 65
2.4.3 Prédiction du caractère propagatif d'un mode de pression 70
2.4.4 Moyennes 71
2.4.5 Transformée de Fourier 72
2.4.6 Transformée de Fourier glissante 76
2.4.7 Détermination du signal « top-tour » 82
2.4.8 Recalage des données 86

2.4.9 Moyenne d'ensemble 87

3 Caractérisation expérimentale du phénomène non-synchrone 97

3.1 Analyse des mesures de pression instationnaire 98
3.1.1 Performances au cours de l'enregistrement 98
3.1.2 Évolution du contenu fréquentiel 99
3.1.3 Évolution des modes de pression non-synchrones 104
3.1.4 Évolution axiale de l'activité non-synchrone 109
3.1.5 Présence d'une activité non-synchrone dans un autre enregistrement 109
3.1.6 Synthèse intermédiaire 110
3.2 Comportement mécanique du Rotor-1 et du Rotor-2 111
3.2.1 Évolution de la vibration des pales 111
3.2.2 Évolution du contenu fréquentiel 112
3.2.3 Comportement modal du Rotor-2 118
3.2.4 Synthèse intermédiaire 119
3.3 Comparaison des données de l'étage 2 entre le repère fixe et le repère tournant . . . 119
3.3.1 Projection des données tip-timing sur les fréquences aérodynamiques 119
3.3.2 Analyse de la phase Ⓘ 121
3.3.3 Analyse de la phase Ⓘ𝕀 124
3.4 Synthèse 126

4 Modélisation du phénomène non-synchrone 127

4.1 Étude des points d'opération d'intérêt 128
4.1.1 De l'expérimental vers le numérique 128
4.1.2 Des simulations Bas-Reynolds aux simulations Haut-Reynolds 128
4.1.3 Performances moyennées 134
4.1.4 Analyse de l'écoulement moyen 135
4.1.5 Performances instantanées 142
4.2 Évolution de l'écoulement moyen au cours du vannage 146
4.2.1 Évolution des structures moyennes à travers des coupes axiales 146
4.2.2 Évolution des structures moyennes sur une coupe aubes-à-aubes 155
4.2.3 Synthèse intermédiaire 159
4.3 Évolution de l'écoulement non-synchrone au cours du vannage 159
4.3.1 Évolution des modes de pression sur une coupe aubes-à-aubes 159
4.3.2 Évolution des structures de l'écoulement sur une coupe aubes-à-aubes 168
4.3.3 Synthèse intermédiaire 178
4.4 Synthèse 178

5 Discussion **179**

5.1 Confrontation des données expérimentales aux données numériques 180

5.1.1 Caractéristique du compresseur 180

5.1.2 Mode de pression dominant à OP2 181

5.1.3 Condition de propagation des modes de pression 183

5.2 Interprétation 185

Conclusion et perspectives **187**

Liste des publications **189**

Références **191**

A Des simulations Bas-Reynolds aux simulations Haut-Reynolds **I**

B Distribution méridienne des modes de pression dominants **V**

C Liste des Acronymes **VII**

D Liste des Variables **IX**

E Liste des Exposants **XIII**

Liste des figures

1.1 Vue d'un turboréacteur Arriel de Safran Helicopter Engines avec le compresseur encadré en bleu, la chambre de combustion encadrée en jaune et la turbine encadrée en rouge 4

1.2 Représentation de la plage d'opérabilité d'un compresseur : taux de pression en fonction du débit masse pour différentes vitesses de rotation données en pourcentage de la vitesse nominale (-%Nn), inspirée de la thèse de Q. Rendu [RENDU, 2016] 5

1.3 Description de la couche limite 2D autour d'un profil dans le cas où elle reste attachée au profil (à gauche) et dans le cas où elle décolle (à droite) 7

1.4 Illustration des structures de l'écoulement liées aux couches limites 8

1.5 Visualisation du champ d'entropie instantané dans un compresseur de recherche axial tri-étages conçu par Safran Helicopter Engines issue d'une simulation URANS 9

1.6 Visualisation du champ de vitesse axiale instantané pendant le décollement tournant issu d'une simulation URANS [GOURDAIN, 2005] 11

1.7 Schéma d'une coupe axiale dans le cas d'un décollement tournant à 4 cellules de type *part-span* et d'une coupe axiale dans le cas d'un décollement tournant à 1 cellule de type *full-span* 12

1.8 Contenu fréquentiel d'un signal de pression instationnaire mesuré au carter proche du bord d'attaque des pales du rotor du premier étage au sein d'un compresseur axial multi-étages dans les travaux de Baumgartner *et al.*[BAUMGARTNER *et al.*, 1995] . . . 14

1.9 Visualisation de la trajectoire instantanée des particules issue des résultats numériques de März *et al.* [MARZ *et al.*, 2002] 15

1.10 Visualisation des tourbillons radiaux au bord d'attaque des pales du rotor issus des travaux de Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2018] 16

1.11 Visualisation de la valeur absolue du déplacement total de la soufflante ECL5 vibrant selon un mode à ND = 0 (à gauche) et à ND = +2 (à droite) ; les lignes nodales sont représentées pour le mode à ND = +2 22

1.12 Diagramme zig-zag associé à une roue constituée de 16 pales pour une vitesse de rotation fixée f_{rot} : en rouge la relation entre la structure azimutale de l'excitation forcée et en bleu les évolutions des fréquences des trois premiers modes propres de l'aubage en fonction du ND 23
1.13 Exemple d'un diagramme de Campbell pour un aubage : en noir les ordres moteur et en bleu les quatre premiers mode propre de l'aubage pour un diamètre nodal fixe 24
1.14 Contenu fréquentiel d'un signal mesuré par une jauge de déformation sur une des pales du rotor du premier étage (à gauche) et d'un signal mesuré par une sonde de pression instationnaire au carter proche du bord d'attaque des pales du rotor (à droite) issus des travaux de *Kielb et al.* [KIELB *et al.*, 2003] 26
1.15 Visualisation de la zone de « lock-in » en fonction de l'amplitude et de la fréquence de la vibration imposées issue des travaux de Spiker [SPIKER, 2008] 27
1.16 Vitesse circonférentielle des tourbillons radiaux au cours du vannage de la machine issue des travaux de Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2018] 27
1.17 Vue méridienne du module d'essai ASTEC2 29
1.18 Iso-vitesse au régime partiel d'intérêt du compresseur de recherche ASTEC2 30

2.1 *Pression instationnaire* : Position des capteurs de pression instationnaire sur une vue méridienne schématisée du module d'essai ASTEC2 (points bleus) 33
2.2 *Spire-aimant* : Vue de face du dispositif installé sur un rotor (adaptée de [TALON *et al.*, 2013]) 34
2.3 *Spire-aimant* : Trajectoire suivie par l'aimant sur 7 instants consécutifs (vue de côté) 35
2.4 *Tip-timing* : Principe de fonctionnement 36
2.5 *Tip-timing* : Représentation schématique du signal acquis par le capteur 1 en fonction de la vibration de la pale 2 37
2.6 *Tip-timing* : Reconstruction du signal pour chaque pale du rotor 38
2.7 *Tip-timing* : Signal vibratoire mesuré pour les pales 1 et 2 du rotor 39
2.8 Définition du domaine de calcul en vue méridienne 41
2.9 Domaine de calcul en vue aubes-à-aubes pour les simulations RANS et URANS . . . 42
2.10 Exemple de géométrie de pale à calage variable 43
2.11 Décomposition de la couche limite en deux zones : la couche externe et la couche interne 44
2.12 Exemple de la discrétisation normale à la paroi pour un maillage RANS et un maillage URANS 45
2.13 Profil de vitesse en fonction de la distance à la paroi dans la couche interne selon une échelle logarithmique 45
2.14 Vue méridienne des blocs du maillage RANS 49
2.15 Vue du dessus des blocs du maillage RANS 49
2.16 Vue méridienne des blocs du maillage URANS 50
2.17 Vue du dessus des blocs du maillage URANS 50

2.18 Répartition de la distance adimensionnelle y^+ pour les cellules à la peau du maillage RANS 51
2.19 Distance adimensionnelle y^+ pour le maillage RANS sur l'extrados (à gauche) et l'intrados (à droite) de chaque roue 53
2.20 Répartition de la distance adimensionnelle y^+ pour les cellules à la peau du maillage URANS 54
2.21 Distance adimensionnelle y^+ pour le maillage URANS sur l'extrados (à gauche) et l'intrados (à droite) de chaque roue 55
2.22 Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ et rendement total-à-total normalisé $\eta_{t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ pour les différents raffinements de maillage en azimut 56
2.23 Taux de pression totale-à-totale par étage normalisé par celui de l'étage 1 $\pi_{t-t,1}$ et rendement total-à-total par étage η_t normalisé par celui de l'étage 1 $\eta_{t,1}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ pour les différents raffinements de maillage en azimut 57
2.24 Traitement de la vitesse d'entraînement pour les entrefers au moyeu 59
2.25 Évolution du débit masse normalisé sur les deux dernières rotations simulées pour un point d'opération représentatif 62
2.26 Évolution du débit masse normalisé mesuré à l'interface entre la RDE et le Rotor-1 sur les deux dernières rotations simulées pour un point d'opération représentatif et sa valeur moyenne en rouge 62
2.27 Évolution du débit masse normalisé mesuré à l'interface entre le Rotor-3 et le Stator-3 sur les deux dernières rotations simulées pour un point d'opération représentatif et sa valeur moyenne en rouge 62
2.28 Spectres fréquentiels d'un signal de pression statique issu d'une sonde positionnée sur l'extrados à mi-corde du Rotor-3 dans le repère tournant 63
2.29 Représentation spatiale, temporelle et $\theta-$temps d'un signal manufacturé (voir équation 2.24) 66
2.30 Influence de la durée du signal T sur l'intervalle $[df;10df]$ d'un signal manufacturé (voir équation 2.61) 74
2.31 Application de la Transformée de Fourier Discrète à un signal manufacturé s (voir équation 2.61) 75
2.32 Application de la TFD à un signal spatial s manufacturé (voir équation 2.62) 76
2.33 Processus de construction d'un spectrogramme 77
2.34 Spectrogramme idéal d'un signal manufacturé (voir équation 2.63) 78
2.35 Influence de la taille de la fenêtre T sur le spectrogramme d'un signal manufacturé (voir équation 2.63) 78
2.36 Moyenne temporelle du spectre fréquentiel réalisée entre 10.0 s et 10.5 s en fonction de la taille de la fenêtre T et spectre fréquentiel obtenu après avoir appliqué la TFD à un signal manufacturé (voir équation 2.63) 79

2.37 Influence du coefficient de recouvrement b sur le spectrogramme d'un signal manufacturé (voir équation 2.63) 80

2.38 Fenêtre de type *créneau* (en rouge) et fenêtre de Hamming (en vert) de durée temporelle T 80

2.39 Influence de la fenêtre de Hamming en fonction du coefficient de recouvrement b sur le spectrogramme du signal manufacturé (voir équation 2.63) 81

2.40 Évolution temporelle de la fluctuation de la vitesse de rotation sur 20 rotations acquise par un capteur capacitif en essais 82

2.41 Évolution temporelle des fluctuations de pression instationnaire mesurées au carter en amont du bord d'attaque du Rotor-1 pendant 1 seconde environ 83

2.42 Spectre fréquentiel issu des fluctuations de pression instationnaire $p'(t)$ pendant environ 1 seconde (voir figure 2.41). Les fréquences sont normalisées par $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-1, théorique}}$ 83

2.43 Évolution temporelle du signal filtré $p'_{\text{filtré}}$ sur la bande passante de $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}} - 10\%$ jusqu'à $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}} + 10\%$ 84

2.44 Évolution temporelle du signal filtré $p'_{\text{filtré}}$ (en noir continu) et de sa dérivée P (en noir discontinu) sur un intervalle de temps correspondant à moins d'une rotation . 84

2.45 Évolution temporelle du signal P_1 (en bleu) et de sa dérivée P'_1 (en vert) sur un intervalle de temps correspondant à moins d'une rotation 85

2.46 Évolution temporelle du signal $p'_{\text{filtré}}$ (en noir) sur un intervalle de temps correspondant à un peu plus d'une rotation, avec le passage de la première pale dénoté par un rond rouge 86

2.47 Principales étapes de la moyenne d'ensemble de fenêtre $\mathrm{T} = \mathrm{N}\delta t = 1s$ appliquée à un signal manufacturé (voir équation 2.61) : (a) évolution temporelle du signal $s(t)$, (b) tronçonnage du signal en J = 10 fenêtres de taille T, (c) évolution temporelle des signaux de chaque fenêtre $s_j(n\delta t)$ tracée en noir, la moyenne d'ensemble $\langle s(n\delta t)\rangle$ tracée en rouge avec $j = [0,1,2,3,\ldots,\mathrm{J}-1]$ et $n = [0,1,2,3,\ldots,\mathrm{N}-1]$ et (d) l'évolution temporelle du signal filtré $s'(t)$ 89

2.48 Étage d'étude constitué de $\mathrm{N}_s = 2$ pales de stator et de $\mathrm{N}_r = 3$ pales de rotor 90

2.49 Filtrage du contenu synchrone à la fréquence $f = \frac{1}{\mathrm{T}}$ du signal de la vitesse relative W enregistré à l'aval en tous points de la circonférence (voir figure 2.48) à l'aide d'une moyenne d'ensemble de fenêtre $\mathrm{T} = \mathrm{T}_{\text{Rotor}}$ 92

2.50 Évolution azimutale à $t = 0s$ de la vitesse relative W (en noir), de la moyenne d'ensemble $\langle \mathrm{W} \rangle$ (en rouge) et du signal filtré W′ (en bleu) 93

2.51 Amplitude résiduelle A_{res} en fonction de la fréquence normalisée f^* et du nombre de fenêtres J 96

3.1 Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ du compresseur à vitesse partielle en fonction du débit masse normalisée $\dot{m}_{norm}$. Le vannage continu du compresseur débute au point d'opération OP – A 98

3.2 Évolution temporelle du taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ du compresseur au cours de l'enregistrement à vitesse partielle [Origine : *Données de pression instationnaire*] 99

3.3 Contenu fréquentiel des signaux de pression instationnaire mesurés dans l'étage 1 : le spectrogramme est présenté à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme est tracée à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données de pression instationnaire*] 101

3.4 Contenu fréquentiel des signaux de pression instationnaire mesurés dans l'étage 2 : le spectrogramme est présenté à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme est tracée à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données de pression instationnaire*] 102

3.5 Contenu fréquentiel des signaux de pression instationnaire mesurés dans l'étage 3 : le spectrogramme est présenté à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme est tracée à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données de pression instationnaire*] 103

3.6 Contenu fréquentiel des fluctuations de pression non-synchrones dans l'étage 1 du compresseur : le spectrogramme figure en haut, la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ̂ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données de pression instationnaire*] 106

3.7 Contenu fréquentiel des fluctuations de pression non-synchrones dans l'étage 2 du compresseur : le spectrogramme figure en haut, la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ̂ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données de pression instationnaire*] 107

3.8 Contenu fréquentiel des fluctuations de pression non-synchrones dans l'étage 3 du compresseur : le spectrogramme figure en haut, la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ̂ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données de pression instationnaire*] 108

3.9 Évolution axiale de l'amplitude moyenne des fluctuations de pression pour les fréquences $f_1 = 6.4$ EO et $f_2 = 5.7$ EO [Origine : *Données de pression instationnaire*] . . 109

3.10 Zones d'activité non-synchrone observées expérimentalement à l'iso-vitesse à régime partiel du compresseur 110

3.11 Amplitude du déplacement azimutal autour de la position de repos des pales 1, 2 et 3 du Rotor-1 au cours du vannage continu [Origine : *Données tip-timing*] 111

3.12 Amplitude du déplacement azimutal autour de la position de repos des pales 1, 2 et 3 du Rotor-2 au cours du vannage continu [Origine : *Données tip-timing*] 112

3.13 Contenu fréquentiel non-synchrone de la vibration d'une des pales du Rotor-1 au cours du vannage : le spectrogramme est représenté en haut, la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ Ⓘ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données spire-aimant*] 113

3.14 Contenu fréquentiel non-synchrone de la vibration d'une des pales du Rotor-2 au cours du vannage : le spectrogramme est représenté en haut, la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ Ⓘ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine : *Données spire-aimant*] 114

3.15 Évolution des amplitudes vibratoires des trois premiers modes propres du Rotor-1 et du Rotor-2 au cours du vannage [Origine : *Données spire-aimant*] 116

3.16 Contenu fréquentiel non-synchrone de la vibration d'une des pales des rotors au cours du vannage pour les fréquences comprises entre $f = 0.2$ E0 et $f = 3.0$ E0. Résolution fréquentielle $df = 0.02$ EO [Origine : *Données spire-aimant*] 117

3.17 Décomposition de l'amplitude du déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur la fréquence du Mode-1 du Rotor-2 $f_{\text{Rotor-2,1,R}_t} = 2.7$ EO [Origine : *Données tip-timing*] 118

3.18 Rotor-1 ($N_b = 16$) : Décomposition de l'amplitude de déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur les fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t} [Origine : *Données tip-timing*] . 120

3.19 Rotor-2 ($N_b = 23$) : Décomposition de l'amplitude de déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur les fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t} [Origine : *Données tip-timing*] . 120

3.20 Rotor-3 ($N_b = 23$) : Décomposition de l'amplitude de déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur les fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t} [Origine : *Données tip-timing*] . 121

3.21 Comparaison du contenu fréquentiel entre un signal mesuré dans le repère fixe et un signal mesuré dans le repère tournant dans l'étage 2 : la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure de pression prise au Stator-2 à 90% de hauteur de veine est tracée en bleu (à gauche) et la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure spire-aimant du Rotor-2 est tracée en rouge (à droite) durant la phase Ⓘ [Origine : *Données de pression instationnaire* et *Données spire-aimant*] 123

3.22 Comparaison du contenu fréquentiel entre un signal mesuré dans le repère fixe et un signal mesuré dans le repère tournant dans l'étage 2 : la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure de pression prise au Stator-2 à 90% de hauteur de veine est tracée en bleu (à gauche) et la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure spire-aimant du Rotor-2 est tracée en rouge (à droite) durant la phase Ⓘ Ⓘ [Origine : *Données de pression instationnaire* et *Données spire-aimant*] 125

4.1 Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ et rendement isentropique normalisé $\eta_{t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ (comparaison simulations Haut-Reynolds versus Bas-Reynolds) 129

4.2 Nombre de Mach relatif M_{rel} sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm}$ = 0.88 : simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas). Un iso-contour du nombre de Mach relatif à 1-dM (en blanc), 1.0 (en gris) et 1+dM (en noir) est superposé 132

4.3 Entropie massique s sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm}$ = 0.88 : simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas) 133

4.4 Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ et rendement isentropique normalisé $\eta_{t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ (comparaison expérience versus simulations) 134

4.5 Nombre de Mach relatif M_{rel} sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour les points d'opérations OP0, OP1 et OP2 : simulations RANS (gauche) et moyenne temporelle réalisée sur les 4 dernières rotations des simulations URANS. Un iso-contour du nombre de Mach relatif à 1-dM (blanc), 1.0 (gris) et 1+dM (noir) est superposé 137

4.6 Zoom de la figure 4.5 sur les rotors Rotor-2 et Rotor-3 138

4.7 Entropie massique s sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour les points d'opérations OP0, OP1 et OP2 : simulations RANS (gauche) et moyenne temporelle réalisée sur les 4 dernières rotations des simulations URANS 140

4.8 Évolution de l'entropie massique moyennée en temps et par section en fonction de la position axiale 141

4.9 Évolution des performances instantanées au point d'opération OP0 au cours d'une rotation 143

4.10 Évolution des performances instantanées au point d'opération OP1 au cours d'une rotation 143

4.11 Évolution des performances instantanées au point d'opération OP2 au cours d'une rotation 144

4.12 Vue méridienne du compresseur et représentation des plans axiaux (traits verticaux rouges discontinus) 146

4.13 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{r1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale 147

4.14 Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{r1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.13) 148

4.15 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{s1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale 149

4.16 Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{s1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.15) 149

4.17 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{r2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale 150
4.18 Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{r2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.17) 151
4.19 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{s2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale 152
4.20 Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{s2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.19) 152
4.21 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{r3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale 153
4.22 Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{r3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.21) 154
4.23 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{s3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale 155
4.24 Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{s3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.23) 155
4.25 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP0 157
4.26 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP1 157
4.27 Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP2 158
4.28 Évolution azimutale de l'entropie massique moyenne $\overline{s}$ dans le plan P_{r3} à 80% de hauteur de veine dans chaque canal pour le point d'opération OP2 (voir figure 4.21) 158
4.29 Pression instationnaire non-synchrone p' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP0 160
4.30 Pression instationnaire non-synchrone p' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP1 160
4.31 Pression instationnaire non-synchrone p' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP2 161
4.32 Évolution axiale des modes azimutaux à 99.5% de hauteur de veine dans le contenu non-synchrone de la pression instationnaire pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 163

4.33 Évolution axiale de l'amplitude associée aux modes de pression non-synchrones dominants pour OP0, OP1 et OP2 165

4.34 Évolution axiale des spectres fréquentiels du mode azimutal dominant à 99.5% de hauteur de veine dans les fluctuations de pression non-synchrones pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. Résolution fréquentielle df=0.05 EO 168

4.35 Entropie massique non-synchrone s' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP0 169

4.36 Entropie massique non-synchrone s' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP1 170

4.37 Entropie non-synchrone s' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP2 170

4.38 Évolution axiale des modes azimutaux à 99.5% de hauteur de veine dans les contenus non-synchrones de l'entropie massique pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 173

4.39 Évolution temporelle de l'iso-surface à M_{rel} = 0.3 au niveau du Rotor-3 au cours d'une période du mode $m_{OP1} = -3$ au point d'opération OP1. Des lignes de courant initiées à 50% et à 95% de hauteur de veine proche du bord d'attaque de la pale sont tracées en rose 175

4.40 Évolution temporelle de l'iso-surface à M_{rel} = 0.3 au niveau du Rotor-3 au cours d'une période du mode $m_{OP2} = +6$ au point d'opération OP2. Des lignes de courant initiées à 50% et à 95% de hauteur de veine proche du bord d'attaque de la pale sont tracées en rose 176

4.41 Répartition des sondes autour d'une pale de Rotor-3 à 80% de hauteur de veine . . . 177

4.42 Spectres fréquentiels des fluctuations de la composante axiale de la vitesse relative W'_x mesurées par les sondes numériques autour d'une pale de Rotor-3 (voir figure 4.41) pour OP1 et OP2. Résolution fréquentielle df = 0.05 EO 177

5.1 Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ à l'iso-vitesse à régime partiel avec les zones d'activité non-synchrone observées expérimentalement et les performances moyennées issues des simulations URANS 180

5.2 Évolution axiale de l'amplitude associée aux modes de pression non-synchrones dominants : le mode expérimental (m=+5, f_1 = 6.4 EO) et le mode numérique (m_{OP2} = +6, f_{OP2} = 6.7 EO) 182

5.3 Conditions de propagation des modes de pression évaluées à l'amont et à l'aval du Rotor-3 à partir de la simulation URANS à OP2 185

A.1 Nombre de Mach relatif M_{rel} sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm}$ = 1.03 : simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas). Un iso-contour du nombre de Mach relatif à 1-dM (en blanc), 1.0 (en gris) et 1+dM (en noir) est superposé II

A.2 Entropie massique s sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm}$ = 1.03 : simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas) III

B.1 Distribution méridienne de l'amplitude normalisée du mode de pression dominant (voir tableau B.1) pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine à 80% est indiquée par une ligne horizontale rouge VI

Liste des tableaux

1.1 Récapitulatif des publications qui rapportent des cas de résonance acoustique générant des vibrations non-synchrones 20
1.2 Synthèse des phénomènes instationnaires : '+' signifie 'majoritairement' et '-' signifie 'minoritairement' 20
1.3 Récapitulatif des publications qui rapportent des cas de NSV 28
1.4 Nombre total de pales par roue du module d'essai ASTEC2 29

2.1 *Pression instationnaire* : Écart angulaire entre deux capteurs d'un même plan 32
2.2 *Pression instationnaire* : Caractéristiques des capteurs de pression instationnaire *Kulite* utilisés sur le module d'essai ASTEC2 au carter 33
2.3 *Pression instationnaire* : Caractéristiques des capteurs de pression instationnaire *Kulite* utilisés sur le module d'essai ASTEC2 sur la peau des stators 33
2.4 *Tip-timing* : Nombre de capteurs optiques répartis sur la circonférence en fonction du rotor 36
2.5 Différents types de mesure instantanées disponibles sur le module d'essai ASTEC2 avec le repère associé 40
2.6 Taille des jeux pour chaque rotor en pourcentage de la corde axiale C_{ax} adoptée dans les simulations 43
2.7 Caractéristiques principales du fluide simulé 47
2.8 Nombre de points par roue du maillage RANS 51
2.9 Nombre de points par roue du maillage URANS 52
2.10 Nombre de points par maillage URANS monocanal 56
2.11 Paramètres utilisés lors des simulations 58
2.12 Valeurs des grandeurs imposées en entrée pour la *condition d'injection* 60
2.13 Temps de calcul des simulations URANS 63
2.14 Grandeurs de référence prises à l'entrée du compresseur 65

3.1 Récapitulatif des modes de pression observés au niveau de l'étage 1 104
3.2 Récapitulatif des modes de pression observés au niveau des étages 2 et 3 104

3.3 Notation et fréquence dans le repère tournant des trois premiers modes propres du Rotor-1 . . . 113
3.4 Notation et fréquence dans le repère tournant des trois premiers modes propres du Rotor-2 . . . 114
3.5 Caractéristiques du mode de pression, de son second harmonique et du mode mécanique analysés lors de la phase Ⓘ . . . 123
3.6 Caractéristiques du mode de pression et du mode mécanique analysés lors de la phase Ⓘ . . . 126

4.1 Écarts entre les performances issues des simulations stationnaires (RANS) et les performances moyennées issues des simulations instationnaires (URANS) . . . 135
4.2 Modes d'interactions rotor-stator au plan P_{s2} explicités selon la théorie de Tyler et Sofrin [TYLER et SOFRIN, 1962] . . . 151
4.3 Modes de pression azimutaux observés au point d'opération OP0 . . . 164
4.4 Modes de pression azimutaux observés au point d'opération OP1 . . . 164
4.5 Modes de pression azimutaux observés au point d'opération OP2 . . . 164
4.6 Caractéristiques des modes de pression dominants aux points d'opération OP0, OP1 et OP2 . . . 167
4.7 Modes azimutaux observés au point d'opération OP0 . . . 172
4.8 Modes azimutaux observés au point d'opération OP1 . . . 172
4.9 Modes azimutaux observés au point d'opération OP2 . . . 172

5.1 Caractéristiques du mode de pression observé expérimentalement et de celui observé numériquement à OP2 . . . 181

B.1 Valeur maximale de l'amplitude moyenne du mode de pression dominant aux points d'opération OP0, OP1 et OP2 utilisée pour la normalisation de la figure B.1 . . . VI

Introduction

Contexte et problématique

Pour des raisons économiques, environnementales, climatiques et de concurrence, les concepteurs de moteur d'hélicoptère sont dans l'obligation d'en améliorer continuellement l'efficacité. Pour répondre à toutes les exigences, il est primordial que son compresseur ait un comportement stable sur une large plage d'opérabilité. Malheureusement, celle-ci est fortement limitée par le développement d'instationnarités au sein de cette machine. Ces phénomènes peuvent être classés en deux catégories : les phénomènes quasi-stationnaires et les phénomènes instationnaires [FERRAND, 2018].

- les phénomènes quasi-stationnaires sont décrits par une succession d'états stationnaires. Si le compresseur est soumis à des oscillations périodiques de débit suffisamment lentes, le taux de pression restera sur sa caractéristique stationnaire.
- les phénomènes instationnaires induisent des oscillations de débit rapides. Toujours dans le cas d'un compresseur, un déphasage s'établit entre le débit et le taux de pression. Le point d'opération ne suit plus la courbe caractéristique mais orbite autour d'un état moyen.

La plage d'opérabilité est directement liée à ces phénomènes et à leurs interactions avec la structure, pouvant provoquer un fonctionnement plus ou moins stable de la machine. Ces interactions fluide-structure peuvent survenir lorsque le phénomène aérodynamique instationnaire coïncide avec un mode mécanique de la structure. La compréhension de ces interactions multiphysiques est un enjeu majeur dans la phase de conception. Elle passe par deux stratégies bien distinctes : la réalisation de campagnes d'essais visant à les reproduire et la simulation numérique des écoulements visant à les modéliser. Ces stratégies permettent d'établir une base de données à la fois expérimentale et numérique.

Les travaux de recherche présentés dans ce mémoire s'inscrivent dans ce cadre. Une campagne d'essais visant à améliorer la compréhension de ces interactions fluide-structure a été menée par Safran Helicopter Engines en 2013. Ces essais possédant une instrumentation multiphysique ont été réalisés sur un compresseur axial multi-étages de recherche : le module ASTEC2. Au cours de plusieurs enregistrements à vannage continu à vitesse partielle, des fluctuations non-synchrones à la fréquence de rotation de pression instationnaire et une réponse vibratoire du Rotor-2 ont été mesurées. Les objectifs de cette thèse CIFRE, réalisée en partenariat avec le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique de l'École Centrale de Lyon, sont alors de comprendre l'origine de ces vibrations non-synchrones et de proposer une technique de simulation numérique qui permettrait de les représenter.

Une première analyse des données expérimentales réalisée par Safran Helicopter Engines a conduit à une première interprétation : un phénomène instationnaire se développerait au sein du premier étage et serait convecté par l'écoulement dans les étages avals. L'origine de ces instationnarités découlerait de la géométrie de la RDE qui induit un écoulement de jeu en tête de pale. Au cours des travaux de cette thèse, cette hypothèse a été invalidée par des simulations instationnaires uniquement du premier étage avec la RDE. Afin de comprendre le mécanisme de ce phénomène non-synchrone, l'étude s'est alors portée sur l'analyse croisée des données acquises lors des essais et sur des simulations instationnaires de l'écoulement au sein de la machine complète.

Organisation du manuscrit

Le premier chapitre présente les principales notions au sujet des compresseurs axiaux. Le principe de fonctionnement d'un compresseur axial multi-étages au sein d'un turboréacteur est détaillé. Puis, les phénomènes instationnaires qui peuvent se développer au sein de cette machine sont recensés au regard de la littérature actuelle. Les interactions de ces phénomènes avec la structure sont ensuite introduites. Enfin, le module de recherche ASTEC2 utilisé pour la campagne d'essais est présenté dont les données expérimentales sont analysées dans le chapitre 3 et dont l'étude numérique est détaillée dans le chapitre 4.

Le second chapitre est dédié aux différentes méthodes appliquées dans ces travaux de recherche. Les méthodes expérimentales propres au module de recherche sont présentées. La mise en place de la modélisation est ensuite détaillée pour répondre à la problématique sous-jacente. La section suivante est consacrée à la méthode de résolution numérique adoptée pour atteindre les objectifs de ces travaux. Enfin, les méthodes de post-traitement pour les données expérimentales et numériques sont exposées en détail.

La caractérisation expérimentale du phénomène non-synchrone observé lors de la campagne d'essais à un régime partiel est l'objet du troisième chapitre. L'analyse des mesures de pression instationnaire détaillée dans une première section révèle la présence de cette activité non-synchrone. Les mesures de la vibration des pales montrent ensuite que cette même activité est aussi présente dans la vibration. Le lien entre le phénomène aérodynamique et le comportement mécanique est explicité dans une dernière section.

La modélisation numérique de ce phénomène est abordée dans le quatrième chapitre. La première section montre que les choix numériques réalisés permettent de reproduire le comportement global du compresseur observé en essai. Dans les sections suivantes, trois points d'opération sont présentés pour étudier le développement des phénomènes instationnaires en fonction du vannage de la machine.

Dans un cinquième chapitre, les données numériques sont confrontées aux données expérimentales. Cette confrontation permet d'aboutir à une interprétation du mécanisme concernant le phénomène non-synchrone observé.

Finalement, les résultats globaux de ces travaux sont synthétisés dans un dernier chapitre, au cours duquel les perspectives sont énoncées.

Chapitre 1

Notions sur les compresseurs axiaux

Sommaire

1.1 Fonctionnement d'un compresseur axial multi-étages au sein d'un turboréacteur 4
1.1.1 Rôle et principe de fonctionnement du compresseur . . . 4
1.1.2 Opérabilité des compresseurs axiaux . . . 5
1.1.3 Grandeurs caractéristiques des compresseurs . . . 6
1.2 Phénomènes instationnaires au sein d'un compresseur axial . . . 6
1.2.1 Écoulements secondaires . . . 7
1.2.2 Interactions rotor-stator . . . 9
1.2.3 Lâcher tourbillonnaire . . . 10
1.2.4 Décollement tournant . . . 11
1.2.5 Distorsions aérodynamiques . . . 13
1.2.6 Modes acoustiques . . . 16
1.2.7 Synthèse . . . 19
1.3 Interactions fluide-structure . . . 21
1.3.1 Réponse forcée . . . 21
1.3.2 Flottement . . . 24
1.3.3 Phénomène de « lock-in » . . . 25
1.4 Présentation du cas d'étude . . . 28
1.4.1 Le module ASTEC2 . . . 28
1.4.2 Campagne d'essais . . . 29
1.4.3 Objectifs de la thèse . . . 30

Ce chapitre a pour objectif de synthétiser l'état de l'art des phénomènes instationnaires présents dans un compresseur axial et de présenter les objectifs de cette thèse. Ce chapitre se divise en quatre parties. La première rappelle des notions importantes sur leur rôle et leur fonctionnement. La seconde et la troisième parties dressent une étude bibliographique des phénomènes instationnaires présents dans ce type de machine. La dernière partie détaille le cas d'étude analysé par la suite.

1.1 Fonctionnement d'un compresseur axial multi-étages au sein d'un turboréacteur

1.1.1 Rôle et principe de fonctionnement du compresseur

Une turbomachine est par définition une machine tournante qui permet le transfert d'énergie entre le fluide qui s'écoule à travers et son arbre de rotation. Le transfert d'énergie qui se produit entre le fluide en mouvement et la structure lors de la transformation peut se réaliser dans les deux sens : le fluide récupère l'énergie de la structure comme dans un *compresseur* ou le fluide apporte de l'énergie à la structure comme dans une *turbine*.

Au sein d'un turboréacteur, le compresseur se situe en avant de la chambre de combustion comme illustré dans la figure 1.1. Le compresseur est encadré en bleu, la chambre à combustion est en jaune et la turbine en rouge. Le compresseur a pour rôle d'aspirer et de comprimer l'air pour atteindre des vitesses, pressions et températures optimales à l'entrée de la chambre à combustion. Généralement, le compresseur est dessiné pour un point d'opération nominal où le rendement est maximal. Ainsi, les grandeurs caractéristiques d'un compresseur sont le débit masse induit par l'écoulement de l'air au travers, le taux de pression qui quantifie la compression subie par le fluide et le rendement qui permet de quantifier l'efficacité de la machine.

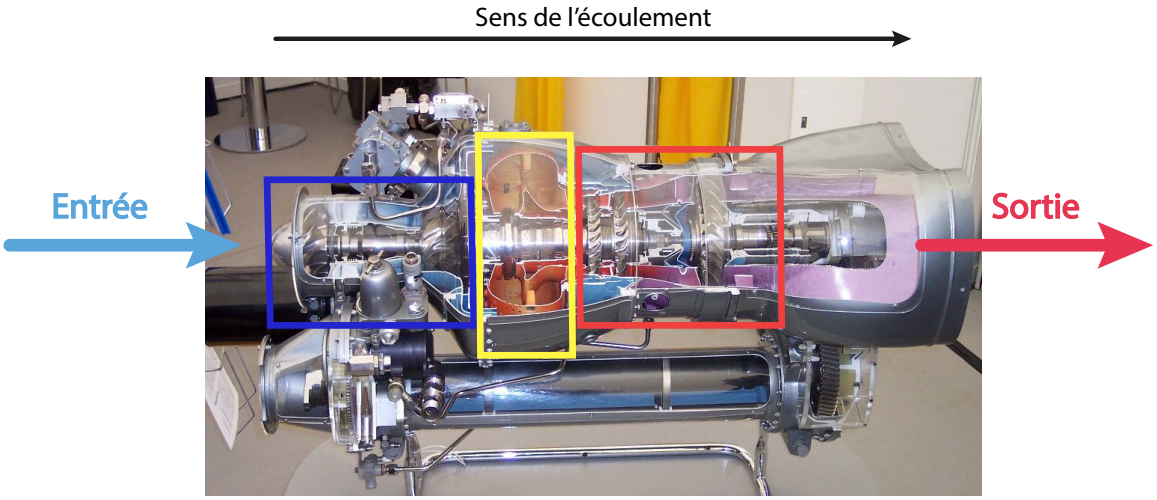


FIGURE 1.1 – Vue d'un turboréacteur Arriel de Safran Helicopter Engines avec le compresseur encadré en bleu, la chambre de combustion encadrée en jaune et la turbine encadrée en rouge

En terme de géométrie, les compresseurs se distinguent en deux familles : les compresseurs axiaux et les compresseurs centrifuges. La caractéristique principale des compresseurs centrifuges provient de la sortie du fluide dans la direction radiale, contrairement aux compresseurs axiaux dans lesquels le fluide circule selon la direction axiale. Le compresseur axial est constitué d'un ou plusieurs étages de compression montés en série, chacun comprenant un rotor et un stator. Le principe de fonctionnement d'un étage est dans un premier temps d'assurer le transfert d'énergie entre l'arbre en rotation et le fluide en mouvement par l'intermédiaire du rotor et dans un second temps, de redresser l'écoulement par l'intermédiaire du stator. Le stator permet de transformer l'énergie cinétique induite par le rotor en pression statique mais aussi de réorienter l'écoulement dans une direction adéquate pour le prochain étage de compression.

1.1.2 Opérabilité des compresseurs axiaux

Pour garantir l'opérabilité des compresseurs actuels dans les différentes phases de vol (décollage, croisière, approche et atterrissage) les motoristes conçoivent des compresseurs opérant sur une large plage. La vitesse de rotation de la machine nécessaire au décollage est maximale et le chargement sur les pales est par conséquent important. Lors de la croisière, la vitesse de rotation est dite nominale et le compresseur fonctionne avec un rendement maximum. Lors de l'approche, les vitesses sont très basses pour permettre l'atterrissage. La plage d'opérabilité est représentée par l'évolution du taux de pression du compresseur en fonction du débit masse qui le traverse et ce pour chaque vitesse de rotation. La figure 1.2 présente les courbes caractéristiques d'un compresseur à vitesse de rotation constante appelées iso-vitesses (courbes rouges). Pour une vitesse de rotation donnée en pourcentage de la vitesse nominale, le taux de pression du compresseur augmente avec la diminution du débit masse qui le traverse. Généralement, une iso-vitesse a une pente négative et ne présente pas de point d'inflexion. L'évolution du rendement en fonction du débit masse n'est pas monotone et un maximum est atteint à chaque iso-vitesse. Les courbes à iso-rendement sont symbolisées par des lignes en pointillé vertes. La ligne de fonctionnement représentée par une courbe verte est idéalement la ligne correspondant aux points d'opération de rendement maximum. Cependant, la plage d'opérabilité du compresseur est bornée par deux phénomènes : le pompage à bas débit et le blocage aérodynamique à haut débit. Une marge de sécurité au pompage pouvant atteindre 20% est appliquée par les concepteurs de turboréacteur provoquant le décalage de la ligne de fonctionnement vers les hauts débits.

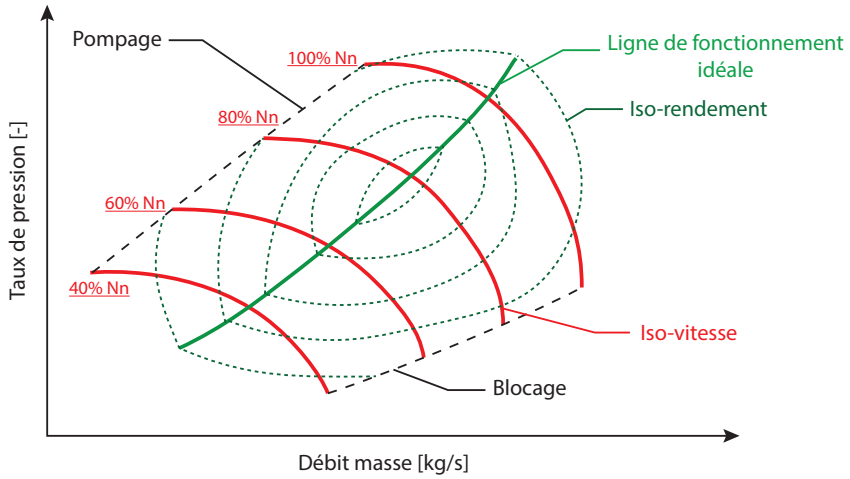


FIGURE 1.2 – Représentation de la plage d'opérabilité d'un compresseur : taux de pression en fonction du débit masse pour différentes vitesses de rotation données en pourcentage de la vitesse nominale (-%Nn), inspirée de la thèse de Q. Rendu [RENDU, 2016]

Le pompage est une instabilité du système qui survient à bas débit et se manifeste par des oscillations du débit masse à basses fréquences. Lors du pompage profond, une inversion de l'écoulement se produit dans le compresseur (débit négatif). Il est bien connu des motoristes. En revanche la compréhension de son origine reste au cœur de la recherche. Le blocage aérodynamique est atteint à des hauts débits lorsque la vitesse de l'écoulement devient sonique. Il correspond au débit masse maximal atteint dans le compresseur. Ce débit masse maximal est appelé débit de blocage et varie en fonction de la vitesse de rotation de la machine.

1.1.3 Grandeurs caractéristiques des compresseurs

Pour obtenir la plage d'opérabilité d'un compresseur présentée dans la sous-section 1.1.2, il est nécessaire de définir les grandeurs caractéristiques de chaque point d'opération : le débit masse, le taux de pression et le rendement isentropique.

Débit masse

Le débit masse $\dot{m}$ est défini par la quantité de fluide en mouvement à la vitesse $\vec{\mathrm{V}}$ passant à travers la section notée S :

$$\dot{m} = \int_{\mathrm{S}} \rho \vec{\mathrm{V}} \cdot \vec{d}\mathrm{S} \tag{1.1}$$

Taux de pression totale-à-totale

Pour un compresseur, le taux de pression totale-à-totale π_{t-t} est défini par le ratio de la pression totale en sortie de compresseur sur la pression totale en entrée :

$$\pi_{t-t} = \frac{\mathrm{P_{t},}_{sortie}}{\mathrm{P_{t},}_{entrée}} \tag{1.2}$$

Rendement isentropique

Le rendement isentropique η_t compare la puissance réelle fournie avec la puissance qu'il aurait été possible de fournir avec un compresseur idéal aux mêmes conditions d'opération. Il est ainsi obtenu en réalisant le rapport des variations d'enthalpie totale idéal et réelle :

$$\eta_t = \frac{h_{t,is,sortie} - h_{t,entrée}}{h_{t,sortie} - h_{t,entrée}} \tag{1.3}$$

En considérant la Loi de Laplace et sous l'hypothèse que la capacité calorifique à pression constante c_p est fixe, l'expression du rendement isentropique devient :

$$\eta_t = \frac{\mathrm{T}_{t,entrée}\left[\pi_{t-t}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1\right]}{\mathrm{T}_{t,sortie} - \mathrm{T}_{t,entrée}} \tag{1.4}$$

Ces grandeurs caractérisent les performances du compresseur et sont aussi applicables pour un seul étage de compression.

1.2 Phénomènes instationnaires au sein d'un compresseur axial

Lors des essais à vannage continu menés par Safran Helicopter Engines sur le compresseur étudié dans cette thèse, un phénomène instationnaire dont la fréquence était non-synchrone à la fréquence de rotation de la machine a été observé. Une signature non-synchrone est présente

dans les données aérodynamiques et mécaniques (sondes de pression instationnaire, dispositif spire-aimant et tip-timing). Cette section propose une description des différents phénomènes, connus de la littérature, qu'il est possible d'observer dans un compresseur axial. Ces phénomènes sont listés ci-dessous :

- les écoulements secondaires
- les interactions rotor-stator
- le lâcher tourbillonnaire
- le décollement tournant
- les distorsions aérodynamiques
- les modes acoustiques

1.2.1 Écoulements secondaires

Les écoulements au sein d'un compresseur axial sont complexes et de nature tri-dimensionnelle. La présence des parois solides (peau de pale, moyeu et carter) génère des couches limites dues à la valeur nulle de la vitesse relative imposée par la condition d'adhérence. Dans le cas théorique d'un écoulement bi-dimensionnel autour d'un profil comme présenté dans la figure 1.3, la couche limite identifiée par une couche rose peut adopter deux comportements bien distincts : elle reste attachée (schéma de gauche) ou bien elle se sépare de la paroi (schéma de droite) pour laisser place à une zone décollée colorée en bleu. Le gradient de pression qui s'exerce en dehors de la couche limite est à l'origine de ces comportements en affectant le profil de vitesse à proximité de la paroi. Lorsque le gradient de pression devient positif dans le sens de l'écoulement, une force de pression agit contre l'écoulement et le profil de vitesse présente un point d'inflexion à proximité de la paroi. L'inversement de l'écoulement au sein de la couche limite provoque son décollement à partir du point de séparation identifié sur la figure par un point rouge. Dans le cas d'une couche limite bi-dimensionnelle, le fluide décollé semble enfermé dans un bulbe.

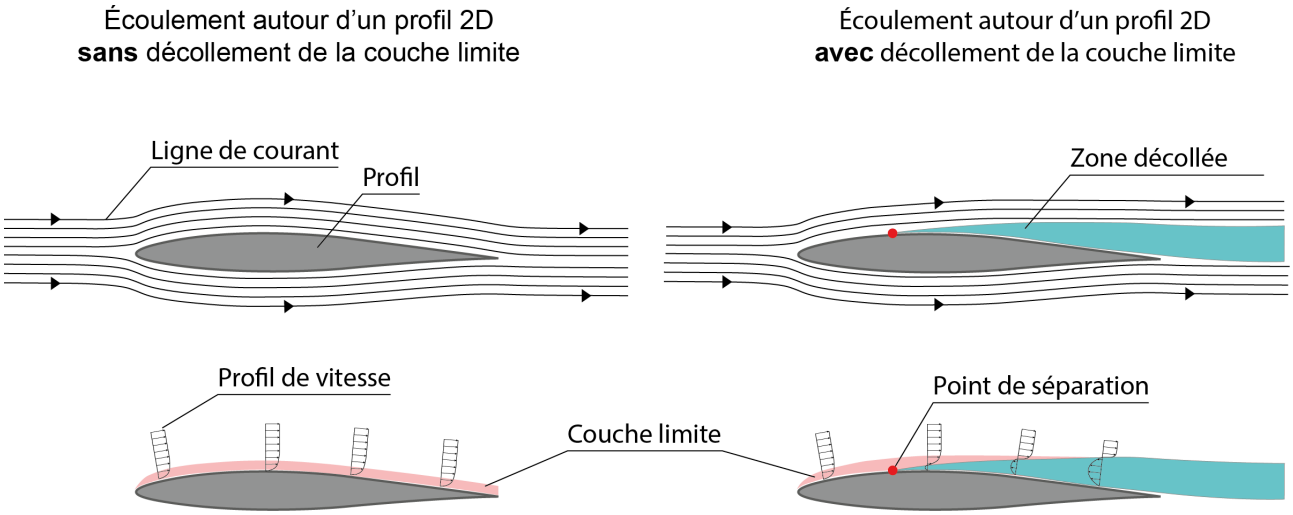


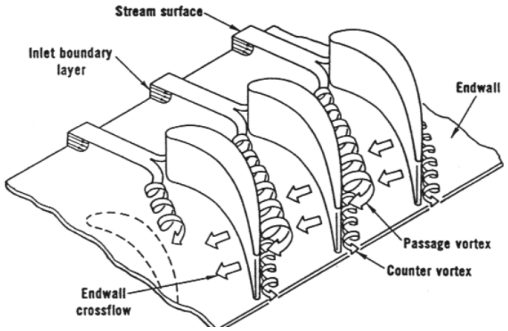
FIGURE 1.3 – Description de la couche limite 2D autour d'un profil dans le cas où elle reste attachée au profil (à gauche) et dans le cas où elle décolle (à droite)

Dans un cas tri-dimensionnel, l'écoulement est décomposé entre l'écoulement principal et les écoulements secondaires. La définition de l'écoulement principal est difficile à établir dans un compresseur. Dans ce mémoire, il désigne l'écoulement « sain » dont les lignes de courant suivent la géométrie de la veine sans changement brusque de direction. Un écoulement secondaire se caractérise par la présence d'une composante transversale de la vitesse de l'écoulement non nulle. Ainsi le fluide décollé peut s'échapper latéralement en formant différentes structures.

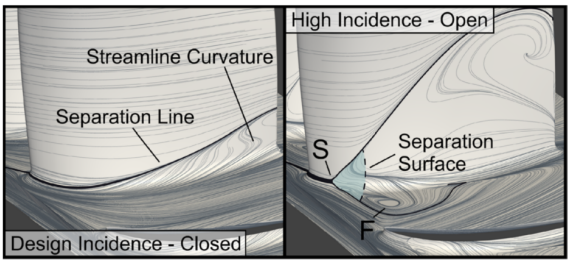
La figure 1.4a illustre les principales structures tourbillonnaires qui se développent autour d'une pale : le tourbillon de passage (ou *passage vortex*), le tourbillon de coin (ou *counter vortex*) et l'écoulement proche moyeu induit par la migration des particules fluides d'une face en surpression vers une face en dépression (ou *endwall crossflow*).

Les séparations de couche limite du type décollement de coin sont visualisées à l'aide des lignes de frottement pariétal qui mettent en avant la migration radiale des particules fluides, comme présenté dans la figure 1.4b. Généralement, une ligne ou une surface de séparation entre l'écoulement principal et secondaire permet de mettre en évidence la zone décollée à proximité de la paroi [GBADEBO *et al.*, 2005; LEI *et al.*, 2008; TAYLOR et MILLER, 2016].

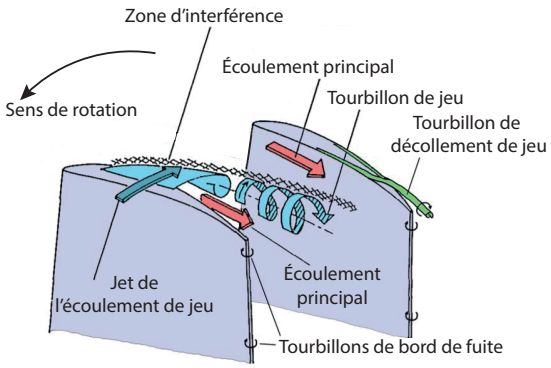
Une autre structure de l'écoulement illustrée dans la figure 1.4c est l'écoulement de jeu induit par la présence du jeu fonctionnel entre l'extrémité de la pale et le carter dans les parties mobiles. Lors du fonctionnement de la machine, la différence de pression entre l'extrados et l'intrados induit un jet dans la direction perpendiculaire à la corde générant des structures tourbillonnaires.



(a) Illustration des structures tourbillonnaires par Langston [LANGSTON, 2001]



(b) Visualisations d'un décollement de coin fermé (à gauche) et ouvert (à droite) issues de résultats CFD par Taylor et Miller [TAYLOR et MILLER, 2016]



(c) Illustration des structures de l'écoulement liées à l'écoulement de jeu, adaptée de Leitner *et al.* [LEITNER *et al.*, 2019]

FIGURE 1.4 – Illustration des structures de l'écoulement liées aux couches limites

Les écoulements secondaires présentés dans cette sous-section affectent grandement les performances globales du compresseur en augmentant les pertes. Lorsque le compresseur opère à faible débit masse, ils deviennent plus étendus. Ces structures sont convectées par l'écoulement et impactent les roues en aval.

1.2.2 Interactions rotor-stator

Les pales d'une roue induisent des sillages qui sont convectés par l'écoulement principal vers l'aval. L'amplitude associée à un sillage décroît progressivement pour être finalement entièrement dissipée.

Dans un étage de compression moderne, l'espace entre deux roues adjacentes est relativement étroit — souvent inférieur à 30% de la corde axiale. Ceci implique que les sillages induits par une roue sont convectés vers l'autre roue située à l'aval en étant très peu dissipés. La visualisation du sillage est souvent représentée par un déficit de la norme du vecteur vitesse dans le repère absolu et une augmentation de l'entropie dans la zone du sillage. Le nombre de pales de deux roues adjacentes est rarement le même ce qui implique que l'écoulement entre deux canaux adjacents d'une même roue est différent. La figure 1.5 illustre le champ d'entropie à un instant dans une vue aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine extrait d'une simulation URANS réalisée dans ces travaux. Elle permet d'observer l'évolution des sillages identifiés par des lignes discontinues rouges au sein du compresseur. La différence entre deux canaux adjacents est mise en évidence dans la zone encadrée en rouge au niveau du Stator-3.

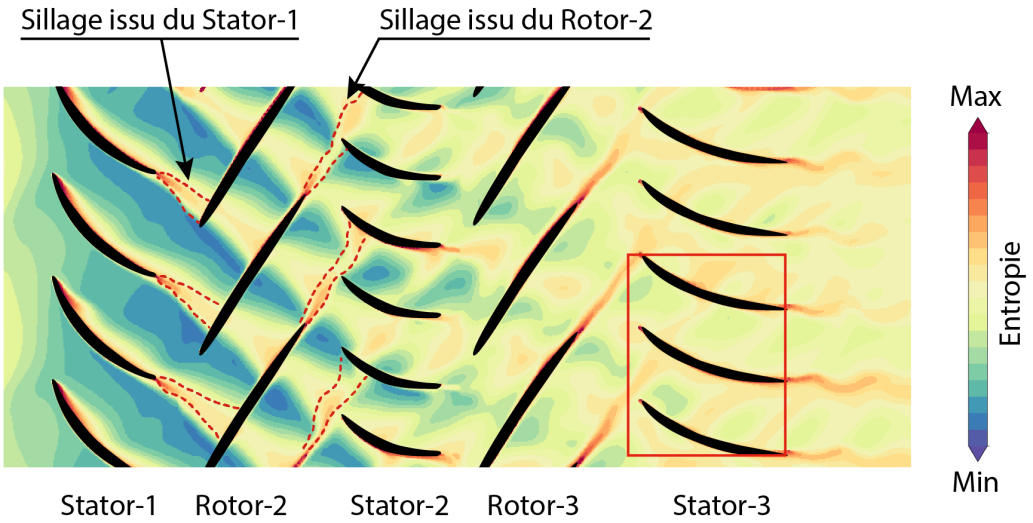


FIGURE 1.5 – Visualisation du champ d'entropie instantané dans un compresseur de recherche axial trié tages conçu par Safran Helicopter Engines issue d'une simulation URANS

Le découpage des sillages d'une roue par la roue aval permet à une multitude de modes tournants de se développer au sein du compresseur et constitue le mécanisme des interactions rotor-stator. Elles sont déterminées de manière approfondie par Tyler et Sofrin [TYLER et SOFRIN, 1962] qui définissent ces interactions comme la somme de modes spatio-temporels d'ordre azimutal m

et de fréquence temporelle f. Cette décomposition est ici appliquée au champ de pression. Cependant elle est applicable au signal de toutes grandeurs aérodynamiques générées par la présence d'un rotor et/ou d'un stator. L'interaction rotor-stator résulte de la modulation spatiale du champ généré par un rotor constitué de N_r pales tournant à la vitesse angulaire Ω par le champ généré par un stator constitué de N_s pales. Les fluctuations de pression $p'(\theta, t)$ autour d'une valeur moyenne provenant de l'interaction rotor-stator dans le repère absolu sont alors données par l'équation 1.5.

$$p'(\theta, t) = \sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} p'_{mn} \tag{1.5}$$

$$p'_{mn} = N_s a_{mn} cos\left(m\theta - nN_r\Omega t + \phi_{mn}\right) \tag{1.6}$$

où, $m = nN_r + kN_s$ avec $n \in \mathbb{N}^*$ et $k \in \mathbb{Z}$.

p'_{mn} est la ($m^{ième} - n^{ième}$) composante spatio-temporelle du champ de pression issu de l'interaction rotor-stator. Les coefficients a_{mn} et ϕ_{mn} sont respectivement des coefficients d'amplitude et de phase. Pour un harmonique temporel spécifique n de la fréquence de passage des pales, le champ de pression est défini par la superposition d'un nombre infini de modes tournants d'ordre azimutal m. Le nombre de lobes de chaque mode tournant qui correspond à l'ordre azimutal, est donné par les valeurs successives de $m = nN_r + kN_s$ avec $k = \ldots -1, 0, 1, \ldots$. Le champ émanant d'un rotor implique $k = 0$ donc le mode généré par un rotor est un mode à $m = nN_r$ lobes tournant à la vitesse de rotation de la roue. Dans le cas d'un stator ($n = 0$), le mode généré est un mode à $m = kN_s$ lobes avec une vitesse de rotation nulle. Les interactions rotor-stator sont alors décrites pour des valeurs de k et n non nulles. Pour les valeurs positives de m, le mode tournant est co-rotatif à la rotation du rotor dans le repère de la roue. Et inversement, le mode tournant est dit contra-rotatif pour des valeurs négatives de m. Cette convention est utilisée tout au long de ce mémoire.

D'un point de vue fréquentiel, les interactions rotor-stator sont des phénomènes instationnaires synchrones à la fréquence de rotation de la machine f_{rot}, telle que :

$$f = \frac{nN_r\Omega}{2\pi} = nN_r f_{rot} \tag{1.7}$$

De plus, la vitesse de rotation d'un mode d'interaction rotor-stator Ω_m est définie telle que :

$$\Omega_m = \frac{nN_r\Omega}{m} \tag{1.8}$$

1.2.3 Lâcher tourbillonnaire

Parmi les phénomènes instationnaires, il est important de mentionner les écoulements de type lâcher tourbillonnaire (ou *vortex shedding* en anglais). À partir d'une certaine vitesse d'écoulement, des tourbillons se forment en aval d'un corps rigide et se détachent de manière périodique

de chaque côté du bord de fuite formant une allée de tourbillons de Karman. La fréquence de détachement des tourbillons f_{St} est souvent non-synchrone à la fréquence de rotation de la machine et elle est donnée par l'équation 1.9 pour un cylindre de diamètre D soumis à un écoulement axial de vitesse v. L'équation montre alors que la fréquence du lâcher tourbillonnaire est linéairement dépendante de la vitesse de l'écoulement.

$$f_{St} = \frac{S_t v}{D} \tag{1.9}$$

Le nombre de Strouhal S_t est environ égal à 0.2 dans le cas d'un cylindre, impliquant que la longueur d'onde axiale des tourbillons générés est égale à $\lambda_x = 5D$.

La formation du lâcher tourbillonnaire au niveau du bord de fuite des pales peut s'établir pendant le fonctionnement du compresseur et augmente l'épaisseur des sillages [MELZER et PULLAN, 2019; PARKER, 1967b]. Le nombre de Strouhal est difficile à prédire dans le cas d'un profil. Dans la littérature, le diamètre du bord de fuite est souvent utilisé pour déterminer le nombre de Strouhal dont les valeurs restent relativement proche de la valeur $S_t = 0.2$. Lorsqu'il y a un défaut d'angle d'incidence, le diamètre est plus grand que le diamètre du bord de fuite ce qui provoque une diminution de la fréquence du lâcher tourbillonnaire.

1.2.4 Décollement tournant

Le décollement tournant (ou *rotating stall* en anglais) est un phénomène aérodynamique non-synchrone caractérisé par une ou plusieurs cellules de fluide décollé réparties autour de la circonférence qui tournent avec une vitesse inférieure à celle du rotor dans le repère absolu [CUMPSTY, 2019; DAY, 2015].

L'existence de ces cellules au sein d'un rotor est d'abord observée de manière expérimentale par Emmons *et al.*[EMMONS *et al.*, 1955]. La figure 1.6 issue des travaux de thèse de Nicolas Gourdain [GOURDAIN, 2005] représente le champ de vitesse axiale instantané pendant la simulation du décollement tournant dans un étage de compression. Il observe deux cellules de faible vitesse axiale (en bleu) qui pilotent en grande partie l'écoulement amont.

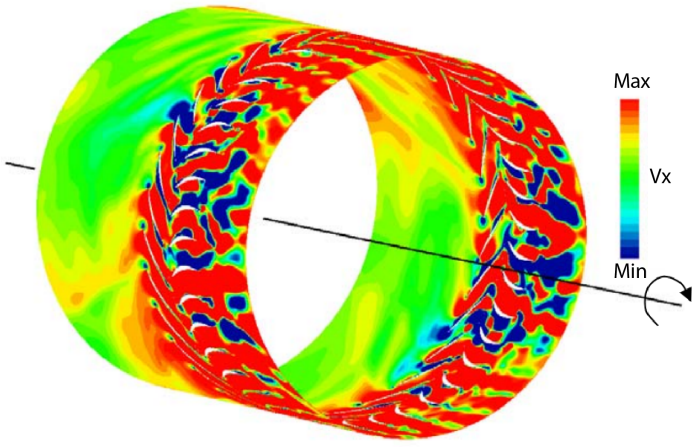


FIGURE 1.6 – Visualisation du champ de vitesse axiale instantané pendant le décollement tournant issu d'une simulation URANS [GOURDAIN, 2005]

Emmons *et al.*présentent aussi le mécanisme permettant la propagation des cellules dans la direction azimutale. Le décollement des couches limites sur une ou plusieurs pales provoque la réduction des sections de passage effectives. L'écoulement est fortement ralenti en amont et forme alors une cellule de faible vitesse proche du bord d'attaque. Les particules de fluide situées à proximité de cette cellule subissent une forte déviation modifiant l'angle d'incidence sur les pales voisines. Une des pales voisines fonctionne alors en sur-incidence provoquant le décollement de sa propre couche limite. Et l'autre pale voisine est en sous-incidence provoquant le rattachement de sa couche limite.

De nombreux cas de décollement tournant sont répertoriés dans la littérature [DAY, 2015; DODDS et VAHDATI, 2015a,b; INOUE *et al.*, 1999, 2004; PULLAN *et al.*, 2015; YOUNG *et al.*, 2012]. Au regard de ces différents travaux, il est possible de dresser le portrait d'un décollement tournant :

- une ou plusieurs cellules de fluide décollées sont réparties autour de la circonférence. Ces cellules pouvant couvrir plusieurs canaux sont identifiées par un déficit de vitesse.
- la topologie des cellules est caractérisée par une longueur d'onde azimutale et une distribution radiale. La longueur d'onde azimutale peut être courte ou grande et la distribution radiale des cellules varie de manière importante comme l'illustre la figure 1.7. Les cellules peuvent s'étendre sur toute la hauteur de veine (de type *full-span*) ou uniquement dans la partie supérieure ou inférieure de la veine (de type *part-span*).
- les cellules se propagent avec une vitesse circonférentielle souvent aux alentours de 50% de la vitesse de rotation du rotor et toujours dans la même direction que le rotor dans le repère absolu.
- dans le spectre fréquentiel, les cellules sont identifiables par un contenu large-bande inférieur à la fréquence de passage des pales. La modulation de la fréquence de passage des pales par le décollement tournant est aussi visible dans le spectre fréquentiel.
- la chute des performances globales du compresseur est souvent observée dès l'apparition du décollement tournant. Le compresseur entre alors dans un régime de fonctionnement instable.

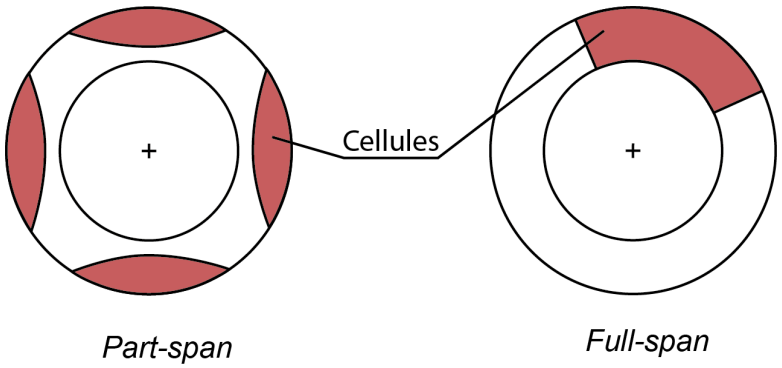


FIGURE 1.7 – Schéma d'une coupe axiale dans le cas d'un décollement tournant à 4 cellules de type *part-span* et d'une coupe axiale dans le cas d'un décollement tournant à 1 cellule de type *full-span*

Généralement, le décollement tournant précède l'entrée en pompage du compresseur lors du vannage. Le mécanisme d'entrée en décollement tournant n'est pas encore bien compris. Cependant, des phénomènes précurseurs sont identifiés dans la littérature : l'apparition d'une distorsion *modale* ou d'un tourbillon de type *spike* [CAMP et DAY, 1997].

Pullan *et al.* [PULLAN *et al.*, 2015] montrent que le tourbillon radial de type *spike* est une distorsion locale de l'écoulement à courte longueur d'onde azimutale (un ou deux canaux) et à forte amplitude qui grandit rapidement (quelques tours de roue) pour former une cellule de décollement tournant. Cette distorsion tri-dimensionnelle apparaît uniquement en tête de pale du rotor et elle est associée à de forts angles d'incidence.

Camp et Day [CAMP et DAY, 1997] observent qu'une distorsion *modale* peut être précurseur d'un décollement tournant. Au sens des auteurs, elle est définie par une structure aérodynamique qui s'organise en lobes autour de la circonférence avec une grande longueur d'onde azimutale — de l'ordre de plusieurs canaux. Ils remarquent que cette distorsion apparaît lorsque le compresseur dépasse la valeur maximale de son taux de pression. De plus, son intensité augmente avec la réduction du débit masse. Les auteurs montrent que l'oscillation de l'écoulement provoquée par la distorsion modale peut modifier les conditions locales de l'écoulement et impacter l'incidence en amont d'une pale. Deux comportements sont possibles à la suite de cette oscillation. Soit toutes les conditions nécessaires pour former un tourbillon *spike* sont réunies et le décollement tournant s'établit dans le compresseur. Soit la distorsion modale favorise la séparation des couches limites à proximité du moyeu et forme ainsi une zone de décollement qui s'étend sur plusieurs canaux.

Ces deux précurseurs peuvent exister dans le même compresseur et parfois de manière simultanée. Le précurseur de type *spike* semble apparaître avant que le compresseur atteigne son taux de pression maximal. Alors que le précurseur de type *modale* s'établit lorsque la pente de la caractéristique devient positive. D'un point de vue conception, cela demande que l'incidence critique des pales du rotor soit atteinte pour de très faibles débits masse afin de repousser l'apparition du décollement tournant.

1.2.5 Distorsions aérodynamiques

Pendant le fonctionnement d'un compresseur, des distorsions aérodynamiques peuvent s'établir à des points d'opération stables sans être forcément précurseurs d'un décollement tournant. Dans la littérature, il est courant de voir l'utilisation du terme d'instabilité tournante (ou *rotating instability* en anglais) pour désigner une ou plusieurs « poches » de fluide réparties autour de la circonférence qui se propagent dans la direction azimutale avec une vitesse dans le repère absolu équivalente à une fraction de la vitesse de rotation du rotor. Cette définition est identique à la définition du décollement tournant, cependant une différence majeure réside entre ces deux phénomènes. Les instabilités tournantes sont observées expérimentalement et numériquement en plusieurs points d'opération stables et proches pompage, avant la chute des performances engendrées par un décollement tournant. Ces similitudes entre ces deux phénomènes apportent de la confusion dans l'utilisation du terme d'instabilité tournante, menant parfois à certaines discussions [INOUE *et al.*, 1999; MAILACH *et al.*, 2000]. Pour éviter toute confusion dans ce mémoire, le terme d'instabilité tournante n'est pas employé. Lorsque l'écoulement présente une perturbation circonférentielle non-synchrone à la fréquence de rotation de la machine qui peut être décrite comme un mode aérodynamique, le terme de distorsion aérodynamique est employé.

En 1995, Baumgartner *et al.* [BAUMGARTNER *et al.*, 1995] publient des résultats expérimentaux dans lesquels ils observent une distorsion aérodynamique modale au niveau du premier étage d'un compresseur axial haute-vitesse de dix étages à différents points d'opération stables. D'après

les auteurs, cette instationnarité est décrite par des structures aérodynamiques équi-réparties autour de la circonférence tournant avec une vitesse circonférentielle inférieure à la vitesse de rotation du rotor. La figure 1.8 présente le contenu fréquentiel d'un signal de pression instationnaire mesuré au carter proche du bord d'attaque des pales du rotor du premier étage à un régime partiel. En plus de la fréquence de passages des pales (1.BPF) et de son second harmonique (2.BPF), un contenu large-bande (RI) est observé à environ 50% de la fréquence de passage des pales. Les auteurs identifient la distorsion aérodynamique comme la source de ce contenu large-bande dont l'amplitude maximale est localisée en tête de pale. La modulation de la BPF avec la fréquence de la distorsion est aussi visible dans le spectre du signal de pression à 1.BPF $\pm$ RI.

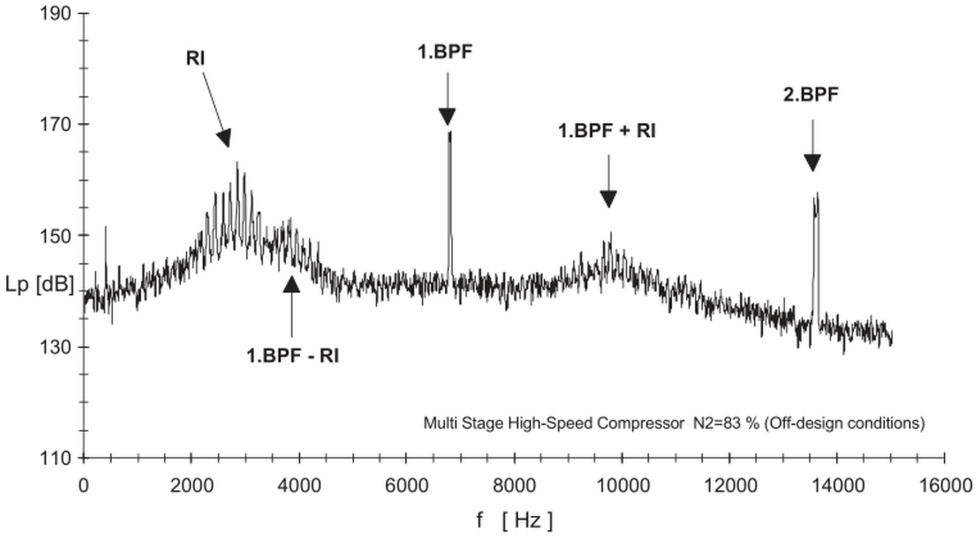


FIGURE 1.8 – Contenu fréquentiel d'un signal de pression instationnaire mesuré au carter proche du bord d'attaque des pales du rotor du premier étage au sein d'un compresseur axial multi-étages dans les travaux de Baumgartner *et al.*[BAUMGARTNER *et al.*, 1995]

März *et al.* [MARZ *et al.*, 2002] comparent en 2002 des données expérimentales et numériques pour investiguer le mécanisme derrière ces perturbations modales dans un étage de compresseur axial basse-vitesse. Le tourbillon de jeu étant incriminé comme source de distorsions aérodynamiques dans des études précédentes [KAMEIER et NEISE, 1997; MAILACH *et al.*, 2000], plusieurs tailles de jeu allant de 0.7% à 5.6% de corde des pales du rotor sont expérimentées pour mieux comprendre l'influence de ce paramètre. Les résultats expérimentaux présentent des écoulements fortement instationnaires en tête de pale pour les configurations avec un jeu de taille supérieure à 2.8% de corde à des points d'opération stables. Les contours de pression instationnaire au carter issus des simulations numériques mettent en évidence la trajectoire d'une cellule basse pression qui se déplace autour de la circonférence de l'extrados vers l'intrados à environ 50% de la vitesse de rotation de la machine. Cette cellule est interprétée comme un tourbillon induit par l'interaction entre l'écoulement de jeu, l'écoulement axial inversé proche du carter et l'écoulement principal. Le tourbillon de la distorsion modale est visualisé en traçant la trajectoire instantanée des particules au niveau de la tête des pales du rotor dans la figure 1.9.

Une autre distorsion aérodynamique est rapportée dans la littérature qui est induite par des tourbillons dont l'axe de rotation est selon la direction radiale [BRANDSTETTER *et al.*, 2018; INOUE *et al.*, 1999; PULLAN *et al.*, 2015; YAMADA *et al.*, 2012]. Les différents auteurs observent l'apparition

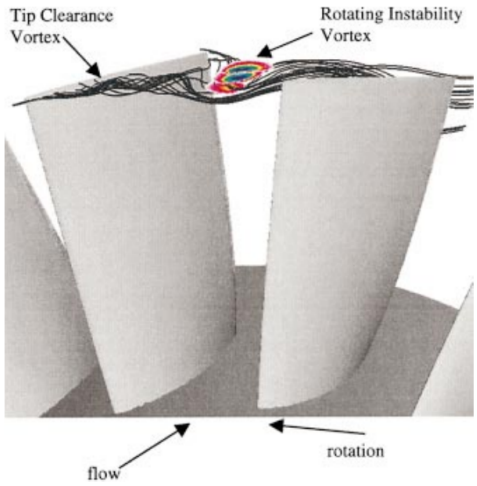


FIGURE 1.9 – Visualisation de la trajectoire instantanée des particules issue des résultats numériques de März *et al.* [MARZ *et al.*, 2002]

de tourbillons radiaux au bord d'attaque des pales du rotor qui sont convectés de l'extrados vers l'intrados de la pale voisine. Le mécanisme de propagation des tourbillons radiaux est identifié d'abord par Vo *et al.* [VO *et al.*, 2008] comme possible grâce à la croissance de l'écoulement de jeu qui bloque la section de passage entre deux aubes adjacentes. Cependant, Pullan *et al.* [PULLAN *et al.*, 2015] montrent que l'écoulement de jeu n'est pas nécessaire à la propagation de ces tourbillons par l'étude d'un rotor sans jeu. Dans ces travaux, l'auteur remarque que le blocage de la section de passage est obtenu par un décollement de la couche limite de l'extrados précipitant le tourbillon radial vers la pale voisine. Dévié par le blocage de la section de passage, le tourbillon radial déclenche à nouveau la séparation de la couche limite de cette dernière et ainsi de suite. Un autre mécanisme basé sur le même principe est présenté par Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2018] avec l'analyse de mesures expérimentales qui permettent de visualiser la propagation de ces tourbillons pour la première fois. La figure 1.16 présente les données brutes acquises par mesure PIV [1] (à gauche) et les données post-traitées pour obtenir le vecteur de vitesse absolue (à droite) à trois instants différents. À chaque instant, une onde de choc est observée et symbolisée par une ligne continue noire. Le passage inter-aubes est bloqué par une zone à faible nombre de Mach relatif marquée par la couleur orange sur la figure ($M_{rel} < 0.4$). L'instant *a*) montre le développement du tourbillon radial identifié par un cercle rose. La migration du tourbillon radial vers la pale adjacente est observée dans l'instant *b*) pour ensuite percuter le bord d'attaque de la pale suivante à l'instant *c*).

Pendant le fonctionnement d'un compresseur, les distorsions induites par des phénomènes aérodynamiques instationnaires s'organisent en azimut de façon aléatoire mais elles se propagent dans la direction azimutale à vitesse fixe. Ceci implique qu'elles ne peuvent pas être décrites par un mode purement sinusoïdal. Dans l'analyse spectrale d'un signal mesuré par une sonde de pression, elles se manifestent par un contenu fréquentiel large-bande, soit une « bosse » de fréquences inférieures à la fréquence de passage des pales — souvent autour de 50% de cette fréquence.

1. Méthode optique de mesure de vitesse d'écoulement dans le repère absolu par images de particules

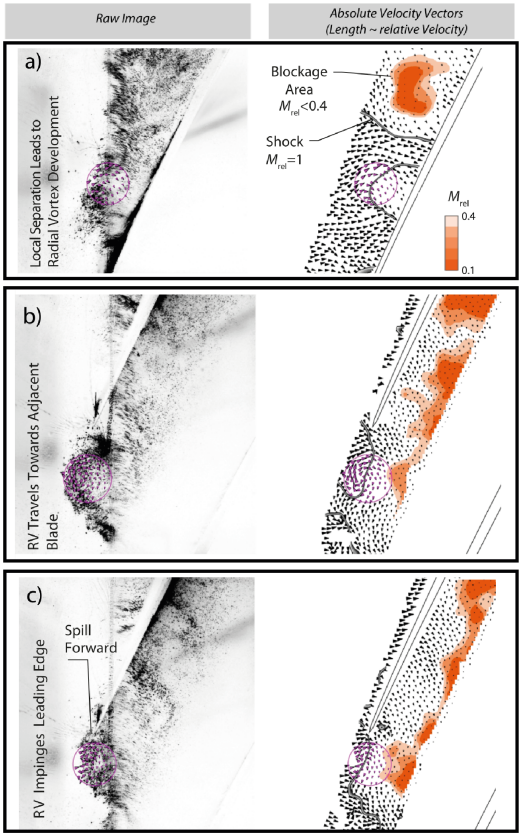


FIGURE 1.10 – Visualisation des tourbillons radiaux au bord d'attaque des pales du rotor issus des travaux de Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2018]

1.2.6 Modes acoustiques

Lors du fonctionnement du compresseur, des modes acoustiques plans et tournants peuvent émerger et se propager. En acoustique, l'étude de ces modes est primordiale pour réduire la nuisance sonore générée par le turboréacteur. Cependant, en plus du bruit, ces modes qui sont des modes de pression peuvent atteindre des amplitudes considérables et ainsi endommager la structure en cas de coïncidence avec un mode propre. Cette sous-section donne un bref aperçu des différents modes acoustiques existants au sein d'un compresseur et du phénomène de résonance acoustique.

Mode acoustique plan

Par définition, un mode acoustique plan dans un compresseur est un mode de pression dont les fronts d'onde [2] sont des plans perpendiculaires à l'axe de rotation du compresseur. La réflexion de ces modes plans induit la superposition de modes acoustiques de même fréquence avec des directions de propagation opposées générant ainsi des modes stationnaires [BRANDSTETTER *et al.*, 2019c].

2. Surface d'égale phase d'une onde

Mode acoustique tournant

Avec la même logique, un mode acoustique tournant est un mode de pression dont les fronts d'onde ne sont pas perpendiculaires à l'axe de rotation du compresseur. Cette caractéristique implique alors que les modes tournants possèdent une structure hélicoïdale. La principale source des modes acoustiques tournants synchrones est un mode de pression induit par une interaction rotor-stator d'après les travaux de Tyler et Sofrin [TYLER et SOFRIN, 1962]. Pour les modes acoustiques tournants non-synchrones, les sources peuvent être une distorsion aérodynamique, un décollement tournant, un lâcher tourbillonnaire.

Propagation axiale des modes acoustiques

Contrairement à un mode convectif qui se propage uniquement vers l'aval, un mode acoustique a la possibilité de se propager dans toutes les directions du compresseur. Selon la nature du mode acoustique (plan ou tournant), les conditions de propagation ne sont pas les mêmes. Dans le cas d'un mode acoustique plan, celui-ci se propage sans aucune atténuation si les parois du compresseur sont rigides [CAMP, 1999]. Lorsque le mode acoustique est un mode tournant, la théorie concernant ses conditions de propagation au sein d'un compresseur est complexe. Des hypothèses fortes sont prises pour évaluer les conditions de propagation qui se basent sur la théorie de Tyler et Sofrin [TYLER et SOFRIN, 1962] développée dans le chapitre 2.

Selon la géométrie de la veine et les conditions aérodynamiques de l'écoulement, il est possible de déterminer une fréquence caractéristique propre à chaque mode appelée fréquence de coupure ($f_{\text{cut-off}}$) à partir de laquelle le mode en question peut se propager. Si la fréquence associée au mode est supérieure à la fréquence de coupure, il se propage ; le mode est dit passant (ou *cut-on*). Et inversement, si la fréquence du mode est inférieure, le mode est dit coupé (ou *cut-off*) et il est rapidement atténué de manière exponentielle. Les modes acoustiques tournants se différencient en deux catégories : les modes co-rotatifs et les modes contra-rotatifs. Pour définir à quelle catégorie le mode appartient, il est nécessaire de déterminer son sens de rotation dans le repère de la roue considérée. Ainsi, les modes co-rotatifs se propagent dans le même sens que la rotation du rotor dans le repère tournant et inversement pour les modes contra-rotatifs. Le sens de propagation du mode acoustique dans la direction azimutale affecte la valeur de la fréquence de coupure : les modes co-rotatifs possèdent des fréquences de coupure plus hautes que les modes contra-rotatifs.

Camp [CAMP, 1999] montre qu'un mode acoustique tournant est *cut-on*, si la vitesse circonférentielle du mode relative à celle de l'écoulement est supérieure à la vitesse du son.

Modes acoustiques piégés

En fonction de la position axiale dans le compresseur, les grandeurs géométriques de la veine et les conditions aérodynamiques varient et impactent directement la fréquence de coupure. Pour un mode acoustique co-rotatif, la fréquence de coupure à l'aval d'un rotor est supérieure à la fréquence de coupure à l'amont du rotor – et inversement pour le cas d'un mode contra-rotatif. Cette variation de la fréquence de coupure au passage d'un rotor provient de l'augmentation du nombre de Mach circonférentiel. Ce changement de condition de propagation implique que parfois des

modes acoustiques peuvent être *cut-off* à l'amont et à l'aval d'une ou plusieurs roue : le mode se retrouve piégé [COOPER et PEAKE, 2000; KOCH, 2009]. D'un point de vue énergétique, l'énergie contenue dans le mode ne peut pas se propager dans une région *cut-off*. Ceci implique que l'énergie associée au mode se retrouve accumulée à un endroit donné au lieu d'être évacuée. Cette accumulation provoque de fortes amplitudes des fluctuations de pression [CAMP, 1999]. Cependant, il est nécessaire qu'un mécanisme excitateur soit présent pour qu'un mode acoustique se développe.

Mécanismes excitateurs des modes acoustiques

Pour qu'un mode acoustique émerge dans le compresseur, il est nécessaire qu'une structure aérodynamique ou un phénomène mécanique excite le mode en lui apportant de l'énergie. Les mécanismes aérodynamiques qui peuvent exciter des modes acoustiques sont tous les phénomènes détaillés auparavant : un lâcher tourbillonnaire, une séparation de couche limite ou bien une distorsion modale de l'écoulement.

Résonance acoustique

Dans la littérature, le terme de résonance acoustique (ou *acoustic resonance* en anglais) décrit un phénomène aéroacoustique non-synchrone. Plusieurs études ont été menées sur des compresseurs axiaux multi-étages basse-pression et haute-pression. À l'heure actuelle, le phénomène de résonance acoustique dans une turbomachine n'est pas entièrement compris et reste difficile à prédire. Cela est dû principalement à la forte instationnarité de l'écoulement au sein du compresseur et à sa géométrie complexe.

Le premier cas de résonance acoustique observé expérimentalement dans un compresseur axial basse-vitesse est rapporté par Parker [PARKER, 1967b] en 1967. En 1984, il étudie les vibrations des aubes induites par la résonance acoustique de la conduite [PARKER, 1984]. L'auteur introduit alors la notion de modes acoustiques tournants se propageant dans la direction azimutale à des vitesses circonférentielles supérieures à la vitesse du rotor. Généralement, ce type d'excitation est observé à des points d'opération en dehors du point de design, soit dans des plages d'opération où certaines pales ont un fonctionnement anormal (séparation de la couche limite ou bien lâcher tourbillonnaire).

Dans certaines configurations telles que dans les travaux de Camp [CAMP, 1999], de Cumsty et Whitehead [CUMPSTY et WHITEHEAD, 1971] ou de Holzinger *et al.* [HOLZINGER *et al.*, 2015], il est démontré que le lâcher tourbillonnaire d'une pale peut engendrer l'émergence d'un mode acoustique de conduite. Des oscillations auto-induites de fortes amplitudes du champ de pression sont alors générées à des points d'opération hors design. Ce phénomène est aussi observé sur les compresseurs radiaux dans les travaux de Zaida [ZIADA *et al.*, 2002] qui montrent que les bords de fuite des bras structuraux induisent des lâchers tourbillonnaires en résonance avec un mode acoustique.

Hellmich et Seume [HELLMICH et SEUME, 2008] rapportent un cas de résonance acoustique observé expérimentalement au sein d'un compresseur axial haute-pression constitué de quatre étages. Le mode acoustique observé possède une fréquence proche de la fréquence de coupure. Ainsi, la condition de propagation du mode s'inverse à une certaine position axiale dans le compresseur et le mode se retrouve piégé. Les auteurs expliquent que le mode acoustique est alors réfléchi et bloqué entre deux roues adjacentes induisant la vibration de toute la structure.

Une multitude de modes acoustiques peut se développer et se propager vers l'amont ou vers l'aval du compresseur [COURTIADE et OTTAVY, 2013; HELLMICH et SEUME, 2008; TYLER et SOFRIN, 1962]. Les raisons qui favorisent l'émergence d'un mode acoustique plutôt qu'un autre ne sont pas claires, ce qui rend la prédiction difficile. Dans certains cas, les structures aérodynamiques locales sont capables d'adapter leur vitesse circonférentielle et leur fréquence afin d'établir un couplage avec le mode acoustique dominant : phénomène de « lock-in ». Si les structures aérodynamiques sont en phase avec le mode acoustique, elles peuvent lui apporter de l'énergie. L'émergence du mode acoustique ne nécessite pas la vibration des pales. Cependant si la résonance acoustique coïncide avec un mode propre de structure, les vibrations engendrées par cette cohérence peuvent conduire à des phénomènes de fatigue. Au regard de la littérature il est possible de dresser le portrait d'une résonance acoustique :

- développement d'un mode acoustique partiellement piégé dans le compresseur — la fréquence du mode acoustique est proche de la fréquence de coupure.
- la fréquence de la résonance acoustique forme une raie dans le spectre et n'est pas un multiple entier de la fréquence de rotation de la machine.
- la fréquence de la résonance acoustique dépend du repère dans lequel elle est mesurée.
- présence d'un phénomène de « lock-in » entre une structure aérodynamique et le mode acoustique.

Pendant la résonance acoustique, le niveau d'amplitude des fluctuations de pression engendrées est de l'ordre du kilo-Pascal [BRANDSTETTER *et al.*, 2019b; COURTIADE et OTTAVY, 2013; HELLMICH et SEUME, 2008]. Ainsi les forces de pression induites par ces fluctuations sur les pales sont importantes, pouvant conduire à une fatigue prématurée de la structure.

Le tableau 1.1 rapporte les différents cas de résonance acoustique identifiés dans la littérature. Le nombre de lobes des modes acoustiques fluctue d'un cas à l'autre entre 3 et 7 lobes. Dans le chapitre 2, il est démontré que la fréquence de coupure croît linéairement avec l'augmentation du nombre de lobes : un mode acoustique avec un ordre azimutal élevé possède une fréquence de coupure élevée. Généralement, les modes acoustiques observés présentent une fréquence basse, et donc ils possèdent une structure azimutale avec un faible nombre de lobes.

1.2.7 Synthèse

Les écoulements secondaires sont des écoulements « fixes » dans le repère relatif associé à la roue considérée. Contrairement aux écoulements secondaires qui ne sont pas porteurs d'une fréquence caractéristique, les autres phénomènes instationnaires connus de la littérature en possèdent une. Le tableau 1.2 dresse une synthèse de ces phénomènes. Par définition, les interactions

Publication	Nombre de lobes	Vitesse circonférentielle dans le repère absolu
Holzinger *et al.* [HOLZINGER *et al.*, 2015]	3-5	$1.05\Omega - 1.77\Omega$
Hellmich et Seume [HELLMICH et SEUME, 2008]	3	1.7Ω
Camp [CAMP, 1999]	7	-0.99Ω
Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2019b]	5-6	$1.7\Omega - 1.8\Omega$

TABLEAU 1.1 – Récapitulatif des publications qui rapportent des cas de résonance acoustique générant des vibrations non-synchrones

rotor-stator sont synchrones à la fréquence de rotation de la machine, les autres phénomènes se développent eux majoritairement à des fréquences non-synchrones. Certains de ces phénomènes présentent parfois une flexibilité dans leur organisation azimutale et dans leur vitesse circonférentielle, permettant de s'adapter au phénomène qui domine.

Ces phénomènes instationnaires peuvent interagir avec la structure : un échange d'énergie s'établit entre le fluide et la structure. Ces interactions fluide-structure sont à l'origine de vibrations qui selon l'amplitude, peuvent engendrer soit une fatigue prématurée, soit la rupture complète. Ces interactions sont détaillées dans la section 1.3.

Phénomène	Synchrone	Non-synchrone	Flexibilité du phénomène
Interactions rotor-stator	+	Impossible	Non
Lâcher tourbillonnaire	-	+	Oui
Décollement tournant	-	+	Non
Distorsion aérodynamique	-	+	Oui
Mode acoustique	-	+	Oui

TABLEAU 1.2 – Synthèse des phénomènes instationnaires : '+' signifie 'majoritairement' et '-' signifie 'minoritairement'

1.3 Interactions fluide-structure

1.3.1 Réponse forcée

Les compresseurs axiaux sont constitués d'une succession d'étages dans lesquels différents modes de pression de nature convective ou acoustique émergent — sillages, interactions rotor-stator, décollement tournant, distorsions aérodynamiques. La présence de ces modes génère une fluctuation du champ aérodynamique dans le compresseur affectant directement la force d'aubage [3]. Dans ce contexte, la roue aubagée répond à cette excitation modale forcée en vibrant.

La réponse forcée (ou *forced response* en anglais) est un phénomène aéroélastique qui réside dans l'excitation de la structure par une source aérodynamique extérieure. Cette interaction affecte la durée de vie des roues aubagées et elle est critique lorsqu'il y a coïncidence entre l'excitation aérodynamique et un des modes propres de la structure.

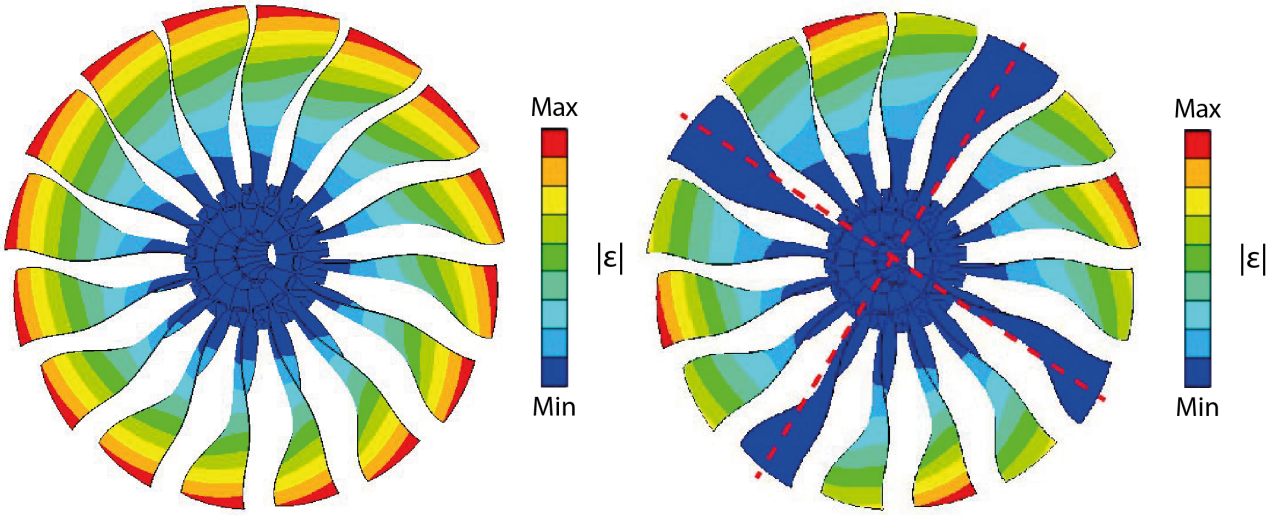
L'étude du comportement mécanique d'une pale révèle qu'elle présente des modes propres de vibration comme dans le cas simple d'une poutre encastrée. Chaque mode propre est défini par une déformée (flexion, torsion, mixte) et par une fréquence. L'ensemble disque et pales qui constitue la roue aubagée est une structure à symétrie cyclique découpée en secteurs. L'analyse du comportement mécanique de la roue aubagée montre alors qu'un déphasage s'applique à la déformée des pales en fonction du secteur. Dans le cas de la roue aubagée, chaque mode propre de vibration est en plus défini par un diamètre nodal (ND) qui permet de connaître le déphasage entre deux secteurs adjacents. Le diamètre nodal correspond aussi à la structure azimutale du mode propre, soit au nombre total de lignes où l'amplitude de déformation est nulle (ou lignes nodales). Il ne peut pas dépasser la moitié du nombre de pales ND = $\frac{N_b}{2}$ et pour un nombre impair de pales le diamètre nodal n'excède pas la valeur ND = $\frac{N_b-1}{2}$. Une autre façon d'observer le diamètre nodal d'un mode propre est de visualiser la déformée de la roue aubagée complète. Ainsi il est possible de distinguer le nombre de lobes d'amplitude maximale ou minimale. La figure 1.11 présente deux déformées modales différentes (ND = 0 et ND = +2) de la soufflante ECL5 développée au sein du LMFA [BRANDSTETTER *et al.*, 2019a]. Les lignes nodales du mode à deux diamètres sur la figure 1.11b sont représentées par des lignes discontinues rouges. Pour des diamètres nodaux positifs, les lobes se déplacent dans le sens de rotation de la roue dans le repère de la roue. Et inversement, pour des diamètres négatifs, les lobes se déplacent dans le sens inverse de la rotation de la roue.

La fréquence d'un mode propre est directement reliée au diamètre nodal et à la fréquence de rotation de la machine. Pour une fréquence de rotation fixe, la fréquence du mode évolue en fonction du diamètre nodal. Et pour un diamètre nodal fixe, elle évolue en fonction de la fréquence de rotation. Son étude est alors réalisée à fréquence de rotation fixe (diagramme zig-zag) et/ou à diamètre nodal fixe (diagramme de Campbell). Ces deux études sont détaillées par la suite.

Lorsqu'il y a une cohérence spatio-temporelle entre l'excitation forcée et un des modes propres de l'aubage, le phénomène de résonance aéromécanique se produit et l'amplitude de vibration de l'aubage augmente. Deux cas sont distingués :

- Si la structure azimutale de l'excitation est inférieure ou égale au diamètre nodal maximal de la roue aubagée, alors le diamètre nodal excité est égal à la structure azimutal de l'excitation.

3. Force de pression qui s'applique sur les pales



(a) Mode ND = 0 (b) Mode ND = +2

FIGURE 1.11 – Visualisation de la valeur absolue du déplacement total de la soufflante ECL5 vibrant selon un mode à ND = 0 (à gauche) et à ND = +2 (à droite) ; les lignes nodales sont représentées pour le mode à ND = +2

- Si la structure azimutale de l'excitation est supérieure au diamètre nodal maximal, le phénomène de repliement (*aliasing* en anglais) se produit à cause de la structure à symétrie cyclique de la roue. Le diamètre nodal excité est alors ND = $N_b - m$ — avec N_b le nombre de pales et m le nombre de lobes de l'excitation.

Par analogie avec la théorie de Tyler et Sofrin pour les interactions rotor-stator détaillée dans la sous-section 1.2.2, l'équation 1.7 peut être ré-écrite. En prenant $n = 1$ et en considérant que le nombre de pales est équivalent au nombre de lobes de l'excitation $N_r \equiv m$, l'équation devient :

$$\frac{f}{f_{rot}} = m \text{ si } m < \frac{N_b}{2} \tag{1.10}$$

$$= N_b - m \text{ sinon} \tag{1.11}$$

Ces équations décrivent le phénomène de repliement pour une excitation avec un nombre de lobes pair alors que le rotor tourne à une fréquence de rotation fixée. Lorsque la fréquence d'excitation $\frac{f}{f_{rot}}$ est inférieure à la moitié du nombre de pales, elle évolue linéairement avec le diamètre nodal d'après l'équation 1.10. Pour les fréquences d'excitations supérieures, elle évolue selon l'équation 1.11.

La figure 1.12 présente le diagramme zig-zag associé à la soufflante ECL5 pour une vitesse de rotation de la machine fixée. Cette soufflante est constituée de seize pales, ce qui explique que le nombre de diamètres nodaux excité ne dépasse pas huit. La courbe rouge est tracée suivant les équations 1.10 et 1.11. Elle relie le nombre de diamètres nodaux excités et la structure azimutale de l'excitation forcée. Les évolutions des fréquences propres de l'aubage en fonction du nombre de diamètres nodaux pour la vitesse de rotation fixée sont tracées en bleu. Les coïncidences potentielles entre une excitation forcée et un mode propre d'aubage apparaissent lorsqu'une courbe bleue croise une courbe rouge. Sur la figure, les points A, B et C présentent des coïncidences cri-

tiques. Le Mode 1 à ND = 3 (point A) et le Mode 2 à ND = 7 (point B) peuvent être respectivement excités par un mode aérodynamique à $f = 3f_{rot}$ et à $f = 7f_{rot}$. Si une structure aérodynamique de fréquence $f = 13f_{rot}$ se développe, le Mode 3 à ND = 3 (point C) est alors excité.

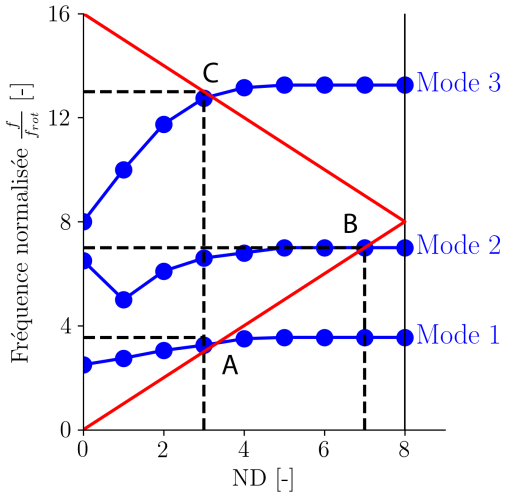


FIGURE 1.12 – Diagramme zig-zag associé à une roue constituée de 16 pales pour une vitesse de rotation fixée f_{rot} : en rouge la relation entre la structure azimutale de l'excitation forcée et en bleu les évolutions des fréquences des trois premiers modes propres de l'aubage en fonction du ND

Réponse forcée synchrone

Pour identifier les coïncidences entre les modes propres d'aubage et les sources d'excitation synchrones (sillages et interactions rotor-stator par exemple) en fonction de la vitesse de rotation de la machine, il est nécessaire de réaliser une analyse de Campbell. Pour chaque mode propre avec un nombre de diamètres fixé, il est possible de tracer l'évolution de sa fréquence propre en fonction de la vitesse de rotation. Les excitations synchrones provenant de l'amont, par exemple les sillages de la roue amont sont représentées par les ordres moteur. Par définition l'ordre moteur EO_n désigne le $n^{ième}$ harmonique de la fréquence de rotation f_{rot}, soit une fréquence synchrone telle que :

$$\mathrm{EO}_n = nf_{rot} \quad n \in \mathbb{N}^* \tag{1.12}$$

Le diagramme de Campbell illustré par la figure 1.13 est un exemple de diagramme sur lequel figurent les évolutions des fréquences propres de l'aubage (courbes bleues) des différents modes avec un diamètre nodal fixé et des ordres moteur (courbes noires) en fonction de la vitesse de rotation de la machine. La fréquence propre des modes croît légèrement avec l'augmentation de la vitesse de rotation à cause du raidissement centrifuge. Les croisements observés sur le diagramme de Campbell entre les fréquences des modes propres étudiés et les ordres moteurs définissent les coïncidences potentielles entre une excitation synchrone forcée et les modes propres. Ces phénomènes synchrones augmentent fortement les niveaux de vibration de l'aubage qui peuvent s'avérer destructeurs pour la structure.

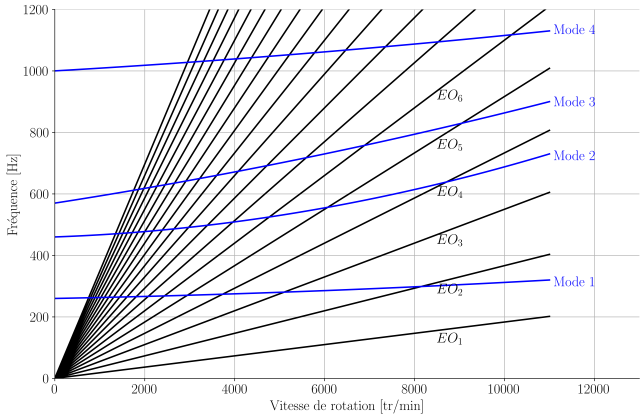


FIGURE 1.13 – Exemple d'un diagramme de Campbell pour un aubage : en noir les ordres moteur et en bleu les quatre premiers mode propre de l'aubage pour un diamètre nodal fixe

Réponse forcée non-synchrone

Dans la littérature, plusieurs cas d'étude détaillent la coïncidence entre un phénomène aérodynamique non-synchrone et un mode propre de la structure générant des vibrations non-synchrones de l'aubage [DROLET *et al.*, 2009, 2012; ESPINAL *et al.*, 2014; IM et ZHA, 2014; KAMEIER et NEISE, 1997].

Par exemple, les travaux de Dodds et Vahdati [DODDS et VAHDATI, 2015a] mentionnent des vibrations non-synchrones de la structure induites par un phénomène de décollement tournant dans un compresseur axial multi-étages haute-pression. Le décollement tournant identifié dans le compresseur possède cinq lobes qui se propagent en azimut avec une vitesse circonférentielle dans le repère fixe de 55% de la vitesse de rotation de la machine. Les jauges de déformation sur les pales du rotor mesurent des forts niveaux de vibration causés par le décollement tournant. Cependant, le décollement tournant observé reste indépendant de la réponse vibratoire de la structure et aucun couplage ne s'établit entre la distorsion modale et la structure.

1.3.2 Flottement

Le flottement est défini comme une instabilité aéroélastique, non-synchrone, auto-excitée et auto-entretenue. Pendant le flottement, il existe un couplage entre la vibration de la structure et le champ aérodynamique local qui va amplifier l'amplitude vibratoire des pales pouvant aller jusqu'à la rupture. Les structures qui favorisent le flottement sont généralement une zone décollée, une onde de choc ou des conditions de propagation acoustique. Les zones de flottement dans un champ d'opérabilité se situent en général dans les extrémités et se distinguent en plusieurs catégories en fonction des conditions de l'écoulement [FRANSSON, 1999]. Cependant, pour chaque catégorie de flottement, le principe d'interaction reste le même : les efforts sur la structure sont engendrés par son propre mouvement.

Le flottement réside dans un échange d'énergie entre le fluide et la structure régit par un coefficient d'amortissement négatif. Quand l'échange d'énergie est positif du fluide vers la structure, le mouvement est entretenu, les amplitudes vibratoires augmentent de manière exponentielle et endommagent la structure [DUQUESNE *et al.*, 2019, 2018]. Si la structure devient immobile, la source

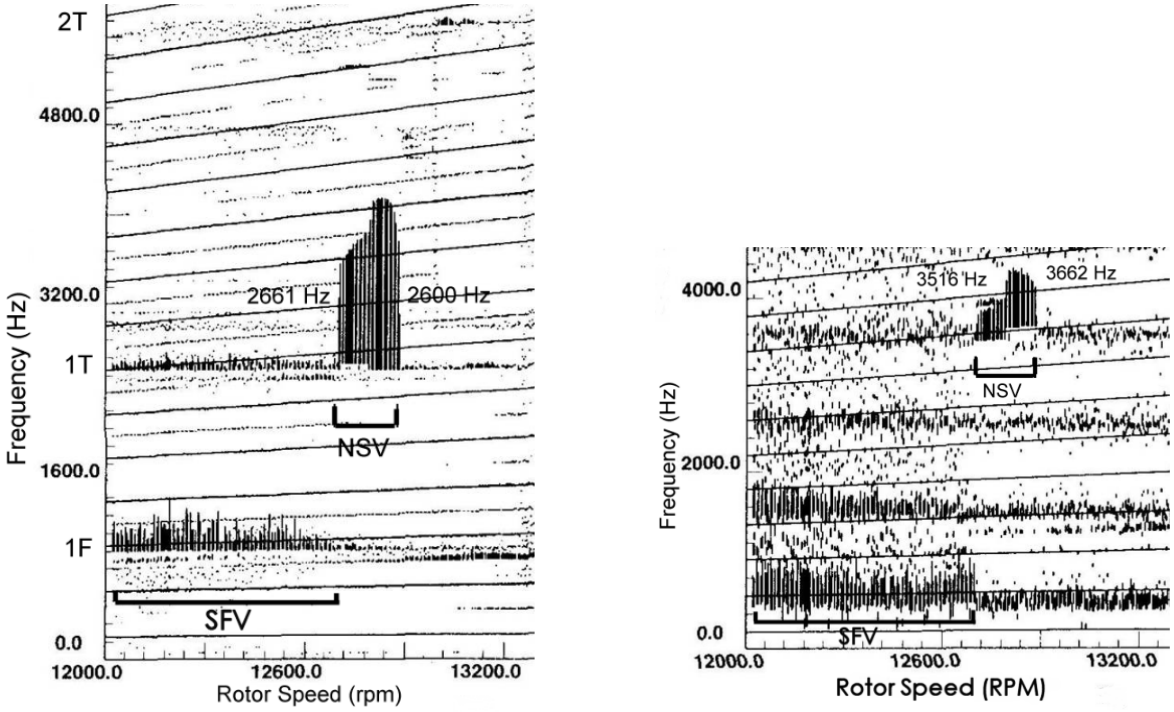
d'instationnarité de l'écoulement disparaît, cessant le flottement de la roue aubagée. Cette caractéristique permet de différencier le flottement des autres phénomènes aéroélastiques (réponse forcées, vibrations non-synchrones).

1.3.3 Phénomène de « lock-in »

Avant l'utilisation du terme de vibrations non-synchrones (NSV ou *non-synchronous vibrations* en anglais), le terme de *non-engine order blade vibration* est tout d'abord apparu dans les années 1990 avec les travaux de Baumgartner *et al.* [BAUMGARTNER *et al.*, 1995] réalisés sur un compresseur axial multi-étages haute-pression qui sont mentionnés dans la sous-section 1.2.5 . Les vibrations non-synchrones sont mesurées dans ces travaux à des points d'opération stables à l'aide de jauges de déformation. Les auteurs observent de fortes amplitudes vibratoires des pales du rotor du premier étage sur le premier mode de flexion (1F) et sur le premier mode de torsion (1T) à des points d'opération hors-résonance. Les sondes de pression mesurent des distorsions aérodynamiques de l'écoulement dont les fréquences dans le repère tournant coïncident avec les fréquences propres de la structure. Le manque de mesures ne permet pas de déterminer clairement le nombre de lobes de la distorsion et la vitesse circonférentielle des structures. Le mécanisme sous-jacent aux vibrations non-synchrones mesurées par Baumgartner *et al.*était alors inconnu. Cependant ces travaux ont amorcé le début de la recherche sur le phénomène NSV.

Kielb *et al.* [KIELB *et al.*, 2003] étudient expérimentalement et numériquement le phénomène NSV dans le premier étage d'un compresseur axial haute-pression. L'analyse spectrale du signal mesuré par une jauge de déformation placée sur les pales du rotor, présentée dans la figure 1.14a, montre de fortes amplitudes vibratoires sur le premier mode de torsion (1T) pour une certaine plage de vitesse de rotation de la machine. La figure 1.14b montre aussi que le phénomène est visible dans le spectre fréquentiel des mesures de pression instationnaire au carter. Le phénomène NSV qui est observé dans le repère tournant (jauge de déformation) et dans le repère absolu (sonde de pression instationnaire) présente un changement de fréquence au cours du temps. Une étude numérique avec des simulations URANS est menée pour reproduire les observations faites par les auteurs en modélisant uniquement le rotor sur un secteur angulaire couvrant une certaine périodicité machine. Les fréquences du phénomène NSV évaluées à partir des simulations sont relativement cohérentes avec celles mesurées dans les expériences. Les visualisations du champ d'entropie en vue aubes-à-aubes en tête de pale issues des résultats numériques révèlent un couplage entre le lâcher tourbillonnaire qui se développe sur l'extrados de la pale et les instationnarités de l'écoulement de jeu. Les auteurs identifient ce couplage comme la source de la fréquence non-synchrone observée expérimentalement.

Spiker [SPIKER, 2008] étudie le phénomène de « lock-in » entre le lâcher tourbillonnaire et la vibration d'une pale sur un mode propre. Ces travaux montrent que le lâcher tourbillonnaire est capable d'adapter sa fréquence naturelle pour coïncider avec la fréquence de vibration dans certaines configurations. Plusieurs simulations numériques sont réalisées dans lesquelles la pale est mise en mouvement selon un certain mode de vibration. Les paramètres de la vibration sont l'amplitude et la fréquence du mouvement, la déformée reste identique. Les fréquences de vibration de la pale sont choisies relativement proches de la fréquence naturelle du lâcher tourbillonnaire. La figure 1.15 représente une cartographie de simulations réalisées pour les différents couples de



(a) Jauge de déformation sur une des pales du rotor du premier étage

(b) Sonde de pression instationnaire au carter proche du bord d'attaque des pales du rotor

FIGURE 1.14 – Contenu fréquentiel d'un signal mesuré par une jauge de déformation sur une des pales du rotor du premier étage (à gauche) et d'un signal mesuré par une sonde de pression instationnaire au carter proche du bord d'attaque des pales du rotor (à droite) issus des travaux de *Kielb et al.* [KIELB *et al.*, 2003]

paramètres (amplitude et fréquence). Lorsque le lâcher tourbillonnaire adapte sa fréquence naturelle pour coïncider avec la fréquence de la vibration, la simulation est identifiée par un triangle noir. Et inversement, la simulation est identifiée par un cercle blanc si le lâcher tourbillonnaire n'adapte pas sa fréquence. Cette représentation permet d'établir une zone de « lock-in » dans laquelle le lâcher tourbillonnaire adapte sa fréquence pour coïncider avec la fréquence de vibration. Pour des fréquences de vibration éloignées de la fréquence naturelle du lâcher tourbillonnaire, il est nécessaire que l'amplitude soit forte pour favoriser le « lock-in ».

Les premières mesures expérimentales du phénomène de « lock-in » qui se produit pendant le phénomène NSV sont présentées par Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2018]. Ils rapportent un cas de vibrations non-synchrones sur un étage de compresseur axial haute-pression disposant d'une instrumentation multi-physique synchronisée. Dans cette étude, les vibrations non-synchrones sont initiées à partir de tourbillons radiaux qui se développent au bord d'attaque des pales du rotor et qui se propagent dans la direction azimutale. Ces tourbillons radiaux forment une distorsion aléatoire de l'écoulement comme présenté dans la sous-section 1.2.5. La figure 1.16 présente l'évolution de la vitesse circonférentielle des tourbillons radiaux au cours de l'essai. Avant l'apparition du NSV, les auteurs montrent qu'ils sont répartis de manière aléatoire autour de la circonférence avec une vitesse de propagation dans la direction azimutale fixée à 47% de la vitesse de rotation. Lorsque le NSV s'établit dans le compresseur, les tourbillons radiaux adaptent leur vitesse circonférentielle et leur organisation azimutale pour former une distorsion de l'écoulement cohérente avec un mode propre de la structure. Ils se propagent finalement à 52% de la vitesse

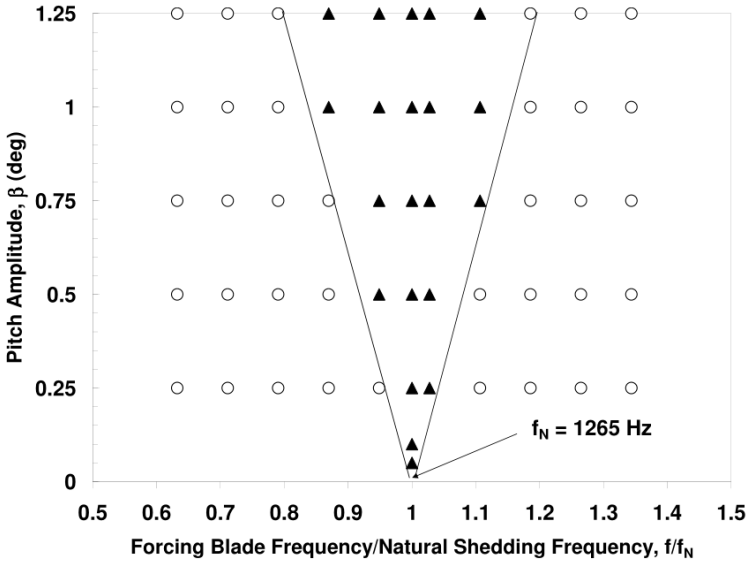


FIGURE 1.15 – Visualisation de la zone de « lock-in » en fonction de l'amplitude et de la fréquence de la vibration imposées issue des travaux de Spiker [SPIKER, 2008]

de rotation et avec un ordre azimutal égal à 13 lobes pendant la présence du NSV. Les auteurs montrent que ces tourbillons génèrent un mode de pression cohérent avec un mode propre de la structure entraînant les vibrations non-synchrones des pales. Brandstetter *et al.* montrent au travers de ces travaux que le phénomène de « lock-in » est nécessaire pour qu'émerge le NSV. Un modèle semi-analytique est présenté par Stapelfeldt et Brandstetter [STAPELFELDT et BRANDSTETTER, 2019] pour mieux comprendre ce phénomène de « lock-in » entre la perturbation aérodynamique et un mode propre d'aubage.

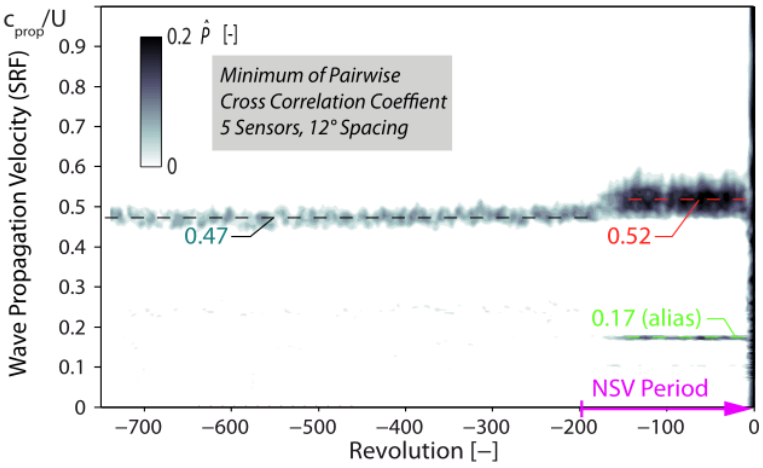


FIGURE 1.16 – Vitesse circonférentielle des tourbillons radiaux au cours du vannage de la machine issue des travaux de Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2018]

Au regard de la littérature, un portrait du phénomène de « lock-in » induisant le phénomène NSV peut être dressé :

- il se développe proche de la limite du pompage mais à des points d'opération stables.
- avant son apparition, une distorsion aérodynamique large-bande se propageant dans la di-

rection azimutale à une vitesse circonférentielle d'environ 50% de la vitesse de rotation est présente.

- au début de son apparition, la distorsion aérodynamique s'adapte à un mode propre de la structure. La distorsion initialement large-bande devient une distorsion cohérente avec une fréquence et un ordre azimutal dominants.

Le tableau 1.3 récapitule les publications des cas de vibrations non-synchrones d'aubages engendrées par un phénomène de « lock-in » entre un phénomène tourbillonnaire se déplaçant au sein de l'écoulement et un mode propre de la structure. Le nombre de lobes varie d'un cas à l'autre, cependant il reste élevé. Les vitesses circonférentielles mesurées dans le repère absolu sont comprises entre 35% et 62% de la vitesse de rotation des machines.

Publication	Nombre de lobes	Vitesse circonférentielle dans le repère absolu
Baumgartner *et al.* [BAUMGARTNER *et al.*, 1995]	5-22	0.62Ω
Kameier et Neise [KAMEIER et NEISE, 1997]	25-32	$0.35\Omega - 0.45\Omega$
Kielb *et al.* [KIELB *et al.*, 2003]	35	0.48Ω
Brandstetter *et al.* [BRANDSTETTER *et al.*, 2018]	13	$0.45\Omega - 0.55\Omega$

TABLEAU 1.3 – Récapitulatif des publications qui rapportent des cas de NSV

1.4 Présentation du cas d'étude

1.4.1 Le module ASTEC2

La configuration étudiée au cours de ces travaux est le module de recherche ASTEC2 conçu par Safran Helicopter Engines. Ce module, représentatif d'un compresseur axial de moteur d'hélicoptère, est conçu pour étudier la réponse vibratoire de chaque composant pendant son fonctionnement sur des points d'opération hors design. Une vue méridienne de la géométrie de ce module est représentée en figure 1.17. Le module d'étude est constitué :

- de bras structuraux,
- d'une roue directrice d'entrée (RDE),
- de trois étages de compression

Afin de mieux identifier les étages de compression sur la vue d'ensemble de la figure, les parties fixes et mobiles sont respectivement colorées en bleu et en rose.

Le nombre total de pales par roue est donné dans le tableau 1.4. Les indicateurs pour mieux situer la taille du module sont le rapport d'aspect [4] qui est compris entre 0.8 et 1.0 et le rapport du rayon du moyeu sur le rayon du carter qui évolue entre 0.6 et 0.8. Ces ordres de grandeur positionnent le module ASTEC2 parmi les compresseurs haute-pression modernes.

4. Le rapport d'aspect correspond au rapport de la hauteur d'aube sur la corde.

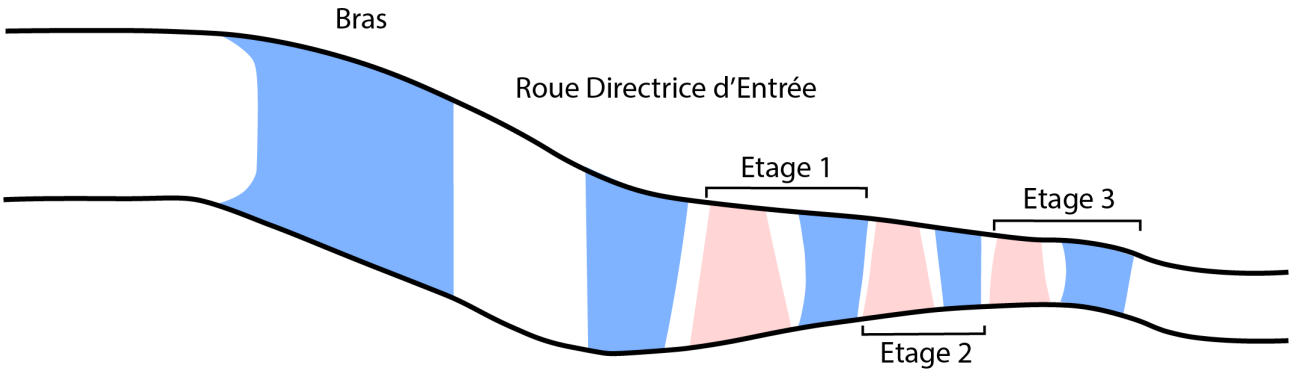


FIGURE 1.17 – Vue méridienne du module d'essai ASTEC2

Roue	Bras	RDE	Rotor-1	Stator-1	Rotor-2	Stator-2	Rotor-3	Stator-3
Nombre de pales	4	16	16	29	23	43	23	41

TABLEAU 1.4 – Nombre total de pales par roue du module d'essai ASTEC2

1.4.2 Campagne d'essais

Une campagne d'essais du module ASTEC2 a été menée par Safran Helicopter Engines en 2013. Ces essais avaient deux objectifs :

- améliorer la compréhension de la réponse vibratoire non-synchrone
- caractériser la réponse forcée

Pour mener ces études, le module dispose d'une instrumentation multi-physique et dynamique : sondes de pression instationnaire à différentes stations et mesures de la réponse vibratoire de chaque rotor par dispositif spire-aimant et par tip-timing. Chacun de ces dispositifs est détaillé dans le chapitre 2.

L'iso-vitesse d'étude du module ASTEC2 au régime partiel d'intérêt est représentée dans la figure 1.18 par une courbe violette avec comme symbole un carré. Ce graphique est construit à partir des données mesurées pendant les essais.

Pendant ces essais, un phénomène non-synchrone de forte amplitude est mesuré bien avant la limite de pompage à régime partiel. Ces amplitudes non-synchrones sont relevées par les mesures de pression instationnaire et par les mesures de la vibration des roues mobiles. Les niveaux vibratoires mesurés sont importants et non-négligeables, pouvant causer l'endommagement de la structure. Cependant, la présence de ce phénomène non-synchrone ne semble pas altérer les performances globales du compresseur. Des zones d'activité vibratoire non-synchrone ont été alors observées et elles sont pointées par des flèches noires sur la figure 1.18. Cette activité a été aussi observée sur une gamme d'iso-vitesses de plus ou moins 5% de l'iso-vitesse d'étude.

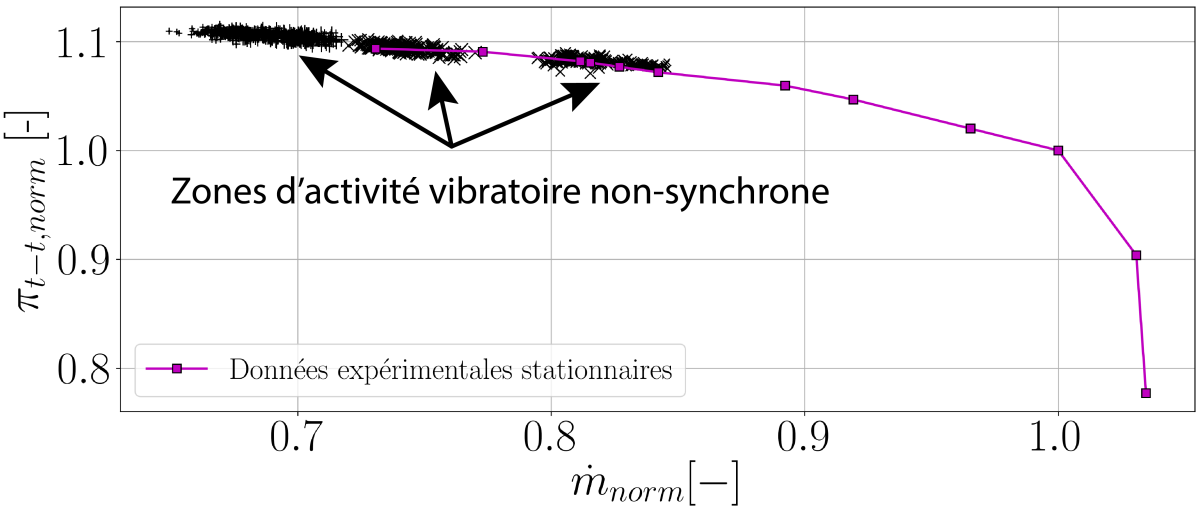


FIGURE 1.18 – Iso-vitesse au régime partiel d'intérêt du compresseur de recherche ASTEC2

1.4.3 Objectifs de la thèse

Les essais brièvement détaillés dans la sous-section 1.4.2 révèlent une zone d'activité vibratoire non-synchrone, à la fois visible dans les données de pression instationnaire et dans les données mécaniques. Plusieurs questions de la part des industriels sont alors soulevées :

- Quel phénomène se cache derrière ces niveaux d'activité non-synchrone élevés ?
- Quel est le mécanisme de déclenchement du phénomène ?
- Quel impact ces vibrations ont sur la structure ?

L'origine de cette activité est inconnue. Cependant la richesse des données acquises pendant les essais permet de réaliser une analyse détaillée du phénomène observé. Les ressources numériques mises à disposition permettent par ailleurs de mener une investigation complète du mécanisme pour en améliorer la compréhension.

Les objectifs de cette thèse s'articulent autour de ces interrogations. Ils consistent à :

- analyser les données acquises pendant les essais pour comprendre le phénomène provoquant ces vibrations non-synchrones
- modéliser le phénomène aérodynamique non-synchrone à l'aide de simulations numériques
- analyser ces simulations afin d'améliorer la compréhension des phénomènes non-synchrones

Chapitre 2

Méthodologie et post-traitement

Sommaire

2.1 Méthodes expérimentales 32
2.1.1 Mesures de pression à haute fréquence d'échantillonnage 32
2.1.2 Mesures de la vibration des aubages par spire-aimant 34
2.1.3 Mesures de la vibration des aubages par tip-timing 35
2.1.4 Récapitulatif des différents moyens de mesure 39
2.2 Mise en place des simulations stationnaires et instationnaires 40
2.2.1 Stratégies de simulation 40
2.2.2 Domaine de calcul 41
2.2.3 Hypothèses géométriques 42
2.2.4 Prise en compte des effets de la turbulence en paroi 44
2.2.5 Initialisation des simulations 46
2.3 Méthode de résolution numérique 47
2.3.1 Code de calcul 47
2.3.2 Caractéristiques du fluide 47
2.3.3 Modèle de turbulence 48
2.3.4 Maillage 48
2.3.5 Étude de la sensibilité au maillage 56
2.3.6 Paramètres de simulation 58
2.3.7 Conditions aux limites 59
2.3.8 Traitement des interfaces 60
2.3.9 Convergence des simulations 61
2.3.10 Temps de calcul et coût CPU 63
2.4 Méthodes de post-traitement des données 64
2.4.1 Normalisation du débit masse 64
2.4.2 Description d'un mode dans le repère fixe et dans le repère tournant 65
2.4.3 Prédiction du caractère propagatif d'un mode de pression 70
2.4.4 Moyennes 71
2.4.5 Transformée de Fourier 72
2.4.6 Transformée de Fourier glissante 76

2.4.7 Détermination du signal « top-tour » 82
2.4.8 Recalage des données 86
2.4.9 Moyenne d'ensemble 87

Ce chapitre a pour objectif de présenter les différentes méthodologies nécessaires à la compréhension des travaux réalisés. Il se divise en quatre parties. La première met l'accent sur les moyens de mesure disponibles sur le module d'essai ASTEC2. La seconde partie présente la stratégie adoptée pour obtenir les résultats numériques. La troisième partie développe les méthodologies numériques utilisées pour parvenir à la mise en données des simulations. Enfin, la dernière partie présente les post-traitements appliqués à la fois aux données expérimentales et numériques.

2.1 Méthodes expérimentales

Cette section présente les techniques de mesure mises en œuvre sur le module d'essai ASTEC2 et l'implantation des capteurs associés.

2.1.1 Mesures de pression à haute fréquence d'échantillonnage

Positionnement des capteurs de pression statique instationnaire

Les mesures de pression à haute fréquence d'échantillonnage positionnées sur les parois internes de la veine et sur certaines pales de stator permettent d'étudier de manière non intrusive et instantanée le champ de pression statique. Elles sont utilisées pour décrire les fluctuations de pression dans le repère fixe liées au développement d'éventuelles instabilités aérodynamiques. La figure 2.1 représente une vue méridienne du module d'essai ASTEC2 où la position (axiale et radiale) des capteurs de pression est symbolisée par un point bleu. Les pales roses et les pales bleues sont respectivement les pales des rotors et des stators.

Des points de mesure sont positionnés en amont et en aval de chaque rotor au carter sauf pour le Rotor-1 qui possède uniquement un capteur à l'amont. Pour obtenir des informations sur le champ de pression qui s'établit entre deux rotors, des capteurs ont aussi été positionnés à 90% et 75% de hauteur de veine sur les stators de chaque étage. Pour chaque point de mesure situé au carter, deux capteurs ont été répartis sur la circonférence à différentes positions azimutales sauf en amont du Rotor-1 qui possède un unique capteur. Au total, le module d'essai ASTEC2 est instrumenté avec 15 capteurs de pression instationnaire fabriqués par *Kulite*. L'écart angulaire $\Delta\theta$ entre deux capteurs de pression dans le même plan est donné dans le tableau 2.1.

	Amont Rotor-2	Aval Rotor-2	Amont Rotor-3	Aval Rotor-3
$\Delta\theta$ [°]	137.25	60.0	102.25	180.0

TABLEAU 2.1 – *Pression instationnaire* : Écart angulaire entre deux capteurs d'un même plan

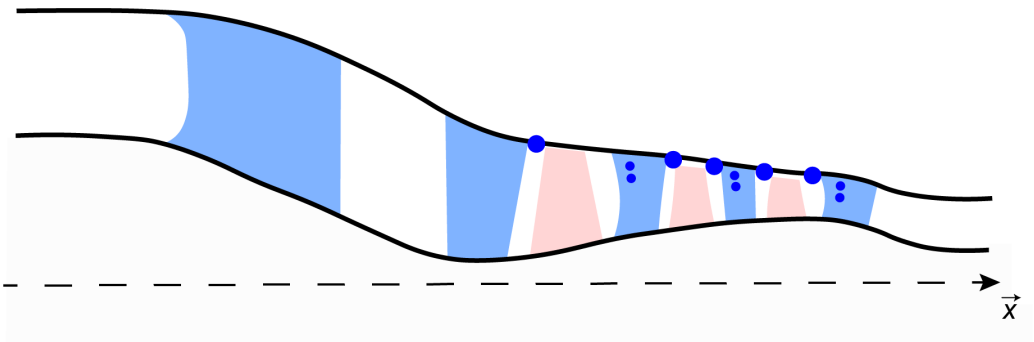


FIGURE 2.1 – *Pression instationnaire* : Position des capteurs de pression instationnaire sur une vue méridienne schématisée du module d'essai ASTEC2 (points bleus)

Caractéristiques des capteurs de pression statique instationnaire

Ce type de capteur mesure le niveau de pression absolue qui doit respecter la plage de pression spécifiée par le concepteur. La fréquence d'échantillonnage des mesures de pression est fixée par la carte d'acquisition et est égale à $f_E = 102$ kHz. Lors du choix du type de capteur, il est nécessaire de vérifier que la fréquence de résonance du capteur est suffisamment éloignée de la fréquence d'échantillonnage. Cette précaution évite la présence de bruit dans les signaux de pression. Dans ces travaux, la fréquence de résonance des capteurs est au moins 3.5 fois plus grande que la fréquence d'échantillonnage f_E. Les caractéristiques principales des capteurs utilisés au carter sont résumées dans le tableau 2.2 et les caractéristiques des capteurs montés sur les stators sont données dans le tableau 2.3. Le modèle du capteur est choisi par rapport aux contraintes d'encombrement du module.

Modèle	XTE-190 (M)	XTEH-10L-190 (M)	LLHT-072
Plage de pression kPa	[0,700]	[0,1400]	[0,700]
Fréquence de résonance kHz	380.0	500.0	380.0
Position des capteurs au carter	Amont Rotor-1 Aval Rotor-3	Aval Rotor-2	Amont Rotor-2 Amont Rotor-3

TABLEAU 2.2 – *Pression instationnaire* : Caractéristiques des capteurs de pression instationnaire *Kulite* utilisés sur le module d'essai ASTEC2 au carter

Modèle	LE-47
Plage de pression kPa	[0,700]
Fréquence de résonance kHz	380.0
Position des capteurs montés sur la pale	Stators

TABLEAU 2.3 – *Pression instationnaire* : Caractéristiques des capteurs de pression instationnaire *Kulite* utilisés sur le module d'essai ASTEC2 sur la peau des stators

2.1.2 Mesures de la vibration des aubages par spire-aimant

La technologie spire-aimant [GARNIER *et al.*, 2015; TALON *et al.*, 2013] est développée par Safran Helicopter Engines dans le but d'étudier la vibration des pales dans les parties tournantes. En général, la mesure de vibration des pales est réalisée par des jauges de déformation ou à l'aide de la technologie du tip-timing. Cependant, le positionnement des jauges de déformation sur les parties mobiles du compresseur est complexe à mettre en œuvre. De plus, les jauges de déformation des parties tournantes nécessitent un *collecteur tournant*.

La technologie spire-aimant permet d'obtenir l'amplitude et la fréquence de la vibration d'une pale instrumentée. L'installation du dispositif est schématisée en figure 2.2 sur une vue de face du Rotor-1. Une pale est équipée d'un aimant situé en tête et la spire est positionnée dans le carter autour de la circonférence du rotor. L'orientation des pôles de l'aimant est choisie telle que la composante principale du champ magnétique soit radiale. Les valeurs temporelles acquises par ce dispositif sont exprimées dans le repère tournant. Pendant la rotation du rotor, la tension est mesurée instantanément entre les deux extrémités de la spire qui forme un circuit ouvert.

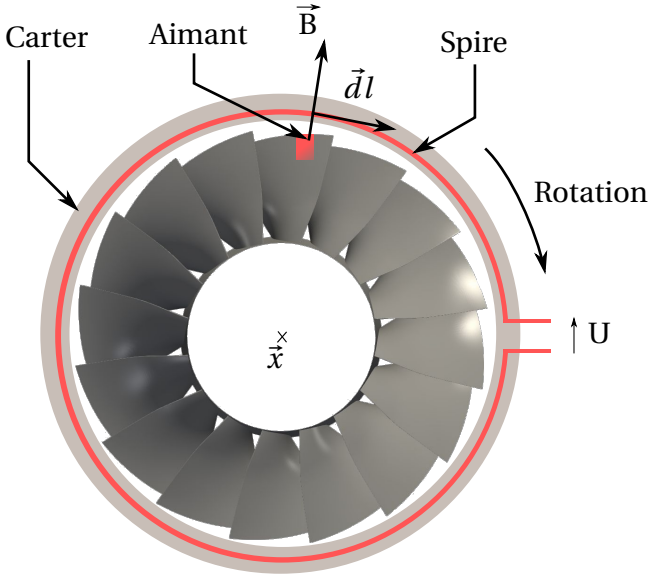


FIGURE 2.2 – *Spire-aimant* : Vue de face du dispositif installé sur un rotor (adaptée de [TALON *et al.*, 2013])

La technologie spire-aimant est basée sur le principe de la force de Lorentz : un aimant correspondant à une charge q plongé dans un champ électromagnétique est soumis à cette force. Elle est décrite par l'équation 2.2 avec $\vec{E}$ le champ électrique, $\vec{B}$ le champ magnétique et $\vec{v}$ la vitesse de l'aimant. Aucune tension n'est appliquée entre les deux extrémités de la spire, ainsi le champ électrique $\vec{E}$ est nul.

$$\vec{F_{Lorentz}} = \underbrace{q\vec{E}}_{\text{Force électrique}} + \underbrace{q\vec{v} \wedge \vec{B}}_{\text{Force magnétique}} \tag{2.1}$$

$$= q\vec{v} \wedge \vec{B} \tag{2.2}$$

Pour rappel, la différence de potentiel U aux bornes de la spire est égale au travail de la force de

Lorentz par unité de charge, comme décrit par l'équation 2.3. L'élément $\vec{dl}$ représente un segment de spire élémentaire dans la direction azimutale. Le passage de l'équation 2.4 à l'équation 2.5 est possible grâce aux propriétés du produit mixte.

$$U = \frac{1}{q}\int F_{\vec{Lorentz}} \cdot \vec{dl} \tag{2.3}$$

$$= \int \vec{v} \wedge \vec{B} \cdot \vec{dl} \tag{2.4}$$

$$= \int \vec{B} \wedge \vec{dl} \cdot \vec{v} \tag{2.5}$$

Dans le cas où la pale instrumentée ne vibre pas, le vecteur vitesse de l'aimant présente uniquement une composante azimutale qui est égale à la vitesse de rotation du rotor. La force magnétique possède alors une composante nulle dans la direction azimutale, impliquant une tension nulle aux bornes de la spire. Dans le cas où la pale vibre, une composante axiale apparait dans le vecteur vitesse de l'aimant. La force magnétique possède donc une composante dans la direction azimutale. Une tension non nulle est relevée aux bornes de la spire.

La figure 2.3 représente la vue de côté d'une pale de rotor instrumentée par un dispositif spire-aimant à 7 instants consécutifs. Dans le cas où la pale vibre, la trajectoire suivie par l'aimant est schématisée par la courbe noire discontinue. L'aimant se déplace par rapport à la spire et la composante de vitesse perpendiculaire au plan de la spire provoque des variations de la force magnétique. Le dispositif spire-aimant permet donc de mesurer la composante axiale de la vitesse de vibration de la pale instrumentée.

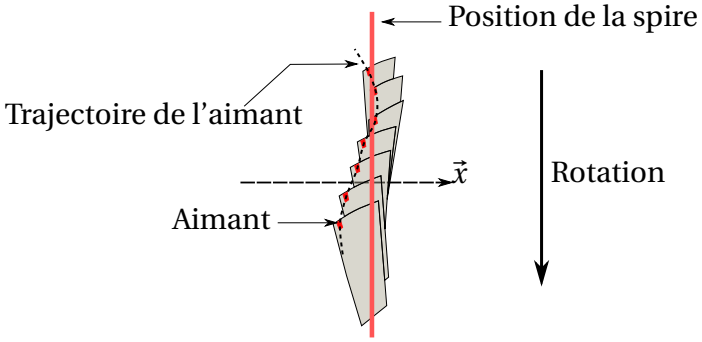


FIGURE 2.3 – *Spire-aimant* : Trajectoire suivie par l'aimant sur 7 instants consécutifs (vue de côté)

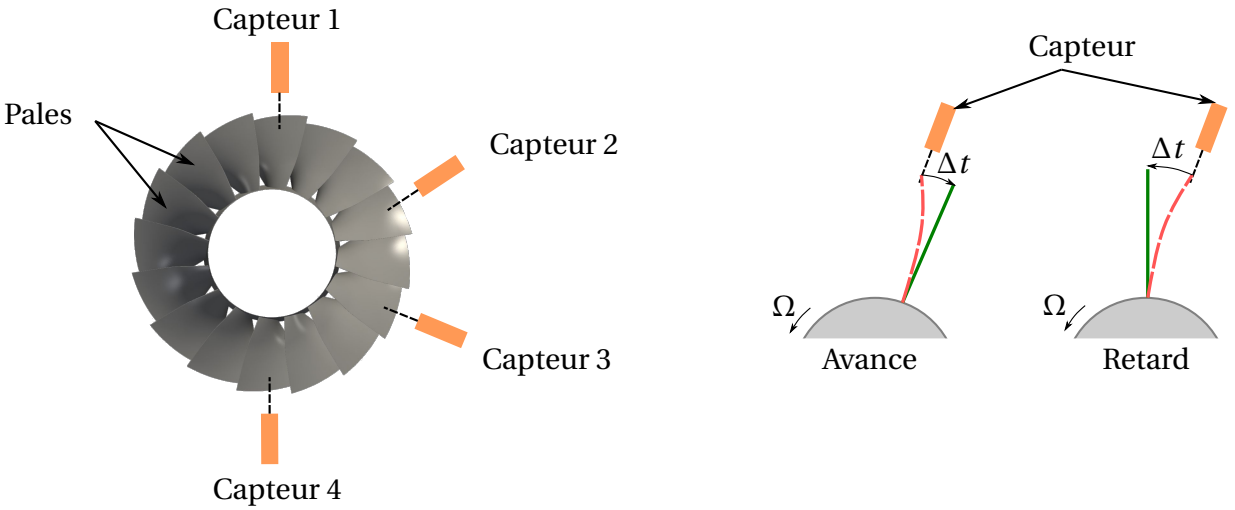
Les trois rotors du module d'essai ASTEC2 sont instrumentés avec le dispositif spire-aimant dans le cadre des essais du PRC AEROVISTA. Néanmoins, le dispositif du Rotor-3 montre des résultats incohérents et inexploitables. Aussi dans ce mémoire, ces données pour le Rotor-3 ne sont pas analysées.

2.1.3 Mesures de la vibration des aubages par tip-timing

La technologie du tip-timing est un dispositif non intrusif coûteux, mais simple à intégrer. Souvent connectées à un système d'acquisition différent des autres capteurs, les mesures tip-timing ne sont malheureusement pas synchronisées avec les autres mesures. Contrairement au disposi-

tif spire-aimant, la technologie du tip-timing permet d'accéder à l'amplitude et à la fréquence de vibration de toutes les pales d'une même roue, ce qui permet d'accéder à un éventuel diamètre nodal développé par le rotor en vibration. Les valeurs temporelles acquises sont exprimées dans le repère tournant.

Le principe de mesure du tip-timing est résumé par la figure 2.4. Un certain nombre de capteurs est réparti sur la circonférence au niveau du rotor comme représenté dans la figure 2.4a. La technologie utilisée pour ces essais repose sur l'utilisation de capteurs optiques [TOMASSINI *et al.*, 2016] (une autre technologie de tip-timing existe et repose sur des capteurs capacitifs). Les faibles déplacements subis par les pales d'un rotor de moteur d'hélicoptère justifient ce choix. La précision des capteurs capacitifs n'est pas suffisante pour mesurer les faibles amplitudes. À titre d'exemple, le tip-timing basé sur les capteurs capacitifs peut être utilisé pour mesurer l'amplitude et la fréquence de vibration d'une soufflante à l'entrée d'un moteur d'avion. Ce type de rotor possède des amplitudes de vibration nettement supérieures à 1 mm, alors que les amplitudes des pales d'un compresseur d'hélicoptère sont inférieures à 1 mm. Le tableau 2.4 présente le nombre de capteurs optiques répartis de manière non uniforme sur la circonférence en fonction du rotor. Le Rotor-1 possède un capteur en moins à cause des contraintes d'encombrement.



(a) Schéma d'installation du dispositif tip-timing sur le Rotor-1 (vue de face)

(b) Mesure de l'écart de temps entre la pale statique (en vert) et la pale vibrante (en rouge)

FIGURE 2.4 – *Tip-timing* : Principe de fonctionnement

	Nombre de capteurs répartis sur la circonférence
Rotor-1	4
Rotor-2	5
Rotor-3	5

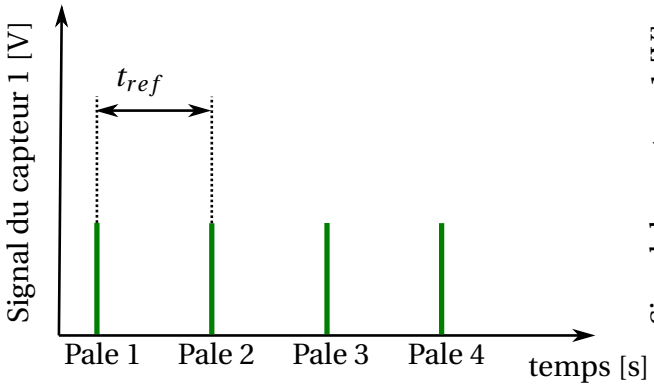
TABLEAU 2.4 – *Tip-timing* : Nombre de capteurs optiques répartis sur la circonférence en fonction du rotor

Lorsqu'une pale ne vibre pas, elle est dite statique. Pour une vitesse de rotation donnée et un capteur donné, l'intervalle de temps entre deux pales statiques consécutives t_{ref} est donné par l'équation 2.6 avec N_b le nombre de pales du rotor instrumenté et Ω la vitesse de rotation de la roue.

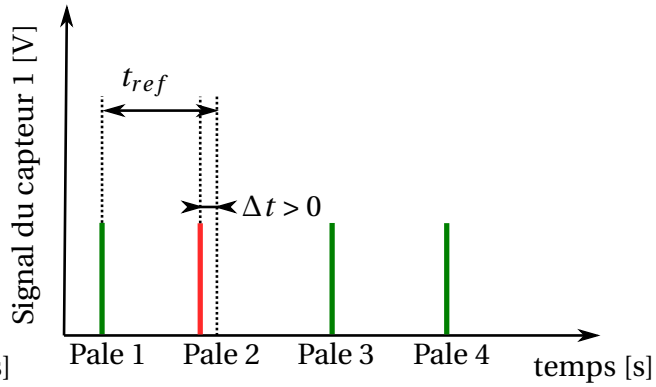
$$t_{ref} = \frac{2\pi}{N_b \Omega} \tag{2.6}$$

À chaque passage de pale, le capteur relève un pic de tension. Le système d'acquisition enregistre alors comme une donnée discrète un temps pour chaque pic. L'écart de temps Δt par rapport au temps de référence t_{ref} est déterminé comme représenté dans la figure 2.4b. Selon la vibration de la pale considérée par rapport à la pale statique, le capteur permet de définir si cette pale est en retard ou en avance. Lorsque les pales sont statiques, le temps issu du capteur est égal au temps de référence à chaque passage de pale comme illustré par le signal du capteur 1 représenté dans la figure 2.5a. D'après la figure 2.5b, si la pale 2 vibre et présente de l'avance par rapport au passage de la pale statique, un écart de temps entre la raie rouge et la raie noire pointillée est mesuré. Cet écart sera positif. Le contraire est présenté dans la figure 2.5c. Si la pale 2 présente un retard par rapport au passage de la pale statique, un écart de temps négatif entre la raie rouge et la raie noire pointillée est observé.

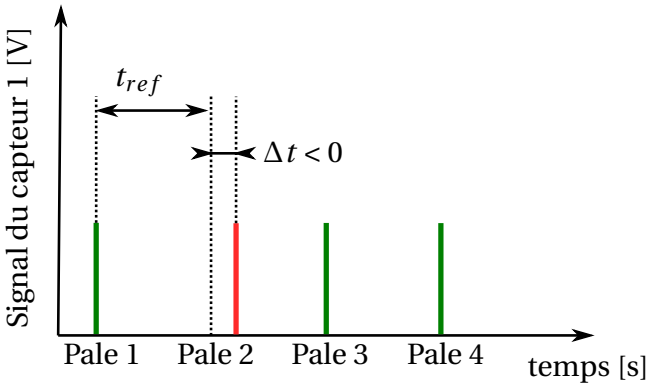
L'évaluation du temps de référence suivant l'équation 2.6 ne permet pas de prendre en compte les dispersions géométriques de fabrication. Aussi, il est déterminé expérimentalement en réalisant une moyenne arithmétique des temps de passage des pales enregistrés à basse vitesse de rotation lorsque les pales vibrent peu.



(a) Représentation du signal du capteur 1 lorsque les pales ne vibrent pas



(b) Représentation du signal du capteur 1 lorsque la pale 2 vibre avec une avance par rapport à la pale statique



(c) Représentation du signal du capteur 1 lorsque la pale 2 vibre avec un retard par rapport à la pale statique

FIGURE 2.5 – *Tip-timing* : Représentation schématique du signal acquis par le capteur 1 en fonction de la vibration de la pale 2

Le traitement des données acquises par tous les capteurs est réalisé par un logiciel qui trie ces données afin d'obtenir un signal vibratoire temporel pour chaque pale. Connaissant la position initiale du rotor, le nombre de pales et l'écart entre chaque capteur, le signal vibratoire de chaque pale est reconstruit en récupérant les valeurs associées à la pale considérée dans le signal de chaque capteur. Ce signal correspond aux écarts temporels de chaque passage de pale successif comme illustré dans la figure 2.6. L'écart de temps Δt_n correspond à la $n^{ième}$ pale de la même roue, avec $n \in [1, N_b]$. Connaissant l'ordre de passage des pales, le signal associée à chacune d'elles est ainsi reconstruit. La figure 2.7 présente un exemple des signaux vibratoires reconstruits pour les pales 1 et 2. Le nombre d'échantillons par rotation correspond au nombre de capteurs disponibles autour de la circonférence. Leur distribution en temps n'est pas équi-répartie.

L'amplitude instantanée de vibration de la pale dans la direction azimutale y est obtenue par l'équation 2.7, avec r le rayon à l'extrémité de la pale, Ω la vitesse de rotation du rotor et Δt l'écart temporel mesuré par le capteur. Le déplacement mesuré par la technologie tip-timing est donc le déplacement suivant la direction azimutale.

$$y(t) = r\Omega\Delta t(t) \tag{2.7}$$

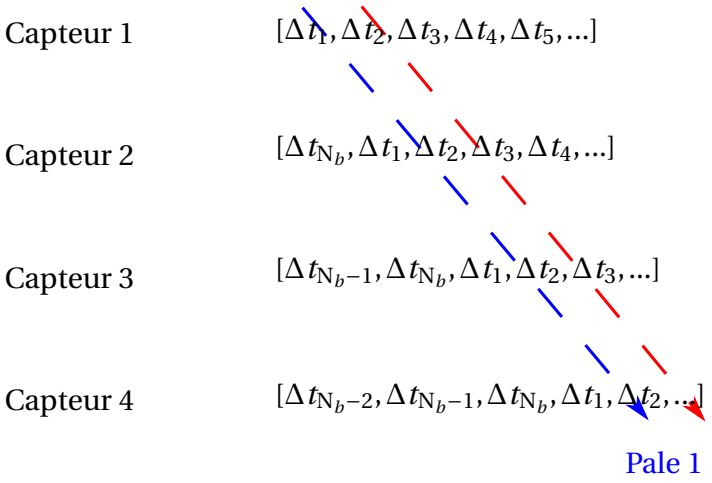


FIGURE 2.6 – *Tip-timing* : Reconstruction du signal pour chaque pale du rotor

Le capteur optique mesure l'information lors du passage de la pale, ce qui entraine un échantillonnage irrégulier et sous-échantillonné. La TFD n'est alors pas applicable sur ce type de signal et nécessite d'autres méthodes de post-traitement. Dans le cadre des essais PRC AEROVISTA, le module d'essai ASTEC2 est équipé de l'instrumentation tip-timing sur les trois rotors. Les méthodes de post-traitement tip-timing sont développées à Safran Helicopter Engines et sont utilisées dans ce mémoire comme une « boîte noire » pour l'analyse des données.

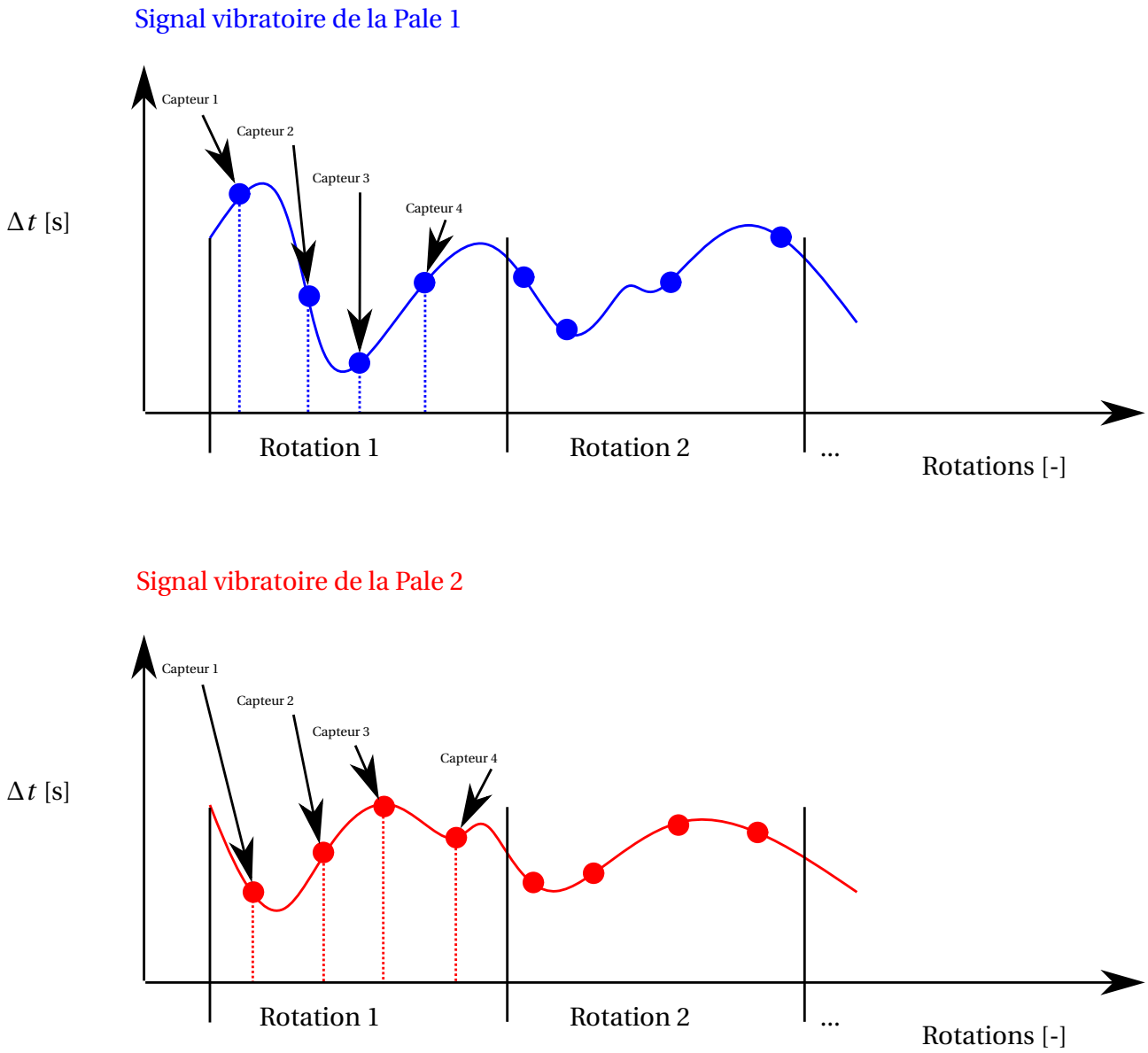


FIGURE 2.7 – *Tip-timing* : Signal vibratoire mesuré pour les pales 1 et 2 du rotor

2.1.4 Récapitulatif des différents moyens de mesure

Le module d'essai ASTEC2 est donc instrumenté de manière à obtenir une caractérisation à la fois aérodynamique de l'écoulement et mécanique de la structure dans le but d'analyser les éventuelles interactions multiphysiques. Les différents moyens de mesure permettent d'obtenir des données dans différents repères, soit le repère fixe R_f lié au carter, soit le repère tournant R_t lié au déplacement des rotors.

Le tableau 2.5 récapitule les différentes instrumentations mises en place.

Instrumentation	Données traitées	Repère	f_{E}
Capteurs de pression statique instationnaire	Pression statique instationnaire	R_f	102.0 kHz
Dispositif spire-aimant	Amplitude axiale de vibration de la pale instrumentée	R_t	102.0 kHz
Technologie tip-timing	Amplitude azimutale de vibration de toutes les pales	R_t	échantillonnage irrégulier : 4 ou 5 valeurs par rotation machine (d'après le tableau 2.4)

TABLEAU 2.5 – Différents types de mesure instantanées disponibles sur le module d'essai ASTEC2 avec le repère associé

2.2 Mise en place des simulations stationnaires et instationnaires

Cette section précise les hypothèses qui ont été faites lors de la mise en œuvre des simulations numériques.

2.2.1 Stratégies de simulation

Comme le compresseur étudié comporte plusieurs étages et comme le phénomène observé lors des essais requiert des simulations instationnaires de la totalité de la circonférence (simulations 360°), il est nécessaire de définir des stratégies de simulation.

- **Simulations RANS**

  Les simulations stationnaires RANS présentées dans ce mémoire sont réalisées avec un maillage monocanal du domaine de calcul. Le bras du module présent en amont du compresseur est pris en compte. Les couches limites sont résolues en paroi dans ces simulations et l'interface entre deux roues voisines est modélisée par un plan de mélange. Cette approche est dite Bas-Reynolds.

- **Simulations URANS**

  Les simulations instationnaires URANS analysées dans ces travaux sont réalisées sur la totalité de la circonférence. Ces simulations étant coûteuses de manière générale et surtout dans le cadre de cette étude de par le nombre de roues simulées, l'utilisation d'une approche *loi de paroi* est nécessaire pour prendre en compte les couches limites. Contrairement aux simulations RANS, le bras est enlevé de la modélisation pour limiter le coût de calcul. Cette approche est dite Haut-Reynolds.

2.2.2 Domaine de calcul

L'étude est réalisée sur une partie restreinte de la configuration expérimentale (voir figure 1.17). Une vue méridienne simplifiée du module est décrite dans la partie supérieure de la figure 2.8. Le domaine de calcul est constitué de la partie comprise entre les deux lignes vertes discontinues. Il comprend les bras du banc, la RDE et les trois étages composés chacun d'un rotor et d'un stator. Les roues bleues et roses symbolisent respectivement les stators et les rotors.

Seuls la RDE et le stator du premier étage possèdent un calage variable, dont les pivots sont schématisés. La veine expérimentale est rallongée à la sortie dans le domaine de calcul par un *convergent de sortie* pour favoriser la stabilité des simulations. Cette modification débute à partir de la ligne discontinue verte représentée dans la figure 2.8. La longueur de la veine de sortie est fixée d'après les pratiques de calcul de Safran Helicopter Engines afin d'assurer une homogénéisation suffisante de l'écoulement avant d'atteindre la condition limite de sortie.

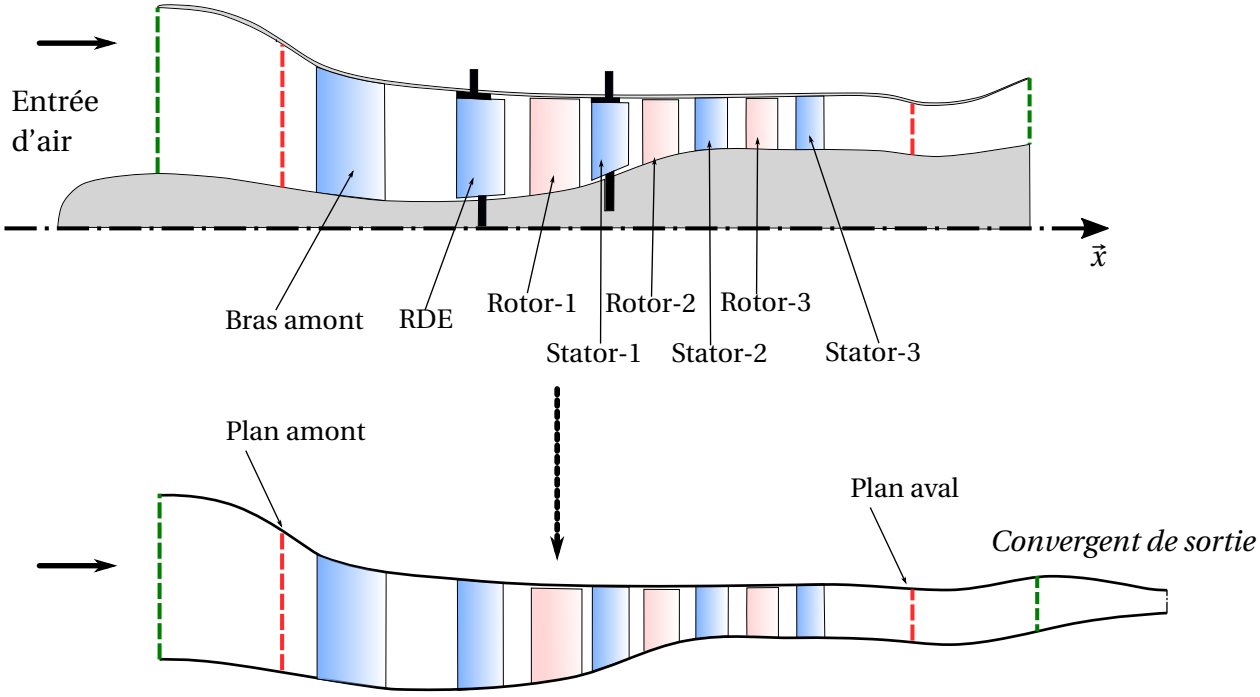


FIGURE 2.8 – Définition du domaine de calcul en vue méridienne

Les domaines de calcul en vue aubes-à-aubes des simulations RANS et URANS sont représentés dans la figure 2.9. Pour chaque roue, la pale se situe entre les deux frontières périodiques. Dans ce mémoire, le domaine associé à une pale est aussi appelé une grille. Elle suit la direction tangente à la pale à l'amont du bord d'attaque et à l'aval du bord de fuite, avant de revenir parallèle à l'axe machine au niveau des interfaces. Au total, 7 interfaces sont comptabilisées pour le domaine des simulations RANS et 6 interfaces pour celui des simulations URANS. Le domaine des simulations RANS présente en effet une interface stator-stator entre le bras et la RDE. Les autres interfaces sont des interfaces rotor-stator, comme toutes les interfaces du domaine des simulations URANS.

Lors des simulations, les performances globales et instantanées du compresseur sont évaluées à partir des plans amont et aval indiqués sur la figure 2.8 par des traits verticaux rouges discontinus. Ces plans sont placés à la même position axiale que les plans de mesures expérimentaux utilisés pour calculer les performances stationnaires.

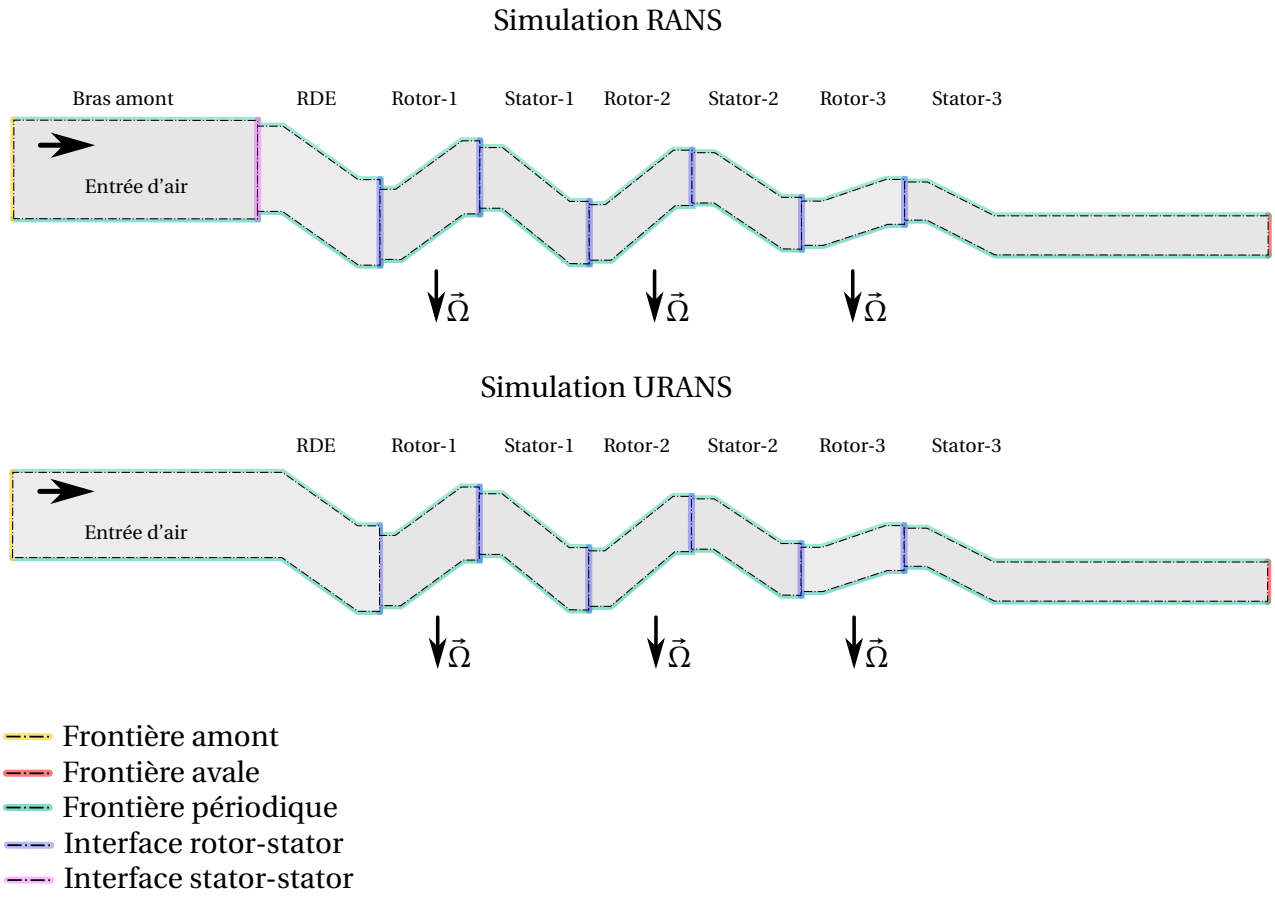


FIGURE 2.9 – Domaine de calcul en vue aubes-à-aubes pour les simulations RANS et URANS

2.2.3 Hypothèses géométriques

Les simulations présentées dans ce mémoire possèdent des approximations géométriques par rapport à la géométrie réelle.

- Le jeu en tête de pale des rotors est maillé mais il est considéré constant le long de la corde. Dans la pratique, le jeu réel présente des variations causées par la déformation de la pale soumise aux efforts centrifuges et aérodynamiques, par les vibrations de la pale et par les tolérances de fabrication. Lors des essais, des capteurs de jeu ont relevé les hauteurs de jeu des rotors. Dans ce mémoire, le jeu de chaque rotor est fixé à la valeur moyenne acquise pendant le balayage expérimental de l'iso-vitesse considérée. Le tableau 2.6 donne les valeurs de jeu adoptées dans les simulations en pourcentage de la corde axiale C_{ax} de la roue considérée.
- Comme mentionné dans la sous-section 2.2.2, la RDE et le Stator-1 ont un calage variable. L'angle de calage des pales est adapté en fonction de la vitesse de rotation corrigée de la machine. Pour permettre ce changement d'angle, les pales sont montées sur des pivots. Un exemple de géométrie de pale à calage variable est montré par la figure 2.10. Ce mécanisme induit des jeux en tête et en pied de pale qui sont négligés dans ces travaux. Aucun jeu de ces deux stators n'est modélisé, ce qui implique que les pales sont encastrées dans le moyeu et dans le carter. Comme les simulations sont réalisées à régime partiel, la RDE et le Stator-1 sont fortement calés. Le calage de la RDE est très élevé ce qui induit une répartition de charge inégale entre les étages du compresseur. Les Stator-2 et Stator-3 ne présentent pas de

jeu en tête et en pied de pale. Ils sont donc encastrés dans le moyeu et dans le carter.

- La géométrie des pales utilisée pour les simulations est celle mise à chaud à 100%Nn pour tenir compte du dévrillage induit par la force centrifuge. Cependant, les simulations sont menées à vitesse partielle ce qui implique que la déformée statique des pales utilisée est différente de la géométrie réelle. Les principales grandeurs impactées par cette différence sont les distributions d'angle. Mais cet effet n'a pas été quantifié.
- Pour mener les simulations 360°, le maillage est issu du maillage monocanal dont chaque grille est répliquée en azimut autant de fois que le nombre de pales. Cela implique que toutes les pales simulées d'une même roue sont parfaitement identiques.
- Les effets technologiques, tels que les congés de raccordement et les cavités des entrefers ne sont pas modélisés dans ces travaux. L'hypothèse que ces effets ont peu d'impact sur le phénomène non-synchrone recherché est faite.

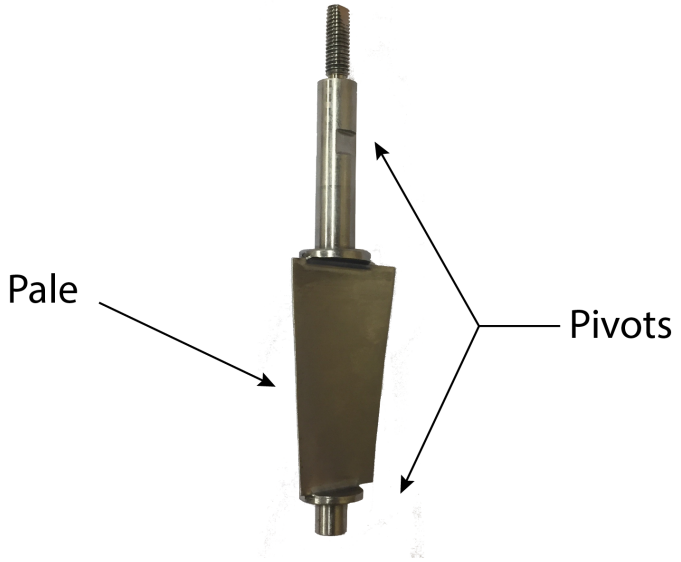


FIGURE 2.10 – Exemple de géométrie de pale à calage variable

	Rotor-1	Rotor-2	Rotor-3
Taille de jeu [%C_{ax}]	1.9	1.1	1.5

TABLEAU 2.6 – Taille des jeux pour chaque rotor en pourcentage de la corde axiale C_{ax} adoptée dans les simulations

2.2.4 Prise en compte des effets de la turbulence en paroi

Il est important de rappeler que la simple présence des parois solides au sein d'un écoulement de fluide donne naissance à des couches limites (voir sous-section 1.2.1). Une couche limite d'épaisseur δ peut être décomposée en deux zones bien distinctes, d'après la figure 2.11 :

- une *couche externe* qui représente environ 80% de l'épaisseur de la couche limite et dans laquelle le gradient de vitesse normal à la paroi est faible. Le profil de vitesse dépend essentiellement de l'écoulement 3D au bord de la couche limite.
- une *couche interne* qui représente environ 20% de l'épaisseur de la couche limite et dans laquelle le gradient de vitesse normal à la paroi est grand. La condition d'écoulement à la paroi et la nature du fluide influencent fortement le profil de vitesse.

L'épaisseur relative des ces deux couches dépend du nombre de Reynolds.

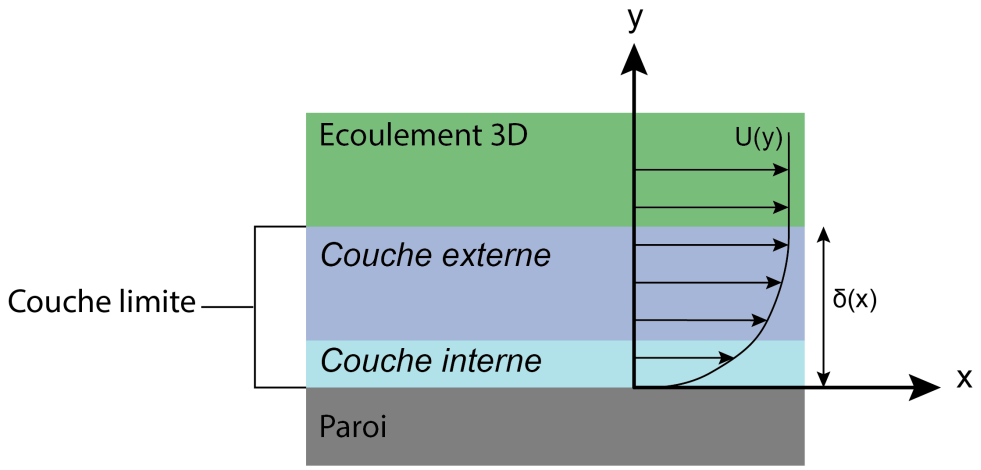


FIGURE 2.11 – Décomposition de la couche limite en deux zones : la couche externe et la couche interne

L'approche *loi de paroi* a pour objectif d'éviter la résolution de la couche interne qui nécessite une discrétisation fine dans la direction normale à la paroi. Cette approche est adoptée pour les simulations URANS présentées dans ce mémoire comme mentionné dans la sous-section 2.2.1. La figure 2.12 schématise le maillage proche paroi adopté pour les simulations RANS (à gauche), où la couche interne est résolue, ainsi que le maillage adopté pour les simulations URANS (à droite) qui utilisent une approche *loi de paroi*. La première maille (identifiée en rose sur la figure 2.12) représente la cellule qui est en contact avec la paroi. Sa taille est plus grande dans le maillage URANS que dans le maillage RANS, du fait de la modélisation de la *couche interne*.

Le principe de la *loi de paroi* repose sur la décomposition de la couche interne en deux zones. Effectivement, l'analyse des profils de vitesse selon la distance à la paroi y dans cette couche sur une échelle logarithmique permet de la décomposer en deux sous-couches (voir figure 2.13) :

- une sous-couche « visqueuse » : zone dans laquelle la viscosité moléculaire est prépondérante
- une zone « logarithmique » : zone dans laquelle la viscosité turbulente est prépondérante

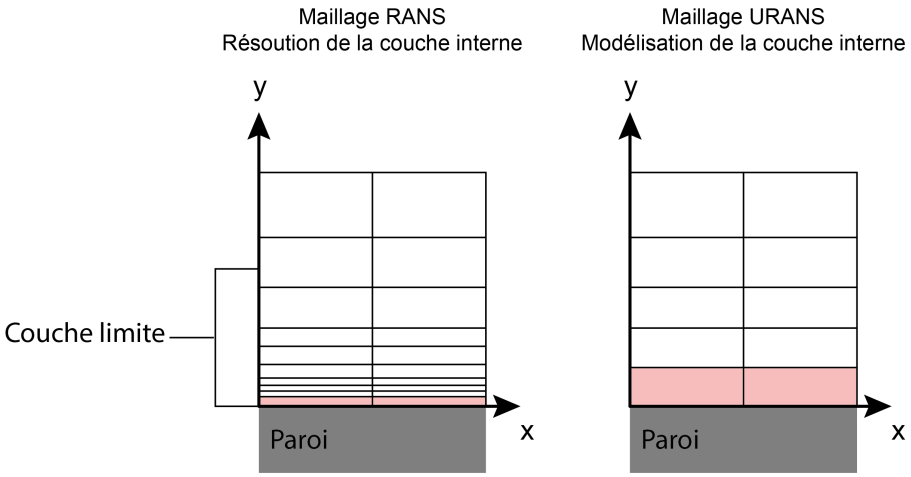


FIGURE 2.12 – Exemple de la discrétisation normale à la paroi pour un maillage RANS et un maillage URANS

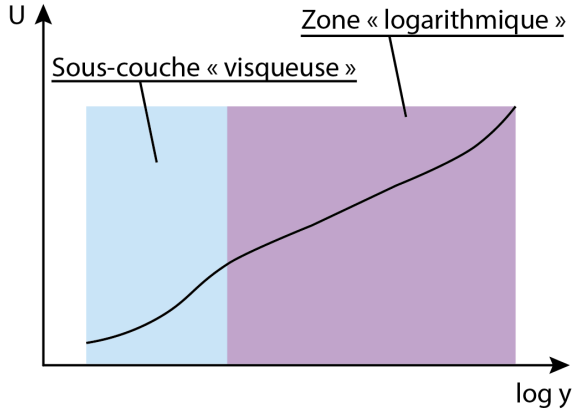


FIGURE 2.13 – Profil de vitesse en fonction de la distance à la paroi dans la couche interne selon une échelle logarithmique

Une loi analytique peut être utilisée pour décrire l'évolution des profils de vitesse dans la couche interne. Pour définir cette loi, il est nécessaire de spécifier la vitesse de paroi adimensionnée u^+ et la distance à la paroi adimensionnée y^+. Ces grandeurs sont introduites par les équations 2.8 et 2.9, avec y la taille de première maille, u_τ la vitesse de frottement et ν la viscosité cinématique.

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \tag{2.8}$$

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \tag{2.9}$$

La vitesse de frottement u_τ est déterminée à partir du frottement pariétal τ_p et de la masse volumique à la paroi ρ_p, telle que :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_p}} \tag{2.10}$$

Dans le code *elsA*, la formulation choisie pour la loi de vitesse adimensionnelle [GONCALVES et HOUDEVILLE, 2001] est :

- Si $y^+ \leq 11.13$: Le profil de vitesse évolue selon une loi linéaire dans la sous-couche visqueuse :
$$u^+ = y^+ \tag{2.11}$$
- Si $300 > y^+ > 11.13$: Le profil de vitesse suit une loi logarithmique, avec κ la constante de von Kármán :
$$u^+ = \frac{1}{\kappa}\ln(y^+) + 5.25, \text{ avec } \kappa{=}0.41 \tag{2.12}$$

La constante de 11.13 correspond à l'intersection entre la sous-couche « visqueuse » et la zone « logarithmique » (voir figure 2.13).

La modélisation de la vitesse à la paroi permet d'accéder aux autres grandeurs :

- Les composantes du tenseur des contraintes dans la première cellule du maillage sont déterminées à partir de la loi de vitesse, évitant le calcul du gradient de vitesse.
- Les composantes du vecteur flux de chaleur sont calculées dans la première cellule en intégrant l'équation de l'enthalpie totale et en négligeant la convection, évitant le calcul du gradient de température.
- Quant aux grandeurs turbulentes, elles sont calculées de manière analytique, s'affranchissant de nouveau du calcul du gradient de vitesse.

Dans le code *elsA*, l'effet de compressibilité de l'écoulement est pris en compte par l'utilisation de la vitesse transformée $\bar{u}$ de van Driest [E. R. VAN DRIEST, 1951, 1956] à la place de la vitesse u dans l'équation 2.9.

Cette approche est un traitement de condition aux limites à la paroi qui se substitue à la condition limite utilisée dans les simulations où les couches internes sont résolues, avec une condition d'adhérence.

2.2.5 Initialisation des simulations

Simulations RANS

La résolution de l'équation d'équilibre radial simplifié [ONERA, 2018] à différentes positions axiales du compresseur permet d'établir le champ d'initialisation de la première simulation RANS. Ces stations sont positionnées tout au long du compresseur : une station sur la face en entrée du domaine, une station entre chaque roue et une station sur la face de sortie du domaine. La pression statique et l'angle d'incidence de toutes les stations sont fixés pour obtenir le taux de compression souhaité. La vitesse et la température totale en entrée du domaine étant fixées (voir sous-section 2.3.7), il est alors possible de résoudre l'équation d'équilibre radial simplifiée à chaque station. La masse volumique, la pression totale, la quantité de mouvement et l'énergie totale sont calculées pour toutes les stations, permettant d'obtenir leur évolution axiale. Une interpolation dans la direction axiale est réalisée pour étendre ces valeurs à la totalité du domaine. Pour les simulations suivantes, le champ est initialisé à partir du champ convergé au point d'opération le plus proche.

Simulations URANS

Les simulations URANS sont initialisées à partir de la solution stationnaire RANS convergée pour le point d'opération considéré.

2.3 Méthode de résolution numérique

Cette section présente les réglages et les vérifications faits lors des simulations numériques.

2.3.1 Code de calcul

L'outil de simulation choisi pour ce travail est *elsA* (Ensemble de Logiciels pour la Simulation en Aérodynamique), un code d'aérodynamique développé par l'ONERA [CAMBIER *et al.*, 2013] pour la simulation des écoulements compressibles. Le code possède une architecture orientée objet et associe le langage C++ avec le langage FORTRAN. L'utilisateur communique avec *elsA* à travers le langage Python. Les équations de Navier-Stokes stationnaires et instationnaires moyennées au sens de Reynolds (RANS et URANS) associées à une modélisation de la turbulence sont résolues. La discrétisation en espace repose sur la méthode des volumes finis centrés sur les cellules sur des maillages structurés 3D multi blocs. Les simulations présentées dans ce mémoire ont été réalisées sur le supercalculateur « COBALT » installé au CCRT et utilisent au maximum 700 processeurs.

2.3.2 Caractéristiques du fluide

Dans ces travaux, le fluide qui s'écoule au travers du compresseur est un flux d'air. Il s'agit d'un fluide newtonien compressible dont les caractéristiques principales sont présentées dans le tableau 2.7.

Grandeur	Symbole	Valeur
Constante spécifique [J.kg^{-1}.K^{-1}]	r	287.058
Coefficient de Laplace [−]	γ	1.4
Nombre de Prandtl [−]	Pr	0.7

TABLEAU 2.7 – Caractéristiques principales du fluide simulé

Les constantes r et γ permettent de déterminer la capacité calorifique à pression constante par unité de masse c_p et la capacité calorifique à volume constant par unité de masse c_v, d'après les équations 2.13 et 2.14.

$$c_p = \frac{r\gamma}{\gamma - 1} \tag{2.13}$$

$$c_v = \frac{r}{\gamma - 1} \tag{2.14}$$

La viscosité dynamique μ est calculée avec la loi de Sutherland [ONERA, 2018] dépendant de la température statique. Cette loi est donnée par l'équation 2.15, avec $\mu(T_{ref}) = 1.717 \cdot 10^{-5} kg.m^{-1}.s^{-1}$, $T_{ref} = 273K$ et $S = 110.4K$.

$$\mu(T) = \mu(T_{ref}) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{ref} + S}{T + S} \tag{2.15}$$

2.3.3 Modèle de turbulence

Le modèle de turbulence utilisé dans ce travail est le modèle $k - l$ de Smith [SMITH, 1994]. Ce modèle est issu de l'hypothèse de Boussinesq, selon laquelle le tenseur de Reynolds des contraintes turbulentes et le flux de chaleur dû à la turbulence peuvent être calculés à partir d'une viscosité dynamique turbulente μ_t et d'un nombre de Prandtl turbulent Pr_t. Pour un écoulement proche des parois, Pr_t est égal à 0.9.

Dans le code *elsA*, la modélisation de la turbulence repose sur l'énergie cinétique turbulente k et sur la viscosité turbulente μ_t. Le modèle est construit sur deux équations de transport dont la première porte sur k et la seconde sur une longueur caractéristique des grandes échelles turbulentes l, dont μ_t dépend.

2.3.4 Maillage

Le domaine de calcul défini dans la sous-section 2.2.2 est maillé de manière structurée avec le logiciel Autogrid5 qui est intégré dans la suite de logiciels commercialisés par Numeca Int. Le maillage est « optimisé » afin d'atteindre les critères de qualité (orthogonalité, taux d'expansion, rapport d'aspect) avec un nombre de points acceptable. La génération du maillage est réalisée en considérant un seul canal par roue avec des frontières périodiques coïncidentes.

Deux maillages monocanal sont créés dans le cadre de cette thèse afin de répondre aux deux stratégies présentées dans la sous-section 2.2.1 :

Simulations RANS

Un maillage qui répond aux critères Bas-Reynolds pour mener des simulations où les couches limites sont résolues.

Simulations URANS

Un maillage qui permet de mener des simulations où les couches limites sont modélisées par une *loi de paroi*. Ce maillage, plus léger que le précédent, est ainsi dupliqué pour les simulations 360° instationnaires.

Les figures 2.14 et 2.15 représentent respectivement une vue méridienne et une vue de dessus du maillage utilisé pour les simulations RANS. Il comprend 8 grilles. Les figures 2.16 et 2.17 montrent respectivement une vue méridienne et une vue de dessus du maillage utilisé pour les simulations URANS. Les bras présents dans la configuration réelle représentée dans la figure 2.1 ne

sont pas maillés dans le maillage URANS. Ceci permet de réduire le coût de calcul; il ne possède donc que 7 grilles. Pour les deux maillages présentés, chaque grille est constituée de 7 blocs pour les stators et de 9 blocs pour les rotors.

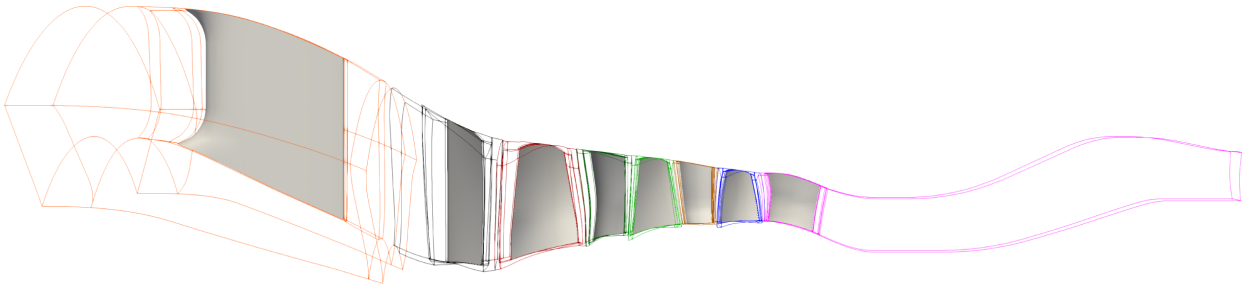


FIGURE 2.14 – Vue méridienne des blocs du maillage RANS

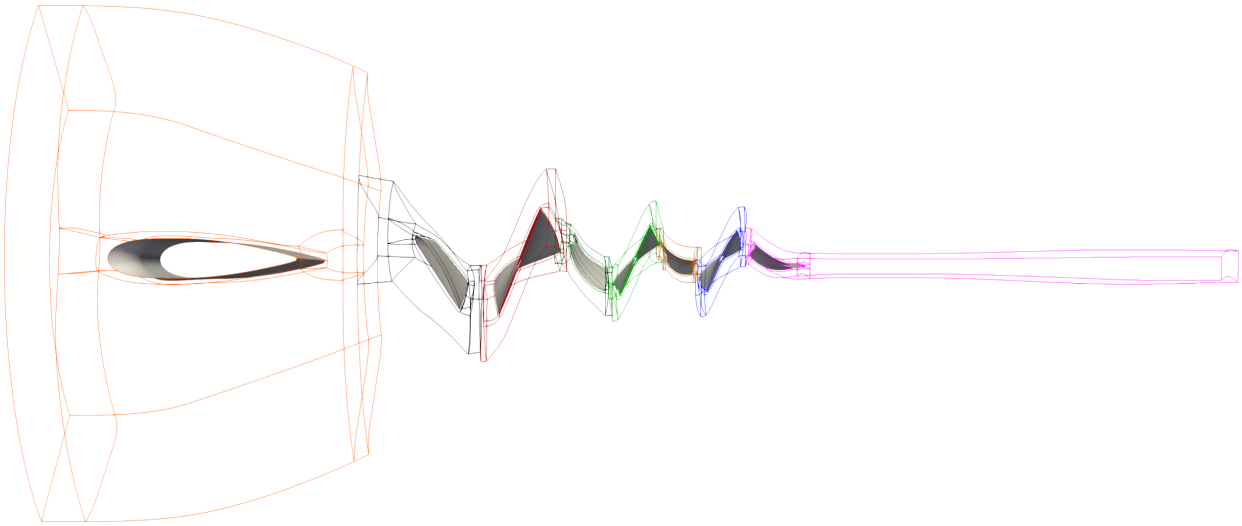


FIGURE 2.15 – Vue du dessus des blocs du maillage RANS

Dans le maillage RANS, le bras est situé relativement proche de l'entrée du domaine, à environ 0.5 fois la corde axiale du bras. En pratique, il est recommandé que la condition d'entrée soit placée à environ 5 fois la corde axiale de la première roue pour éviter l'interaction des effets potentiels avec la condition limite d'entrée. Ici, l'effet potentiel du bras est évalué négligeable en considérant les travaux de Parker [PARKER, 1967a, 1969, 1972]. Cette approximation permet de considérer que la distance entre le bord d'attaque du bras et la position axiale de la condition limite d'entrée est adaptée. Par contre, cette recommandation est satisfaite pour le maillage URANS. Du fait que le bras n'est plus maillé, le plan d'entrée est à une distance d'environ 6 fois la corde axiale de la RDE.

Pour ces maillages, la topologie des blocs employée pour chaque roue est dite O – 4H. Cette topologie qui est classique en turbomachine permet de densifier le maillage dans les zones d'intérêt (couches limites, sillages). Le bloc en O entoure la pale, alors que les blocs en H remplissent

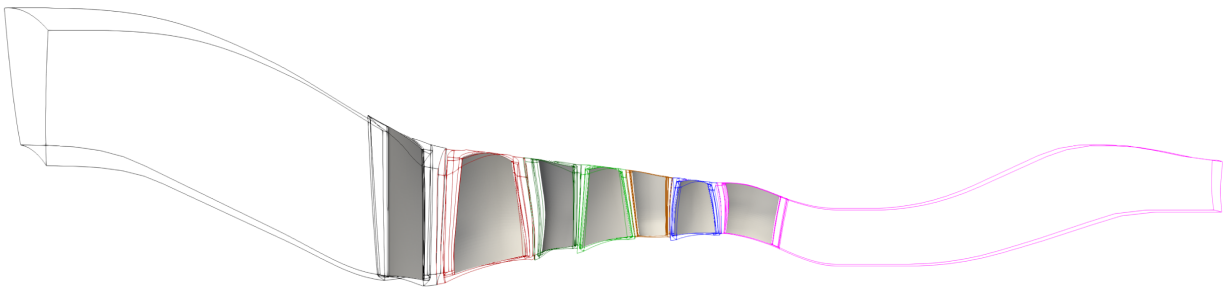


FIGURE 2.16 – Vue méridienne des blocs du maillage URANS

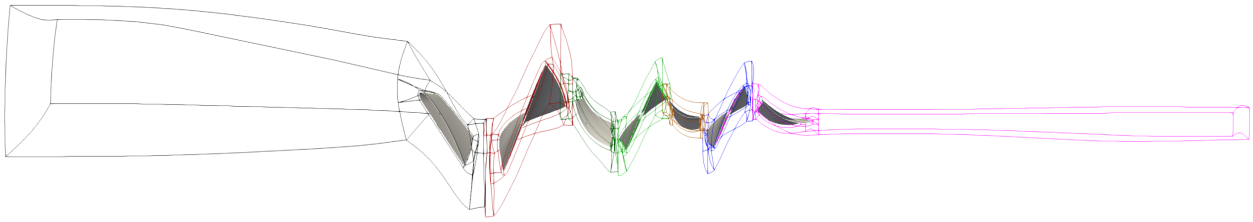


FIGURE 2.17 – Vue du dessus des blocs du maillage URANS

l'espace en amont et en aval de la pale, ainsi que l'espace inter-aube. Tous les blocs latéraux dans la direction azimutale sont générés avec des frontières azimutales coïncidentes, ce qui permet de limiter les erreurs d'interpolation. Seules les interfaces entre deux grilles consécutives sont des raccords non-coïncidents et sont gérées par le solveur avec des conditions d'interface spécifiques. Les jeux sont maillés par deux blocs, un premier bloc central en H et un bloc en O autour de celui-ci.

Le maillage RANS possède entre 145 et 197 couches de maille réparties du moyeu au carter. Les rotors possèdent une discrétisation radiale sur la hauteur de veine plus importante que les stators à cause des jeux. Les jeux des Rotor-1, Rotor-2 et Rotor-3 sont discrétisés respectivement par 53 points, 33 points et 29 points. La décroissance de la taille du jeu observée dans le tableau 2.6 explique la diminution du nombre de points pour discrétiser le jeu. L'étendue azimutale des passages inter-aubes pour les rotors contient en moyenne 120 points. Le bord d'attaque et le bord de fuite des pales sont discrétisés avec un minimum de 9 points chacun et en moyenne la pale est discrétisée par 164 points répartis sur l'intrados et l'extrados. Pour les stators, le passage inter-aube est discrétisé en moyenne par 100 points dans la direction azimutale. Le nombre de points du maillage RANS est présenté pour chaque grille dans le tableau 2.8. Le nombre de points total pour le maillage monocanal est de 34.8 millions. La taille de première maille est fixée afin d'obtenir une distance adimensionnelle à la paroi $y^+ < 3$ sur les surfaces du moyeu, du carter et des pales pour tous les points d'opération simulés. La répartition du pourcentage de cellules de peau par rapport à la valeur y^+ pour ce maillage est présentée dans la figure 2.18 au point d'opération de rendement maximum. Ce point d'opération est représentatif de cette répartition. La figure 2.19 présente la vi-

Maillage RANS	Nombre de points (10^6) (1 canal)
Bras	4.9
RDE	3.7
Rotor-1	7.5
Stator-1	3.5
Rotor-2	4.9
Stator-2	3.6
Rotor-3	3.9
Stator-3	2.8
Total	**34.8**

TABLEAU 2.8 – Nombre de points par roue du maillage RANS

sualisation de cette distance sur l'extrados (à gauche) et sur l'intrados (à droite) de chaque roue. Par soucis de clarté, les résultats concernant le bras ne sont pas représentés (les valeurs de y^+ sur la peau du bras sont de l'ordre de 1). D'après la figure 2.18, environ 97% des cellules de peau présentent une valeur de y^+ inférieure à 1, ce qui est aussi remarquable sur la figure 2.19. Ceci est préconisé pour les simulations où les couches limites sont résolues avec le modèle de turbulence $k-l$ détaillé dans la sous-section 2.3.3.

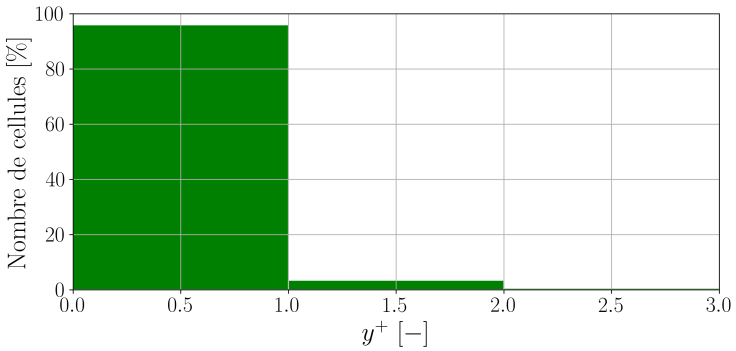


FIGURE 2.18 – Répartition de la distance adimensionnelle y^+ pour les cellules à la peau du maillage RANS

Pour le maillage URANS, la hauteur de veine est composée selon les roues de 65 à 89 nappes de maillage réparties du moyeu au carter. Pour les rotors, le jeu est discrétisé radialement par 13 points et l'étendue azimutale des passages inter-aubes contient en moyenne 70 points. Pour les stators, le passage inter-aube est discrétisé en moyenne par 51 points dans la direction azimutale. Par rapport à la discrétisation du bord d'attaque et du bord de fuite des pales, le nombre de points minimum est de 9, identique au maillage RANS. En comptant les points du bord d'attaque et du bord de fuite, les profils des pales sont en moyenne discrétisés par 96 points répartis sur l'intrados et l'extrados. Le tableau 2.9 récapitule le nombre de points du maillage URANS pour chaque grille et le nombre total de points. Le maillage comprend au total 5.2 millions de points en monocanal contre 133.3 millions pour la configuration 360°. Concernant la taille de première maille, pour tous les points d'opération calculés, elle est fixée afin d'obtenir une distance adimensionnelle à la paroi $20 < y^+ < 70$ pour la majorité des cellules de peau. Dans le cadre de simulations utilisant une *loi de paroi* pour le code *elsA*, les valeurs de y^+ doivent être comprises entre 20 et 300.

Maillage URANS	Nombre de points (10^6) (1 canal)	Nombre de points (10^6) (360°)
RDE	0.71	11.4
Rotor-1	0.68	10.9
Stator-1	0.55	15.9
Rotor-2	1.05	24.2
Stator-2	0.56	24.1
Rotor-3	1.09	25.1
Stator-3	0.53	21.7
Total	**5.2**	**133.3**

TABLEAU 2.9 – Nombre de points par roue du maillage URANS

La figure 2.20 présente la répartition du pourcentage de cellules de peau en fonction de la valeur y^+ pour ce maillage au point d'opération de rendement maximun. En parallèle, la figure 2.21 présente la visualisation de cette distance adimensionnelle sur l'extrados (à gauche) et sur l'intrados (à droite) de chaque roue. Il est important de noter qu'environ 10% des cellules de peau possèdent une valeur de y^+ comprise entre 10 et 20. Ces zones dites « limites » sont identifiées en rouge sur la figure 2.21. Elles se situent principalement sur la peau de la RDE. Des zones d'étendue moindre sont présentes en tête de Rotor-1, proche du bord de fuite du Stator-1 et Stator-2 côté intrados et au niveau du pied du Stator-3 côté intrados. Une petite zone est aussi observée sur la peau du Stator-1 côté extrados. Le modèle de *loi de paroi* (voir sous-section 2.2.4) est alors déclenché dans ces zones correspondantes à la couche interne.

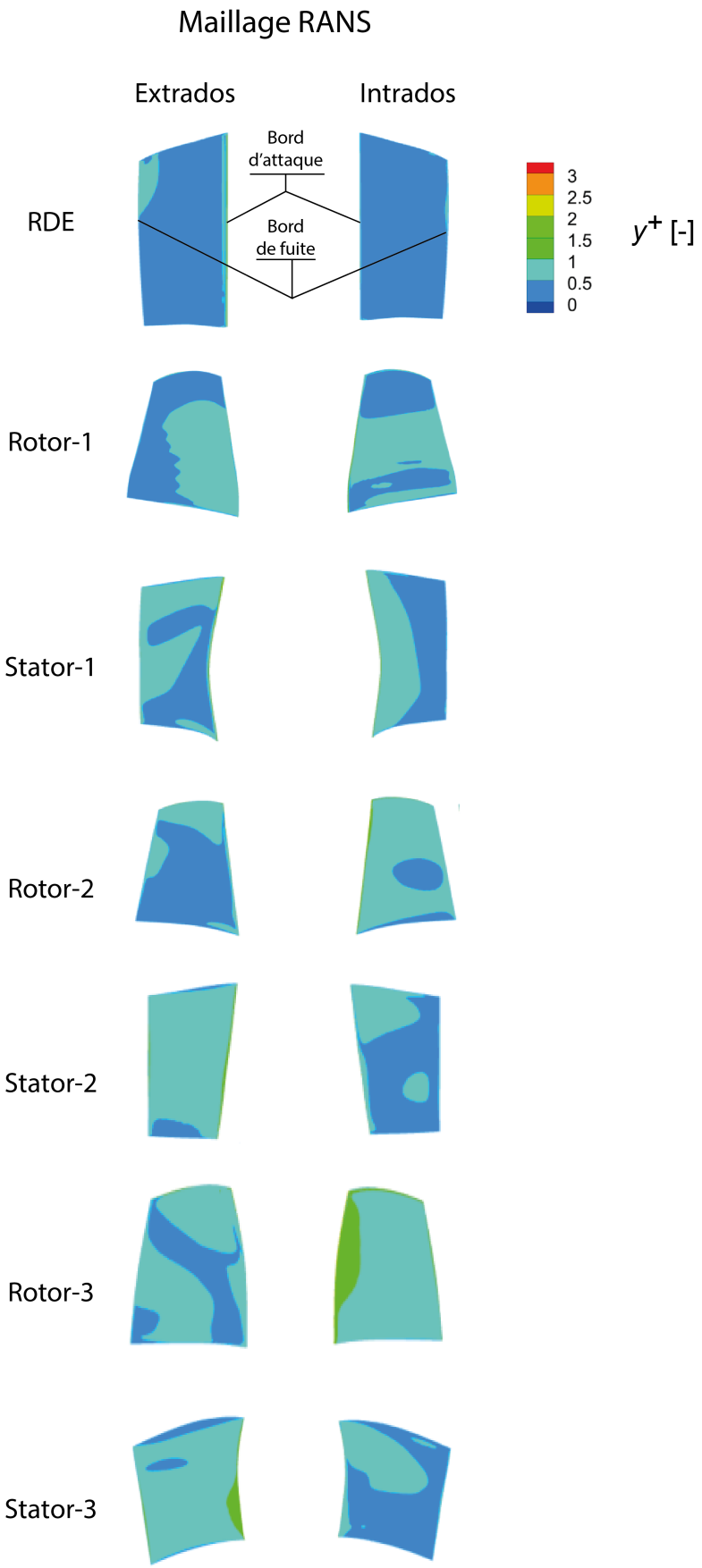


FIGURE 2.19 – Distance adimensionnelle y^+ pour le maillage RANS sur l'extrados (à gauche) et l'intrados (à droite) de chaque roue

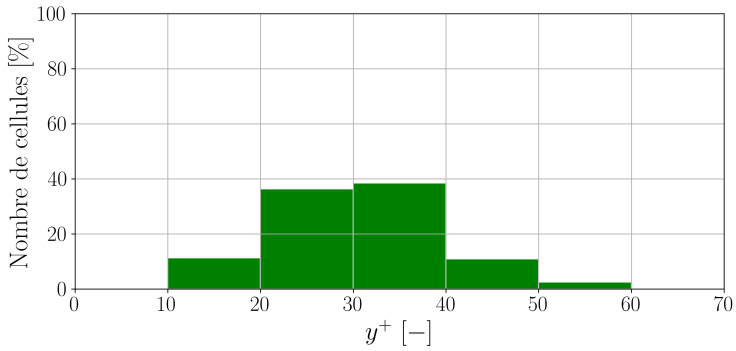


FIGURE 2.20 – Répartition de la distance adimensionnelle y^+ pour les cellules à la peau du maillage URANS

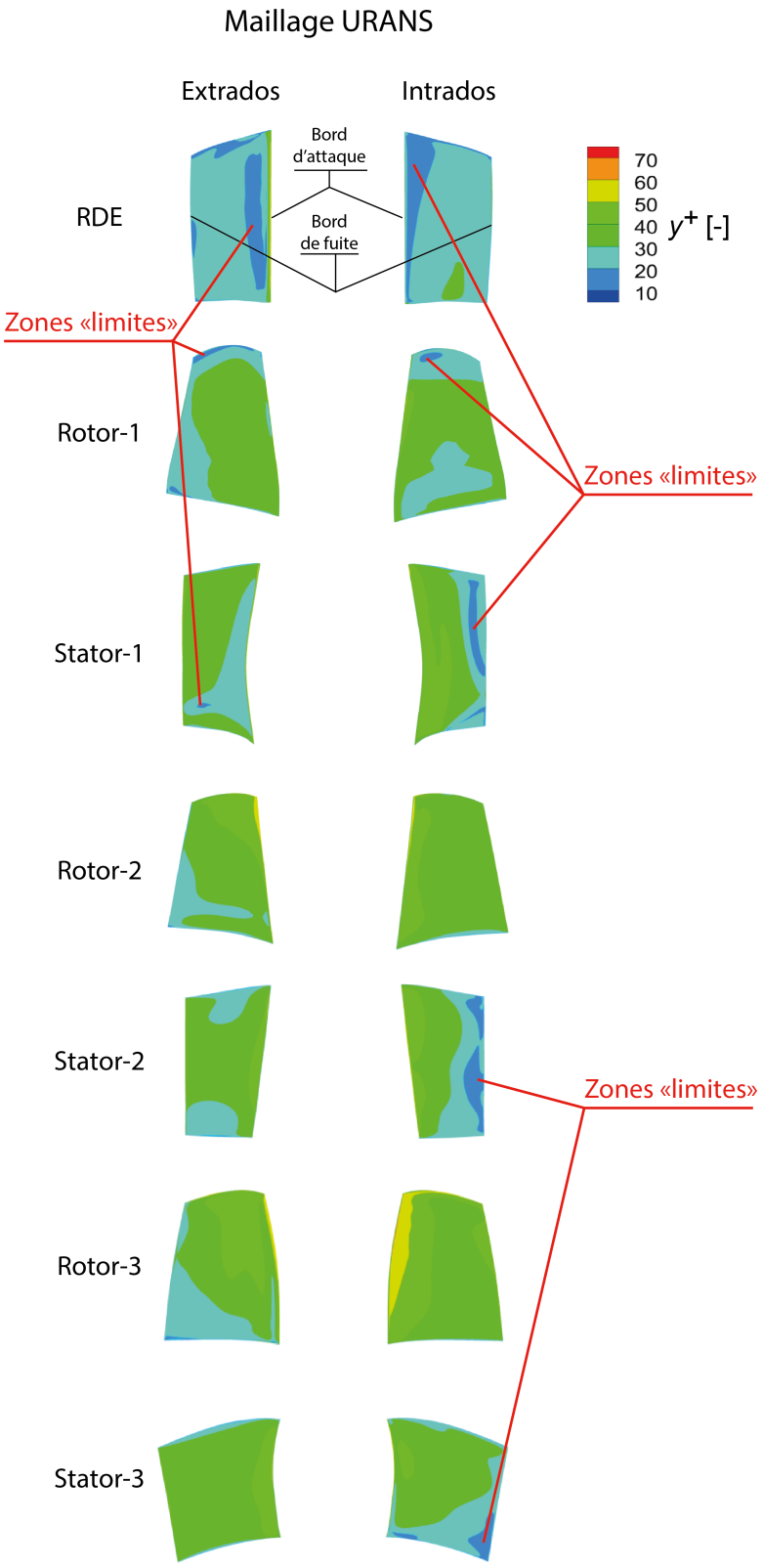


FIGURE 2.21 – Distance adimensionnelle y^+ pour le maillage URANS sur l'extrados (à gauche) et l'intrados (à droite) de chaque roue

2.3.5 Étude de la sensibilité au maillage

L'influence du nombre de points dans la direction azimutale du maillage URANS est essentielle à déterminer, sachant que les principaux phénomènes présents dans une turbomachine s'organisent sous forme de lobes répartis autour de la circonférence (voir section 1.2). Il est nécessaire de trouver un compromis entre précision et temps de calcul (voir sous-section 2.2.1).

Cette étude est uniquement basée sur les résultats de simulations stationnaires avec des maillages générés pour les simulations URANS d'après la sous-section 2.2.1, soit des maillages Haut-Reynolds (voir sous-section 2.2.4). Une étude de sensibilité au maillage sur les résultats de simulations instationnaires est trop coûteuse. Au total, trois maillages sont comparés afin de quantifier l'impact de la discrétisation spatiale en azimut sur les performances globales : URANS_1, URANS_2 et URANS_3. Le maillage URANS_2 est celui présenté dans la sous-section 2.3.4. Le paramètre qui diffère entre ces maillages est le nombre de points en azimut pour discrétiser le passage inter-aube.

Le maillage URANS_1 présente en moyenne 40 points à rayon constant dans la direction azimutale pour chaque roue. Les maillages URANS_2 et URANS_3 en présentent en moyenne 70 et 100. Le tableau 2.10 récapitule le nombre de points par maillage monocanal étudié. Le maillage URANS_3 correspond à une augmentation de 80% du nombre de points par rapport au maillage URANS_2, tandis que le maillage URANS_1 représente une diminution de 40%. Pour tous les maillages, la répartition de la distance adimensionnelle y^+ pour les cellules à la peau est similaire à celle obtenue pour le maillage URANS présentée dans la sous-section 2.2.1 (voir figure 2.20).

Maillage	URANS_1	URANS_2	URANS_3
Nombre de points (10^6)	3.1	5.2	9.4

TABLEAU 2.10 – Nombre de points par maillage URANS monocanal

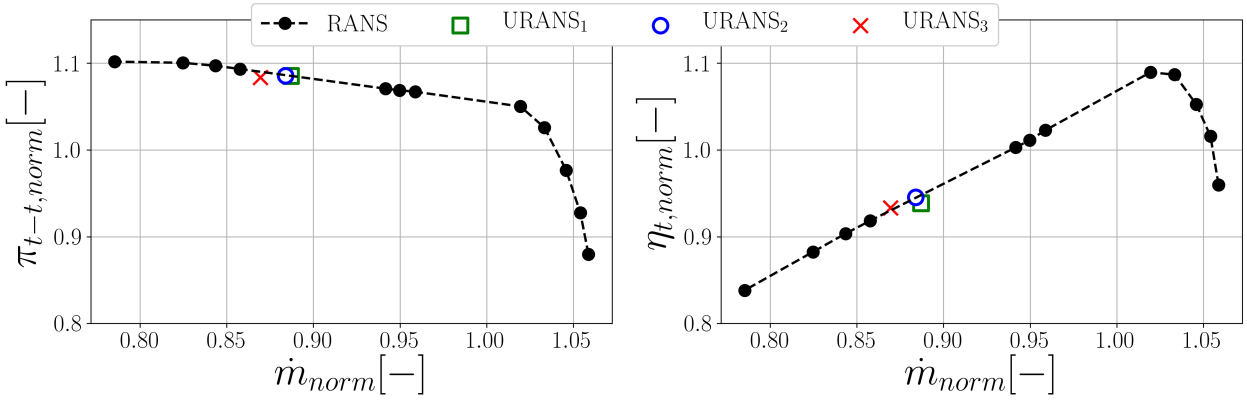


FIGURE 2.22 – Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ et rendement total-à-total normalisé $\eta_{t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ pour les différents raffinements de maillage en azimut

La figure 2.22 présente les valeurs normalisées numériques du taux de pression totale-à-totale

$\pi_{t-t,norm}$ et du rendement isentropique $\eta_{t,norm}$ du compresseur en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ pour l'iso-vitesse à la vitesse partielle d'intérêt. La caractéristique stationnaire issue des simulations avec le maillage URANS$_2$ est figurée par des cercles noirs reliés par une ligne noire discontinue. Le point d'opération visé pour cette étude correspond à un débit masse d'environ $\dot{m}_{norm} \approx 0.88$. Il est situé à l'entrée de la zone d'intérêt observée en essai (voir figure 1.18). La simulation stationnaire avec le maillage URANS$_1$ est symbolisée par un carré vert. Le maillage URANS$_2$ est figuré par un cercle bleu et le maillage URANS$_3$ par une croix rouge. Ces simulations sont effectuées à iso-conditions limites et donc le débit masse observé dépend du travail échangé et des pertes prédites numériquement. Les performances stationnaires varient peu entre les maillages URANS$_1$ et URANS$_2$. Le débit masse traversant le maillage URANS$_3$ présente une diminution d'environ 1.7% par rapport à celui issu des deux autres. Le rendement isentropique prédit avec le maillage URANS$_1$ est sous-estimé par rapport à ceux issus des résultats avec les deux autres maillages.

La figure 2.23 représente les performances globales calculées par étage et normalisées par celles de l'étage 1. Malgré l'écart de débit masse entre le maillage URANS$_3$ et les deux autres, les répartitions de chargement par étage présentent des rapports similaires pour chacun des maillages.

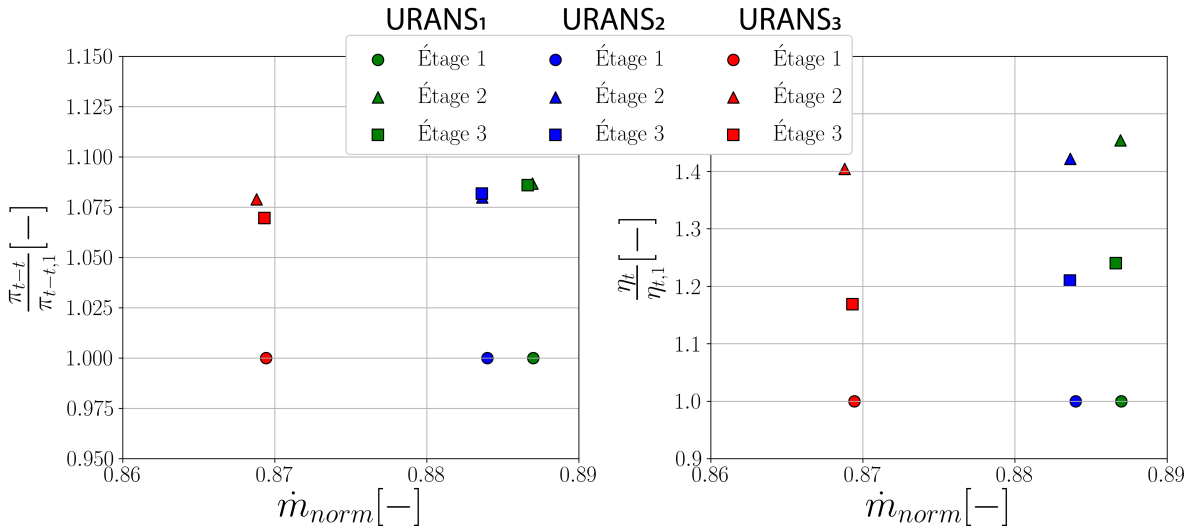


FIGURE 2.23 – Taux de pression totale-à-totale par étage normalisé par celui de l'étage 1 $\pi_{t-t,1}$ et rendement total-à-total par étage η_t normalisé par celui de l'étage 1 $\eta_{t,1}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ pour les différents raffinements de maillage en azimut

Les résultats stationnaires obtenus avec les maillages URANS$_{1,2,3}$ montrent que le nombre de points en azimut influence peu les performances prédites : les trois points d'opérations simulés se situent sur la courbe caractéristique stationnaire (en noir sur la figure 2.22).

Dans le maillage de toute la circonférence, le nombre total de points en azimut fixe ainsi le nombre de lobes maximal qu'il est possible de capter dans la simulation. Il est considéré qu'un lobe est suffisamment décrit avec 20 points. Le nombre maximal de lobes qu'un maillage peut capter est obtenu en divisant le nombre de points sur toute la circonférence à rayon constant dans la direction azimutale de la roue possédant le moins de pales par le nombre de points considéré pour décrire un lobe, soit 20. Le maillage URANS$_1$ ne permet pas de capter les organisations azi-

mutales supérieures à 32 lobes. Pour les maillages $URANS_2$ et $URANS_3$, cette limite est respectivement de 56 et 80. Comme l'organisation azimutale d'un phénomène est souvent difficile à prédire en turbomachine, il est important de trouver un compromis entre le nombre de lobes limite et le coût de la simulation. Et comme le compresseur possède plusieurs étages, il est aussi important de prendre en compte les potentielles interactions rotor-stator (voir sous-section 1.2.2) lors des simulations instationnaires. Le Stator-2 présente le maximum de pales ($N_b = 43$, voir tableau 1.4). Pour propager ce mode induit par le Stator-2 dans la totalité du compresseur, il faut adopter un maillage qui en autorise la progression. Le maillage propageant les sillages générés par chacune des roues et permettant un coût de calcul abordable est le maillage $URANS_2$.

2.3.6 Paramètres de simulation

Le choix des schémas et des paramètres numériques est le fruit du retour d'expérience de nombreuses études réalisées avec le code *elsA* au sein du LMFA [BENICHOU, 2015; BONTEMPS, 2019; SCHREIBER, 2016]. Il est résumé dans le tableau 2.11.

Discrétisation spatiale

La discrétisation du flux convectif est faite par le schéma de Roe avec une correction de Harten utilisant un limiteur *minmod* [ROE, 1981, 1986]. Ce schéma est décentré amont d'ordre 2. Le flux diffusif est calculé de façon centrée par la méthode dite *5p_cor* [ONERA, 2018].

Discrétisation temporelle

Les simulations RANS sont conduites avec une méthode de pas de temps local afin d'accélérer la convergence. Cette intégration temporelle est réalisée suivant le schéma d'Euler implicite (ou rétrograde) défini dans le code *elsA* [ONERA, 2018]. Le CFL est défini par une rampe sur les 1000 premières itérations allant de 1.0 à 10.0.

Les simulations URANS sont menées avec la méthode de Gear [ONERA, 2018] qui est une méthode de résolution itérative numérique au second ordre à pas multiples. Dans ces travaux, elle

Paramètre	Choix retenu
Discrétisation des flux convectifs	Schéma de Roe, limiteur *minmod*, correction de Harten
Discrétisation des flux diffusifs	"$5p_cor$" [ONERA, 2018] : calcul des densités de flux au centre des cellules et passage de ces densités de flux aux interfaces
Schéma temporel : Simulation RANS Simulation URANS	 Euler rétrograde Schéma de Gear, 10 sous-itérations, pas de temps physique imposé
Phase implicite	LU-SSOR, 4 cycles, CFL égal à 10
Multigrille	Non

TABLEAU 2.11 – Paramètres utilisés lors des simulations

est utilisée avec 10 sous-itérations numériques par pas de temps physique. Ce nombre de sous-itérations assure une décroissance des résidus de sous-itération de deux ordres. Le nombre d'itérations physiques pour ces simulations est fixé à 1000 par tour de roue. La fréquence maximale simulée est ainsi d'environ 20 fois la fréquence de passage de pale des Rotor-2 et Rotor-3.

2.3.7 Conditions aux limites

Condition limite à la paroi - simulations RANS

La condition limite imposée sur les parois est une condition de non-glissement adiabatique. Les parois tournantes comprennent la peau des pales des rotors ainsi que le moyeu des rotors. La vitesse d'entraînement définie à ces parois est égale à la vitesse de rotation du compresseur. Pour toutes les autres parois, cette vitesse est nulle. La figure 2.24 schématise la manière dont est traitée la vitesse d'entraînement pour les entrefers entre parties fixes et tournantes. Elle suit une loi linéaire (tracé vert). Ce choix est fait pour éviter une discontinuité brutale de la vitesse d'entraînement aux parois. Dans la configuration expérimentale (tracé bleu), les entrefers sont des jeux. Comme précisé dans la sous-section 2.2.3, ces jeux à travers lesquels circulent de l'air ne sont pas modélisés et des parois les remplacent.

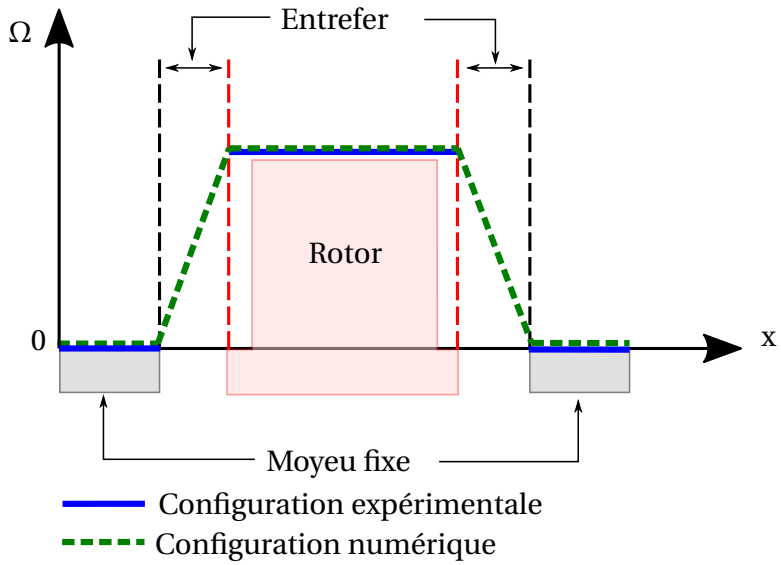


FIGURE 2.24 – Traitement de la vitesse d'entraînement pour les entrefers au moyeu

Condition limite à la paroi - simulations URANS

Dans le cadre des simulations URANS, la condition limite à la paroi repose sur l'approche *loi de paroi* détaillée dans la sous-section 2.2.4.

Condition d'entrée - simulations RANS

La condition d'entrée adoptée pour les simulations RANS est une condition d'entrée subsonique dite *condition d'injection* [ONERA, 2018]. Les grandeurs fixées à chaque point de la surface

d'entrée sont la pression totale $P_{t\infty}$, l'enthalpie totale $H_{t\infty} = c_p T_{t\infty}$, la direction du vecteur vitesse selon l'axe machine ($V_r = 0$ et $V_\theta = 0$ pour une entrée purement axiale sans giration) et les grandeurs turbulentes k_∞ et l_∞. Ces valeurs sont explicitées dans le tableau 2.12 et les grandeurs turbulentes sont définies par l'équation 2.16. Pour rappel, la constante c_p est explicitée dans la sous-section 2.3.2. Le pas inter-aube utilisé pour le calcul de l_∞ résulte de la moyenne de la valeur de chaque roue, hors bras et RDE.

$$\begin{cases} k_\infty = \frac{3}{2}\left(U_\infty T_{u\infty}\right)^2 \\ l_\infty = 1\% \text{ du pas inter-aube moyen} \end{cases} \tag{2.16}$$

Grandeur imposée	$P_{t\infty}$	$T_{t\infty}$	U_∞	$T_{u\infty}$
Valeur	95445.7 Pa	289.45 K	70 $m.s^{-1}$	2%

TABLEAU 2.12 – Valeurs des grandeurs imposées en entrée pour la *condition d'injection*

Condition de sortie - simulations RANS

Pour les simulations RANS, la condition de sortie utilisée est la condition d'équilibre radial qui permet de fixer la pression statique au point pivot [ONERA, 2018]. Cette valeur est déterminée par la méthode essai-erreur par rapport à un débit masse cible.

Condition de non-réflexion - simulations URANS

Les simulations URANS utilisent la condition de non-réflexion en entrée et en sortie du domaine de calcul [ONERA, 2018]. Cette condition permet d'éviter la réflexion des phénomènes instationnaires sur la condition limite dont l'évolution en temps n'est pas connue, et ne peut donc pas être imposée. Dans le cadre des simulations instationnaires avec des modes de pression se propageant, les conditions aux limites appliquées aux frontières amont et aval du domaine peuvent influencer grandement le résultat final. Même si l'onde émise s'était réfléchie dans la réalité sur l'entrée d'air (ou sur la sortie), elle se serait certainement réfléchie d'une manière différente de celle imposée numériquement par la condition limite du domaine de calcul.

Dans ces travaux, les faces amont et aval sont positionnées relativement loin des zones aubagées (voir les figures 2.16 et 2.17). Un allongement de la taille de maille proche de la frontière aval est de plus appliqué. Cette méthode permet de dissiper certaines longueurs d'onde avant d'arriver sur la face en sortie de domaine.

2.3.8 Traitement des interfaces

Simulations RANS

Dans le cadre des simulations stationnaires, toutes les interfaces du domaine de calcul sont prises en compte grâce à une condition du type *plan de mélange*. Cette condition est développée par Denton [DENTON, 1990] qui propose de s'affranchir des fluctuations temporelles de l'écoulement en réalisant une moyenne azimutale des grandeurs transférées au travers de l'interface. Par

conséquent, chaque grille ne perçoit que le champ moyenné en azimut des grilles adjacentes. Les limitations de cette condition ne sont pas négligeables, car les phénomènes hétérogènes sur la circonférence tels que les sillages ou les ondes de choc ne sont pas transférés d'une grille à l'autre. Une simulation stationnaire est moins coûteuse qu'une simulation instationnaire en partie grâce à cette méthode.

La méthode utilisée dans le code *elsA* [ONERA, 2018] repose sur le calcul de la moyenne azimutale des invariants de Riemann correspondant aux caractéristiques entrant dans chaque grille. À travers l'interface, la conservation de l'énergie et du débit masse n'est donc pas assurée.

Simulations URANS

Le domaine de calcul des simulations URANS présente des interfaces dites rotor-stator (voir figure 2.9). L'objectif de ces simulations instationnaires est de capturer les fluctuations temporelles de l'écoulement. Il est alors nécessaire de transmettre d'une grille tournante à une grille fixe (et inversement) les phénomènes instationnaires. Le maillage étant non-coïncident à l'interface entre deux grilles adjacentes, le transfert d'information est géré par une des méthodes de maillage glissant implémentées dans le code *elsA*.

Le traitement retenu aux interfaces rotor-stator est appelé condition de Réduction du Nombre d'Aubes [ONERA, 2018]. Cette méthode se base sur deux interpolations mono-directionnelles consécutives réalisées à chaque sous-itération. Contrairement à la méthode de *sliding-mesh* qui réalise une interpolation générale en deux dimensions (ordre 2), elle est plus rapide lors de l'exécution, tout en gardant une précision acceptable (ordre 1).

2.3.9 Convergence des simulations

S'assurer de la convergence des simulations RANS et URANS est une étape primordiale. La convergence des simulations RANS est assurée par un suivi du débit masse dans les plans d'entrée, d'interface entre deux roues adjacentes et de sortie. En parallèle, la décroissance des résidus des grandeurs conservatives et turbulentes est vérifiée pour que ces valeurs atteignent finalement un plateau.

Dans le cas des simulations URANS, cela signifie que le calcul atteint un régime périodique. Des signaux sont extraits régulièrement pour vérifier la convergence au cours du calcul :

- les débits masse dans les plans d'entrée et d'interface entre deux roues adjacentes, et de sortie.
- les grandeurs conservatives et turbulentes en différents points discrets : des sondes numériques sont positionnées dans le repère tournant à 80% de hauteur de veine proche du bord d'attaque, de l'extrados, de l'intrados et du bord de fuite d'une pale par rotor, mais aussi certaines sont positionnées en plusieurs points au carter dans le repère fixe.

La figure 2.25 présente l'évolution du débit masse normalisé sur les deux dernières rotations issu d'une simulation URANS pour un point d'opération représentatif. L'écart relatif entre le débit masse mesuré dans le plan d'entrée et celui mesuré dans le plan de sortie est de moins de 0.1%. Il est aussi important de vérifier l'évolution du débit masse au niveau des interfaces rotor-stator pour s'assurer de sa conservation. Les figures 2.26 et 2.27 illustrent aussi l'évolution instantanée

du débit masse à l'interface entre la RDE et le Rotor-1, et à l'interface entre le Rotor-3 et le Stator-3. Ces fluctuations semblent osciller de manière périodique autour d'une valeur moyenne constante. À l'interface entre la RDE et le Rotor-1, elles présentent un harmonique dominant, contrairement à l'interface plus en aval dans la machine qui montre la cohabitation de plusieurs harmoniques.

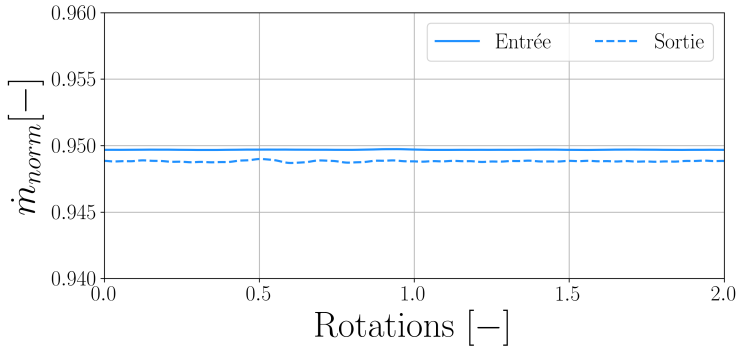


FIGURE 2.25 – Évolution du débit masse normalisé sur les deux dernières rotations simulées pour un point d'opération représentatif

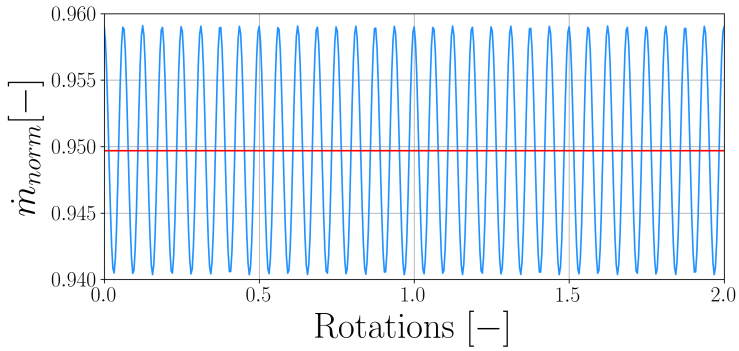


FIGURE 2.26 – Évolution du débit masse normalisé mesuré à l'interface entre la RDE et le Rotor-1 sur les deux dernières rotations simulées pour un point d'opération représentatif et sa valeur moyenne en rouge

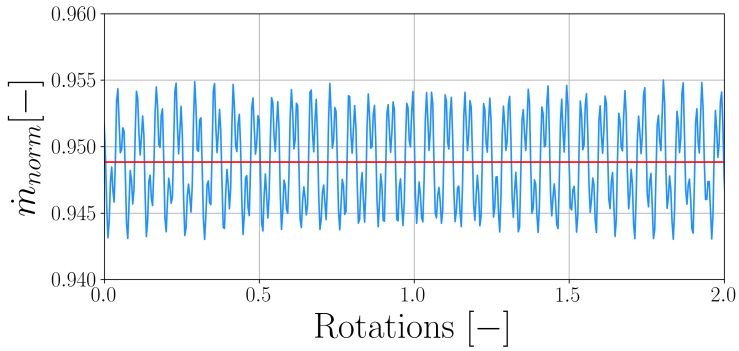


FIGURE 2.27 – Évolution du débit masse normalisé mesuré à l'interface entre le Rotor-3 et le Stator-3 sur les deux dernières rotations simulées pour un point d'opération représentatif et sa valeur moyenne en rouge

En parallèle, le contenu fréquentiel présent dans les signaux de pression statique en différents points est tracé pour vérifier la convergence en fréquence et en amplitude des phénomènes qui se

développent au cours du calcul. La figure 2.28 illustre le suivi de convergence effectué au même point d'opération en présentant deux spectres fréquentiels issus d'un signal de pression statique acquis sur l'extrados à mi-corde du Rotor-3 dans le repère tournant. Le premier spectre (en noir) est issu des 4 dernières rotations disponibles. Le calcul continue ses itérations pendant 4 rotations supplémentaires ; et un second spectre est calculé en tenant compte des 8 dernières rotations disponibles. Les amplitudes et les fréquences prédites par ces deux spectres sont jugées identiques et donc la simulation est déclarée convergée.

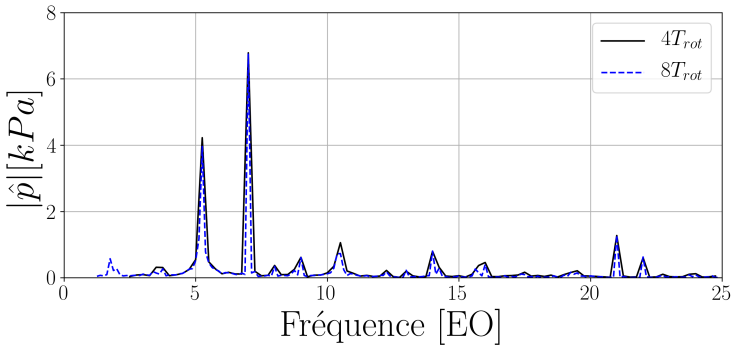


FIGURE 2.28 – Spectres fréquentiels d'un signal de pression statique issu d'une sonde positionnée sur l'extrados à mi-corde du Rotor-3 dans le repère tournant

Les critères appliqués dans ces travaux sont la convergence du débit masse en différents plans et la convergence du contenu fréquentiel des signaux enregistrés. Ils permettent de déterminer si les simulations URANS ont atteint un régime stabilisé, non-divergent.

2.3.10 Temps de calcul et coût CPU

Les simulations stationnaires monocanales réalisées avec le maillage RANS pour l'approche Bas-Reynolds sont effectuées sur 56 processeurs. Le temps de restitution moyen de ces simulations est de 3 jours. Concernant les simulations URANS avec l'approche Haut-Reynolds, elles sont distribuées sur 700 processeurs. Le tableau 2.13 récapitule les caractéristiques relatives au temps et au coût de simulation pour les trois points d'opération instationnaires analysés dans le chapitre 4.

Point d'opération simulé	Nombre de rotations simulées	Coût de calcul en hCPU	Temps de restitution en jours
OP0	29	274 000	16
OP1	40	385 000	23
OP2	39	361 500	21

TABLEAU 2.13 – Temps de calcul des simulations URANS

2.4 Méthodes de post-traitement des données

Cette section rassemble les traitements numériques appliqués aux différents signaux à analyser. Sauf mention contraire, un signal discret $s = (s_0, s_1, \cdots, s_{N-1})$ de longueur N et d'intervalle d'échantillonnage constant δt est considéré. L'influence de certains réglages numériques est en particulier illustrée afin de faciliter la compréhension des illustrations des chapitres 3 et 4.

2.4.1 Normalisation du débit masse

Contrairement aux simulations numériques qui dépendent des conditions d'entrée fixées par l'utilisateur, les données d'essais dépendent des conditions d'entrée qui sont variables selon le jour. Afin de s'affranchir de cette dépendance, le débit masse traversant le compresseur mesuré dans les essais du PRC AEROVISTA et le débit masse calculé dans les simulations numériques sont corrigés dans ce mémoire.

Le débit masse $\dot{m}$ est donné par l'équation 2.17 avec $P_{t\infty}$ et $T_{t\infty}$ la pression totale et la température totale à l'entrée du compresseur. Il dépend aussi du nombre de Mach et de la géométrie de la veine à la station de mesure avec h sa hauteur et R_m son rayon moyen.

$$\dot{m} = \frac{P_{t\infty}}{\sqrt{T_{t\infty}}} \sqrt{\frac{\gamma}{R}} M_x \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right]^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} 2\pi R_m h \tag{2.17}$$

L'équation 2.18 est l'expression simplifiée de ce débit masse où la partie dépendant de la géométrie de la veine et du nombre de Mach est regroupée dans la fonction $f(M, M_x, R_m, h)$. Cette fonction traduit le comportement similaire du débit masse pour le même fluide, la même géométrie et le même nombre de Mach si les conditions à l'entrée du compresseur changent.

$$\dot{m} = \frac{P_{t\infty}}{\sqrt{T_{t\infty}}} f(M, M_x, R_m, h) \tag{2.18}$$

Un facteur sans dimension K permettant de s'affranchir de la valeur des conditions d'entrée est alors défini par l'équation 2.19. Ce facteur est basé sur la pression totale $P_{t,ref}$ et la température totale $T_{t,ref}$ de référence. Le débit masse standard $\dot{m}_{std}$ est aussi obtenu par l'équation 2.20.

$$K = \frac{\sqrt{T_{t\infty}/T_{t,ref}}}{P_{t\infty}/P_{t,ref}} = \frac{P_{t,ref}}{\sqrt{T_{t,ref}}} \frac{\sqrt{T_{t\infty}}}{P_{t\infty}} \tag{2.19}$$

$$\dot{m}_{std} = K\dot{m} = \frac{P_{t,ref}}{\sqrt{T_{t,ref}}} f(M, M_x, R_m, h) \tag{2.20}$$

Les valeurs de la pression totale et de la température totale de référence utilisées dans ces travaux sont données dans le tableau 2.14.

Le point d'opération de rendement maximum est choisi pour adimensionner les courbes caractéristiques. Aussi, le débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ est le débit masse standard divisé par sa valeur au point d'opération de rendement maximum.

Variable de référence	Valeur
$P_{t,ref}$	101325.0 Pa
$T_{t,ref}$	288.0 K

TABLEAU 2.14 – Grandeurs de référence prises à l'entrée du compresseur

2.4.2 Description d'un mode dans le repère fixe et dans le repère tournant

Définition d'un mode dans le repère fixe R_f

Au cours du fonctionnement d'une turbomachine, des ondes peuvent survenir et se propager dans la machine. Chaque onde se caractérise par une série de modes spatio-temporels (m,n) avec des grandeurs intrinsèques au repère et d'autres grandeurs indépendantes. Le couple (m,n) indique le $m^{ième}$ mode spatial et le $n^{ième}$ harmonique temporel. Ces variables sont comprises respectivement dans l'ensemble des entiers relatifs non-nuls $\mathbb{Z}^*$ et des entiers naturels non-nuls $\mathbb{N}^*$. Les modes plans ($m = 0$) ne sont pas analysés dans ce travail. Les grandeurs dépendantes du repère sont indicées par le symbole du repère considéré. L'expression générale dans le repère fixe d'une onde $s(r,\theta_{R_f},x,t)$ au point (r,θ_{R_f},x) et à l'instant t est explicitée par l'équation 2.21. Un mode se propage dans le sens trigonométrique selon θ positif pour des ordres azimutaux m positifs avec une amplitude réelle $A_{m,n}$, une pulsation ω_{n,R_f} et une phase $\Phi^{R_f}_{m,n}$. L'ordre azimutal m ne dépend pas du repère ; il est le même entre le repère fixe et le repère tournant.

$$s(r,\theta_{R_f},x,t) = \sum_m \sum_n A_{m,n}(r)\, e^{i\left(m\theta_{R_f} - \omega_{n,R_f} t + \Phi^{R_f}_{m,n}(x)\right)} \tag{2.21}$$

Une éventuelle propagation axiale du mode se traduit par une dépendance de la phase $\Phi^{R_f}_{m,n}$ avec la position axiale x. Ce mode peut aussi avoir une certaine distribution radiale qui se traduit par une dépendance de l'amplitude $A_{m,n}$ avec la position radiale. La fréquence du mode f_{n,R_f} et la période temporelle T_{n,R_f} sont directement reliées à la pulsation ω_{n,R_f} comme décrit par l'équation 2.22.

$$\begin{cases} f_{n,R_f} = \frac{\omega_{n,R_f}}{2\pi} \\ T_{n,R_f} = \frac{2\pi}{\omega_{n,R_f}} \end{cases} \tag{2.22}$$

L'organisation azimutale du mode est définie par m lobes et la longueur d'onde λ_m est donnée par l'équation 2.23.

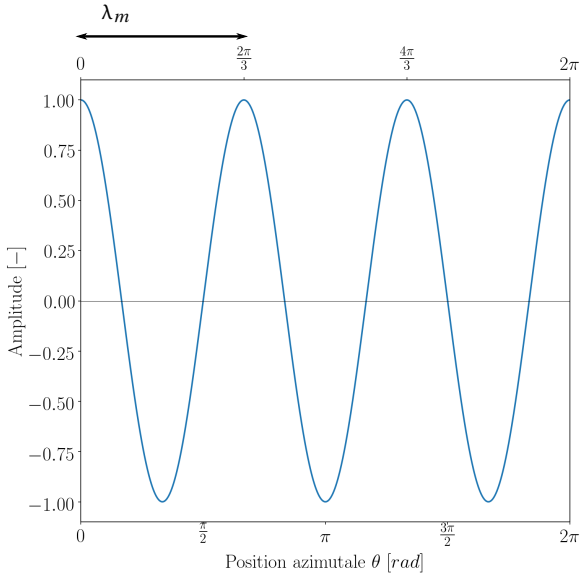
$$\lambda_m = \frac{2\pi}{m} \tag{2.23}$$

La double périodicité du mode est caractérisée par la périodicité en temps T_{n,R_f}, correspondant à la période temporelle et par la périodicité en azimut λ_m, correspondant à la longueur d'onde azimutale.

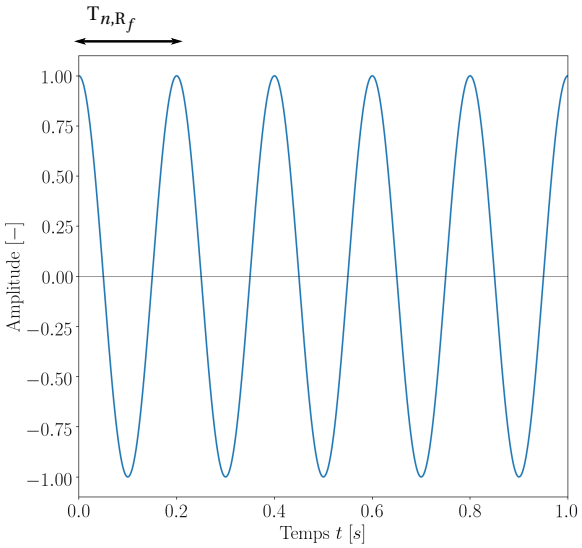
La figure 2.29a présente l'évolution spatiale à l'instant $t = 0s$ d'un mode à un harmonique $n = 1$, d'organisation azimutale $m = +3$, de fréquence dans le repère fixe $f_{R_f} = 5.0$ Hz et d'amplitude $A_{n,m} = 1.0$ décrite par l'équation 2.24. Le mode considéré ne possède pas de dépendance axiale et

radiale. L'évolution temporelle de ce même mode sur une seconde à une position azimutale fixe est donnée par la figure 2.29b. La visualisation θ – temps permet de voir l'évolution temporelle du mode à toutes les positions azimutales, comme illustrée dans la figure 2.29c. La figure 2.29 montre bien que le phénomène est composé de trois lobes ($m = +3$) et qu'il se réalise 5 fois au cours d'une seconde.

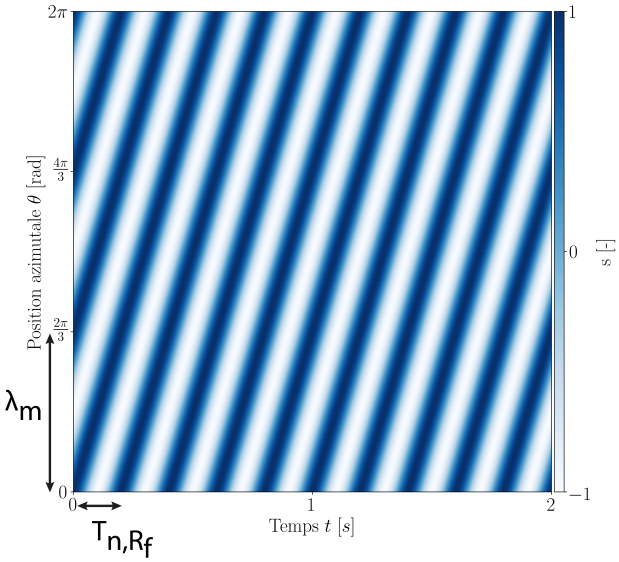
$$\begin{cases} s(\theta_{R_f}, t) = \cos\left(m\theta_{R_f} - 2\pi f_{R_f} t\right) \text{ avec :} \\ m = +3 \\ f_{R_f} = 5.0 \text{ Hz} \end{cases} \tag{2.24}$$



(a) Représentation du mode dans le domaine spatial à un instant ($t = 0s$)



(b) Évolution temporelle sur une seconde du mode à une position azimutale donnée dans le repère fixe (θ_{R_f} = 0rad)



(c) Visualisation θ – temps dans le repère fixe

FIGURE 2.29 – Représentation spatiale, temporelle et θ – temps d'un signal manufacturé (voir équation 2.24)

Caractérisation du mode dans le repère tournant

Dans une turbomachine, un mode est observé dans deux repères différents : le repère fixe R_f et le repère tournant R_t. Le repère fixe lié au carter de la machine représente le repère de l'observateur extérieur. Le repère tournant est lié à la rotation des parties mobiles (rotors). Le mode observé dans le repère tournant n'a pas la même fréquence que dans le repère fixe. Un changement de repère s'applique alors pour les grandeurs intrinsèques au repère.

Dans le repère fixe R_f, la vitesse angulaire de propagation azimutale du mode $\Omega_{n,m,\mathrm{R}_f}$ est égale au rapport de la longueur d'onde azimutale sur la période temporelle, comme écrit dans l'équation 2.25.

$$\Omega_{n,m,\mathrm{R}_f} = \frac{\lambda_m}{\mathrm{T}_{n,\mathrm{R}_f}} \tag{2.25}$$

Cette vitesse s'exprime alors dans le repère fixe en fonction de la pulsation et de l'organisation azimutale du mode d'après l'équation 2.26.

$$\Omega_{n,m,\mathrm{R}_f} = \frac{\omega_{n,\mathrm{R}_f}}{m} \tag{2.26}$$

Cette expression est étendue au repère tournant R_t et la vitesse angulaire de propagation azimutale du mode dans ce repère est donnée par l'équation 2.27.

$$\Omega_{n,m,\mathrm{R}_t} = \frac{\omega_{n,\mathrm{R}_t}}{m} \tag{2.27}$$

La loi de composition des vitesses avec Ω la vitesse de rotation angulaire de la turbomachine mesurée dans le repère fixe est explicitée par l'équation 2.28. La vitesse circonférentielle mesurée dans le repère fixe $\Omega_{n,m,\mathrm{R}_f}$ est égale à la somme de la vitesse circonférentielle dans le repère tournant $\Omega_{n,m,\mathrm{R}_t}$ et de la vitesse angulaire du repère tournant, soit la vitesse angulaire de rotation de la turbomachine.

$$\Omega_{n,m,\mathrm{R}_f} = \Omega_{n,m,\mathrm{R}_t} + \Omega \tag{2.28}$$

Selon l'équation 2.27 la pulsation d'un mode mesurée dans le repère tournant ω_{n,R_t} s'exprime en fonction de l'organisation azimutale m et de sa vitesse circonférentielle dans le repère tournant $\Omega_{n,m,\mathrm{R}_t}$. En appliquant la loi de composition des vitesses, les égalités de l'équation 2.29 sont déduites.

$$\omega_{n,\mathrm{R}_t} = m\Omega_{n,m,\mathrm{R}_t} = m\left(\Omega_{n,m,\mathrm{R}_f} - \Omega\right) = \omega_{n,\mathrm{R}_f} - m\Omega \tag{2.29}$$

La formule de changement de repère appliquée à la pulsation du mode est alors décrite par l'équation 2.30.

$$\omega_{n,\mathrm{R}_f} = \omega_{n,\mathrm{R}_t} + m\Omega \tag{2.30}$$

Description de la normalisation des fréquences

La fréquence de rotation de la turbomachine f_{rot} est définie par l'équation 2.31.

$$f_{rot} = \frac{\Omega}{2\pi} \tag{2.31}$$

Dans ces travaux, les fréquences sont systématiquement normalisées par f_{rot}, sauf pour les fréquences d'échantillonnage. Elles sont notées respectivement f_n^* pour le repère fixe et f_{n,R_t}^* pour le repère tournant. Elles s'expriment en EO (Engine Order), telles que $f^* = 1\mathrm{EO}$ correspond à $f = f_{rot}$. Pour une fréquence normalisée telle que $f_n^* = 1\mathrm{EO}$, le phénomène se produit une fois par tour de roue. Il est à noter que lorsque le repère n'est pas spécifié pour une fréquence, il s'agit de sa valeur dans le repère fixe.

D'une manière générale, la fréquence normalisée f_n^* d'un mode est décrite par l'équation 2.32.

$$f_n^* = \frac{\text{fréquence du phénomène}}{\text{fréquence de rotation de la machine}} \tag{2.32}$$

En combinant les équations 2.22 et 2.31, l'expression de la fréquence normalisée est définie par la relation 2.33. Cette relation est valable dans le repère fixe et dans le repère tournant.

$$f_n^* = \frac{f_n}{f_{rot}} = \frac{\omega_n}{\Omega} \tag{2.33}$$

Un phénomène est synchrone à la vitesse de rotation lorsque la fréquence normalisée est un nombre entier naturel non nul. Sinon, il est non-synchrone à la vitesse de rotation de la machine.

La formule de changement de repère appliquée aux fréquences normalisées donnée par l'équation 2.34 repose sur l'équation 2.30. Dans ce mémoire, les spectres en fréquence sont calculés dans le repère tournant et dans le repère fixe. Par soucis de compréhension, un code couleur est utilisé. Sauf mention contraire, les données mesurées dans le repère fixe sont représentées en bleu et les données mesurées dans le repère tournant sont en rouge. L'équation 2.34 traduit le fait que les deux raies fréquentielles dans le repère fixe et dans le repère tournant d'un même phénomène sont décalées d'un nombre entier m qui correspond à son organisation azimutale.

$$f_n^* = f_{n,\mathrm{R}_t}^* + m \tag{2.34}$$

Description de la normalisation de la vitesse circonférentielle du mode

La vitesse circonférentielle mesurée dans le repère tournant $v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t}$ est déterminée par l'équation 2.35 et correspond au produit de la vitesse angulaire dans le repère tournant $\Omega_{n,m,\mathrm{R}_t}$ par le rayon r.

$$v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t} = r\Omega_{n,m,\mathrm{R}_t} \tag{2.35}$$

La vitesse circonférentielle dans le repère R_t d'un mode est ensuite normalisée par la vitesse angulaire de la pale qui est égale au produit du rayon r par la vitesse angulaire de rotation de la

machine Ω. L'équation 2.36 traduit cette normalisation.

$$\frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t}}{r\Omega} = \frac{\Omega_{n,m,\mathrm{R}_t}}{\Omega} = \frac{\omega_{n,\mathrm{R}_t}}{m\Omega} = \frac{f_{n,\mathrm{R}_t}}{mf_{rot}} \tag{2.36}$$

Finalement, l'équation 2.37 permet de calculer la vitesse circonférentielle du mode normalisée dans le repère tournant qui est égale au rapport de la fréquence normalisée f^*_{n,R_t} par l'organisation azimutale m.

$$\frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t}}{r\Omega} = \frac{f^*_{n,\mathrm{R}_t}}{m} \tag{2.37}$$

Pour obtenir la vitesse circonférentielle normalisée du mode dans le repère fixe, il faut appliquer la formule de composition des vitesses telle que l'équation 2.38 la décrit.

$$v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_f} = v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t} + r\Omega \tag{2.38}$$

La vitesse circonférentielle normalisée du mode dans le repère fixe s'exprime telle que :

$$\frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_f}}{r\Omega} = \frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t}}{r\Omega} + 1 \tag{2.39}$$

Dans ce mémoire, l'indice $-^*$ employé dans cette sous-section pour témoigner de la normalisation de la fréquence n'est plus mentionné par la suite.

Application à un mode de pression

L'organisation azimutale d'un mode de pression est notée m dans ce mémoire telle que $m \in \mathbb{Z}^*$. Le signe de m dépend du sens de rotation de ce mode dans le repère tournant R_t. Pour un mode co-rotatif qui se propage dans la direction de rotation du rotor, m est positif. Dans le cas contraire, un mode contra-rotatif est caractérisée par un ordre azimutal m négatif.

Application à un mode mécanique

Pour un mode mécanique, son ordre azimutal est définie par le diamètre nodal tel que $m = \mathrm{ND}$ avec $\mathrm{ND} \in \mathbb{Z}^*$. Contrairement à l'ordre azimutal d'un mode de pression, le diamètre nodal ND d'un mode mécanique est borné selon l'équation 2.40.

$$|\mathrm{ND}| \leq \frac{\mathrm{N}_b}{2} \tag{2.40}$$

Le signe du diamètre nodal ND suit la même convention que l'ordre azimutal m d'un mode de pression. Pour un mode mécanique co-rotatif ou contra-rotatif dans le repère tournant, le diamètre nodal est respectivement positif ou négatif.

2.4.3 Prédiction du caractère propagatif d'un mode de pression

Les modes de pression qui se développent au sein d'une turbomachine peuvent soit se propager axialement dans la machine, soit être fortement amorti. Ces conditions de propagation sont régies par les conditions d'écoulement et par la géométrie de la veine. Bien que les compresseurs axiaux sont des conduits annulaires avec une alternance de roues aubées et de forts changements de section dans lequel l'écoulement est non-uniforme et giratoire, Tyler et Sofrin [TYLER et SOFRIN, 1962] montrent que le comportement propagatif des modes de pression dans un compresseur est très proche de celui dans un conduit annulaire.

Cette sous-section détaille la théorie établie par Tyler et Sofrin [TYLER et SOFRIN, 1962] pour déterminer le caractère propagatif d'un mode de pression dans un conduit annulaire semi-infini de rayon externe R_e et de rayon interne R_i, avec des parois rigides et un écoulement uniforme avec un nombre de Mach axial M_x et un nombre de Mach tangentiel M_θ.

L'équation 2.41 décrit les fluctuations de pression qui sont générées par une source à la pulsation ω_{R_f} dans le repère fixe R_f composée de m lobes répartis sur la circonférence et de j lobes dans la direction radiale.

$$p(r,\theta_{\mathrm{R}_f},x,t) = \mathrm{A}_{m,j}(r)e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f}-\omega_{\mathrm{R}_f}t+\Phi_m^{\mathrm{R}_f}(x)\right)} \tag{2.41}$$

La propagation axiale de ces fluctuations s'exprime au travers du terme $e^{i\Phi_m^{\mathrm{R}_f}(x)}$ où $\Phi_m^{\mathrm{R}_f}$ dépend du nombre d'onde axial complexe $k_x^{\pm}$ comme explicité par l'équation 2.42.

$$\Phi_m^{\mathrm{R}_f}(x) = k_x^{\pm}x \tag{2.42}$$

Dans le cadre acoustique, l'amplitude radiale de ces fluctuations $\mathrm{A}_{m,j}(r)$ est définie par des fonctions de Bessel de première et de seconde espèces notées J_m et Y_m dans l'équation 2.43.

$$\mathrm{A}_{m,j}(r) = \mathrm{J}_m(\mathrm{K}_{j,r}r) + \mathrm{C}_{m,j}\mathrm{Y}_m(\mathrm{K}_{j,r}r) \tag{2.43}$$

Les constantes $\mathrm{C}_{m,j}$ et $\mathrm{K}_{j,r}$ sont déterminées en appliquant la condition limite de vitesse nulle aux parois et sont le $j^{ième}$ couple solution des équations :

$$\mathrm{J}'_m(\mathrm{K}_{j,r}\mathrm{R}_i) + \mathrm{C}_{m,j}\mathrm{Y}'_m(\mathrm{K}_{j,r}\mathrm{R}_i) = 0 \tag{2.44}$$

$$\mathrm{J}'_m(\mathrm{K}_{j,r}\mathrm{R}_e) + \mathrm{C}_{m,j}\mathrm{Y}'_m(\mathrm{K}_{j,r}\mathrm{R}_e) = 0 \tag{2.45}$$

La propagation des fluctuations de pression est régie par la relation de d'Alembert 2.46 avec $\frac{\mathrm{D}.}{\mathrm{D}t}$ la dérivée particulaire.

$$\Delta p = \frac{1}{a^2}\frac{\mathrm{D}^2 p}{\mathrm{D}t^2} \tag{2.46}$$

Le nombre d'onde axial complexe $k_x^{\pm}$ défini par l'équation 2.47 est déterminé en résolvant la relation de d'Alembert. La variable k correspond au nombre d'onde associé à la pulsation de la

source acoustique tel que $k = \frac{\omega_{\mathrm{R}_f}}{a}$, avec a la vitesse du son.

$$k_x^{\pm} = \frac{-(k - \mathrm{M}_\theta \mathrm{K}_{m,j})\mathrm{M}_x \pm \sqrt{(k - \mathrm{M}_\theta \mathrm{K}_{m,j})^2 - \beta^2 \mathrm{K}_{m,j}^2}}{\beta^2} \tag{2.47}$$

avec,

$$\beta = \sqrt{1 - {\mathrm{M}_x}^2} \tag{2.48}$$

La condition physique pour la propagation de ces fluctuations dans un conduit est alors définie par :

- le nombre d'onde axial $k_x^{\pm}$ est réel, le mode se propage dans la direction axiale sans amortissement. Si $k_x^{\pm}$ admet une valeur positive, il se propage vers l'aval du compresseur. La propagation se fait vers l'amont pour des valeurs de $k_x^{\pm}$ négatives. Il est appelé mode passant.
- le nombre d'onde axial $k_x^{\pm}$ est complexe, le mode est amorti de manière exponentielle dans la direction axiale par le terme $e^{\mathrm{I}m(k_x^{\pm})x}$. Il est appelé mode coupé.

La fréquence de coupure notée $f_{\text{cut-off}}$ détermine la transition entre une valeur réelle et une valeur complexe pour le nombre d'onde axial $k_x^{\pm}$ et dépend directement des conditions de l'écoulement et de la géométrie de la veine. Elle est donnée par l'équation 2.49. Ainsi, la fréquence de coupure d'un mode de pression au sein d'une turbomachine varie en fonction de la position axiale considérée à travers les valeurs de M_x, M_θ, R_i et R_e. Un mode dont la fréquence est supérieure à la fréquence de coupure est passant.

$$f_{\text{cut-off}} = \frac{\mathrm{K}_{m,j}(\beta + \epsilon \mathrm{M}_\theta)\, a}{2\pi} \tag{2.49}$$

avec,

$$\begin{cases} \epsilon = 1, \text{ si le mode est co-rotatif – se propage dans le sens de rotation de la roue.} \\ \epsilon = -1, \text{ si le mode est contra-rotatif – se propage dans le sens inverse de rotation de la roue.} \end{cases} \tag{2.50}$$

Le sens de propagation du mode acoustique est déterminé dans le repère relatif à la roue, soit le repère tournant.

2.4.4 Moyennes

Cette sous-section rassemble les différentes moyennes utilisées dans ces travaux. La moyenne arithmétique est utilisée par exemple pour calculer la moyenne temporelle d'un signal équi-échantillonné de longueur N. Les moyennes pondérées permettent, quant à elles, de moyenner une variable en espace dans une section. S'il s'agit d'une variable dynamique ou intensive, cette moyenne est pondérée respectivement par le débit masse local ou par la surface élémentaire locale.

Moyenne arithmétique

La moyenne arithmétique d'un signal discret s est notée $\overline{s}$ et elle est définie par l'équation 2.51.

$$\overline{s} = \frac{1}{\mathrm{N}} \sum_{n=0}^{\mathrm{N}-1} s_n \tag{2.51}$$

Moyenne pondérée par la surface élémentaire locale

La moyenne d'une variable s effectuée sur une section d'aire $\mathscr{A}$ et pondérée par la surface élémentaire locale $\mathscr{A}_n$ est donnée par l'équation 2.52. Elle est employée pour moyenner des grandeurs telles que la pression statique et la température statique.

$$\overline{s}_{surf} = \frac{1}{\mathscr{A}} \sum_n \mathscr{A}_n s_n \text{ avec } \mathscr{A} = \sum_n \mathscr{A}_n \tag{2.52}$$

Moyenne pondérée par le débit masse local

La moyenne d'une variable s effectuée sur une section d'aire $\mathscr{A}$ et pondérée par le débit masse local $\dot{m}_n$ est calculée par l'équation 2.53. Elle est utilisée pour moyenner des grandeurs telles que la pression totale et la température totale.

$$\overline{s}_{surf} = \frac{1}{\dot{m}} \sum_n \dot{m}_n s_n \text{ avec } \dot{m} = \sum_n \dot{m}_n \tag{2.53}$$

Pour alléger les expressions par la suite, le terme « *surf* » n'est pas mentionné dans les formules.

2.4.5 Transformée de Fourier

Transformée de Fourier Temporelle

La TFD appliquée à un signal permet d'extraire son contenu fréquentiel. Le signal d'une fonction dépendant du temps $s(t)$ mesuré par un capteur est un ensemble de valeurs discrètes $s_n = s(n\delta t)$ avec $n = [0, 1, 2, \ldots, \mathrm{N}-1]$. Ces valeurs sont obtenues à des instants multiples entiers d'une durée δt, appelé intervalle d'échantillonnage de l'acquisition. La durée totale du signal T correspond au produit du nombre d'échantillons total N par l'intervalle d'échantillonnage δt comme exprimé dans l'équation 2.54. La fréquence d'échantillonnage f_E est donnée par l'équation 2.55.

$$\mathrm{T} = \mathrm{N}\delta t \tag{2.54}$$

$$f_\mathrm{E} = \frac{1}{\delta t} \tag{2.55}$$

Appliqué au signal discret s de durée T, le spectre fréquentiel discret $\hat{s} = (\hat{s}_0, \hat{s}_1, \cdots, \hat{s}_{\mathrm{N}-1})$ est défini par l'équation 2.56.

$$\hat{s_k} = \frac{1}{\mathrm{N}} \sum_{n=0}^{\mathrm{N}-1} s_n e^{i2\pi n \frac{k}{\mathrm{N}}} \tag{2.56}$$

Pour $k = 0$, le coefficient de Fourier $\hat{s}_0$ est égal à la moyenne arithmétique $\overline{s}$ du signal. Dans ces travaux, cette valeur moyenne est toujours soustraite avant d'appliquer la TFD pour s'affranchir de problèmes de précision numérique lorsque les fluctuations sont d'amplitude faible devant $\overline{s}$. La résolution fréquentielle df de la TFD est définie par la durée du signal analysé d'après l'équation 2.57. Plus le signal est long, plus la transformée de Fourier sera résolue en fréquence.

$$df = \frac{1}{\mathrm{T}} = \frac{1}{\mathrm{N}\delta t} \tag{2.57}$$

La fréquence d'échantillonnage f_E détermine la plus haute fréquence analysable, ainsi son choix est crucial. La condition de Shannon-Nyquist décrit par l'équation 2.58 permet de déterminer l'intervalle théorique des fréquences exploitables donné par l'équation 2.59.

$$f_{max} \leq \frac{f_\mathrm{E}}{2} \iff f_{max} \leq \frac{1}{2\delta t} \tag{2.58}$$

$$f \in \left[df; f_{max}\right] \iff f \in \left[\frac{1}{\mathrm{N}\delta t}; \frac{1}{2\delta t}\right] \tag{2.59}$$

Néanmoins, les fréquences comprises dans l'intervalle $\left[df; 10df\right]$ ne sont pas analysables du fait que la partie du signal associée à ces fréquences ne s'est pas répétée assez souvent durant l'intervalle de temps de longueur T. Aussi les spectres fréquentiels représentés dans ce mémoire excluent cet intervalle de très basses fréquences. Il est à noter que N doit être plus grand que 20 pour que $10df < f_{max}$.

La transformation de Fourier inverse est donnée par l'équation 2.60. Elle permet de reconstruire le signal discret à partir du spectre fréquentiel discret.

$$s_n = \sum_{k=0}^{\mathrm{N}-1} \hat{s_k} e^{-i2\pi n \frac{k}{\mathrm{N}}} \tag{2.60}$$

À titre d'illustration, un exemple de TFD est appliqué au signal décrit par l'équation 2.61. La fonction $s_{\text{bruit-blanc}}$ est une fonction de bruit blanc ajoutée pour « parasiter » le signal. Cette fonction est construite sur une méthode *Python* qui génère des nombres aléatoires compris entre -1 et +1.

$$\begin{cases} s(t) = 2\cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t) + \frac{1}{2} s_{\text{bruit-blanc}} \text{ avec :} \\ f_1 = 2.0 \text{ Hz} \\ f_2 = 3.3 \text{ Hz} \\ t \in [0, 10] \text{ secondes} \end{cases} \tag{2.61}$$

La fréquence d'échantillonnage est ici fixée à $f_\mathrm{E} = 40.0$ Hz, très supérieure au double de la fréquence maximale f_2.

La nécessité que le phénomène se répète au moins 10 fois dans le signal est présentée dans la figure 2.30. La plus grande période du phénomène dans le signal donné par l'équation 2.61 est celle associée à la fréquence $f_1 = 2.0$ Hz. Normalement, le signal doit être d'une durée d'au moins $T = 5s$ pour bien capter cette fréquence. Sur cette figure, l'influence de cette durée est montrée en appliquant la TFD sur le même signal, mais avec des durées T différentes : $T = 1s$ en vert, $T = 5s$ en rouge et $T = 10s$ en noir. La fréquence égale à $f = 10df$ est indiquée pour chaque durée T par un trait vertical de couleur correspondant à cette durée.

Pour le signal d'une durée $T = 1s$ (en vert), la fréquence f_1 est présente dans le contenu fréquentiel. A contrario, la fréquence f_2 n'est pas captée. Le signal de durée $T = 5s$ (en rouge) est à la limite car $f_1 = 10df = 2.0$ Hz. La fréquence f_1, ainsi que l'amplitude associée est bien prédite avec cette durée. La fréquence f_2 est aussi présente dans le spectre. Son amplitude semble mal prédite à cause de la résolution fréquentielle. Le signal de durée $T = 10s$ (en noir) permet de bien prédire les fréquences f_1 et f_2, ainsi que les amplitudes associées.

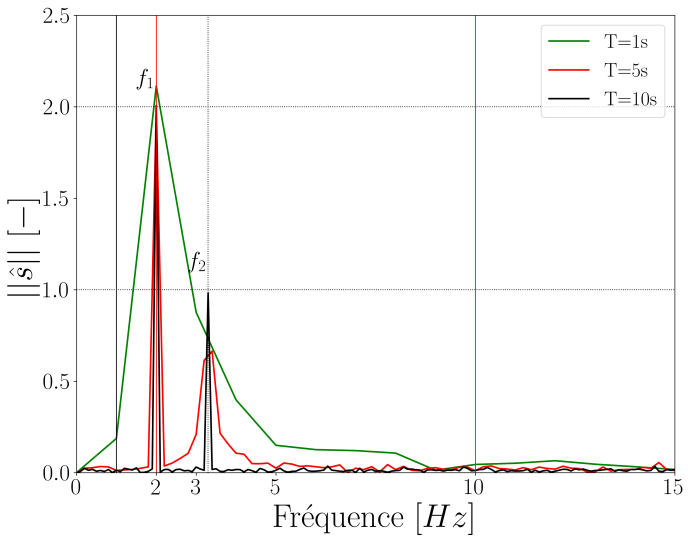
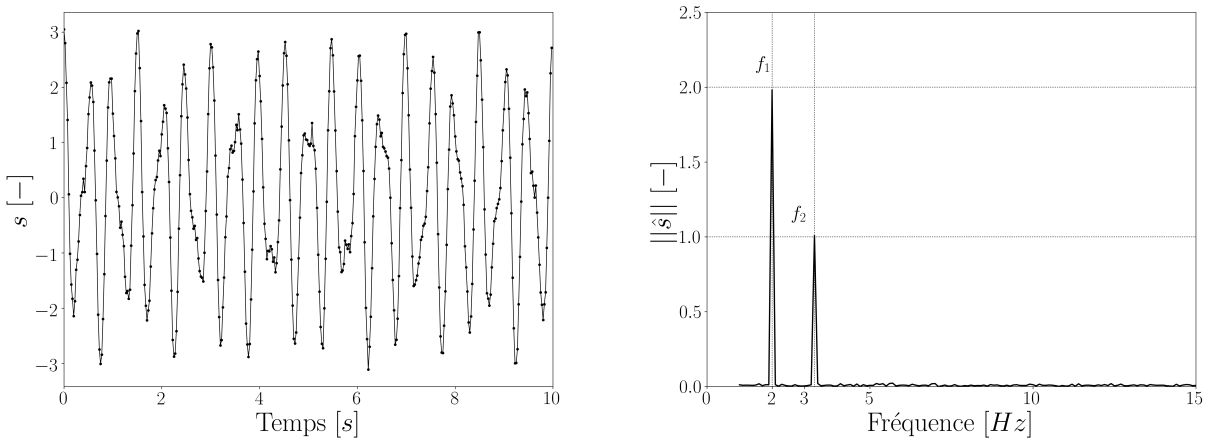


FIGURE 2.30 – Influence de la durée du signal T sur l'intervalle $[df; 10df]$ d'un signal manufacturé (voir équation 2.61)

La durée totale retenue pour la suite de cette sous-section est fixée à $T = 10s$. Le signal comporte alors 400 échantillons équi-répartis sur sa durée totale. L'évolution temporelle du signal brut est présentée dans la figure 2.31a. En appliquant la TFD, le spectre fréquentiel du signal est obtenu et il est présenté dans la figure 2.31b. Les amplitudes et les fréquences de chaque composante imposées du signal sont retrouvées de manière précise, émergeantes du bruit blanc.

Lors des simulations numériques, l'obtention de signaux temporels suffisamment longs est très coûteuse. Pour contrer cette problématique à moindre coût, la technique du *zero padding* est utilisée. Cette technique consiste à compléter le signal par un certain nombre de zéros, permettant d'augmenter la résolution fréquentielle, sans changer le contenu fréquentiel [UZOL et KATZ, 2007].



(a) Évolution temporelle du signal s

(b) Spectre fréquentiel du signal s

FIGURE 2.31 – Application de la TFD à un signal manufacturé s (voir équation 2.61)

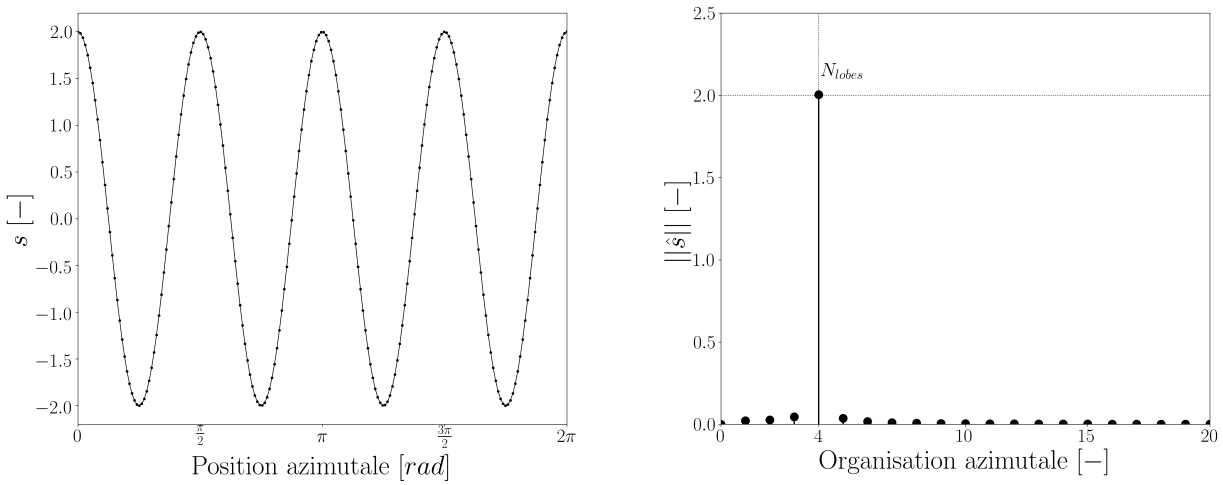
Transformée de Fourier Spatiale

Dans ces travaux, la TFD est aussi appliquée à un signal spatial, ce qui permet d'étudier les structures organisées en lobes présentes sur la circonférence du compresseur. Un exemple d'application de la TFD spatiale appliquée à une distribution azimutale composée de quatre lobes d'amplitude 2 est présenté par la suite. Ce signal manufacturé est défini par l'équation 2.62.

$$\begin{cases} s(\theta) = 2\cos(N_{lobes}\theta) \text{ avec,} \\ N_{lobes} = 4.0 \\ \theta \in [0, 2\pi] \end{cases} \tag{2.62}$$

Son évolution azimutale est présentée en figure 2.32a et le résultat obtenu après avoir appliqué la TFD spatiale est montré en figure 2.32b. Dans le cadre d'une TFD spatiale, les fréquences calculées correspondent à une organisation azimutale du signal analysé. Ici, le nombre de lobes retrouvé est bien quatre et l'amplitude est égale à celle fixée dans l'équation 2.62.

La résolution de la TFD dépend du nombre d'échantillons répartis sur la circonférence. Dans ces travaux, cet outil est utilisé pour l'étude des résultats numériques exclusivement. Pour l'appliquer sur des données expérimentales telles que la pression instationnaire, il est nécessaire d'avoir une répartition circonférentielle de capteurs conséquente pour connaître la distribution circonférentielle instantanée. Le module d'essai ASTEC2 ne possède cependant pas assez de capteurs sur la circonférence à une même position axiale (voir sous-section 2.1.1) pour permettre d'utiliser cet outil d'analyse.



(a) Évolution azimutale de signal s

(b) Spectre des modes spatiaux du signal s

FIGURE 2.32 – Application de la TFD à un signal spatial s manufacturé (voir équation 2.62)

2.4.6 Transformée de Fourier glissante

Notion de fenêtrage

Lors des essais, les fréquences des phénomènes d'intérêt peuvent varier avec les conditions d'opération, en particulier la vitesse de rotation qui bien qu'asservie, peut légèrement fluctuer autour de la consigne. Appliquer le principe de fenêtrage à l'étude du spectre du signal discret enregistré par un capteur permet d'obtenir son évolution temporelle. Des transformées de Fourier successives sont réalisées sur une fenêtre dite glissante de longueur T, permettant de construire le spectrogramme du signal. Il représente l'évolution temporelle du spectre fréquentiel. La fenêtre glissante est définie par deux paramètres :

— *La longueur de la fenêtre* T : ce paramètre fixe la plage de fréquences étudiées. Pour une fenêtre de longueur T, l'intervalle de fréquence exploitable est $\left[11df, f_{max}\right]$.

— *Le décalage temporel de la fenêtre ou overlapping* noté b : il est compris entre 0 et 1 et détermine la discrétisation temporelle du spectrogramme (voir figure 2.33). Pour un décalage égal à $b = 0$, chaque fenêtre est indépendante, sans recouvrement. Pour un décalage $b > 0$, il y a une redondance des données utilisées d'une fenêtre à la fenêtre adjacente.

Pour comprendre l'influence de ces deux paramètres, un exemple d'application sur la fonction décrite par l'équation 2.63 est présenté. Le signal est décrit sur l'intervalle $t \in [0,60]$ secondes avec une fréquence $f_1 = 1.5$ Hz présente pendant toute la durée de l'enregistrement et une fréquence f_2 qui varie au cours du temps.

$$s(t) = 2\cos(2\pi f_1 t) + \cos(2\pi f_2 t) \text{ avec, } \begin{cases} f_2 = 3.3 \text{ Hz si } t < 30s \\ f_2 = 4.3 \text{ Hz si } t \geq 30s \end{cases} \tag{2.63}$$

Ce signal est échantillonné avec un pas de temps $\delta t = 0.01s$ et le recouvrement est fixé à 50%. Il est rappelé que la fenêtre doit contenir au moins 10 répétitions du phénomène d'intérêt pour

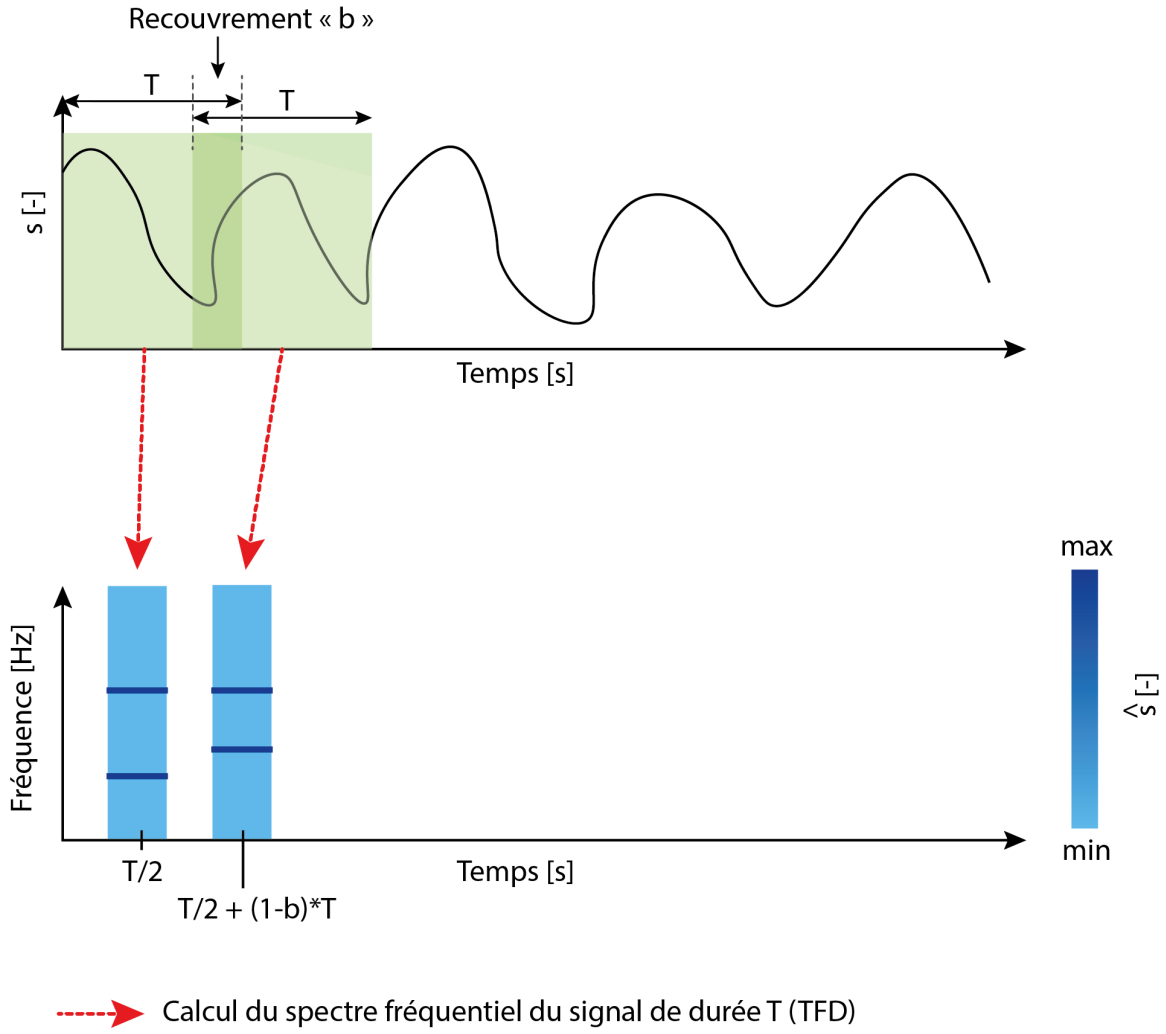


FIGURE 2.33 – Processus de construction d'un spectrogramme

bien le capter et qu'elle doit être adaptée à la résolution fréquentielle souhaitée. Plus la taille de la fenêtre T est grande, plus la résolution fréquentielle df du spectre est fine. La figure 2.34 présente le spectrogramme idéal attendu du signal défini par l'équation 2.63. Toutes les fréquences sont observées dans le contenu fréquentiel et le changement de la fréquence f_2 est présent à l'instant $t = 30s$.

L'influence du paramètre T sur le spectrogramme obtenu est présentée dans la figure 2.35. Chaque spectrogramme représente respectivement les différentes tailles T = $6s$ (en bleu), T = $10s$ (en vert) et T = $14s$ (en rouge). Le saut de fréquence qui se produit à $t = 30s$ est représenté par un trait noir vertical discontinu. La fenêtre T = $6s$ est trop petite : le phénomène de fréquence $f_1 = 1.5$ Hz ne s'est pas répété 10 fois, ce qui le rend invisible. La taille minimale de la fenêtre pour capter ce phénomène est T = $6.7s$: il est alors observé avec les tailles de fenêtre T = $10s$ (en vert) et T = $14s$ (en rouge). Il est à noter que les raies fréquentielles des spectrogrammes s'affinent avec l'augmentation de la taille de la fenêtre. Ces spectrogrammes ne capturent pas de manière exacte l'instant où le saut de fréquence se produit et les fréquences $f_2 = 3.3$ Hz et $f_2 = 4.3$ Hz semblent cohabiter au voisinage de cet instant.

La figure 2.36 montre le spectre fréquentiel obtenu après avoir appliqué une « simple » TFD (en noir) sur le signal complet. Sur la même figure, les moyennes temporelles réalisées entre $10s$ et

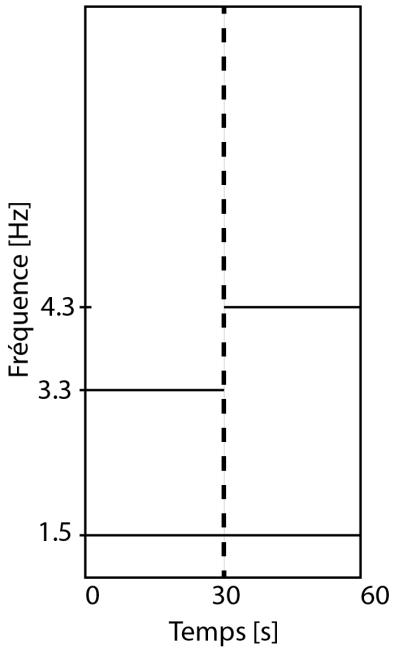


FIGURE 2.34 – Spectrogramme idéal d'un signal manufacturé (voir équation 2.63)

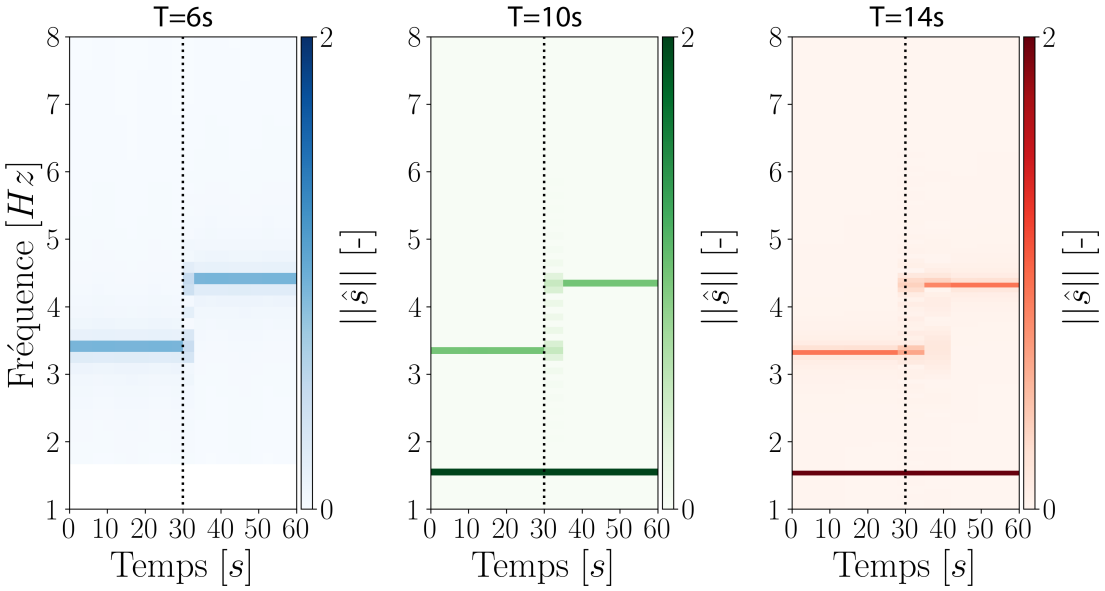


FIGURE 2.35 – Influence de la taille de la fenêtre T sur le spectrogramme d'un signal manufacturé (voir équation 2.63)

10.5s de chaque spectrogramme de la figure 2.35 sont tracées. Ces spectres moyens capturent bien l'amplitude du phénomène associé à $f_1 = 1.5$ Hz et $f_2 = 3.3$ Hz. La « simple » TFD ne permet pas d'obtenir l'amplitude exacte du phénomène associé à f_2. Comme f_2 varie au cours du temps et que le signal total est utilisé, les valeurs prises par cette fréquence sont présentes dans le contenu fréquentiel : deux pics sont observés, un à 3.3 Hz et un autre à 4.3 Hz. L'amplitude associée à la fréquence f_2 est alors distribuée entre ces deux pics. Comme le changement de fréquence intervient à la moitié de l'enregistrement, l'amplitude de chaque pic est égale à la moitié de l'amplitude totale.

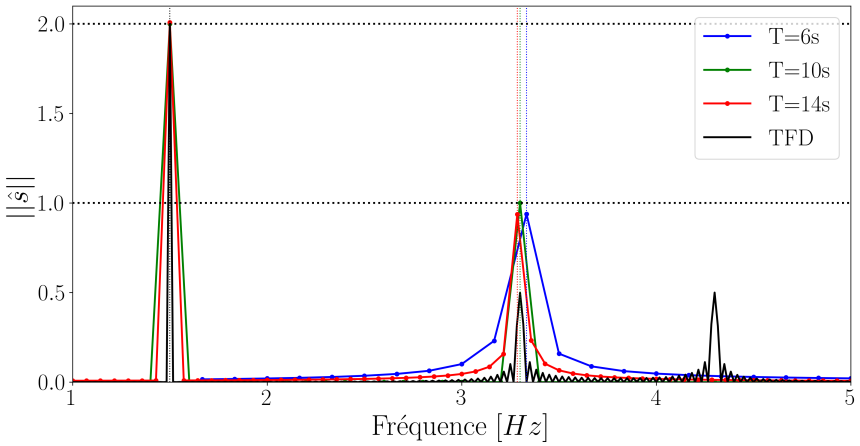


FIGURE 2.36 – Moyenne temporelle du spectre fréquentiel réalisée entre 10.0 s et 10.5 s en fonction de la taille de la fenêtre T et spectre fréquentiel obtenu après avoir appliqué la TFD à un signal manufacturé (voir équation 2.63)

Les figures 2.35 et 2.36 montrent que si la taille de la fenêtre augmente, le spectrogramme est mieux résolu en fréquence. À contrario, plus la taille de la fenêtre est petite, plus la résolution temporelle augmente, permettant de capturer plus finement l'instant du changement de fréquence. Lors du choix de la taille de la fenêtre, il y a un compromis à trouver entre précision du spectre en fréquence et discrétisation temporelle de l'évolution du spectre en temps.

La figure 2.37 présente les spectrogrammes obtenus pour différentes valeurs de recouvrement : 1% (en bleu), 50% (en vert) et 90% (en rouge). La taille de la fenêtre est fixée à T = 10s, ainsi la résolution fréquentielle est la même pour ces trois spectrogrammes. L'instant correspondant au changement de fréquence est capté différemment en fonction du recouvrement. Pour un recouvrement égal à 90%, le changement de fréquence est plutôt bien prédit par le spectrogramme. Plus le recouvrement diminue, plus le changement est prédit tardivement. Le recouvrement de 90% est idéal pour prédire de manière précise l'instant à partir duquel un changement de fréquence se produit. Cependant, cette valeur augmente considérablement le temps de calcul de la TFD. Dans cet exemple, le temps de calcul pour une valeur de 90% est environ multiplié par 20 par rapport à un recouvrement de 50%.

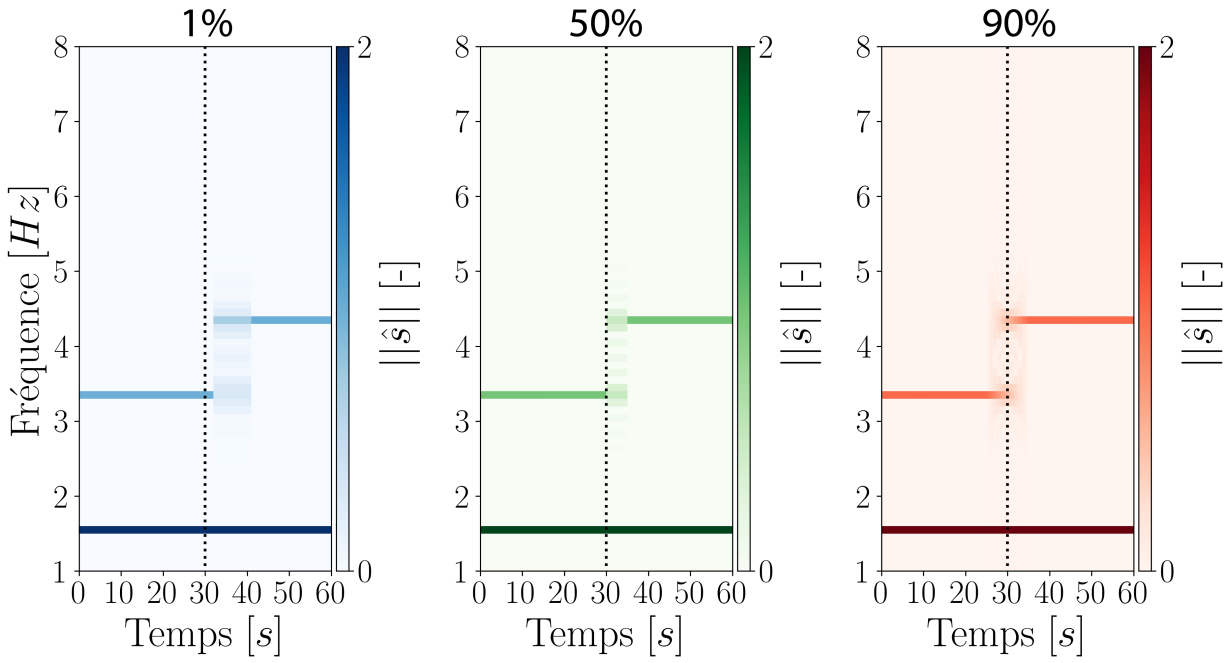


FIGURE 2.37 – Influence du coefficient de recouvrement b sur le spectrogramme d'un signal manufacturé (voir équation 2.63)

Fenêtrage de Hamming

Jusqu'à présent, la forme de la fenêtre $h(t)$ appliquée sur les échantillons appartenant à un intervalle de durée T $\left[t-\frac{\mathrm{T}}{2};t+\frac{\mathrm{T}}{2}\right]$ est de type *créneau*. Il est possible d'appliquer une autre forme de fenêtrage comme celle de *Hamming* [HAMMING, 1986]. La figure 2.38 présente le fenêtrage de type *créneau* (en rouge) et celui de type *Hamming* (en vert). L'idée de la fenêtre de *Hamming* est de privilégier les échantillons au centre. Les échantillons aux deux extrémités de la fenêtre ont par conséquent moins de « poids ».

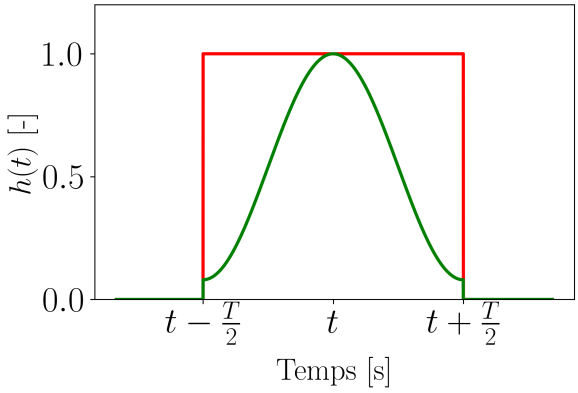


FIGURE 2.38 – Fenêtre de type *créneau* (en rouge) et fenêtre de Hamming (en vert) de durée temporelle T

Lors d'une TFD glissante, ce type de fenêtre permet d'atténuer la redondance des échantillons aux extrémités qui existe avec un recouvrement. La figure 2.39 présente les spectrogrammes issus

du signal manufacturé (voir équation 2.63) avec un fenêtrage de *Hamming* pour différentes valeurs de recouvrement : 1% (en bleu), 50% (en vert) et 90% (en rouge). La taille de la fenêtre est toujours de T = 10s. Pour les trois valeurs de recouvrement, il est observé que les raies fréquentielles « s'étalent » par rapport à la figure 2.37. Une nette amélioration du spectrogramme est visible dans l'intervalle où cohabitent les fréquences f_1 et f_2. Il ressort que la fenêtre de *Hamming* amortit les lobes secondaires observés autour d'une raie fréquentielle.

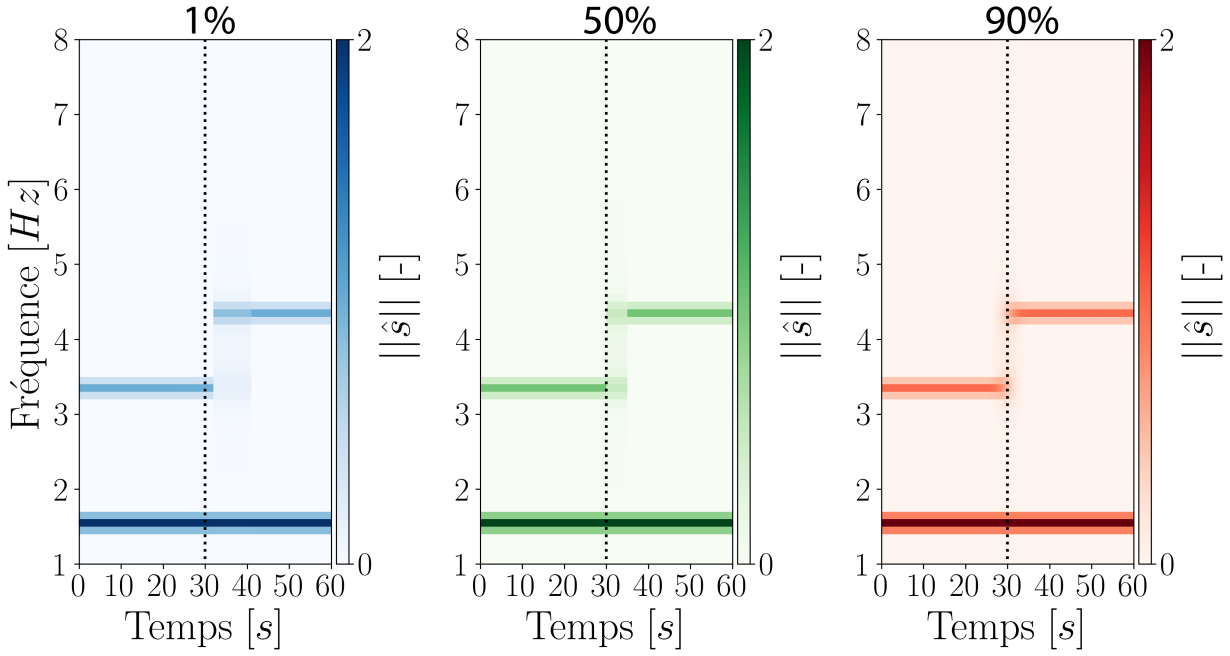


FIGURE 2.39 – Influence de la fenêtre de Hamming en fonction du coefficient de recouvrement b sur le spectrogramme du signal manufacturé (voir équation 2.63)

Choix des paramètres retenus

Dans ces travaux, il est essentiel d'avoir une résolution fréquentielle fine pour discerner les fréquences synchrones et non-synchrones. La discrétisation temporelle du spectrogramme est jugée moins importante. Un recouvrement de 50% avec une fenêtre de *Hamming* est donc utilisé.

Ce post-traitement permet de visualiser l'évolution temporelle du spectre fréquentiel d'un signal de manière rapide et légère par rapport à la décomposition en ondelette [FARGE, 1992; SCHNEIDER et VASILYEV, 2010]. Cette méthode, plus coûteuse, est plus précise sur l'amplitude, mais comparable pour la fréquence.

2.4.7 Détermination du signal « top-tour »

Définition du « top-tour »

Le signal « top-tour » permet de mesurer le temps effectif de chaque rotation effectuée par la machine, dont la vitesse de rotation peut légèrement fluctuer en essais de ±0.5%, comme l'illustre la figure 2.40.

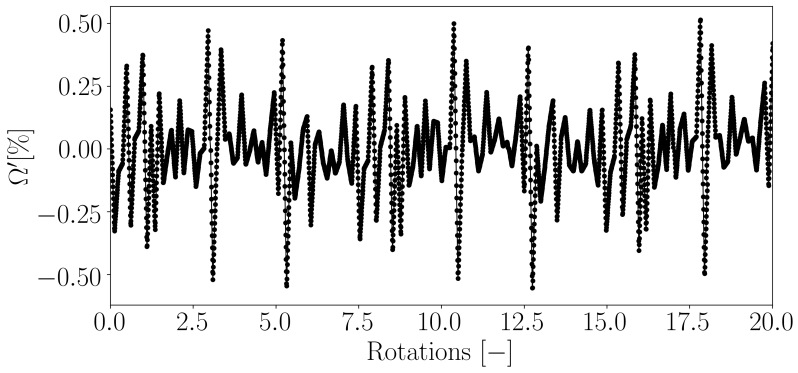


FIGURE 2.40 – Évolution temporelle de la fluctuation de la vitesse de rotation sur 20 rotations acquise par un capteur capacitif en essais

Hypothèses

La connaissance d'un « top-tour » permet de connaître le nombre d'échantillons acquis par les capteurs pour chaque rotation de la roue. Ce nombre varie au cours de l'enregistrement du fait que la vitesse de rotation n'est pas parfaitement constante contrairement à la fréquence d'échantillonnage. Il est déterminé en appliquant un traitement spécifique sur la totalité de l'enregistrement. Ce traitement est prévu pour un enregistrement à vannage continu sur une iso-vitesse et non pas pour un enregistrement sur une ligne de fonctionnement (voir figure 1.2). Comme la vitesse de rotation n'est pas constante, il est considéré que la BPF présente des variations maximales de l'ordre de ±10%. La durée du signal doit être supérieure à une seconde.

Procédure

Dans ces travaux, le signal de pression instationnaire enregistré par le capteur positionné au carter en amont du bord d'attaque du Rotor-1 est utilisé pour reconstruire le signal « top-tour ». Connaissant le nombre de pales du Rotor-1 (N_b=16) et la vitesse de rotation fixée f_{rot}, la valeur théorique de la fréquence de passage des pales du Rotor-1 est égale à $BPF_{\text{Rotor-1, théorique}} = N_b \cdot f_{rot}$. La fréquence d'échantillonnage des capteurs de pression instationnaire et des dispositifs spire-aimant est environ 10 fois supérieure à cette fréquence de passage.

Le signal utilisé pour présenter la procédure est le signal réellement enregistré, et non pas manufacturé. Les opérations suivantes sont effectuées pour déterminer le signal « top-tour » :

— Dans un premier temps, il est nécessaire de déterminer la fréquence de passage des pales moyenne. Pour cette étape, uniquement une partie de l'enregistrement est considéré : le

signal utilisé est de l'ordre de 1 seconde, correspondant environ aux 500 premières rotations. L'évolution temporelle des fluctuations de pression instationnaire données par l'équation 2.64 est illustrée dans la figure 2.41. Par soucis de clarté, seulement un point sur 200 est utilisé pour tracer cette évolution.

$$p'(t) = p(t) - \overline{p} \tag{2.64}$$

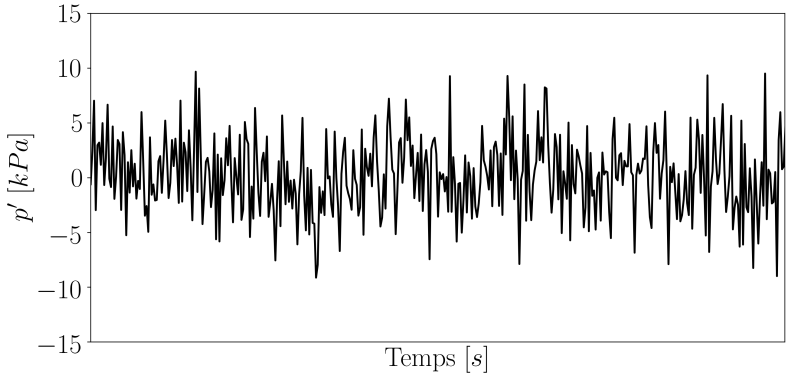


FIGURE 2.41 – Évolution temporelle des fluctuations de pression instationnaire mesurées au carter en amont du bord d'attaque du Rotor-1 pendant 1 seconde environ

Une TFD est appliquée sur cette portion de signal, permettant d'en obtenir le contenu fréquentiel représenté par la figure 2.42. Les fréquences f dont l'amplitude dépasse un seuil fixé par l'utilisateur sont analysées. La valeur théorique $\text{BPF}_{\text{Rotor-1, théorique}}$ obtenue en multipliant le nombre de pales par la fréquence de rotation de la machine est soustraite à chacune des fréquences. La recherche de la valeur minimale de ces écarts est illustrée par l'équation 2.65 en utilisant une fonction *Python*. Cette soustraction permet d'accéder à la fréquence $\text{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}}$ la plus proche de la valeur théorique.

$$\text{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}} = argmin(\,|f - \text{BPF}_{\text{Rotor-1, théorique}}|\,) \tag{2.65}$$

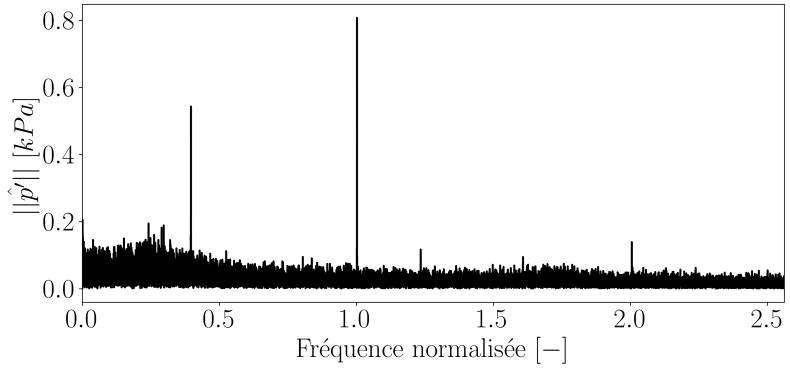


FIGURE 2.42 – Spectre fréquentiel issu des fluctuations de pression instationnaire $p'(t)$ pendant environ 1 seconde (voir figure 2.41). Les fréquences sont normalisées par $\text{BPF}_{\text{Rotor-1, théorique}}$

— Dans un second temps, le signal total est filtré par un filtre passe-bande de type « Butterworth » [BUTTERWORTH, 1930] sur l'intervalle de fréquences :

$$\left[\text{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}} - 10\%, \text{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}} + 10\%\right] \tag{2.66}$$

Ce filtrage permet d'en extraire la composante correspondant aux passages des pales $p'_{\text{filtré}}$. La figure 2.43 représente ce signal entre $t = 0s$ et $t = 2s$.

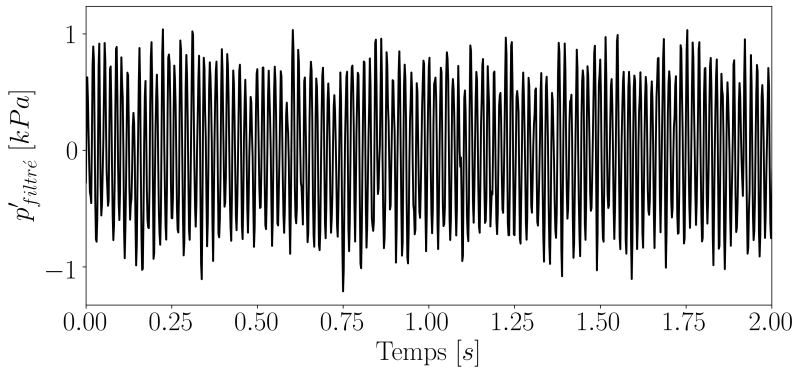


FIGURE 2.43 – Évolution temporelle du signal filtré $p'_{\text{filtré}}$ sur la bande passante de $\text{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}} - 10\%$ jusqu'à $\text{BPF}_{\text{Rotor-1, TFD}} + 10\%$

— Dans un troisième temps, les instants où les pales passent au plus près du capteur correspondent aux maxima atteints par $p'_{\text{filtré}}$. Ces extrema sont identifiés en calculant la dérivée de ce signal filtré. Ils correspondent à une valeur proche de zéro de cette dérivée notée P. La figure 2.44 illustre les signaux $p'_{\text{filtré}}$ (en noir continu) et P (en noir discontinu). L'intervalle de temps représenté correspond à un peu moins de la première rotation de l'enregistrement. Le trait vertical rouge représente un exemple d'instant où la dérivée P est nulle.

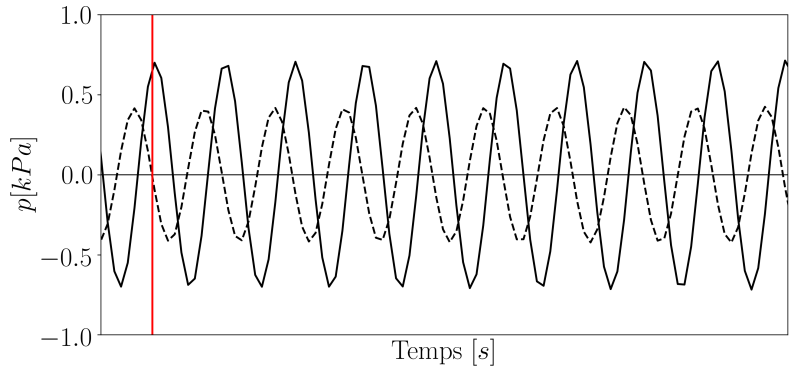


FIGURE 2.44 – Évolution temporelle du signal filtré $p'_{\text{filtré}}$ (en noir continu) et de sa dérivée P (en noir discontinu) sur un intervalle de temps correspondant à moins d'une rotation

— Dans un quatrième temps, il est nécessaire de déterminer les instants qui correspondent au passage de la pale choisie comme référence sur la circonférence au cours de l'enregistrement. Pour rappel, le passage d'une pale correspond à un maximum du signal $p'_{\text{filtré}}$. Connaissant les extrema, il faut distinguer les maximums des minimums. Pour effectuer

cette tâche, une méthode *Python* est appliquée au signal P. Elle permet d'obtenir le signal P_1 décrit par l'équation 2.67.

$$P_1 = \begin{cases} +1 \text{ si } P > 0 \\ -1 \text{ si } P < 0 \\ 0 \text{ si } P = 0 \end{cases} \tag{2.67}$$

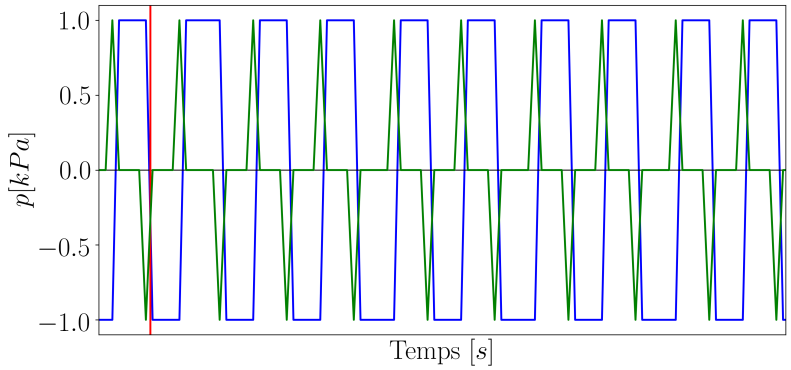


FIGURE 2.45 – Évolution temporelle du signal P_1 (en bleu) et de sa dérivée P_1' (en vert) sur un intervalle de temps correspondant à moins d'une rotation

La figure 2.45 illustre le signal P_1 et sa variation P_1' sur un intervalle de temps correspondant à moins d'une rotation. Dans la figure, la dérivée P_1' est divisée par 2 pour obtenir une amplitude comprise entre +1 et -1. Le trait vertical rouge représente l'instant où le signal $p'_{\text{filtré}}$ atteint un maximum (voir figure 2.44). Ainsi, le passage d'une pale correspond aussi à l'instant où P_1 présente un changement de signe et où la valeur de sa dérivée P_1' est négative. Ces instants correspondent chacun à un passage de pale et sont alors identifiés. Le premier maximum correspond au passage de la pale de référence qui détermine alors le début de la première rotation. Ce choix est arbitraire. Connaissant le nombre de pales du Rotor-1 (N_b=16), le second passage de la pale de référence correspond au $17^{ième}$ maximum trouvé, et ainsi de suite. Ceci permet de connaître tous les instants correspondant au passage de la pale de référence.

— Dans un cinquième et dernier temps, le nombre d'échantillons par rotation est déterminé. Comme les instants où la pale de référence passe sont connus, le nombre d'échantillons par rotation correspond alors au nombre d'échantillons compris entre deux passages successifs. La figure 2.46 illustre le signal filtré $p'_{\text{filtré}}$ sur un intervalle de temps correspondant à un peu plus d'une rotation. Le passage de la pale de référence est dénoté par un rond rouge. Le nombre d'échantillons par rotation est égal au nombre d'éléments plus un entre deux ronds rouges successifs.

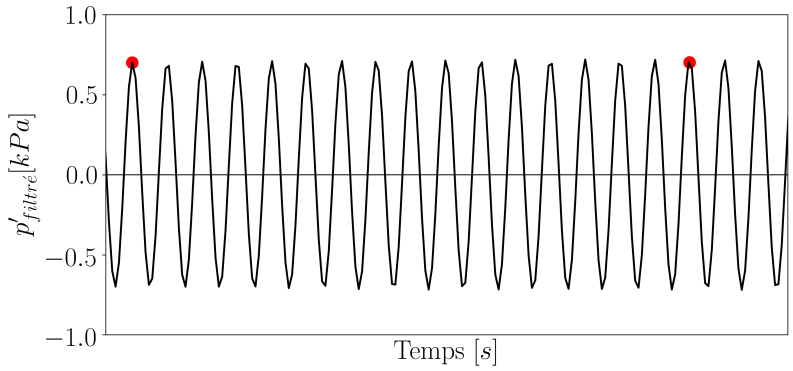


FIGURE 2.46 – Évolution temporelle du signal $p'_{\text{filtré}}$ (en noir) sur un intervalle de temps correspondant à un peu plus d'une rotation, avec le passage de la première pale dénoté par un rond rouge

Finalement, le nombre d'échantillons par rotation enregistrée est connu. Il est compris entre 162 et 172.

Avantages

Cette procédure est primordiale dans le traitement des signaux issus des capteurs de pression instationnaire et du dispositif spire-aimant. Elle permet de connaître le nombre d'échantillons enregistrés pour chaque rotation au cours de l'essai. Avec cette information, le recalage des données peut ensuite être effectué.

2.4.8 Recalage des données

La vitesse de rotation de la machine n'est pas rigoureusement constante lors de l'enregistrement. Cependant, la fréquence d'échantillonnage des capteurs $f_{\text{E}} = 102$ kHz est parfaitement constante. Il est à noter que les mesures de pression instationnaire et les mesures spire-aimant présentent la même fréquence d'échantillonnage (voir tableau 2.5). Le recalage des données consiste à redéfinir le même nombre d'échantillons pour décrire chaque rotation à travers une interpolation basée sur une courbe *B-spline*. Les travaux de Nicolas Buffaz [BUFFAZ, 2012] et de Victor Moënne-Loccoz [MOËNNE-LOCCOZ, 2019] montrent que le recalage des données corrige la largeur et l'amplitude du pic correspondant à la BPF et à ses harmoniques. Il est nécessaire de s'assurer de la synchronisation spatio-temporelle entre la position de la roue et l'instant d'enregistrement du signal. Le signal « top-tour » détaillé dans la sous-section 2.4.7 est systématiquement utilisé pour recaler les données avant d'appliquer un quelconque post-traitement.

Dans ces travaux, chaque rotation est ré-échantillonnée pour avoir au total 500 échantillons. La fréquence de rotation de la machine est asservie à f_{rot} et la fréquence d'échantillonnage des capteurs est de f_{E}, donc une rotation machine génère entre 150 et 200 échantillons. Ce nombre d'échantillons par rotation est donc multiplié par 3 lors du ré-échantillonnage.

Ce traitement remplace la notion de temps par une notion en espace liée à la position instantanée de la roue. Il permet alors de connaître l'évolution des données enregistrées au cours des rotations, de corriger les spectres et de favoriser l'analyse.

2.4.9 Moyenne d'ensemble

La moyenne d'ensemble de fenêtre T appliquée à un signal temporel représente la moyenne des réalisations des phénomènes instationnaires présents sur cette fenêtre. Le calcul de cette moyenne permet de filtrer les composantes synchrones à la fréquence $f = \frac{1}{\mathrm{T}}$ d'un signal qui se décompose en deux contenus distincts :

- un contenu synchrone à la fréquence $f = \frac{1}{\mathrm{T}}$. Il contient les phénomènes dont la fréquence f_{sync} est un multiple entier de f, soit de fréquence $f_{sync} = kf = \frac{k}{\mathrm{T}}$ avec $k \in \mathbb{N}^*$.
- un contenu non-synchrone à la fréquence $f = \frac{1}{\mathrm{T}}$. Il contient les phénomènes dont la fréquence $f_{non-sync}$ n'est pas un multiple entier de f, soit de fréquence $f_{non-sync} = kf = \frac{k}{\mathrm{T}}$ avec $k \in \mathbb{R}^+ \backslash \mathbb{N}^*$.

La taille de la fenêtre fixe la fréquence f qui est ainsi connue. En turbomachine, cette fenêtre peut être de taille équivalente à une rotation, ou bien égale au temps de passage d'une pale.

Principe de base

Le principe de base est détaillé sur le signal temporel manufacturé $s(t)$ donné par l'équation 2.61. La fréquence d'échantillonnage est fixée à $f_{\mathrm{E}} = 100$ Hz. Il est utile de rappeler que :

- la durée totale du signal est de 10 secondes
- il comporte au total 1000 échantillons équi-répartis, soit $\delta t = 0.01s$.

La figure 2.47 présente les grandes étapes pour calculer la moyenne d'ensemble de fenêtre $\mathrm{T} = 1s$ de ce signal. Son évolution temporelle (a) est illustrée pour des instants compris entre $t = 0s$ et $t = 10s$. Dans un premier temps, le signal est tronçonné en fenêtre de taille T, correspondant dans cet exemple à N = 100 échantillons. Aucun recouvrement de fenêtre n'est appliqué. Ainsi le signal est découpé en J = 10 fenêtres au total. Il est alors subdivisé en signaux partiels $s_j(n\delta t)$ avec $n = [0, 1, 2, 3, \ldots, \mathrm{N}-1]$, soit $s_j(n\delta t) = s(j\mathrm{T} + n\delta t)$. Dans la figure 2.47(b), l'évolution temporelle de $s(t)$ est reprise. Des traits verticaux rouges sont représentés pour délimiter les J = 10 fenêtres de taille T. L'évolution temporelle des signaux partiels $s_j(n\delta t)$ dans la figure 2.47(c) est tracée en noir. La moyenne d'ensemble $\langle s(n\delta t)\rangle$ (en rouge) est obtenue en calculant la moyenne arithmétique sur les J fenêtres des valeurs prises à chaque instant discret $n\delta t$. Cette moyenne d'ensemble est soustraite à chaque signal partiel pour en retirer le contenu synchrone tel que $s'_j(n\delta t) = s_j(n\delta t) - \langle s(n\delta t)\rangle$. Les signaux partiels s'_j sont mis bout à bout pour obtenir la durée totale du signal, comme illustré dans la figure 2.47(d).

En regard de l'équation 2.61, l'amplitude de 2 du mode à $f_1 = 2$ Hz est bien retrouvée dans la figure 2.47(c). L'amplitude de 1 du mode à $f_2 = 3.3$ Hz est elle aussi bien extraite dans la figure 2.47(d).

Formulation mathématique

Le signal issu d'un capteur ou d'une sonde numérique est un signal temporel $\phi(t)$ constitué d'un ensemble de P valeurs discrètes défini par $\phi_p = \phi(p\delta t)$ avec $p = [0, 1, 2, \ldots, \mathrm{P}-1]$. Ces valeurs sont obtenues à des instants multiples entiers d'une durée δt.

La moyenne d'ensemble de fenêtre T $\langle\phi\rangle$ effectue la moyenne des réalisations des phénomènes synchrones à la fréquence $f = \frac{1}{\mathrm{T}}$. La taille de la fenêtre T comporte N échantillons, telle que N < P. Il est alors possible de définir le nombre total de fenêtres J présentes dans le signal $\phi(t)$, d'après l'équation 2.68.

$$\mathrm{J} = \frac{\mathrm{P}}{\mathrm{N}} \tag{2.68}$$

Dans le cas où le résultat de l'équation 2.68 n'est pas un nombre entier, alors uniquement la partie entière est gardée. La dernière fenêtre incomplète n'est pas exploitée. La formule de la moyenne d'ensemble de fenêtre T = Nδt appliquée au signal $\phi(t)$ est décrite par l'équation 2.69 [UZOL et KATZ, 2007].

$$\langle\phi(n\delta t)\rangle = \frac{1}{\mathrm{J}}\sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1}\phi_j(n\delta t) \text{ avec } n = [0,1,2,\ldots,\mathrm{N}-1] \tag{2.69}$$

Elle consiste à effectuer la moyenne arithmétique sur un nombre J de fenêtres des valeurs discrètes $\phi_j(n\delta t)$ où n représente le $n^{ième}$ échantillon dans la période T de la $j^{ième}$ fenêtre.

Il est à noter que la moyenne arithmétique de la moyenne d'ensemble de fenêtre T correspond à la moyenne arithmétique du signal, comme le résume l'équation 2.70. La moyenne $\overline{\phi(t)}$ ne prend pas en compte la dernière fenêtre incomplète non plus.

$$\overline{\langle\phi(n\delta t)\rangle} = \overline{\phi(t)} \tag{2.70}$$

Filtrage du contenu synchrone au signal

La moyenne d'ensemble de fenêtre T contient les phénomènes synchrones à la fréquence $f = \frac{1}{\mathrm{T}}$. Le contenu est retiré du signal en enlevant la valeur moyenne $\langle\phi(n\delta t)\rangle$ à la valeur discrète $\phi_j(n\delta t)$ à l'instant $n\delta t$ de la $j^{ième}$ fenêtre. Ainsi, le signal filtré $\phi'_j(n\delta t)$ de la $j^{ième}$ fenêtre est défini par l'équation 2.71.

$$\phi'_j(n\delta t) = \phi_j(n\delta t) - \langle\phi(n\delta t)\rangle \text{ avec } n = [0,1,2,\ldots,\mathrm{N}-1] \tag{2.71}$$

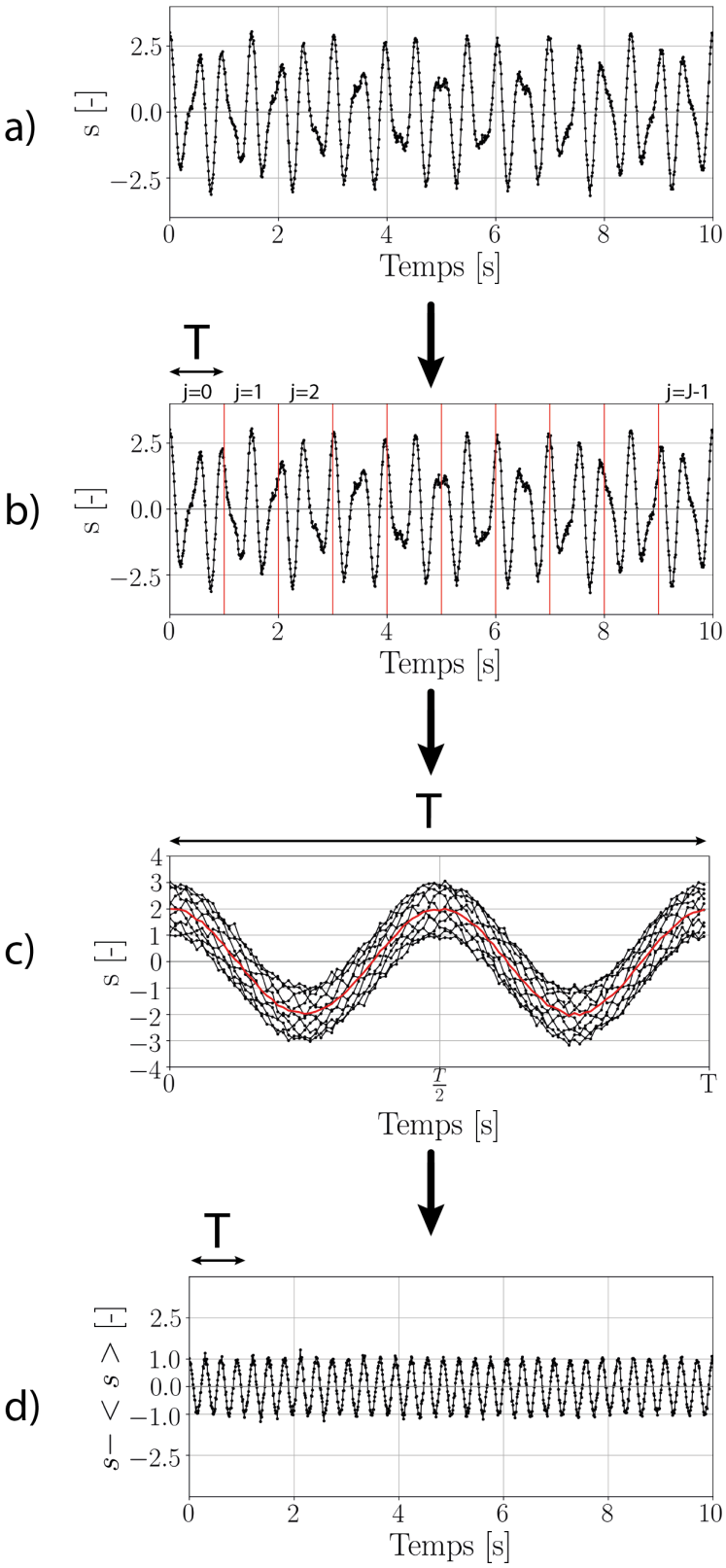


FIGURE 2.47 – Principales étapes de la moyenne d'ensemble de fenêtre T = Nδt = 1s appliquée à un signal manufacturé (voir équation 2.61) : (a) évolution temporelle du signal $s(t)$, (b) tronçonnage du signal en J = 10 fenêtres de taille T, (c) évolution temporelle des signaux de chaque fenêtre $s_j(n\delta t)$ tracée en noir, la moyenne d'ensemble $\langle s(n\delta t)\rangle$ tracée en rouge avec $j = [0,1,2,3,\ldots,\mathrm{J}-1]$ et $n = [0,1,2,3,\ldots,\mathrm{N}-1]$ et (d) l'évolution temporelle du signal filtré $s'(t)$

Application aux signaux numériques

Dans le cas de simulations numériques instationnaires, il est possible d'enregistrer des coupes instantanées (coupes axiales et à hauteur de veine constante) à différents instants. Cette sous-section illustre l'usage de la moyenne d'ensemble pour analyser ces extractions. Un étage fictif constitué de $N_s = 2$ pales de stator et de $N_r = 3$ pales de rotor tournant à la vitesse de rotation Ω est considéré, comme schématisé sur la figure 2.48. Le signal est enregistré à l'aval du rotor pour une position axiale et une hauteur de veine fixées en tous points de la circonférence (représentée par la ligne verte). Ce signal est mesuré dans le repère tournant sur une durée totale de 2 rotations avec une fréquence d'échantillonnage correspondant à 300 échantillons par rotation.

La grandeur analysée dans cette sous-section est la vitesse relative W. Dans cet exemple, les sillages sont modélisés par un déficit de W. Pour un écoulement sain, sans perturbation, elle est fixée arbitrairement à W = 2 $m.s^{-1}$. Les pales de rotor induisent une perte de vitesse relative de 1 $m.s^{-1}$, et les pales de stator génèrent une perte égale à 0.5 $m.s^{-1}$.

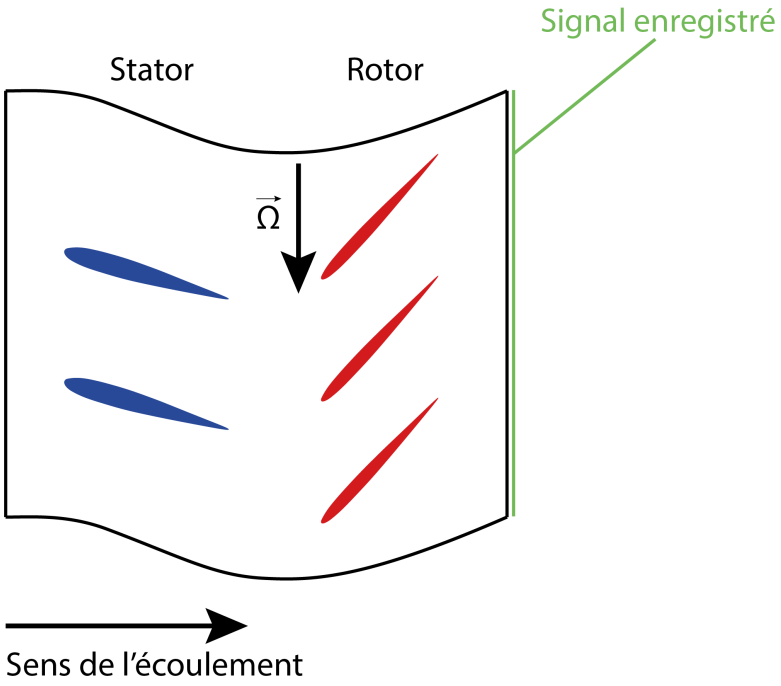
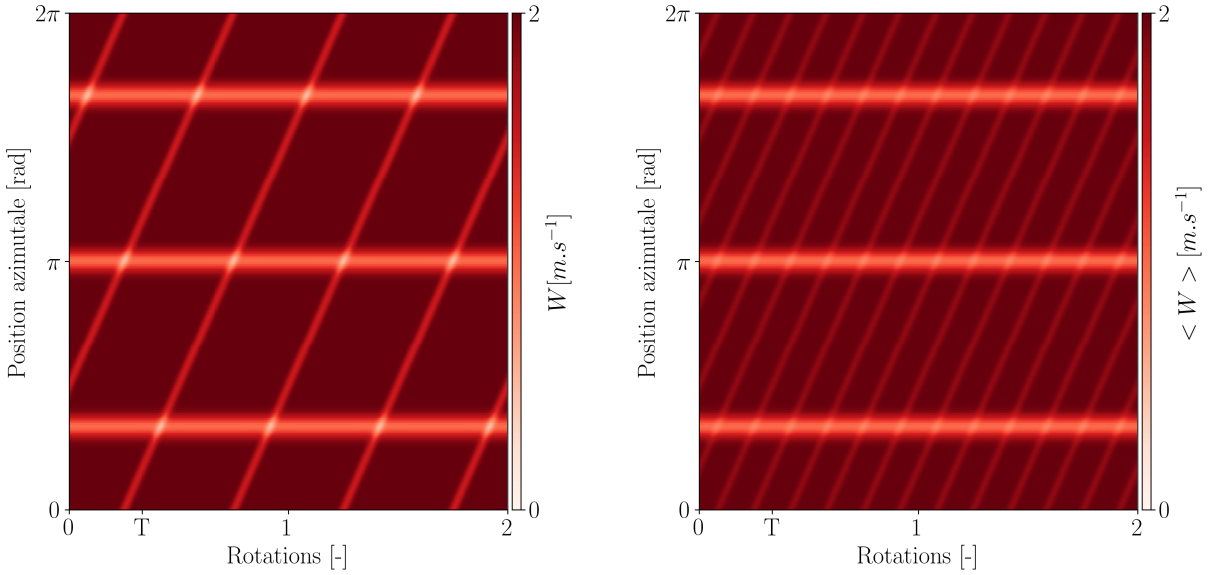


FIGURE 2.48 – Étage d'étude constitué de $N_s = 2$ pales de stator et de $N_r = 3$ pales de rotor

Pour filtrer les composantes synchrones à la fréquence de passage de pales du rotor, une moyenne d'ensemble de fenêtre $T = T_{Rotor}$ est appliquée, avec T_{Rotor} la période de passage d'une pale de rotor. Le rotor possède 3 pales, ce qui implique qu'une période de rotation correspond à $3T_{Rotor}$. Avec cette taille de fenêtre, les sillages générés par les pales du stator sont vus par les pales du rotor comme un phénomène non-synchrone. La figure 2.49 présente le processus de filtrage de ce signal. L'évolution temporelle de la vitesse relative W en tous points autour de la circonférence est montrée sur la figure 2.49a. Les sillages des pales du rotor et du stator sont observés au cours des deux rotations. La position azimutale instantanée associée à chaque sillage issu des pales du rotor reste constante au cours de l'enregistrement. Pour chaque sillage de pale du stator, sa position azimutale instantanée évolue au cours du temps. Ces observations sont cohérentes du fait que la mesure s'effectue dans le repère tournant. Sur la figure 2.49b, la moyenne d'ensemble de fenêtre

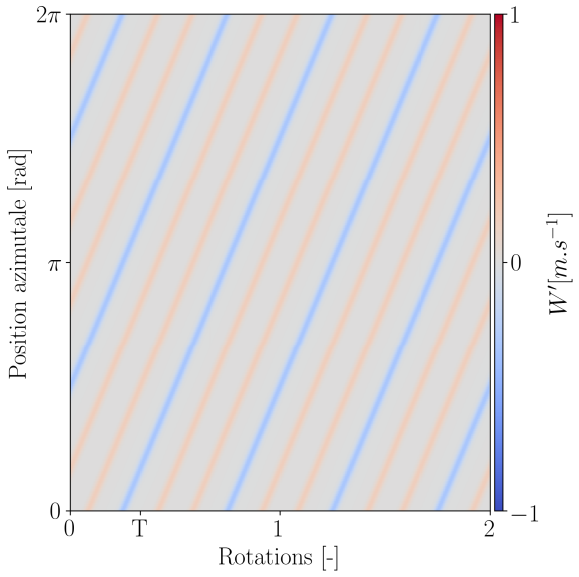
T_{Rotor} est représentée. Il est à noter que la période de cette moyenne d'ensemble correspond à la période de passage des pales rotor T = T_{Rotor}. Les sillages des pales du rotor sont observés avec une intensité similaire à celle observée dans le signal de départ (voir figure 2.49a). Des raies supplémentaires de faible intensité sont visibles. Elles apparaissent comme des sillages résiduels générés par les pales du stator. Leur intensité est significativement lissée par la moyenne arithmétique effectuée à chaque instant de la période T (voir équation 2.69). Le signal filtré (voir équation 2.71) est représenté dans la figure 2.49c. Les sillages des pales du stator apparaissent comme étant un déficit de la vitesse relative (raies bleues). Des raies dont la fluctuation de la vitesse relative est positive sont observées en rouge. Elles proviennent des raies résiduelles observées dans la figure 2.49b.

Pour faciliter la compréhension de ce traitement, il est utile de regarder les différents signaux au même instant, à $t = 0s$ par exemple. La figure 2.50 montre ainsi la distribution en azimut de la vitesse relative (en noir), de la moyenne d'ensemble de fenêtre T_{Rotor} (en rouge) et du signal filtré (en bleu). Les sillages générés par le rotor et le stator sont observés dans la distribution azimutale de W. Les trois pales de rotor provoquent un déficit d'amplitude de 1 $m.s^{-1}$, et celles du stator un déficit de 0.5 $m.s^{-1}$. La distribution de la moyenne d'ensemble en azimut met bien en évidence les sillages issus des pales du rotor (voir figure 2.49b). L'amplitude de ces sillages est captée de manière exacte. Des pics résiduels sont aussi observés de part et d'autre de chaque sillage des pales du rotor. Ces pics traduisent un déficit de vitesse relative de l'ordre de 0.2 $m.s^{-1}$. La distribution azimutale du signal filtré contient les sillages issus des pales du stator (voir figure 2.49c). L'amplitude associée aux sillages de ces pales est inférieure à l'amplitude fixée initialement. Le sillage d'une pale de stator est visible par un déficit de 0.3 $m.s^{-1}$ dans le contenu non-synchrone. L'amplitude de ce sillage est répartie entre la moyenne d'ensemble (en rouge) et le signal filtré (en bleu). Il est remarqué que les pics résiduels observés dans la moyenne d'ensemble génèrent des pics dans le signal filtré.



(a) Évolution temporelle de la vitesse relative W pendant la totalité de l'enregistrement

(b) Moyenne d'ensemble du signal de la vitesse relative W sur la période T = T_{Rotor}



(c) Signal filtré de la vitesse relative W pendant la période T = T_{Rotor}

FIGURE 2.49 – Filtrage du contenu synchrone à la fréquence $f = \frac{1}{T}$ du signal de la vitesse relative W enregistré à l'aval en tous points de la circonférence (voir figure 2.48) à l'aide d'une moyenne d'ensemble de fenêtre T = T_{Rotor}

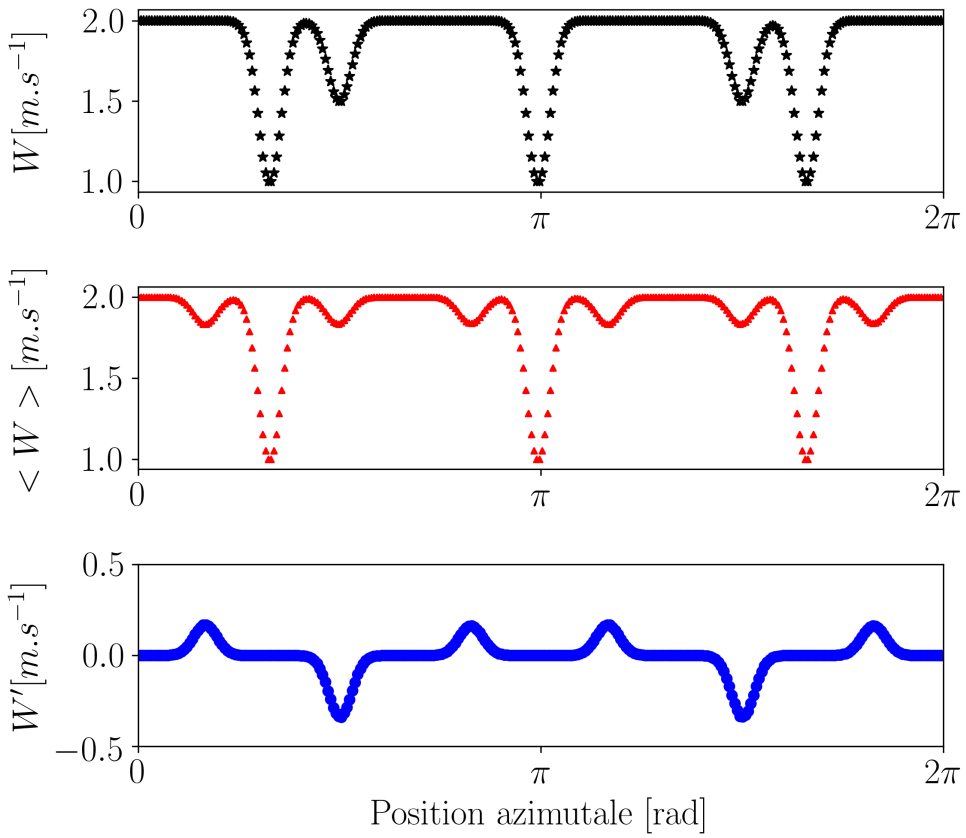


FIGURE 2.50 – Évolution azimutale à $t = 0s$ de la vitesse relative W (en noir), de la moyenne d'ensemble ⟨W⟩ (en rouge) et du signal filtré W′ (en bleu)

Application à une onde dans le repère fixe R_f

Pour comprendre l'origine de ces pics parasites, il est nécessaire d'appliquer ce processus de filtrage à une onde quelconque définie comme une série de mode spatio-temporels (m,n) (voir équation 2.21). Pour faciliter le déroulement des équations, l'onde considérée est égale à un mode d'amplitude constante et égale à 1, constitué de m lobes et de fréquence $f = 2\pi\omega$ dans le référentiel fixe. L'équation 2.72 donne la traduction mathématique de cette onde simplifiée.

$$s(\theta_{\mathrm{R}_f}, t) = e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f} - \omega t\right)} \tag{2.72}$$

Pour calculer la moyenne d'ensemble de fenêtre T, le signal est tronçonné en J fenêtres constituées chacune de N échantillons. L'équation 2.73 donne la formulation de l'onde sur la $j^{ième}$ fenêtre à l'instant $n\delta t$. Cette moyenne d'ensemble de fenêtre T est calculée suivant l'équation 2.76 et contient par définition les phénomènes synchrones à la fréquence $f_{\mathrm{T}} = \frac{1}{\mathrm{T}}$.

$$s_j(\theta_{\mathrm{R}_f}, n\delta t) = e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f} - \omega(n\delta t + j\mathrm{T})\right)} \tag{2.73}$$

$$\langle s(\theta_{\mathrm{R}_f}, t)\rangle = \frac{1}{\mathrm{J}} \sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1} s_j(\theta_{\mathrm{R}_f}, n\delta t) \tag{2.74}$$

$$= \frac{1}{\mathrm{J}} \sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1} e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f} - \omega(n\delta t + j\mathrm{T})\right)} \tag{2.75}$$

$$= \frac{e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f} - \omega n\delta t\right)}}{\mathrm{J}} \sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1} \left(e^{-i\omega\mathrm{T}}\right)^j \tag{2.76}$$

En considérant les équations 2.77 et 2.78, il est possible de déterminer une fréquence normalisée f^* donnée par l'équation 2.79.

$$\omega = 2\pi f \tag{2.77}$$

$$\mathrm{T} = \frac{1}{f_{\mathrm{T}}} \tag{2.78}$$

$$f^* = \frac{f}{f_{\mathrm{T}}} \tag{2.79}$$

La moyenne d'ensemble de fenêtre T du signal est finalement donnée par l'équation 2.80.

$$\langle s(\theta_{\mathrm{R}_f}, t)\rangle = \frac{e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f} - \omega n\delta t\right)}}{\mathrm{J}} \sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1} \left(e^{-i2\pi f^*}\right)^j \tag{2.80}$$

Il est alors possible de distinguer deux cas :

- l'onde est synchrone à la fréquence f_{T} ce qui implique que f^* est un multiple entier positif non-nul de f.

- l'onde est non-synchrone à la fréquence f_T ce qui implique que f^* n'est pas un multiple entier de f.

Lorsque l'onde est synchrone à la fréquence f_T, le terme $\sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1}\left(e^{-i2\pi f^*}\right)^j$ correspond à une suite géométrique de raison égale à 1 dont le résultat vaut J. La moyenne d'ensemble est alors déterminée par les équations 2.81 et 2.82. Elle contient bien la totalité de l'amplitude associée à l'onde.

$$\langle s(\theta_{\mathrm{R}_f}, t)\rangle = \frac{e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f}-\omega n\delta t\right)}}{\mathrm{J}}\sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1}(1)^j \tag{2.81}$$

$$= e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f}-\omega n\delta t\right)} \tag{2.82}$$

Lorsque l'onde est non-synchrone à la fréquence f_T, le terme $\sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1}\left(e^{-i2\pi f^*}\right)^j$ est évalué suivant l'équation 2.83.

$$\sum_{j=0}^{\mathrm{J}-1}\left(e^{-i2\pi f^*}\right)^j = \frac{1-e^{-i2\pi f^*\mathrm{J}}}{1-e^{-i2\pi f^*}} \tag{2.83}$$

La moyenne d'ensemble de fenêtre T du signal est alors donnée par l'équation 2.84. Il est à noter qu'une amplitude résiduelle $\mathrm{A_{res}}$ est toujours présente dans la moyenne d'ensemble donnée par l'équation 2.85.

$$\langle s(\theta_{\mathrm{R}_f}, t)\rangle = \underbrace{\frac{1}{\mathrm{J}}\times\frac{1-e^{-i2\pi f^*\mathrm{J}}}{1-e^{-i2\pi f^*}}}_{\mathrm{A_{res}}}\times e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f}-\omega n\delta t\right)} \tag{2.84}$$

$$= \mathrm{A_{res}}\cdot e^{i\left(m\theta_{\mathrm{R}_f}-\omega n\delta t\right)} \tag{2.85}$$

Une singularité apparaît pour des valeurs de f^* telles que $f^* = \frac{k}{2}$ avec $k \in \mathbb{N}^*$. En dehors de ces singularités, il est possible d'évaluer l'amplitude résiduelle $\mathrm{A_{res}}$ de l'onde présente dans la moyenne d'ensemble qui dépend du nombre total de fenêtres J et de la fréquence normalisée f^*. La figure 2.51 montre les valeurs de cette amplitude en fonction de la fréquence normalisée f^* et du nombre de fenêtres J utilisé pour calculer la moyenne d'ensemble. Les valeurs sont comprises entre -1 et 1, il n'y a pas amplification du phénomène non-synchrone f^*. Il est observé que lorsque le nombre de fenêtres est supérieur à 10, l'amplitude résiduelle est peu élevée (< 0.1). Ainsi, il est important de noter qu'après avoir enlevé une moyenne d'ensemble à un signal, l'amplitude des phénomènes non-synchrones dans le signal filtré n'est pas l'amplitude réelle. De plus, pour un nombre de fenêtres fixé, une périodicité de l'amplitude résiduelle est observée. Par exemple, elle est identique entre une onde de fréquence $f^* = 0.3$ et une autre de fréquence $f^* = 6.3$.

Synthèse

La moyenne d'ensemble de fenêtre T est utilisée pour extraire le contenu synchrone à la fréquence $f = \frac{1}{\mathrm{T}}$ d'un signal. Dans ces travaux, elle est appliquée sur des données acquises en es-

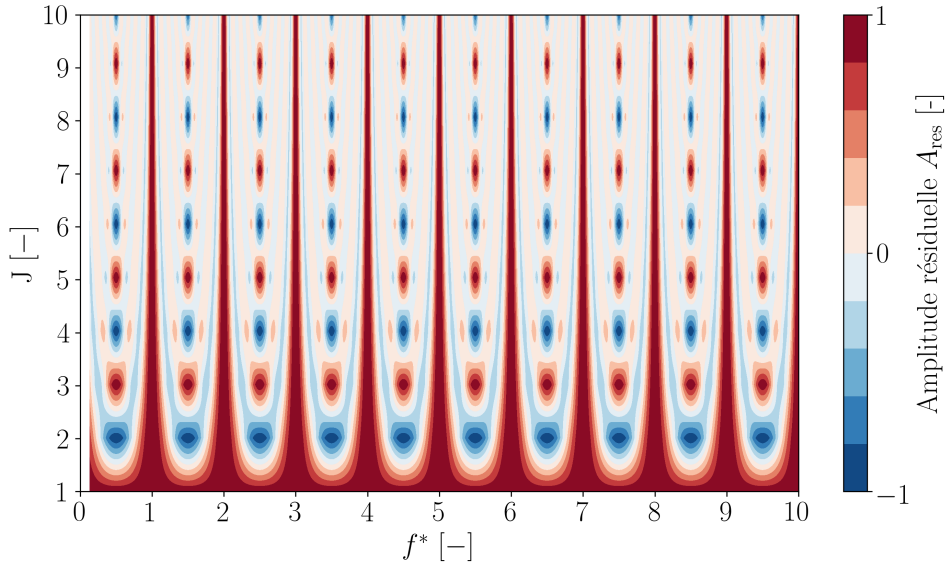


FIGURE 2.51 – Amplitude résiduelle A_{res} en fonction de la fréquence normalisée f^* et du nombre de fenêtres J

sais (sondes de pression instationnaire et dispositif spire-aimant) et sur des données numériques (coupes axiales et coupes aubes-à-aubes).

Dans ces travaux, la taille de la fenêtre est toujours égale à $T = T_{rot}$ afin de retirer le contenu synchrone à la fréquence de rotation de la machine f_{rot} de chaque signal.

Chapitre 3

Caractérisation expérimentale du phénomène non-synchrone

Sommaire

3.1 Analyse des mesures de pression instationnaire 98
3.1.1 Performances au cours de l'enregistrement 98
3.1.2 Évolution du contenu fréquentiel 99
3.1.3 Évolution des modes de pression non-synchrones 104
3.1.4 Évolution axiale de l'activité non-synchrone 109
3.1.5 Présence d'une activité non-synchrone dans un autre enregistrement 109
3.1.6 Synthèse intermédiaire 110
3.2 Comportement mécanique du Rotor-1 et du Rotor-2 111
3.2.1 Évolution de la vibration des pales 111
3.2.2 Évolution du contenu fréquentiel 112
3.2.3 Comportement modal du Rotor-2 118
3.2.4 Synthèse intermédiaire 119
3.3 Comparaison des données de l'étage 2 entre le repère fixe et le repère tournant . . 119
3.3.1 Projection des données tip-timing sur les fréquences aérodynamiques 119
3.3.2 Analyse de la phase Ⓘ 121
3.3.3 Analyse de la phase Ⓘ Ⓘ 124
3.4 Synthèse 126

Ce chapitre vise à caractériser le phénomène non-synchrone observé dans le compresseur au cours d'un essai à vannage continu à vitesse partielle. Pour analyser le phénomène, des données mesurées par différents moyens d'instrumentation sont post-traitées. Les principaux objectifs de ce chapitre sont :

- de présenter les performances globales obtenues sur l'iso-vitesse d'étude.
- de révéler la présence d'un phénomène aérodynamique non-synchrone.
- de caractériser le comportement mécanique du Rotor-1 et du Rotor-2.

Ce chapitre est divisé en trois sections. La première présente les performances globales ainsi que l'analyse fréquentielle détaillée des signaux de pression instationnaire. La seconde partie détaille l'analyse des données tip-timing et des données spire-aimant pour caractériser le comportement vibratoire de la structure. Dans la dernière partie, la comparaison entre les données mesurées dans le repère fixe et dans le repère tournant permet de mettre en évidence les potentielles interactions entre la structure et les phénomènes aérodynamiques.

Dans ce chapitre, les repères fixe et tournant sont respectivement notés R_f et R_t dans les formulations mathématiques.

3.1 Analyse des mesures de pression instationnaire

3.1.1 Performances au cours de l'enregistrement

L'évolution du taux de pression totale-à-totale en fonction du débit masse pour l'iso-vitesse à vitesse partielle est représentée dans la figure 3.1 par la courbe violette. Les mesures de pression instationnaire acquises pendant le vannage continu du compresseur sont utilisées pour retrouver l'évolution du taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ en fonction du vannage. Les points noirs sur la figure 3.1 représentent les points d'opération balayés. Il est alors possible de situer un enregistrement analysé par rapport à la caractéristique stationnaire. L'enregistrement des mesures instationnaires est réalisé à partir du point d'opération stabilisé noté OP – A (sur la figure 3.1). Le compresseur est alors vanné lentement pour décaler le point d'opération vers les débits masse les plus bas, jusqu'à la limite du pompage. Lorsque cette limite est atteinte, la vanne permettant de contrôler le débit masse est ouverte brutalement. Ceci induit une augmentation rapide du débit masse et une chute du taux de compression de la machine. Afin de clarifier la figure 3.1, les données acquises après avoir atteint la limite de pompage ne sont pas représentées.

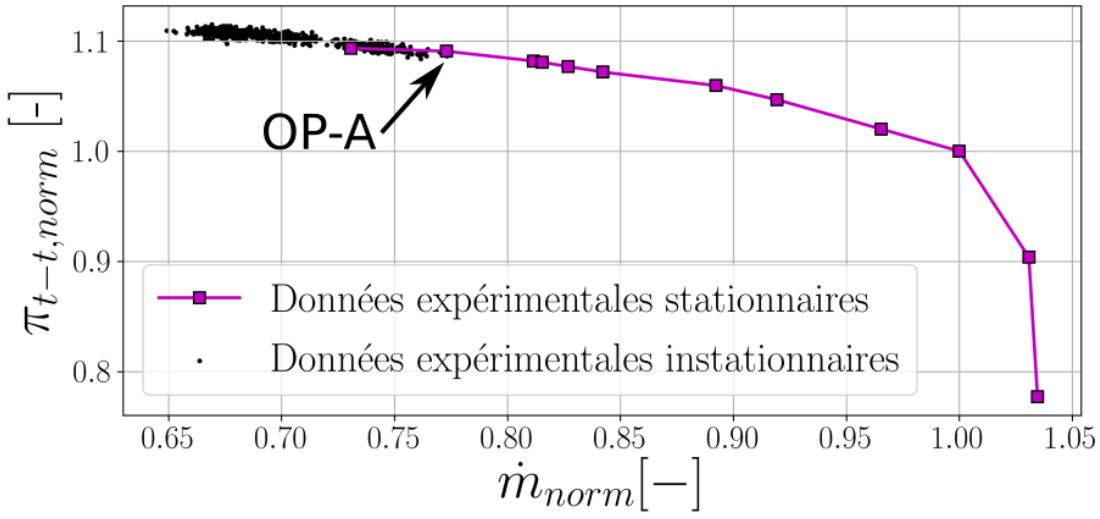


FIGURE 3.1 – Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ du compresseur à vitesse partielle en fonction du débit masse normalisée $\dot{m}_{norm}$. Le vannage continu du compresseur débute au point d'opération OP – A

L'évolution temporelle de $\pi_{t-t,norm}$ au cours du vannage continu est présentée dans la figure 3.2. Le point d'opération OP – A correspond à $t = 0$ Rotations. Trois zones distinctes sont visibles et sont différenciées par couleur : une zone rose correspondant à la phase (I) de l'enregistrement, une zone jaune correspondant à la phase (II) et une zone bleue associée à la phase (III).

Pendant les phases (I) et (II), le taux de pression totale-à-totale augmente pendant l'enregistrement. Un saut dans l'évolution du taux de pression est remarquable aux environs de l'instant $t \approx 39000$ Rotations. Il sépare les phases (I) et (II). Ce saut est symbolisé dans ce chapitre par une ligne verticale discontinue noire. La phase (III) est caractérisée par la chute brutale du taux de pression qui survient après avoir atteint la limite de pompage et l'ouverture de la vanne. Dans ce mémoire, les données de la phase (III) ne sont pas analysées.

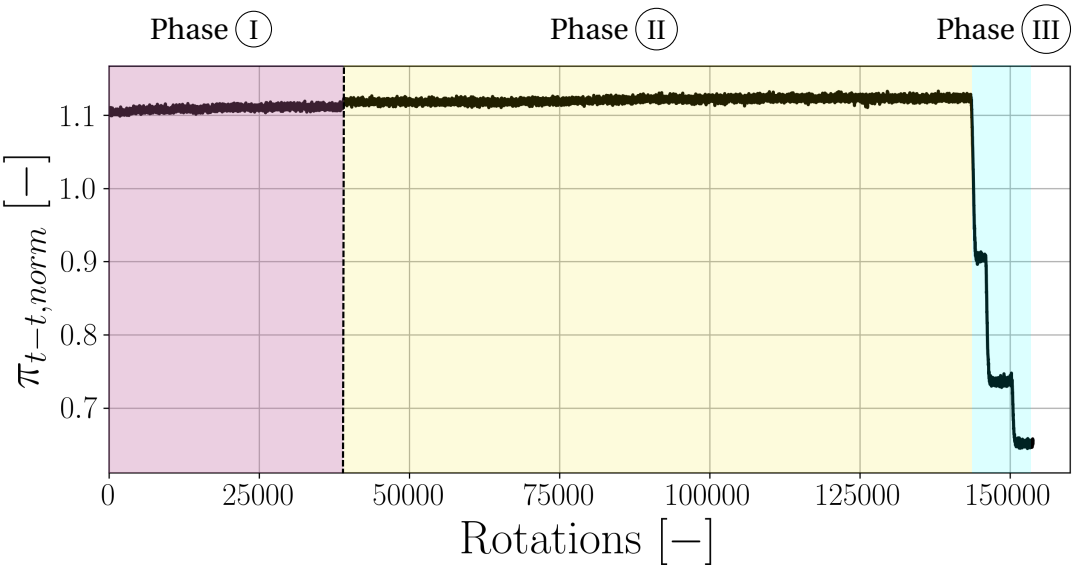


FIGURE 3.2 – Évolution temporelle du taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ du compresseur au cours de l'enregistrement à vitesse partielle [Origine: *Données de pression instationnaire*]

3.1.2 Évolution du contenu fréquentiel

Comme mentionné dans la sous-section 2.1.1, plusieurs sondes de pression instationnaire sont placées à différentes positions axiales. L'étude du contenu fréquentiel de ces fluctuations révèle les modes de pression présents dans le compresseur. L'évolution temporelle du spectre dans le repère fixe au cours de l'enregistrement est obtenue en appliquant le post-traitement de la TFD glissante sur les signaux après avoir réalisé le recalage des données, détaillé dans la sous-section 2.4.8.

Les figures 3.3, 3.4 et 3.5 présentent le contenu fréquentiel des signaux mesurés dans chaque étage du compresseur avec une résolution fréquentielle de $df = 0.1$ EO. Pour plus de clarté, seulement une mesure au carter à l'amont du bord d'attaque du rotor et une mesure à 90% de hauteur de veine sur une des pales du stator sont analysées par étage. Les figures sont constituées du spectrogramme (à gauche) et de la moyenne arithmétique du spectrogramme (à droite). Il est important de garder à l'esprit que la moyenne du spectrogramme ne préserve pas la notion de

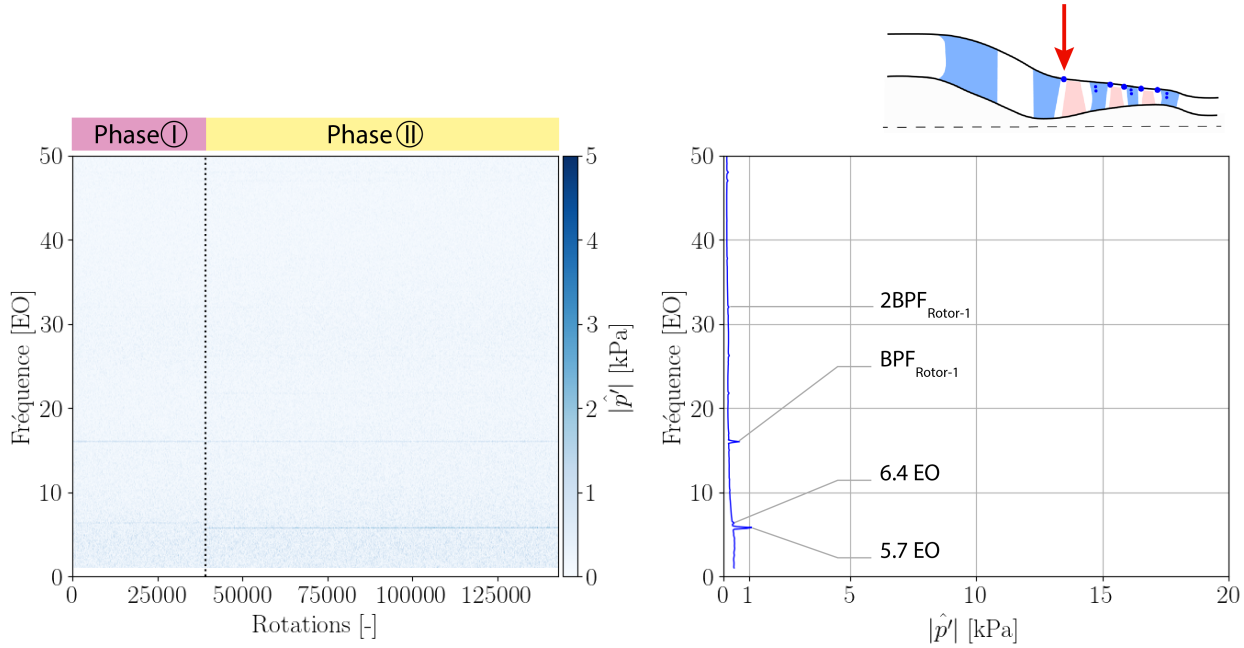
temporalité. Lorsqu'une fréquence n'est pas présente sur la totalité de l'enregistrement, l'amplitude associée est ainsi faussée. Cependant, la moyenne du spectrogramme permet de mettre en évidence les fréquences qui émergent.

Modes de pression dont la fréquence est synchrone à f_{rot}

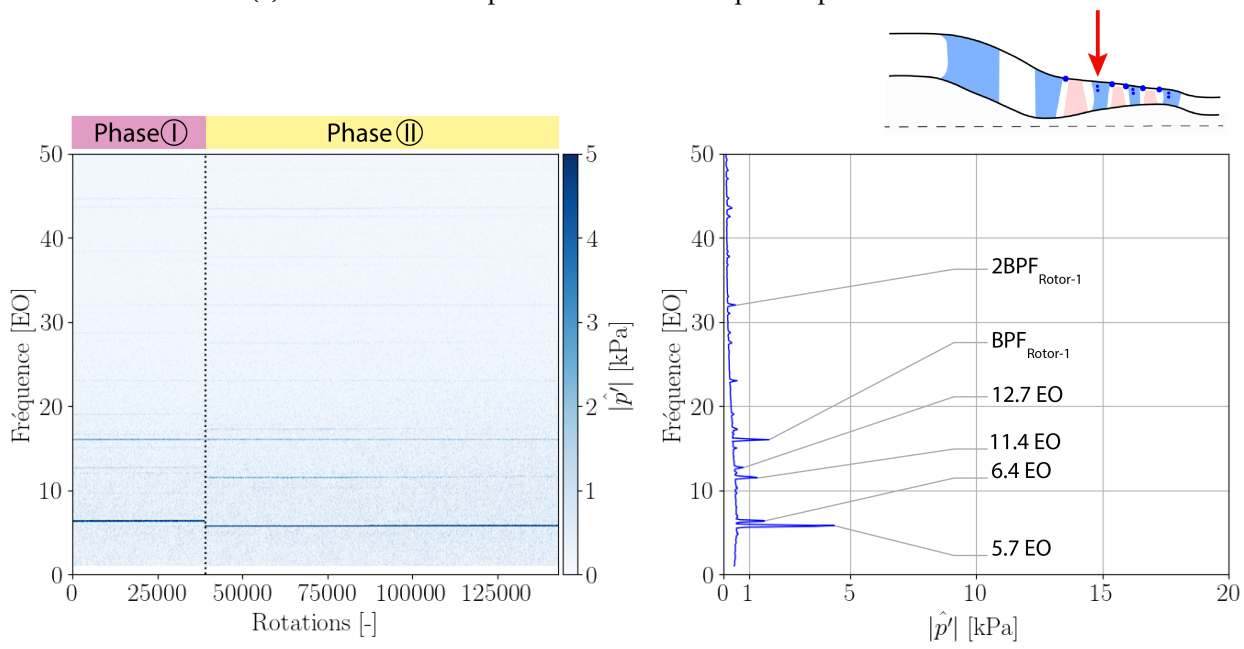
Le Rotor-1 génère un mode de pression avec une fréquence égale à $\text{BPF}_{\text{Rotor-1}}$ = 16 EO qui est visible dans le contenu fréquentiel des signaux mesurés dans le repère fixe au niveau de l'étage 1 (voir figure 3.3). L'amplitude liée à cette fréquence est inférieure à 5 $k\text{P}a$. Les Rotor-2 et Rotor-3 possèdent le même nombre de pales (23), ce qui implique qu'ils génèrent chacun un mode de pression avec une fréquence égale à $\text{BPF}_{\text{Rotor-2}} = \text{BPF}_{\text{Rotor-3}}$ = 23 EO (voir figures 3.4 et 3.5). Cette fréquence est observée dans le contenu fréquentiel des signaux mesurés dans le repère fixe au niveau des étages 2 et 3. L'amplitude associée à ces fréquences est comprise entre 5 $k\text{P}a$ et 15 $k\text{P}a$ d'après les moyennes des spectrogrammes. Au niveau de l'étage 1, le second harmonique de la fréquence $\text{BPF}_{\text{Rotor-1}}$ est observé à la fréquence $2\text{BPF}_{\text{Rotor-1}}$ = 32 EO avec une très faible amplitude (voir figure 3.3). Le second harmonique de la fréquence $\text{BPF}_{\text{Rotor-2}}$ (ou $\text{BPF}_{\text{Rotor-3}}$) est aussi observé à la fréquence $2\text{BPF}_{\text{Rotor-2}} = 2\text{BPF}_{\text{Rotor-3}}$ = 46 EO dans les étages 2 et 3 avec des amplitudes significatives (voir figures 3.4 et 3.5).

Modes de pression dont la fréquence est non-synchrone à f_{rot}

Dans chaque phase de l'enregistrement, une fréquence non-synchrone à la fréquence de rotation de la machine est observée dans les spectrogrammes des fluctuations de pression instationnaire de toutes les roues (voir figures 3.3, 3.4 et 3.5). Dans la phase (I), la fréquence non-synchrone est égale à f_1 = 6.4 EO. Au passage des phases (I) à (II), la fréquence f_1 disparaît et une nouvelle fréquence non-synchrone f_2 = 5.7 EO apparaît. L'origine des fréquences f_1 et f_2 est discutée par la suite.

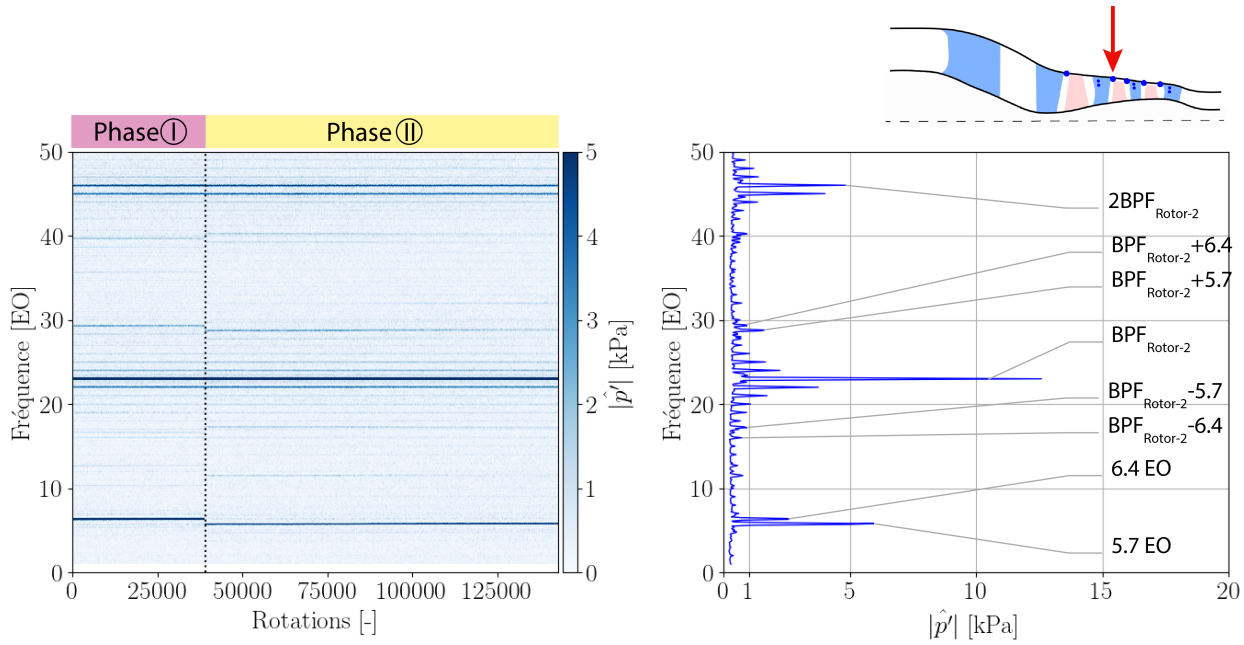


(a) Mesures au carter proche du bord d'attaque des pales du Rotor-1

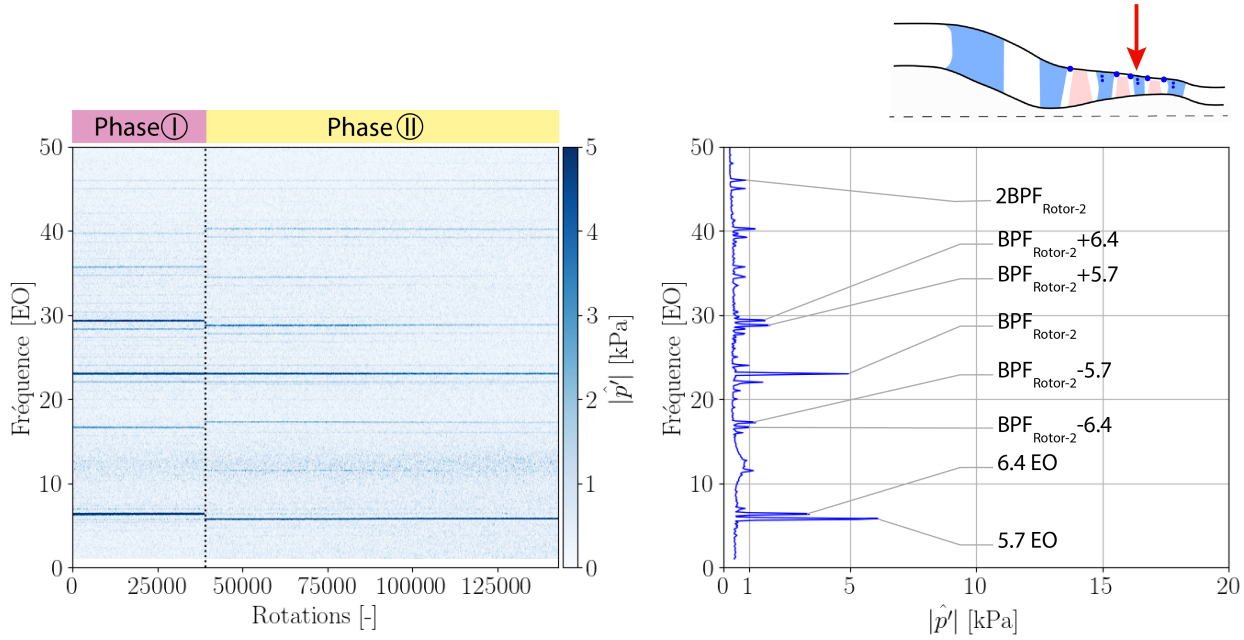


(b) Mesures à 90% de hauteur de veine sur une des pales du Stator-1

FIGURE 3.3 – Contenu fréquentiel des signaux de pression instationnaire mesurés dans l'étage 1 : le spectrogramme est présenté à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme est tracée à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données de pression instationnaire*]

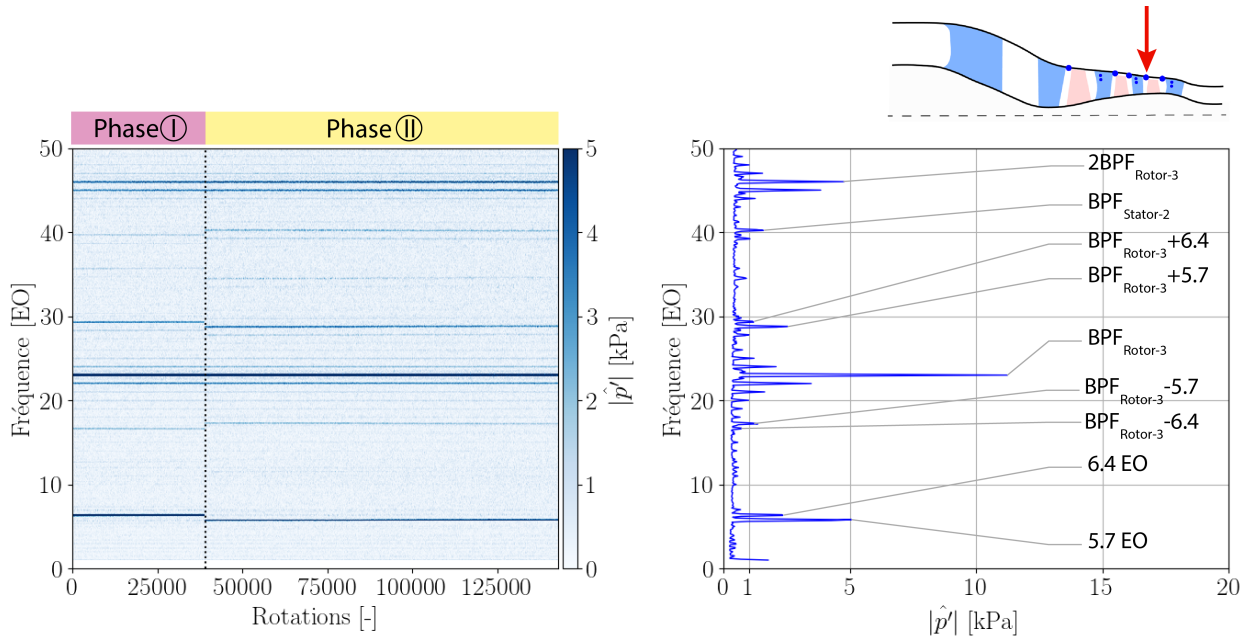


(a) Mesures au carter proche du bord d'attaque des pales du Rotor-2

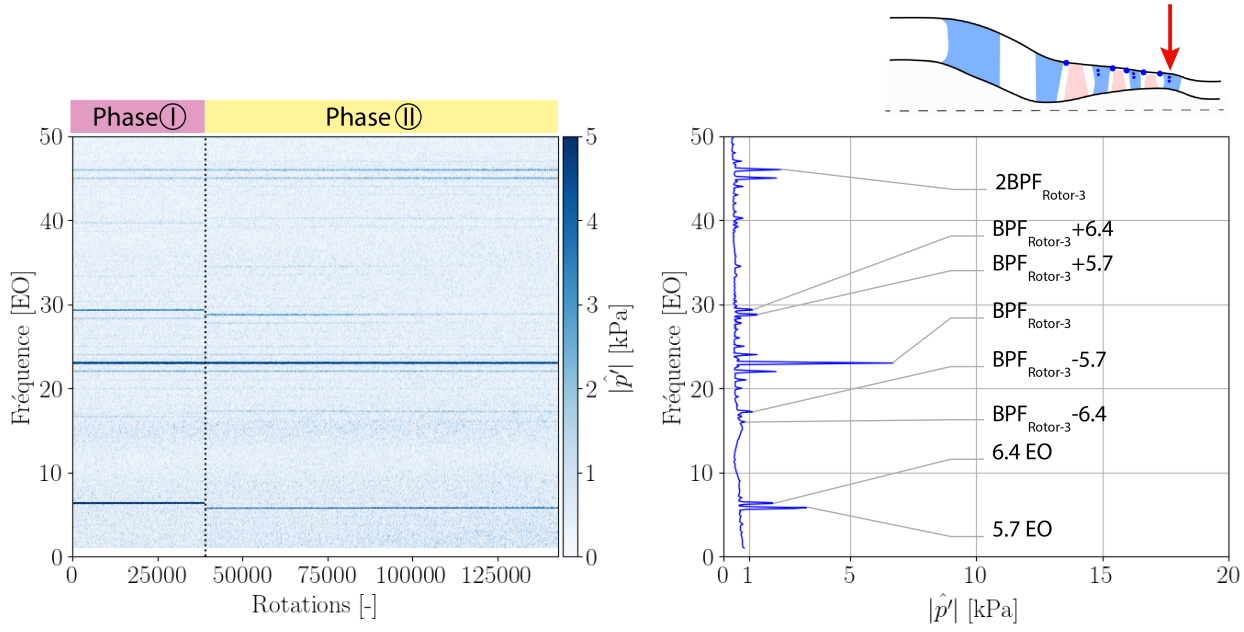


(b) Mesures à 90% de hauteur de veine sur une des pales du Stator-2

FIGURE 3.4 – Contenu fréquentiel des signaux de pression instationnaire mesurés dans l'étage 2 : le spectrogramme est présenté à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme est tracée à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données de pression instationnaire*]



(a) Mesures au carter proche du bord d'attaque des pales du Rotor-3



(b) Mesures à 90% de hauteur de veine sur une des pales du Stator-3

FIGURE 3.5 – Contenu fréquentiel des signaux de pression instationnaire mesurés dans l'étage 3 : le spectrogramme est présenté à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme est tracée à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données de pression instationnaire*]

Ainsi, l'analyse du contenu fréquentiel des fluctuations de pression mesurées dans le repère fixe révèle la présence de plusieurs modes synchrones et non-synchrones. Les tableaux 3.1 et 3.2 récapitulent les modes de pression qui émergent significativement et leurs origines, dans l'étage 1 et dans les deux derniers étages respectivement.

Fréquence	EO	Origine
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-1}}$	16	BPF du Rotor-1
f_1	6.4	Inconnue
f_2	5.7	Inconnue
$2\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-1}}$	32	2^{nd} harmonique de $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-1}}$
$2f_1$	12.7	2^{nd} harmonique de f_1
$2f_2$	11.4	2^{nd} harmonique de f_2

TABLEAU 3.1 – Récapitulatif des modes de pression observés au niveau de l'étage 1

Fréquence	EO	Origine
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$	23	BPF du Rotor-2
f_1	6.4	Inconnue
f_2	5.7	Inconnue
$2\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$	46	2^{nd} harmonique de $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}} + f_1$	29.4	Modulation de $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$ avec f_1
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}} + f_2$	28.7	Modulation de $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$ avec f_2
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}} - f_1$	16.6	Modulation de $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$ avec f_1
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}} - f_2$	17.3	Modulation de $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$ avec f_2

TABLEAU 3.2 – Récapitulatif des modes de pression observés au niveau des étages 2 et 3

3.1.3 Évolution des modes de pression non-synchrones

L'étude du contenu fréquentiel présentée dans la sous-section 3.1.2 montre la présence d'un mode de pression non-synchrone dans chaque phase de l'enregistrement. Pour effectuer une analyse plus détaillée, le contenu non-synchrone des mêmes signaux de pression est extrait. Pour chaque rotation de la roue, une moyenne d'ensemble est calculée sur les cinq rotations suivantes selon la méthode détaillée dans la sous-section 2.4.9. Cette moyenne d'ensemble est soustraite à la rotation considérée. Il s'agit d'une moyenne d'ensemble glissante mise à jour après chaque rotation complète. Le contenu synchrone pouvant évoluer au cours de l'enregistrement, cette procédure permet de le filtrer. Dans ce travail, il a été vérifié qu'il ne présente pas d'évolution significative pendant cinq rotations de la machine.

L'évolution temporelle du spectre fréquentiel dans le repère fixe est obtenue en appliquant la TFD glissante sur ces fluctuations de pression non-synchrones. Ces spectres sont nettoyés des modes synchrones grâce à la méthode de traitement appliquée ci-dessus. Ce traitement assure une résolution fréquentielle de $df = 0.1$ EO. Les figures 3.6, 3.7 et 3.8 présentent le contenu fréquentiel des signaux filtrés. Le spectrogramme de ces fluctuations figure dans la partie supérieure des sous-figures. Pour mettre en avant les différences entre les phases identifiées dans la sous-section 3.1.1,

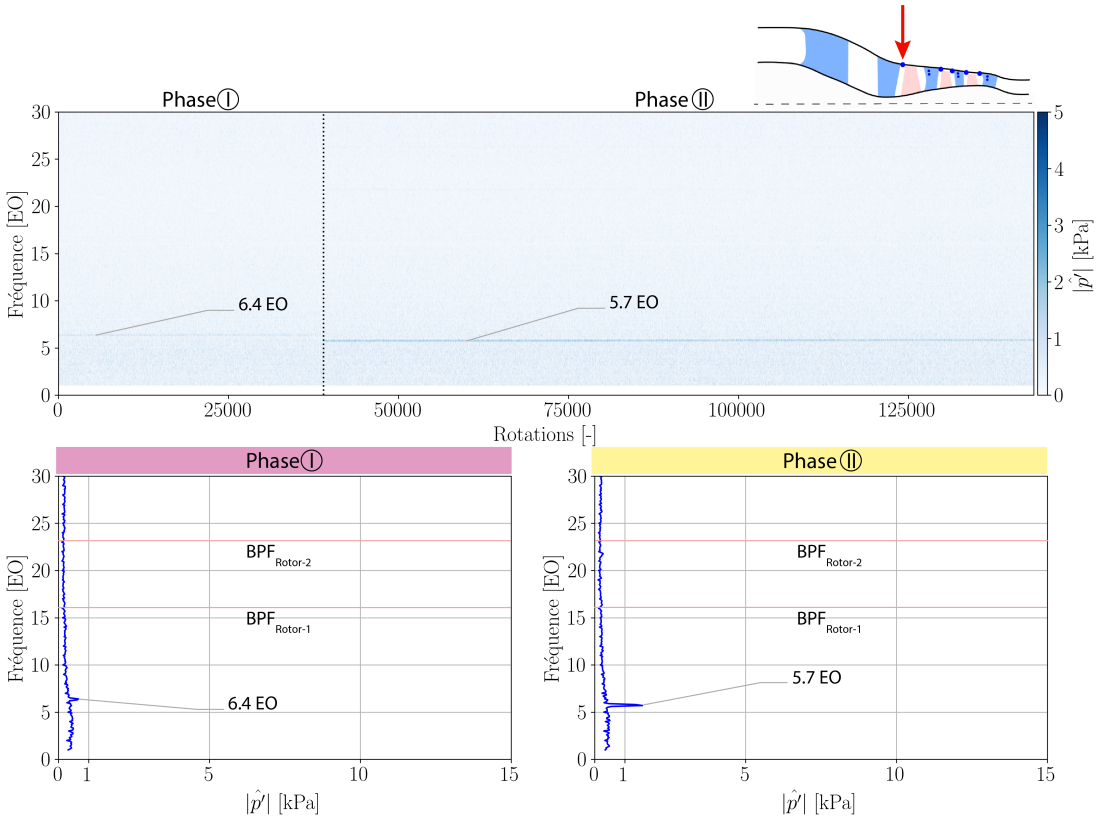
deux traitements sont appliqués sur ces signaux et représentés dans la partie inférieure des sous-figures :

1. la moyenne arithmétique du spectrogramme réalisée sur la phase (I) représentée en bas à gauche.
2. la moyenne arithmétique du spectrogramme réalisée sur la phase (II) représentée en bas à droite.

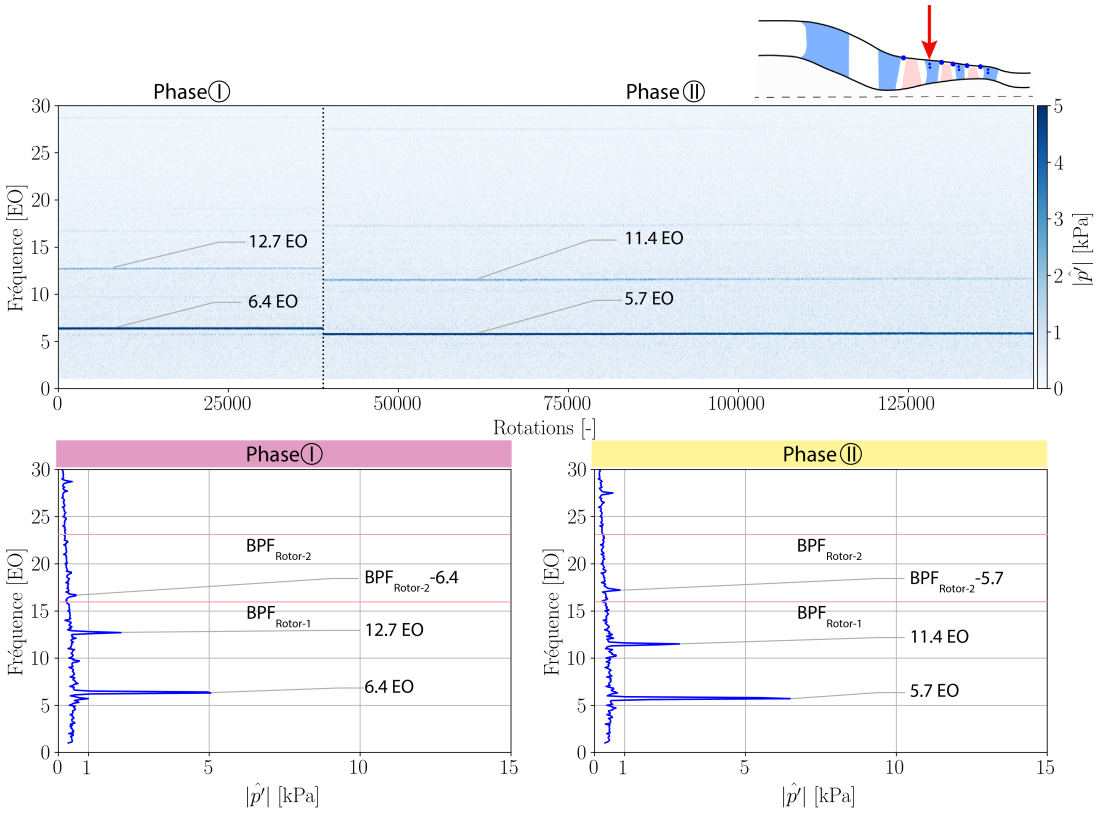
Pour faciliter la lecture des potentielles modulations avec les BPF des rotors (contenu synchrone), ces dernières sont indiquées par un trait horizontal de couleur rose clair dans les moyennes temporelles du spectrogramme.

Plusieurs observations sont établies à partir des figures 3.6, 3.7 et 3.8 :

- *Activité non-synchrone dans le repère fixe*
  Les spectrogrammes révèlent un contenu fréquentiel non-synchrone sur la totalité de l'enregistrement. Deux raies distinctes sont observées respectivement à $f_1 = 6.4$ EO pour la phase (I) et $f_2 = 5.7$ EO pour la phase (II). Il est rappelé que les amplitudes des figures 3.3, 3.4 et 3.5 sont inférieures à celles des figures 3.6, 3.7 et 3.8 car chaque phase est ici moyennée séparément.
- *Changement d'activité fréquentielle entre les phases (I) et (II)*
  Le changement d'activité fréquentielle entre les fréquences f_1 et f_2 coïncide temporellement avec le passage de la phase (I) à la phase (II) aux alentours de l'instant $t \approx 39000$ rotations.
- *Présence du 2^{nd} harmonique*
  Dans la phase (I), le second harmonique $2f_1 = 12.7$ EO est visible dans le spectre fréquentiel moyen du Stator-1, du Rotor-2, du Stator-2 et du Rotor-3. De même dans la phase (II), le second harmonique $2f_2 = 11.4$ EO est observé.
- *Évolution de l'amplitude*
  Pour les deux activités non-synchrones mesurées dans les phases (I) et (II), l'amplitude associée aux fréquences évolue en fonction de la position axiale du capteur. La valeur maximale est atteinte dans le Stator-2. Elle est équivalente en moyenne à 120% de l'amplitude de la fréquence de passage des pales du Rotor-2 dans les deux phases (voir figure 3.4b). Un bruit est présent dans les contenus fréquentiels. Aussi, les fréquences dont l'amplitude est inférieure à 1 $k\mathrm{P}a$ sont considérées non significatives.
- *Modulation de la BPF par l'activité non-synchrone*
  Dans chaque phase de l'enregistrement, la modulation de la BPF par l'activité non-synchrone est visible dans les spectres fréquentiels des étages 2 et 3. Elle se traduit par la présence de deux raies autour de la fréquence de passage des pales. La fréquence de passage des pales du Rotor-2 et du Rotor-3 a pour valeur $\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}} = \mathrm{BPF}_{\text{Rotor-3}} = 23$ EO, ce qui implique une modulation à $f_{mod\pm,\mathrm{R}_f} = 23 \pm 6.4$ soit $f_{mod-,\mathrm{R}_f} = 16.6$ EO et $f_{mod+,\mathrm{R}_f} = 29.4$ EO dans la phase (I). Dans la phase (II), la modulation de la BPF est visible aux fréquences $f_{mod-,\mathrm{R}_f} = 17.3$ EO et de $f_{mod+,\mathrm{R}_f} = 28.7$ EO.

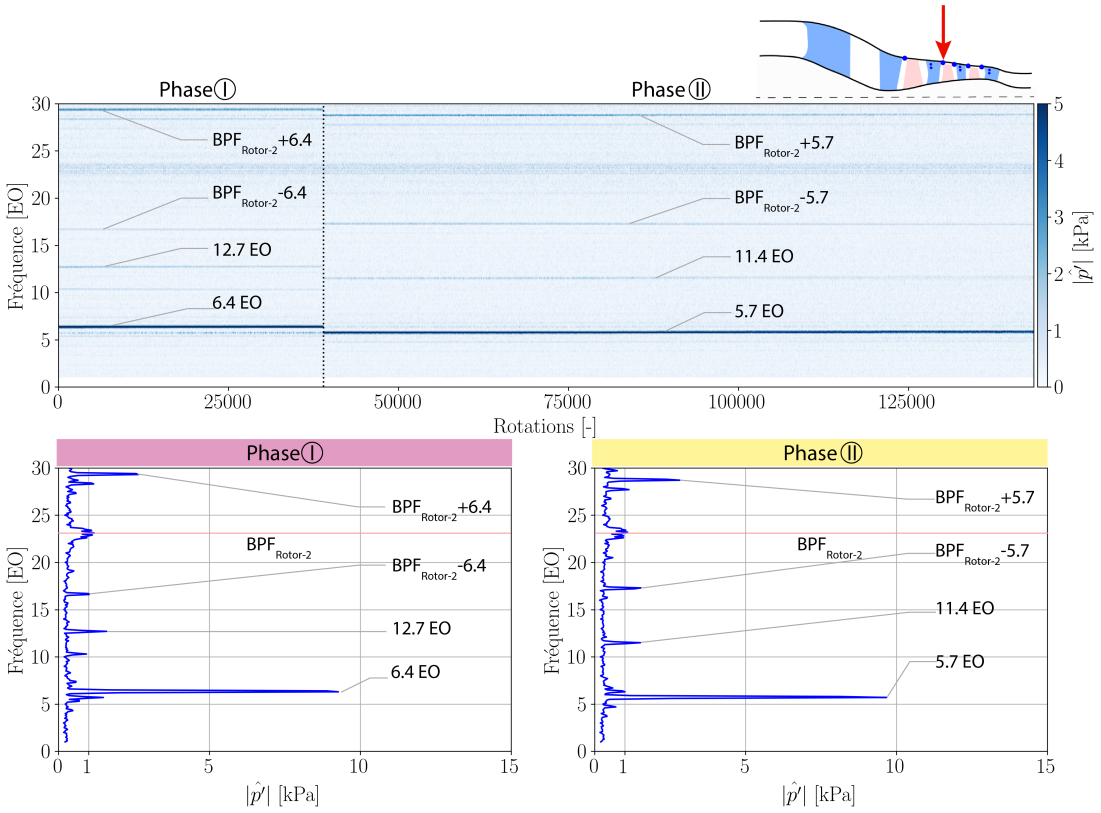


(a) Mesures au carter proche du bord d'attaque des pales du Rotor-1

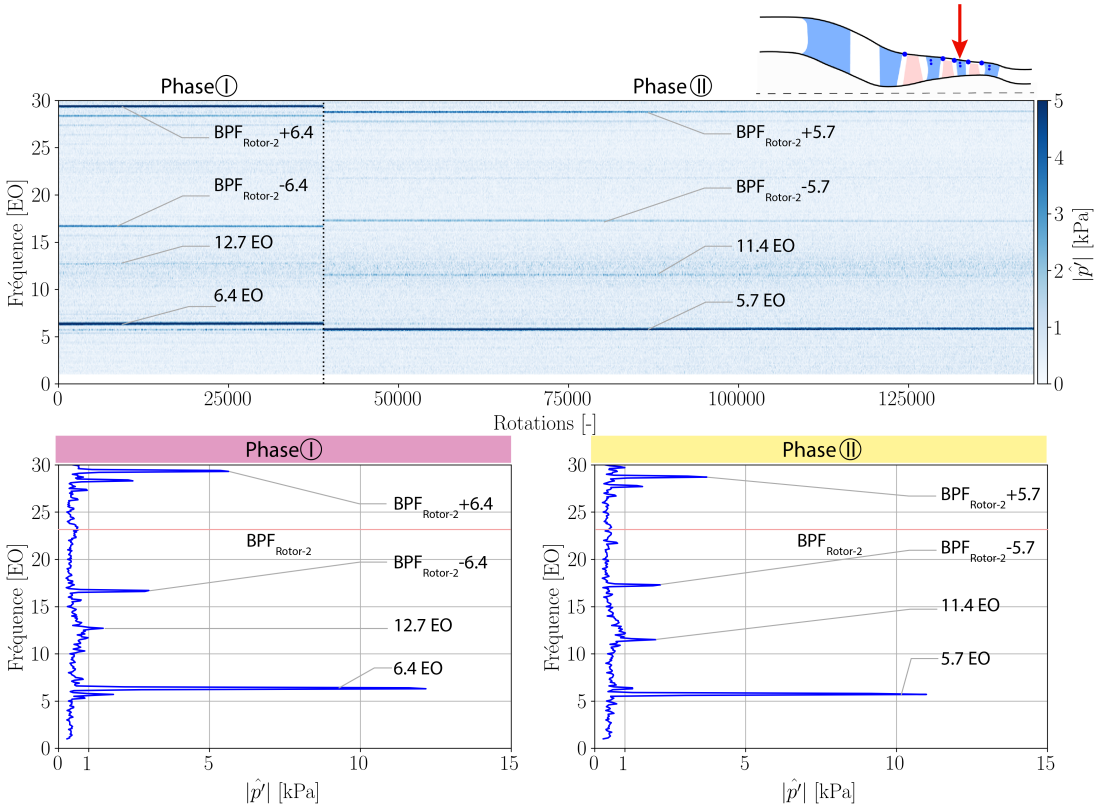


(b) Mesures à 90% de hauteur de veine sur une des pales du Stator-1

FIGURE 3.6 – Contenu fréquentiel des fluctuations de pression non-synchrones dans l'étage 1 du compresseur : le spectrogramme figure en haut, la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘⓘ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données de pression instationnaire*]

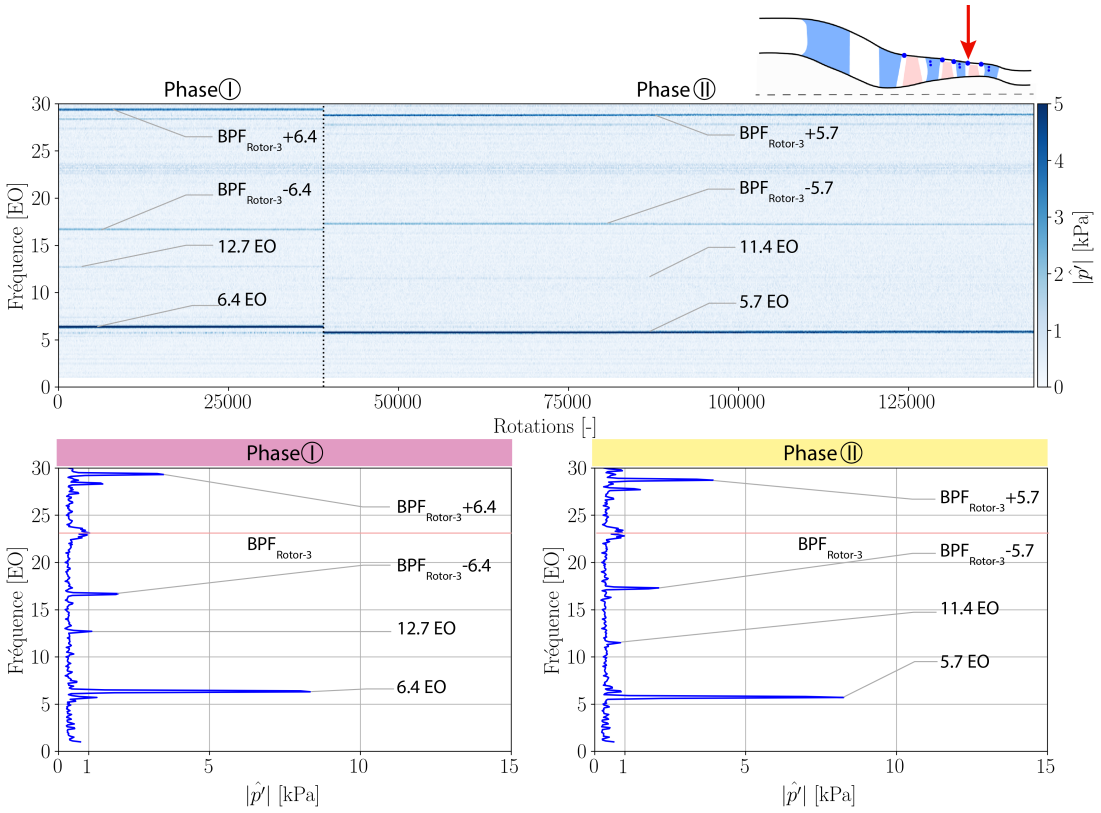


(a) Mesures au carter proche du bord d'attaque des pales du Rotor-2

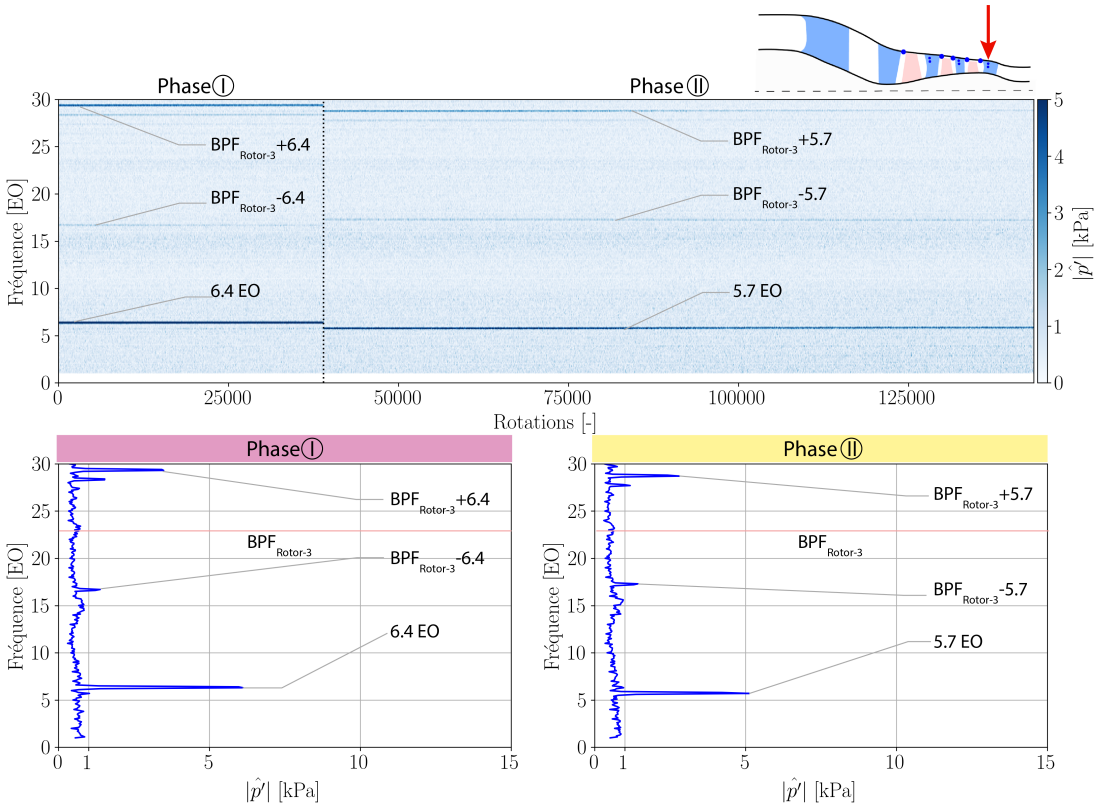


(b) Mesures à 90% de hauteur de veine sur une des pales du Stator-2

FIGURE 3.7 – Contenu fréquentiel des fluctuations de pression non-synchrones dans l'étage 2 du compresseur : le spectrogramme figure en haut, la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘⓘ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données de pression instationnaire*]



(a) Mesures au carter proche du bord d'attaque du Rotor-3



(b) Mesures à 90% de hauteur de veine sur une des pales du Stator-3

FIGURE 3.8 – Contenu fréquentiel des fluctuations de pression non-synchrones dans l'étage 3 du compresseur : le spectrogramme figure en haut, la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle réalisée sur la phase Ⓘⓘ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données de pression instationnaire*]

3.1.4 Évolution axiale de l'activité non-synchrone

Deux modes non-synchrones sont observés dans les signaux des fluctuations de pression : un mode dont la fréquence dans le repère fixe est $f_1 = 6.4$ EO pendant la phase (I) et un mode de fréquence $f_2 = 5.7$ EO pendant la phase (II).

Comme remarqué, l'amplitude associée à chaque mode évolue en fonction de la position axiale du capteur d'après les figures 3.6, 3.7 et 3.8. La figure 3.9 représente cette évolution axiale. Pour l'obtenir, le signal de chaque capteur est découpé en deux séquences correspondant respectivement à la phase (I) et à la phase (II). Sur chaque séquence, l'amplitude résultante de la TFD glissante est récupérée et moyennée sur sa durée respective. L'amplitude associée à la fréquence f_1 ou f_2 suivant la phase analysée est finalement récupérée aux différentes positions axiales. Pour les positions axiales où plusieurs capteurs de pression instationnaire sont installés, une moyenne arithmétique des amplitudes obtenues est faite.

Pour les deux phases, l'amplitude moyenne des modes de pression évolue de manière similaire le long de l'axe machine. L'amplitude mesurée au carter au bord d'attaque du Rotor-1 est d'environ 1 kPa puis elle croît régulièrement pour atteindre une valeur maximale d'environ 12 kPa au niveau du Stator-2. Après l'étage 2, les amplitudes chutent brutalement jusqu'à la valeur de 2 kPa mesurée au carter au bord de fuite du Rotor-3. Les amplitudes augmentent ensuite pour atteindre une valeur de l'ordre de 6 kPa.

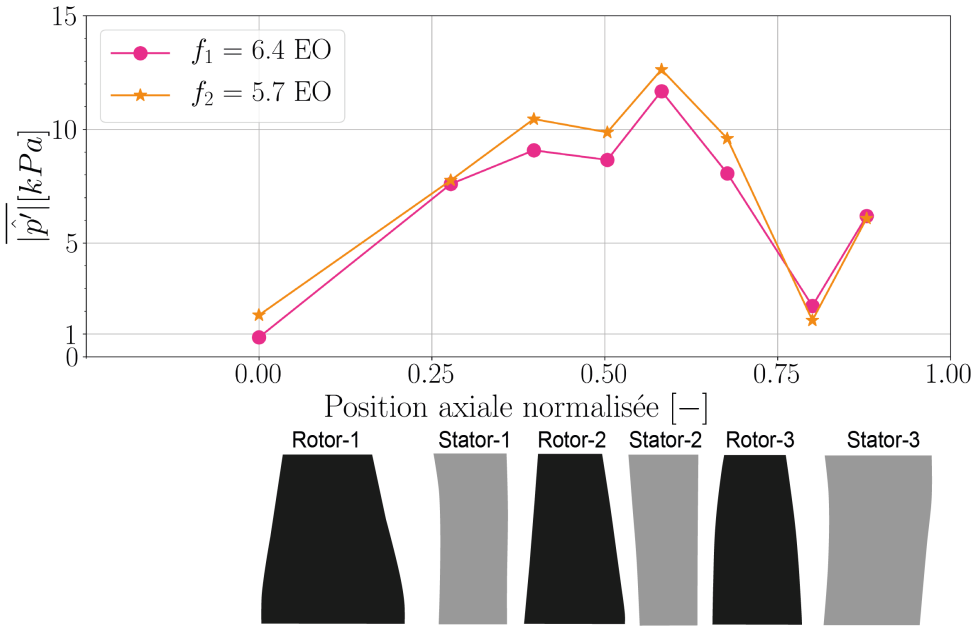


FIGURE 3.9 – Évolution axiale de l'amplitude moyenne des fluctuations de pression pour les fréquences $f_1 = 6.4$ EO et $f_2 = 5.7$ EO [Origine: *Données de pression instationnaire*]

3.1.5 Présence d'une activité non-synchrone dans un autre enregistrement

Plusieurs enregistrements à vannage continu ont été réalisés à l'iso-vitesse d'étude. Dans un des enregistrements qui se situe sur la caractéristique à des débits masse plus élevés que celui du

point d'opération OP – A, une activité non-synchrone a été observée. Elle présente de fortes similitudes avec celle présentée dans cette sous-section. Sa fréquence est aussi égale à $f_1 = 6.4$ EO dans le contenu fréquentiel des fluctuations de pression. Le second harmonique $2f_1 = 12.7$ EO est visible également. Les données mécaniques n'étant pas exploitables, cet enregistrement n'a pas été sélectionné pour l'étude. Le point d'opération OP – B correspond à l'instant $t = 0$ Rotations de cet enregistrement. La figure 3.10 montre les zones de l'iso-vitesse à régime partiel dans lesquelles les différents modes de pression sont observés. Les points d'opération figurant en rose témoignent de la présence du mode à la fréquence f_1. Les points figurant en jaune correspondent à la présence du mode f_2. Les performances instationnaires obtenues pendant l'autre enregistrement sont encadrées en noir. Le point d'opération OP – C symbolise le passage de la phase (I) à la phase (II).

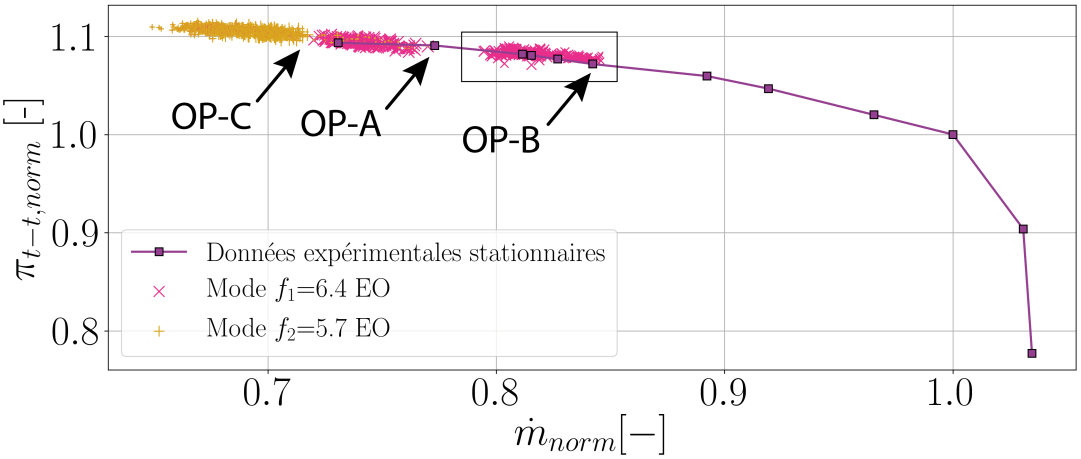


FIGURE 3.10 – Zones d'activité non-synchrone observées expérimentalement à l'iso-vitesse à régime partiel du compresseur

3.1.6 Synthèse intermédiaire

L'analyse fréquentielle des fluctuations de pression révèle la présence de deux modes non-synchrones distincts. Ils sont successivement observés au cours du vannage :

- Phase (I) : mode de pression non-synchrone à $f_1 = 6.4$ EO observé dans le repère fixe
- Phase (II) : mode de pression non-synchrone à $f_2 = 5.7$ EO observé dans le repère fixe

Les amplitudes de ces modes sont supérieures à 1 kPa et évoluent fortement selon la direction axiale. Elles atteignent dans le Stator-2 et au carter proche du bord d'attaque du Rotor-3 des valeurs maximales équivalentes à 120% de l'amplitude associée à la BPF du Rotor-2. Dans les deux phases, les modes sont présents dans tout le compresseur. Une forte diminution de l'amplitude est visible à la traversée du Rotor-3.

3.2 Comportement mécanique du Rotor-1 et du Rotor-2

3.2.1 Évolution de la vibration des pales

Le déplacement azimutal d'une pale par rapport à sa position au repos est mesuré par l'intermédiaire du dispositif tip-timing comme expliqué dans la sous-section 2.1.3. Les figures 3.11 et 3.12 présentent l'évolution de cette amplitude au cours de l'enregistrement respectivement pour le Rotor-1 et pour le Rotor-2. Pour chaque rotor, trois pales représentatives de l'enveloppe des vibrations sont choisies. Les pales 1, 2 et 3 sont respectivement représentées par des courbes noire, orange et grise. Globalement, les pales du Rotor-1 subissent des déplacements moins importants que les pales du Rotor-2. D'après la figure 3.11, les déplacements relevés pour le Rotor-1 gardent un niveau relativement constant autour de $0.05mm$ au cours de la phase (I). Une légère augmentation des niveaux est relevée dans la phase (II) à partir de l'instant $t = 70000$ rotations. Contrairement au Rotor-1, le niveau de déplacement du Rotor-2 évolue fortement entre la phase (I) et la phase (II) d'après la figure 3.12. Les pales du Rotor-2 montrent des amplitudes du déplacement de l'ordre de $0.1mm$ dans la phase (I), qui diminuent dans la phase (II) vers $0.075mm$.

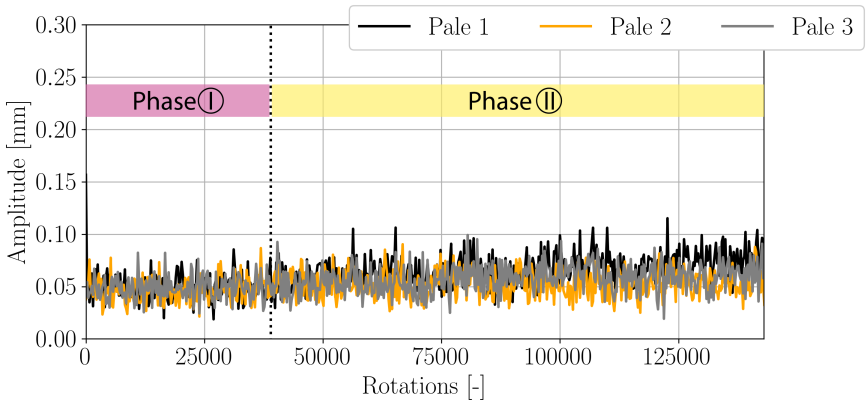


FIGURE 3.11 – Amplitude du déplacement azimutal autour de la position de repos des pales 1, 2 et 3 du Rotor-1 au cours du vannage continu [Origine: *Données tip-timing*]

Les pales du Rotor-1 et du Rotor-2 montrent donc une activité vibratoire au cours de l'enregistrement. L'amplitude de déplacement dans le Rotor-2 au cours de la phase (I) est supérieure à celle mesurée dans le Rotor-1. L'analyse fréquentielle des mesures spire-aimant présentée dans la sous-section suivante (3.2.2) offre une analyse plus détaillée du comportement vibratoire du Rotor-1 et du Rotor-2 dans le repère tournant.

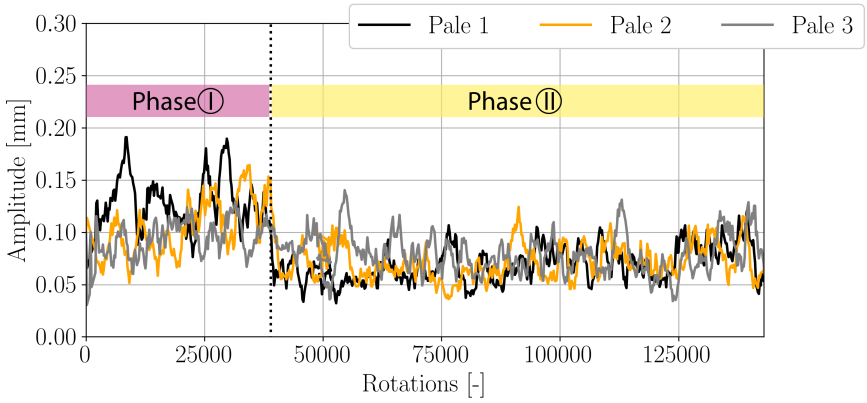


FIGURE 3.12 – Amplitude du déplacement azimutal autour de la position de repos des pales 1, 2 et 3 du Rotor-2 au cours du vannage continu [Origine: *Données tip-timing*]

3.2.2 Évolution du contenu fréquentiel

L'amplitude du déplacement axial et la fréquence vibratoire d'une pale de chaque rotor sont mesurées dans le repère tournant par un dispositif spire-aimant, comme décrit dans la sous-section 2.1.2. Ces signaux sont filtrés de la même manière que les signaux de pression instationnaire à la sous-section 3.1.3. Une moyenne d'ensemble glissante réalisée sur 5 rotations est également soustraite au signal brut afin d'enlever le contenu synchrone à la fréquence de rotation de la machine.

Le contenu fréquentiel non-synchrone de la vibration mesurée dans le Rotor-1 et dans le Rotor-2 est présenté respectivement dans les figures 3.13 et 3.14. L'évolution temporelle du spectre fréquentiel dans le repère tournant est obtenue en réalisant la TFD glissante assurant une résolution fréquentielle de $df = 0.1$ EO. Le spectrogramme est représenté dans la partie supérieure des sous-figures. Pour étudier le spectre en fonction de la phase de l'enregistrement, deux traitements sont appliqués sur les signaux filtrés et représentés dans la partie inférieure :

1. la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ représentée en bas à gauche.
2. la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘⓘ représentée en bas à droite.

Activité vibratoire sur les modes propres

Plusieurs raies fréquentielles non-synchrones sont observées dans les spectrogrammes du Rotor-1 et du Rotor-2. Les moyennes temporelles réalisées à partir du spectrogramme permettent de connaître les fréquences vibratoires dominantes de chaque roue. D'après la figure 3.13, le contenu fréquentiel de la vibration du Rotor-1 présente trois fréquences dominantes. Elles correspondent aux modes propres du rotor qui ont été évalués par Safran Helicopter Engines numériquement et expérimentalement ENGINES [2011a], et qui sont récapitulés dans le tableau 3.3. De même pour le Rotor-2 représenté par la figure 3.14, les trois premiers modes sont observés en accord avec l'étude vibratoire menée par Safran Helicopter Engines ENGINES [2011b] (voir tableau 3.4). Pour les

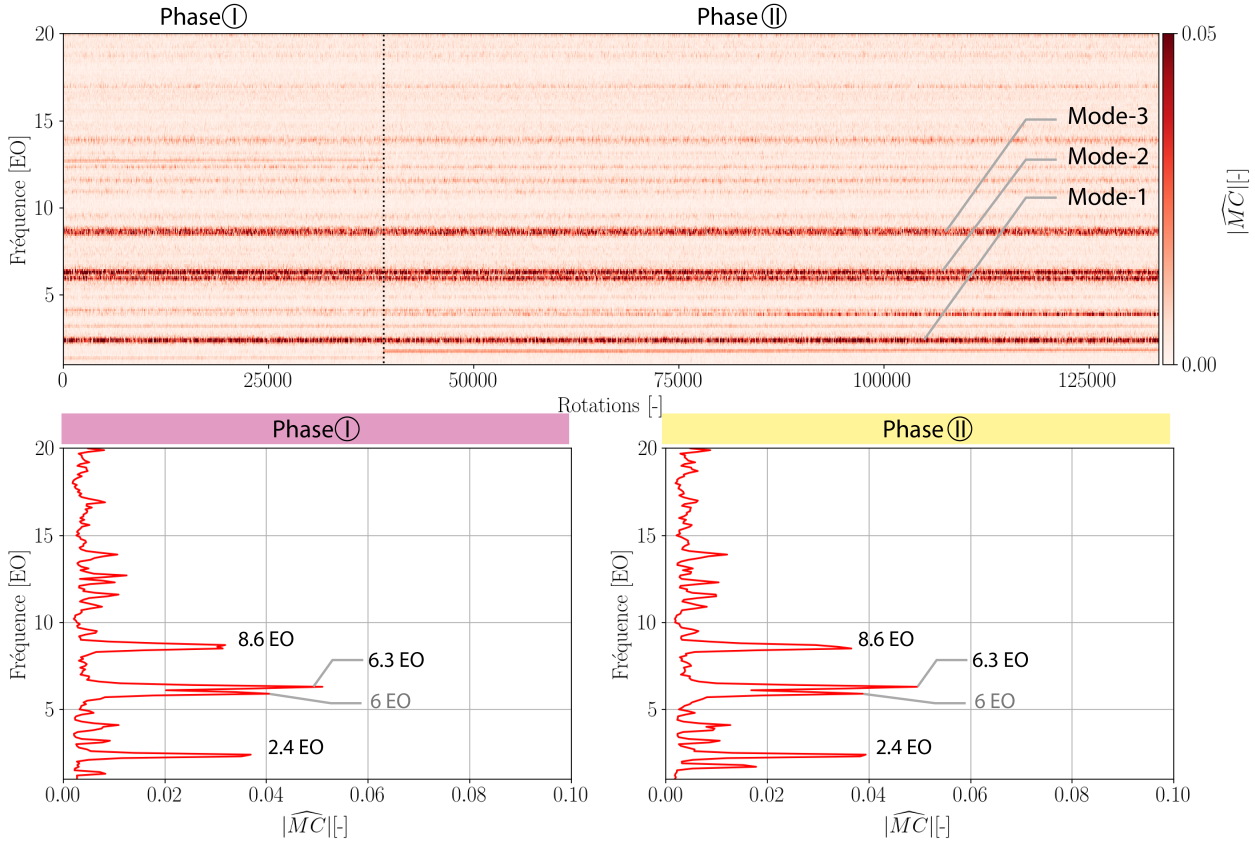


FIGURE 3.13 – Contenu fréquentiel non-synchrone de la vibration d'une des pales du Rotor-1 au cours du vannage : le spectrogramme est représenté en haut, la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données spire-aimant*]

deux rotors, ces modes propres sont observés durant la totalité de l'enregistrement. Dans le cas du Rotor-1, l'amplitude associée aux modes est relativement constante entre les deux phases. Cette observation est aussi valide pour le Mode-2 et le Mode-3 dans le cas du Rotor-2. Seule l'amplitude associée au Mode-1 du Rotor-2 chute significativement entre les phases (I) et (II).

Mode propre	Notation	Fréquence [EO]
Mode-1	$f_{\text{Rotor-1,1,R}_t}$	2.38
Mode-2	$f_{\text{Rotor-1,2,R}_t}$	6.30
Mode-3	$f_{\text{Rotor-1,3,R}_t}$	8.63

TABLEAU 3.3 – Notation et fréquence dans le repère tournant des trois premiers modes propres du Rotor-1

Activité vibratoire résiduelle sur des modes synchrones

Dans le contenu fréquentiel associé au Rotor-1, une raie à la fréquence $f = 6$ EO est observée dans les deux phases. Cette fréquence est proche de la fréquence du Mode-2 du rotor. Comme la résolution fréquentielle est de $df = 0.1$ EO, le contenu possède bien deux fréquences distinctes à $f_{\text{Rotor-1,2,R}_t} = 6.3$ EO et $f = 6$ EO. Le contenu fréquentiel du Rotor-2 présente aussi une raie à la fréquence $f = 10$ EO au cours du vannage. Son amplitude n'évolue pas au cours de l'enregistrement.

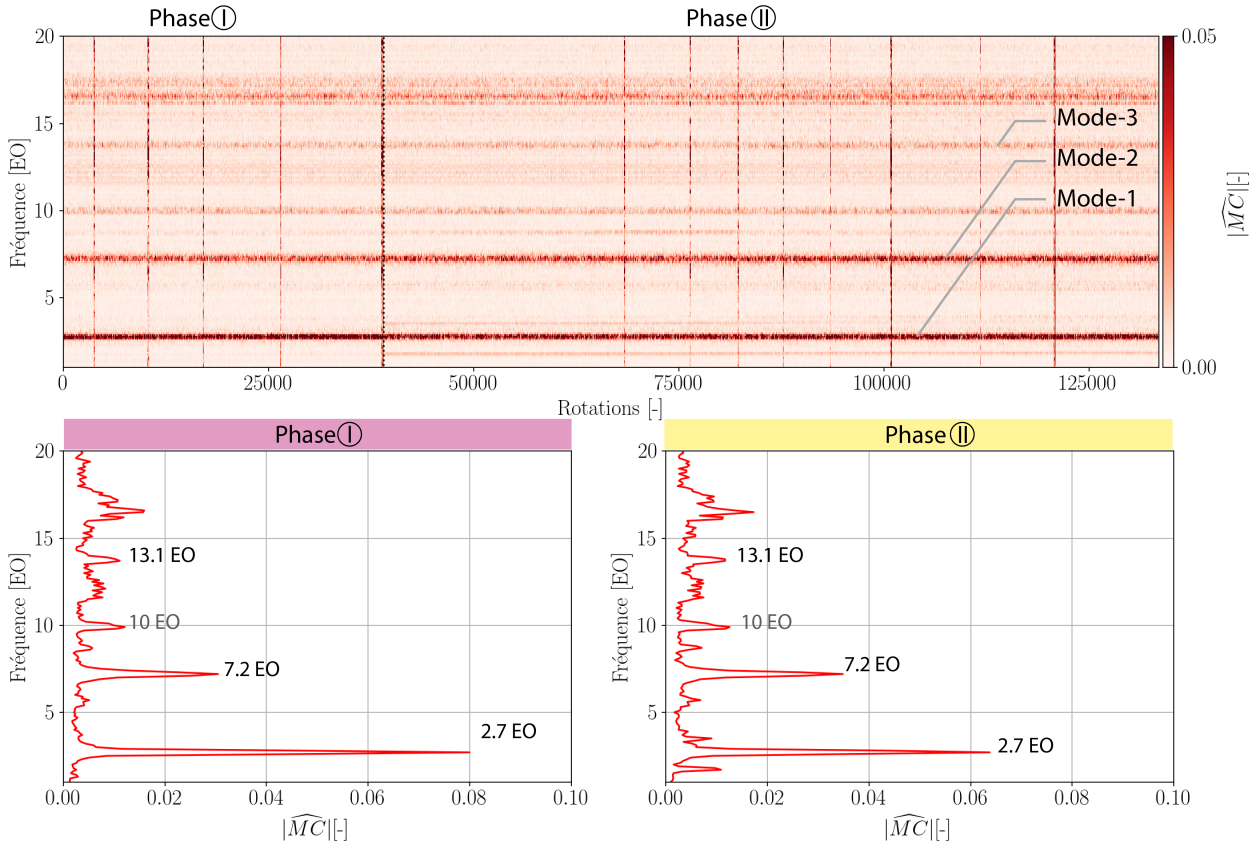


FIGURE 3.14 – Contenu fréquentiel non-synchrone de la vibration d'une des pales du Rotor-2 au cours du vannage : le spectrogramme est représenté en haut, la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à gauche et la moyenne temporelle du spectrogramme réalisée sur la phase Ⓘ est tracée en bas à droite. Résolution fréquentielle $df = 0.1$ EO [Origine: *Données spire-aimant*]

Mode propre	Notation	Fréquence [EO]
Mode-1	$f_{\text{Rotor-2,1,R}_t}$	2.72
Mode-2	$f_{\text{Rotor-2,2,R}_t}$	7.22
Mode-3	$f_{\text{Rotor-2,3,R}_t}$	13.14

TABLEAU 3.4 – Notation et fréquence dans le repère tournant des trois premiers modes propres du Rotor-2

Ces fréquences synchrones ne sont pas discutées par la suite. Une hypothèse pour expliquer ce comportement est que le phénomène associé se produit de façon intermittente sur une période inférieure à cinq rotations utilisées pour la moyenne d'ensemble. Ces deux fréquences sont aussi observées dans les spectres calculés sur d'autres enregistrements ne présentant pas d'activité non-synchrone (non présentés dans ce mémoire).

Évolution temporelle de l'amplitude des modes propres

Les évolutions de l'amplitude de chaque mode propre au cours de l'enregistrement sont représentées sur la figure 3.15. Pour obtenir cette évolution, une moyenne arithmétique des valeurs sur l'intervalle fréquentiel $[f - 0.1\text{ EO}; f + 0.1\text{ EO}]$ défini de manière arbitraire est réalisée à chaque instant du spectrogramme. Chaque mode est comparé pour les deux rotors afin d'observer les

modes dominants au cours de l'enregistrement.

Mode-1

La figure 3.15a montre l'évolution temporelle de l'amplitude vibratoire du Mode-1 du Rotor-1 à la fréquence $f_{\text{Rotor-1,1,R}_t} = 2.4$ EO (courbe jaune) et du Rotor-2 à la fréquence $f_{\text{Rotor-2,1,R}_t} = 2.7$ EO (courbe verte). Le mode du Rotor-1 possède une amplitude relativement constante pendant l'enregistrement. Contrairement au Rotor-1, l'amplitude du mode du Rotor-2 présente différents niveaux au cours du temps. Dans la phase (I), l'amplitude vibratoire augmente progressivement pour atteindre environ le double de sa valeur initiale à $t \approx 39000$ rotations. Dès le passage à la phase (II), l'amplitude associée au mode baisse instantanément à un niveau inférieur à celui de la phase (I). Ce niveau augmente de nouveau légèrement jusqu'à la fin de l'enregistrement.

Mode-2

La figure 3.15b montre l'évolution temporelle de l'amplitude vibratoire du Mode-2 des rotors aux fréquences, $f_{\text{Rotor-1,2,R}_t} = 6.3$ EO pour le Rotor-1 et $f_{\text{Rotor-2,2,R}_t} = 7.2$ EO pour le Rotor-2. Le niveau d'amplitude vibratoire des deux roues est semblable à celui du Mode-1 du Rotor-1. Une légère augmentation de l'amplitude vibratoire du Rotor-2 et une faible diminution pour le Rotor-1 sont observées dans la phase (II).

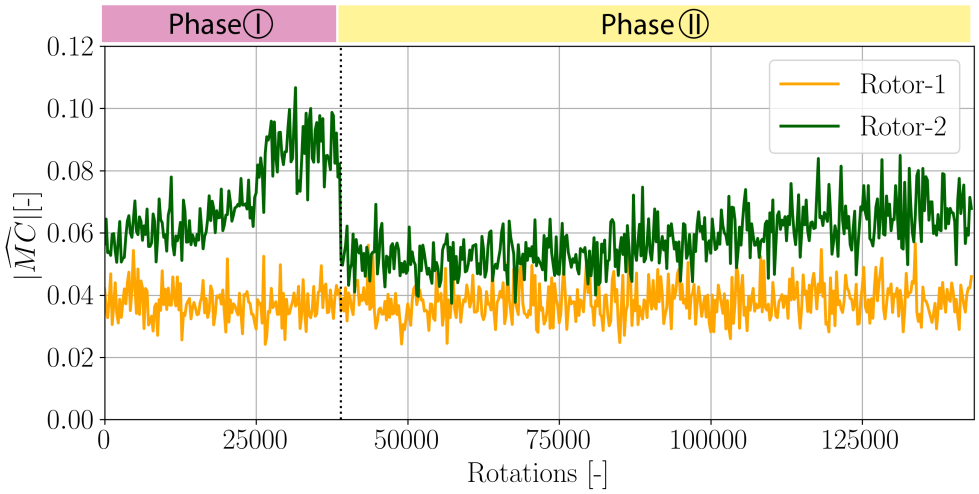
Mode-3

L'évolution temporelle de l'amplitude vibratoire du Mode-3 du Rotor-1 à la fréquence $f_{\text{Rotor-1,3,R}_t} = 8.6$ EO et du Rotor-2 à la fréquence $f_{\text{Rotor-2,3,R}_t} = 13.1$ EO est représentée dans la figure 3.15c. Aucune distinction n'est observable entre les amplitudes mesurées pendant les phases (I) et (II). Pour les deux rotors, le Mode-3 possède des amplitudes inférieures à celles relevées pour les modes Mode-1 et Mode-2.

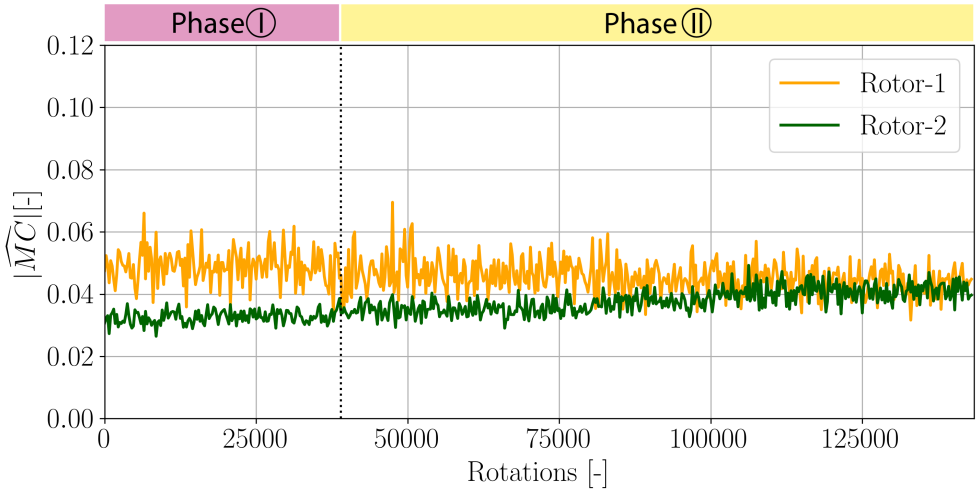
D'un point de vue général, le Rotor-1 et le Rotor-2 expérimentent donc différentes fréquences de vibration qui sont reliées à leurs modes propres. Seule l'amplitude du Mode-1 du Rotor-2 évolue de manière significative au cours de la phase (I) de l'enregistrement avec une diminution à l'entrée de la phase (II).

Activité vibratoire non-synchrone non associée à un mode propre

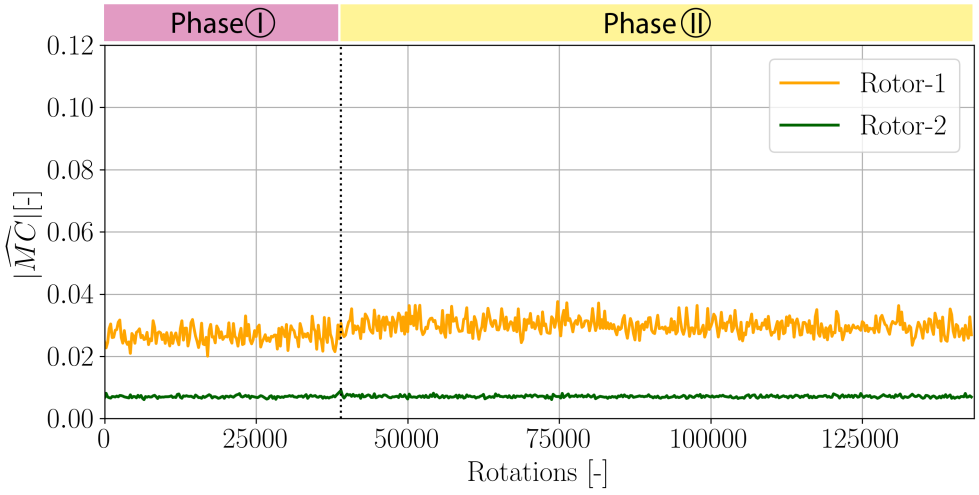
Un spectrogramme des données spire-aimant des rotors Rotor-1 et Rotor-2 avec une résolution fréquentielle plus fine ($df = 0.02$ EO) est représenté dans la figure 3.16. Les fréquences mises en avant dans cette figure sont les fréquences comprises entre $f = 0.2$ EO et $f = 3.0$ EO. Une signature fréquentielle ressemble à celle observée dans les spectrogrammes des fluctuations de pression non-synchrones présentés dans la sous-section 3.1.3. Effectivement pour les deux rotors, un saut de fréquence se produit aux environs de l'instant $t \approx 39000$ rotations. Les moyennes temporelles réalisées sur le spectrogramme permettent d'établir que la fréquence non-synchrone dans la phase (I) est de $f_{1,\text{R}_t} = 1.4$ EO mesurée dans le repère tournant. Dans la phase (II), la fréquence non-synchrone mesurée dans le repère tournant croît régulièrement avec le vannage de la machine. À l'instant $t = 39000$ Rotations, elle a une valeur de $f_{2,\text{R}_t} = 1.70$ EO pour arriver à la valeur de $f_{2,\text{R}_t} = 1.78$ EO à la fin de l'enregistrement. Une valeur moyenne arrondie au dixième de $f_{2,\text{R}_t} = 1.7$ EO est prise dans la suite des travaux. Ces deux fréquences ne sont pas reliées à des modes propres, de fréquences plus élevées. Leurs amplitudes sont au moins deux fois plus faibles que celles des modes propres observés.



(a) Mode-1 du Rotor-1 : $f_{\text{Rotor-1,1,R}_t}$ = 2.4 EO et Mode-1 du Rotor-2 : $f_{\text{Rotor-2,1,R}_t}$ = 2.7 EO

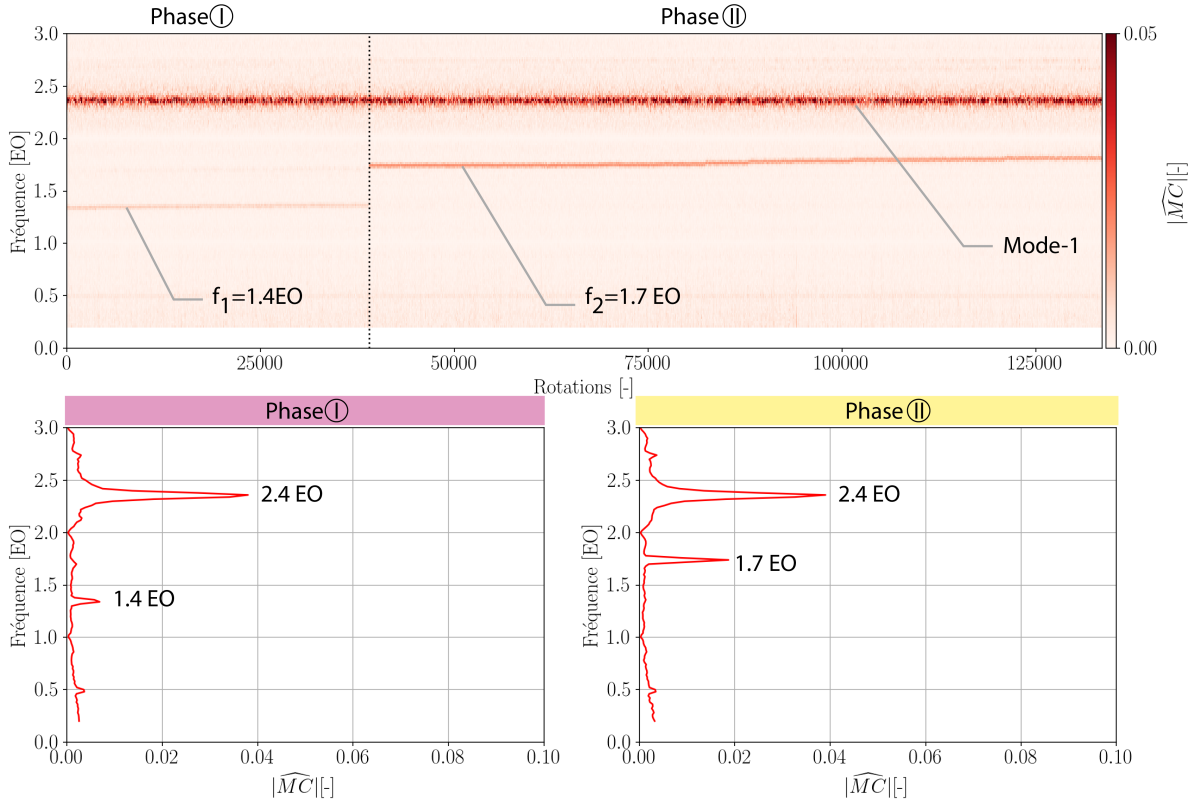


(b) Mode-2 du Rotor-1 : $f_{\text{Rotor-1,2,R}_t}$ = 6.3 EO et Mode-2 du Rotor-2 : $f_{\text{Rotor-2,2,R}_t}$ = 7.2 EO

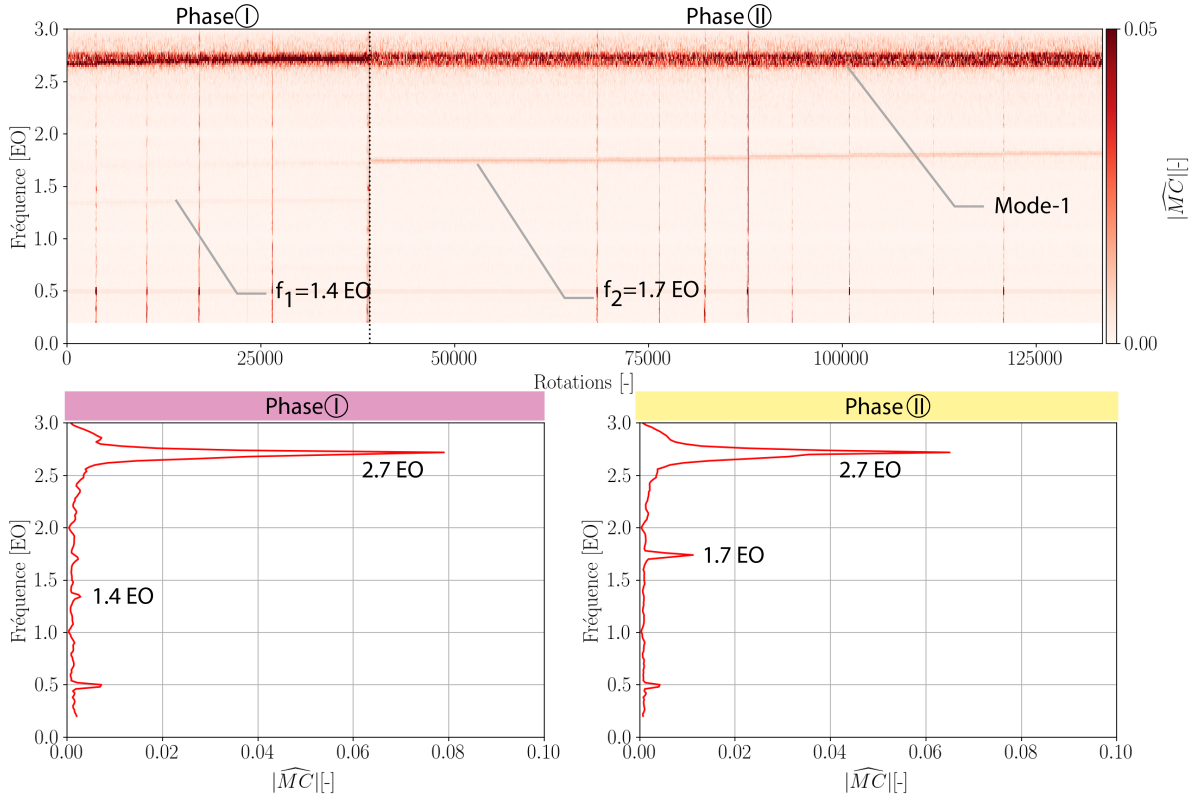


(c) Mode-3 du Rotor-1 : $f_{\text{Rotor-1,3,R}_t}$ = 8.6 EO et Mode-3 du Rotor-2 : $f_{\text{Rotor-2,3,R}_t}$ = 13.1 EO

FIGURE 3.15 – Évolution des amplitudes vibratoires des trois premiers modes propres du Rotor-1 et du Rotor-2 au cours du vannage [Origine: *Données spire-aimant*]



(a) Mesures au Rotor-1



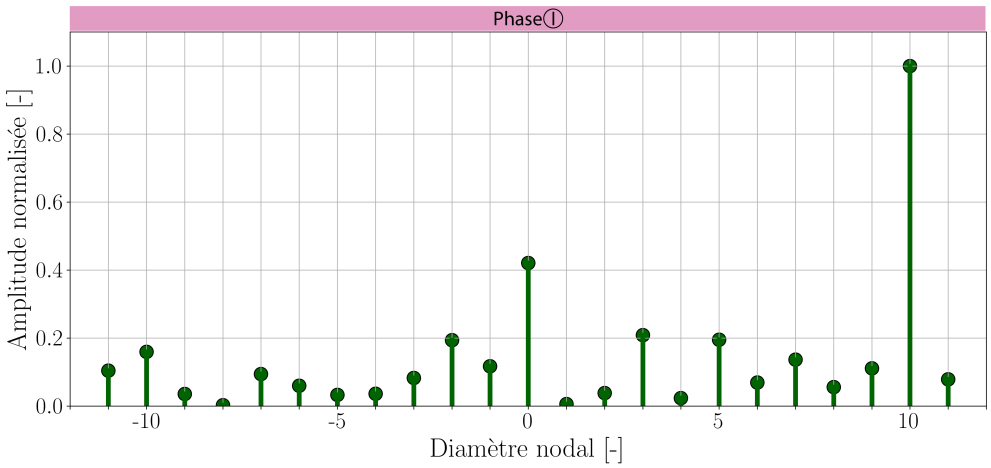
(b) Mesures au Rotor-2

FIGURE 3.16 – Contenu fréquentiel non-synchrone de la vibration d'une des pales des rotors au cours du vannage pour les fréquences comprises entre $f = 0.2$ E0 et $f = 3.0$ E0. Résolution fréquentielle $df = 0.02$ EO [Origine: *Données spire-aimant*]

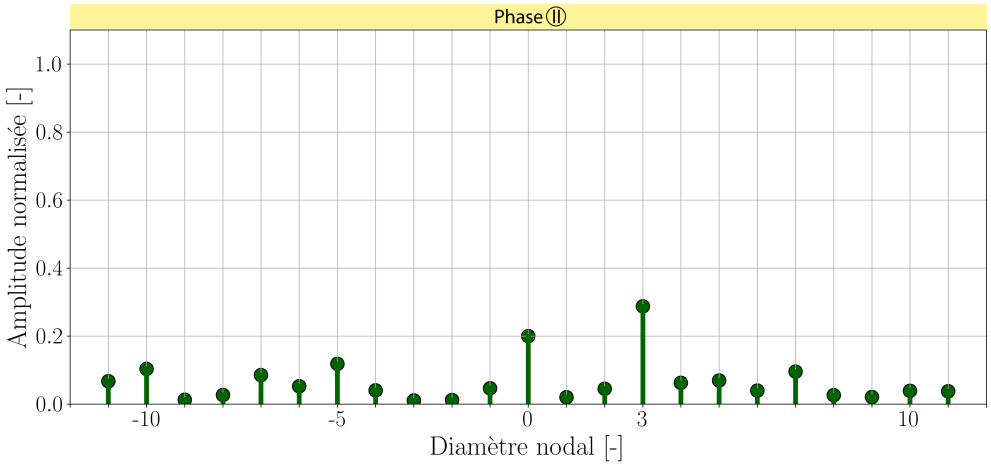
3.2.3 Comportement modal du Rotor-2

Il a été montré dans la sous-section 3.2.2 que le Rotor-2 présente des amplitudes de vibrations sur le Mode-1 plus élevées que celles mesurées pour le Rotor-1. Connaissant la fréquence du mode dominant pendant l'enregistrement, le post-traitement des données tip-timing réalise une décomposition en nombre de diamètres (ND) sur la fréquence souhaitée. Cette décomposition permet de connaître l'organisation azimutale dominante du mode considéré.

La figure 3.17 présente les résultats de la décomposition de l'amplitude du déplacement azimutal en nombre de diamètres des signaux issus des mesures tip-timing du Rotor-2 sur le Mode-1 ($f_{\text{Rotor-2,1,R}_t}$ = 2.7 EO) à deux instants représentatifs de l'enregistrement : un instant dans la phase Ⓘ (figure 3.17a) et un instant dans la phase Ⓘ Ⓘ (figure 3.17b). Toutes les amplitudes sont normalisées par l'amplitude associée au mode ND=+10 de la phase Ⓘ.



(a) Mesures de la phase Ⓘ



(b) Mesures de la phase Ⓘ Ⓘ

FIGURE 3.17 – Décomposition de l'amplitude du déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur la fréquence du Mode-1 du Rotor-2 $f_{\text{Rotor-2,1,R}_t}$ = 2.7 EO [Origine: *Données tip-timing*]

Pendant la phase Ⓘ de l'enregistrement, le diamètre nodal dominant est de ND = +10. Ce mode mécanique possède alors une organisation azimutale à 10 lobes qui se propagent en azimut dans la direction de rotation du rotor; c'est un mode co-rotatif. Un diamètre nodal à ND = 0 est

aussi présent mais l'amplitude associée est plus faible que celle à ND = +10. Dans la phase (II), l'organisation azimutale du mode propre change pour développer un diamètre nodal ND = +3, correspondant à un mode mécanique co-rotatif à 3 lobes. L'amplitude du mode dominant est divisé par trois entre la phase (I) et la phase (II). Cette diminution est cohérente avec celle observée dans les données spire-aimant du Rotor-2 présentées dans la figure 3.15a. Le mode à ND = 0 est toujours présent avec une amplitude diminuée de moitié. Ce mode n'étant pas le mode dominant, il ne sera pas discuté dans la suite du mémoire.

3.2.4 Synthèse intermédiaire

Le Rotor-1 et le Rotor-2 vibrent sur plusieurs fréquences non-synchrones pendant l'enregistrement : des fréquences propres et des fréquences qui ne coïncident pas avec un mode propre.

Le mode propre qui est dominant au cours de la phase (I) est le Mode-1 du Rotor-2, avec une amplitude vibratoire qui évolue fortement au cours du vannage du compresseur. Sa fréquence est de $f_{\text{Rotor-2,1,R}_t} = 2.7$ EO. Pendant l'enregistrement, l'organisation azimutale de ce mode mécanique se transforme d'une phase à l'autre :

- Phase (I) : mode mécanique co-rotatif avec un diamètre nodal dominant de ND = +10.
- Phase (II) : mode mécanique co-rotatif avec un diamètre nodal dominant de ND = +3.

Des signatures non-synchrones sont aussi visibles dans les spectrogrammes des mesures spire-aimant. Deux fréquences sont successivement observées :

- Phase (I) : une fréquence vibratoire non-synchrone mesurée dans le repère tournant de valeur $f_{1,\text{R}_t} = 1.4$ EO
- Phase (II) : une fréquence vibratoire non-synchrone mesurée dans le repère tournant de valeur $f_{2,\text{R}_t} = 1.7$ EO

3.3 Comparaison des données de l'étage 2 entre le repère fixe et le repère tournant

3.3.1 Projection des données tip-timing sur les fréquences aérodynamiques

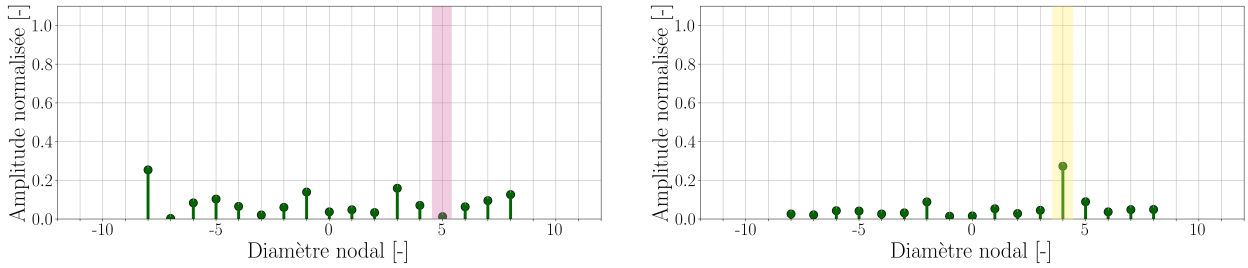
Dans les deux phases (I) et (II), les pales des Rotor-1 et Rotor-2 vibrent sur des fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t} indépendantes d'un mode propre (voir sous-section 3.2.4). Les amplitudes vibratoires associées à ces modes sont faibles par rapport à l'amplitude du Mode-1 de chaque rotor respectif (voir figure 3.16). Les données tip-timing sont généralement utilisées pour déterminer le diamètre nodal du mode propre lorsque le rotor est excité par ce mode (voir sous-section 3.2.3). Dans cette sous-section, la projection des données tip-timing est faite sur les fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t}, dans le but de déterminer leur organisation azimutale dominante.

Les figures 3.18, 3.19 et 3.20 présentent respectivement la décomposition en nombre de diamètres nodaux réalisée sur l'amplitude de déplacement azimutal obtenue dans les deux phases de l'enregistrement pour le Rotor-1, le Rotor-2 et le Rotor-3. Les résultats sont normalisés par la

valeur maximale de l'amplitude du Mode-1 du Rotor-2 pendant la phase (I) détaillée dans la sous-section 3.2.3, en relation avec la figure 3.17a.

Durant la phase (I), le Rotor-3 présente des résultats très nets d'après la figure 3.20. L'organisation azimutale dans ce rotor pour cette phase est composée de 5 lobes co-rotatifs (ND = +5) à la fréquence dans le repère tournant de f_{1,R_t} = 1.4 EO. L'organisation azimutale ND = +5 est aussi dominante dans le Rotor-2 d'après la figure 3.19a, mais du même niveau que l'organisation à ND = −3. Cependant d'après la figure 3.18a, les données dans le Rotor-1 ne présentent pas d'organisation azimutale dominante cohérente. L'organisation azimutale ND = −8 présente le plus haut niveau, cependant les autres organisations possèdent un niveau comparable.

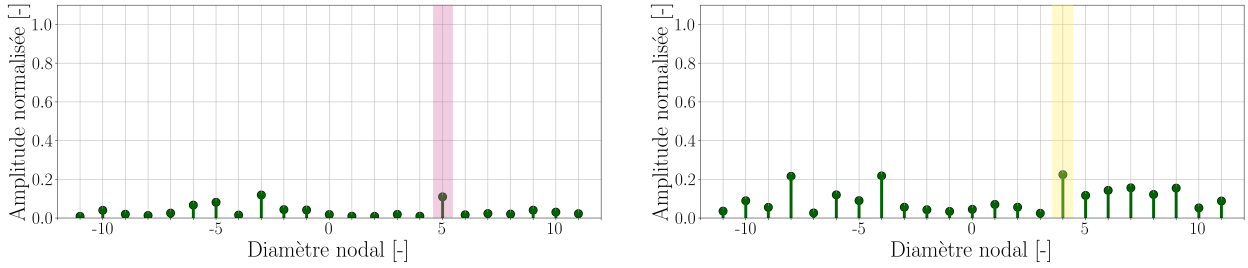
Durant la phase (II), la fréquence non-synchrone dominante devient égale à f_{2,R_t} = 1.7 EO avec une organisation azimutale à 4 lobes co-rotatifs (ND = +4) marquée pour le Rotor-3. Cette organisation est aussi observée dans les autres rotors d'après les figures 3.18b et 3.19b. Dans le Rotor-2, d'autres diamètres sont aussi significatifs : ND = −8 et ND = −4. Visibles uniquement dans ce rotor, ces organisations azimutales ne sont pas retenues par la suite.



(a) Phase Ⓘ : Mode à la fréquence f_{1,R_t}

(b) Phase Ⓘ Ⓘ : Mode à la fréquence f_{2,R_t}

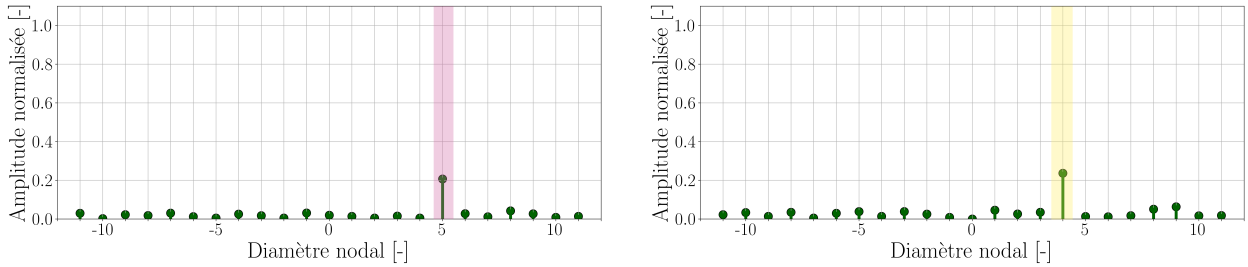
FIGURE 3.18 – Rotor-1 (N_b = 16) : Décomposition de l'amplitude de déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur les fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t} [Origine: *Données tip-timing*]



(a) Phase Ⓘ : Mode à la fréquence f_{1,R_t}

(b) Phase Ⓘ Ⓘ : Mode à la fréquence f_{2,R_t}

FIGURE 3.19 – Rotor-2 (N_b = 23) : Décomposition de l'amplitude de déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur les fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t} [Origine: *Données tip-timing*]



(a) Phase Ⓘ : Mode à la fréquence f_{1,R_t}

(b) Phase Ⓘ Ⓘ : Mode à la fréquence f_{2,R_t}

FIGURE 3.20 – Rotor-3 ($N_b = 23$) : Décomposition de l'amplitude de déplacement azimutal en nombre de diamètres nodaux sur les fréquences f_{1,R_t} et f_{2,R_t} [Origine: *Données tip-timing*]

3.3.2 Analyse de la phase Ⓘ

L'analyse fréquentielle d'un mode dans le repère fixe et dans le repère tournant permet de déterminer son organisation azimutale et sa vitesse circonférentielle d'après la théorie énoncée dans la sous-section 2.4.2. La fréquence mesurée dans le repère fixe et la fréquence mesurée dans le repère tournant sont reliées par l'organisation azimutale du mode d'après l'équation 2.34. Cette sous-section se concentre uniquement sur les données enregistrées durant la phase (I). La figure 3.21 met en relation le contenu fréquentiel des fluctuations de pression mesurées au niveau du Stator-2 dans le repère fixe (courbe à gauche) et le contenu fréquentiel de la vibration axiale du Rotor-2 dans le repère tournant (courbe à droite). Ces contenus proviennent respectivement des figures 3.7b et 3.14.

Il est utile de rappeler quelques observations précédentes pour faciliter la compréhension des liens entre les deux repères. De la sous-section 3.1.3, il est retenu que le contenu aérodynamique dans le repère fixe met en évidence (voir figure 3.7) :

- le mode de pression non-synchrone de fréquence $f_1 = 6.4$ EO
- le second harmonique $2f_1 = 12.7$ EO

Aux sous-sections 3.2.2, 3.2.3 et 3.3.1, l'analyse des données mécaniques dans le repère tournant révèle que :

- la fréquence dominante dans le Rotor-2 est $f_{\text{Rotor-2,1,R}_t} = 2.7$ EO correspondant au mode propre Mode-1 (voir figure 3.14)
- le Mode-1 du Rotor-2 présente 10 lobes co-rotatifs (ND = +10) (voir figure 3.17a)
- l'organisation azimutale du mode mécanique à la fréquence $f_{1,\mathrm{R}_t} = 1.4$ EO est de 5 lobes co-rotatifs (ND = +5) (voir figures 3.19a et 3.20a)

La fréquence du Mode-1 dans le repère fixe est alors déterminée par :

$$f_{\text{Rotor-2,1,R}_f} = f_{\text{Rotor-2,1,R}_t} + \text{ND} \tag{3.1}$$

$$= 2.7 + 10 \tag{3.2}$$

$$= 12.7 \text{ EO} \tag{3.3}$$

Cette fréquence est bien présente dans le contenu fréquentiel des fluctuations de pression représenté par la courbe à gauche figure 3.21. Dans le repère fixe, le mode propre du Rotor-2 génère un mode de pression co-rotatif à 10 lobes. Il est remarquable que sa fréquence correspond à la fréquence du second harmonique du mode de pression $2f_1 = 12.7$ EO = $f_{\text{Rotor-2,1,R}_f}$.

La fréquence non-synchrone mesurée dans le repère tournant $f_{1,\text{R}_t} = 1.4$ EO possède une fréquence dans le repère fixe de :

$$f_{1,\text{R}_f} = f_{1,\text{R}_t} + \text{ND} \tag{3.4}$$
$$= 1.4 + 5 \tag{3.5}$$
$$= 6.4 \text{ EO} \tag{3.6}$$

Il est remarquable que cette fréquence soit présente dans le contenu fréquentiel des fluctuations de pression figurant dans la courbe à gauche de la figure 3.21. Elle correspond au mode de pression non-synchrone à la fréquence f_1. Donc, le mode mécanique f_{1,R_t} observé dans le repère tournant à la figure 3.16 résulte de la vibration forcée des rotors induite par le mode de pression f_1. Il est rappelé que le second harmonique d'un mode à m lobes et de fréquence f est un mode d'organisation azimutale $2m$ et de fréquence $2f$. L'organisation azimutale du second harmonique $2f_1$ est donc de 10 lobes co-rotatifs. Ainsi, il est coïncidant avec le Mode-1 développé par le Rotor-2. Dans le repère tournant, ce mode à la fréquence $f_{1,\text{R}_t} = 1.4$ EO avec 5 lobes co-rotatifs n'est pas visible sur la figure 3.21, sans doute car son forçage du Rotor-2 est très peu efficace (voir figure 3.19a).

Deux forcages faibles sont ainsi mis en évidence par l'interprétation des données dans les repères fixe et tournant :

- le mode de pression f_1 à 5 lobes excite faiblement la structure ce qui se traduit par une raie à la fréquence $f_{1,\text{R}_t} = 1.4$ EO dans le repère tournant ;
- le mode mécanique Mode-1 à 10 lobes excite faiblement le champ aérodynamique sur le second harmonique du mode de pression, ce qui se traduit par une raie à $2f_1 = 12.7$ EO dans le repère fixe.

Le tableau 3.5 récapitule les caractéristiques des modes de pression et mécaniques observés lors de la phase (I) de l'enregistrement. Connaissant la fréquence de chaque mode dans les différents repères et l'organisation azimutale, les vitesses circonférentielles dans le repère fixe et dans le repère tournant sont calculées à l'aide des équations 2.37 et 2.38. Dans le repère fixe, le mode de pression et le mode mécanique se propagent dans le sens de rotation du rotor à une vitesse circonférentielle supérieure à la vitesse de la pale.

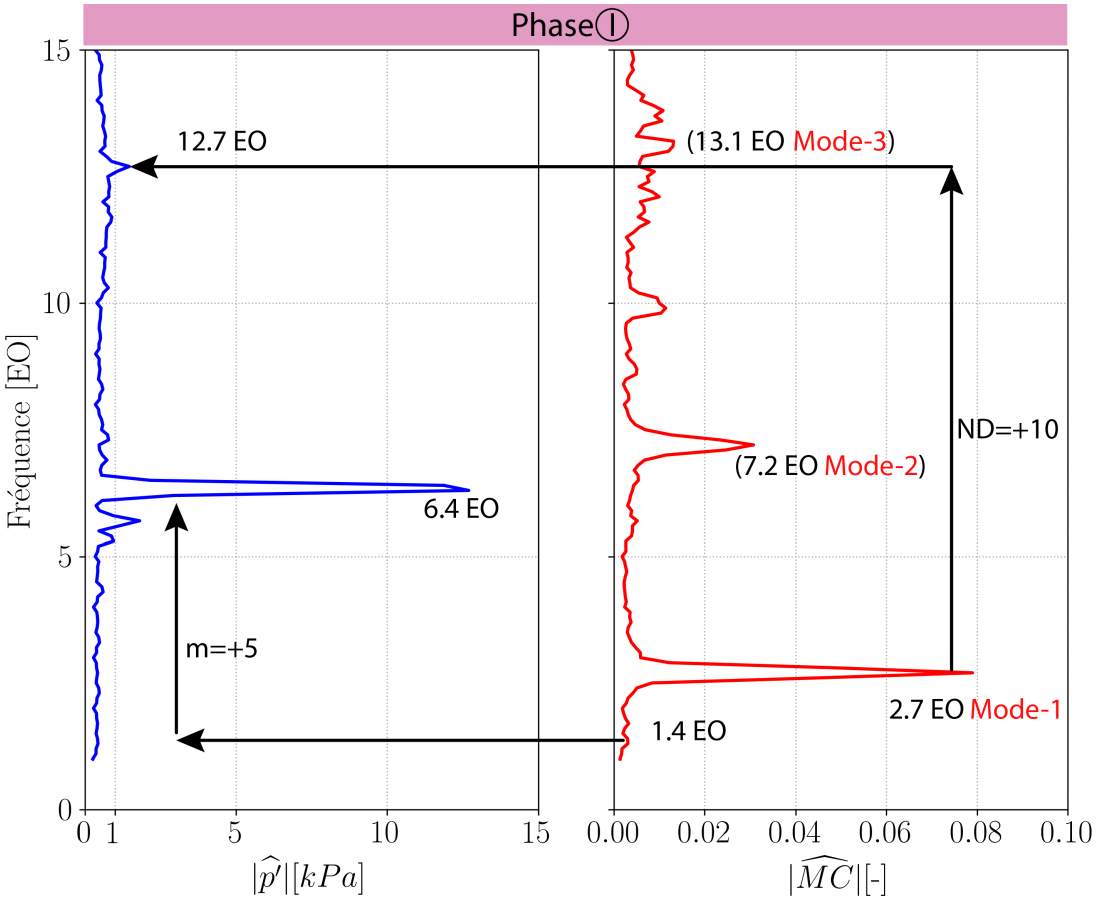


FIGURE 3.21 – Comparaison du contenu fréquentiel entre un signal mesuré dans le repère fixe et un signal mesuré dans le repère tournant dans l'étage 2 : la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure de pression prise au Stator-2 à 90% de hauteur de veine est tracée en bleu (à gauche) et la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure spire-aimant du Rotor-2 est tracée en rouge (à droite) durant la phase Ⓘ [Origine: *Données de pression instationnaire* et *Données spire-aimant*]

	Mode de pression : 1^{er} harmonique	Mode de pression : 2^{nd} harmonique	Mode mécanique : Mode-1
Mode	$(m = +5, f_1 = 6.4)$	$(m = +10, 2f_1 = 12.7)$	$(\text{ND} = +10, f_{\text{Rotor-2,1,R}_f} = 12.7)$
Ordre azimutal	m=+5	m=+10	ND=+10
f_n[EO]	6.4	12.7	12.7
f_{n,R_t}[EO]	1.4	2.7	2.7
$\frac{\nu_{\theta,n,m,\text{R}_f}}{\Omega r}[-]$	1.3	1.3	1.3
$\frac{\nu_{\theta,n,m,\text{R}_t}}{\Omega r}[-]$	0.3	0.3	0.3

TABLEAU 3.5 – Caractéristiques du mode de pression, de son second harmonique et du mode mécanique analysés lors de la phase Ⓘ

3.3.3 Analyse de la phase Ⓘ

Ici, une étude similaire à la sous-section 3.3.2 est menée. Le contenu fréquentiel des fluctuations de pression mesurées au niveau du Stator-2 dans le repère fixe (courbe à gauche) et celui de la vibration du Rotor-2 dans le repère tournant (courbe à droite) de la phase (II) sont également mis en relation dans la figure 3.22. Ils proviennent respectivement des figures 3.7b et 3.14.

Pour faciliter la compréhension des liens entre les repères fixe et tournant, les observations utiles du contenu aérodynamique dans le repère fixe vues à la sous-section 3.1.3 sont rappelées (voir figure 3.7) :

- la présence du mode de pression non-synchrone de fréquence $f_2 = 5.7$ EO
- la présence de son second harmonique $2f_2 = 11.4$ EO

Du côté de la mécanique, les observations dans le repère tournant établies aux sous-sections 3.2.2, 3.2.3 et 3.3.1 nécessaires à la compréhension sont :

- la fréquence dominante dans le Rotor-2 est de $f_{\text{Rotor-2,1,R}_t} = 2.7$ EO correspondant au mode propre Mode-1 (voir figure 3.14)
- le Mode-1 du Rotor-2 présente 3 lobes co-rotatifs (ND = +3) (voir figure 3.17b)
- l'organisation azimutale du mode mécanique à la fréquence $f_{2,\text{R}_t} = 1.7$ EO est de 4 lobes co-rotatifs (ND = +4) (voir figures 3.19b et 3.20b)

Connaissant la fréquence du Mode-1 dans le repère tournant et le diamètre nodal dominant du Mode-1, sa fréquence dans le repère fixe est déduite de l'équation 2.34 :

$$f_{\text{Rotor-2,1,R}_f} = f_{\text{Rotor-2,1,R}_t} + \text{ND} \tag{3.7}$$
$$= 2.7 + 3 \tag{3.8}$$
$$= 5.7 \text{ EO} \tag{3.9}$$

Cette fréquence est remarquable dans le contenu fréquentiel représenté par la courbe à gauche de la figure 3.22.

La fréquence non-synchrone mesurée dans le repère tournant $f_{2,\text{R}_t} = 1.7$ EO possède une fréquence dans le repère fixe de :

$$f_{2,\text{R}_f} = f_{2,\text{R}_t} + m \tag{3.10}$$
$$= 1.7 + 4 \tag{3.11}$$
$$= 5.7 \text{ EO} \tag{3.12}$$

Cette fréquence est bien présente dans le contenu fréquentiel des fluctuations de pression dans la courbe à gauche de la figure 3.22. Elle correspond à la fréquence du mode de pression identifié comme f_2 dans le repère fixe. Le mode mécanique f_{2,R_t} observé dans le repère tournant pourrait provenir de la vibration forcée du rotor induite par le mode de pression f_2 constitué de 4 lobes co-rotatifs.

Comme dans la sous-section 3.3.2, deux forçages faibles sont identifiés :

- le mode de pression f_2 = 5.7 EO à 4 lobes excite faiblement la structure ce qui se traduit par une raie à la fréquence f_{2,R_t} = 1.7 EO dans le repère tournant
- le mode mécanique à 3 lobes excite faiblement le champ aérodynamique sur le mode de pression ce qui se traduit par une raie à f_2 = 5.7 EO dans le repère fixe

Il est à noter que les organisations azimutales du Mode-1 et du mode de pression f_2 ne coïncident pas spatialement, avec ND = +3 pour le Mode-1 et m = +4 pour le mode de pression f_2.

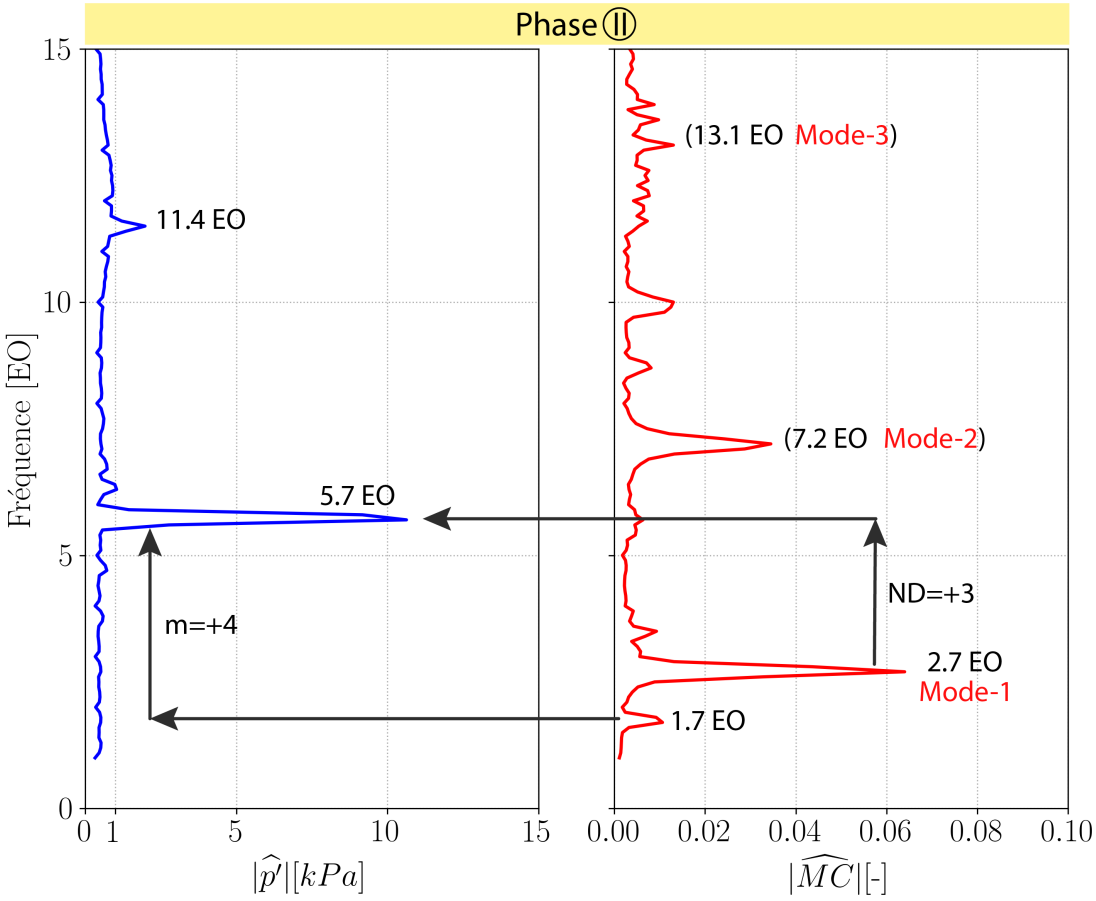


FIGURE 3.22 – Comparaison du contenu fréquentiel entre un signal mesuré dans le repère fixe et un signal mesuré dans le repère tournant dans l'étage 2 : la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure de pression prise au Stator-2 à 90% de hauteur de veine est tracée en bleu (à gauche) et la moyenne temporelle du spectrogramme de la mesure spire-aimant du Rotor-2 est tracée en rouge (à droite) durant la phase Ⅱ [Origine: *Données de pression instationnaire* et *Données spire-aimant*]

Les caractéristiques du mode de pression à f_2 = 5.7 EO et du mode mécanique du Rotor-2 sont résumées dans le tableau 3.6. La vitesse circonférentielle de chaque mode est calculée dans le repère fixe et dans le repère tournant à l'aide des équations 2.37 et 2.38. La vitesse circonférentielle des modes dans le repère fixe est supérieure à la vitesse de rotation du rotor.

	Mode de pression : 1^{er} harmonique	Mode mécanique : Mode-1
Mode	($m = +4, f_2 = 5.7$)	(ND = +3, $f_{\text{Rotor-2,1,R}_f} = 5.7$)
Ordre azimutal	m=+4	ND=+3
f_n[EO]	5.7	5.7
f_{n,R_t}[EO]	1.7	2.7
$\frac{v_{\theta,n,m,\text{R}_f}}{\Omega r}[-]$	1.4	1.9
$\frac{v_{\theta,n,m,\text{R}_t}}{\Omega r}[-]$	0.4	0.9

TABLEAU 3.6 – Caractéristiques du mode de pression et du mode mécanique analysés lors de la phase Ⓘ

3.4 Synthèse

L'analyse détaillée des mesures de fluctuations de pression, des données spire-aimant et des données tip-timing au cours du vannage du compresseur révèle deux phases de fonctionnement : la phase (I) et la phase (II). Dans chaque phase, des modes aérodynamiques et mécaniques sont observés avec des fréquences différentes entre le repère fixe et le repère tournant. Ce changement de fréquence est induit par l'organisation et la propagation du mode dans la direction azimutale.

La phase la plus critique de l'enregistrement est la phase (I) du fait de l'interaction entre le second harmonique du mode de pression f_1 et le Mode-1 du Rotor-2 détaillée dans la sous-section 3.3.2. Les analyses fréquentielles des données aérodynamiques et mécaniques montrent la présence de deux modes dominants dans le compresseur :

- le mode de pression constitué de $m = +5$ lobes avec une fréquence dans le repère fixe de $f_1 = 6.4$ EO
- le mode mécanique de diamètre nodal ND = $2m = +10$ sur le Mode-1 du Rotor-2 avec une fréquence de $f_{\text{Rotor-2,R}_f} = 2f_1 = 12.7$ EO dans le repère fixe

La cohérence fréquentielle et spatiale entre le mode mécanique développé par le Rotor-2 et le second harmonique du mode de pression permet l'interaction de ces deux modes et l'échange d'énergie entre la structure et le fluide. La cohérence spatiale entre ces deux modes est perdue dans la phase (II), du fait que le mode de pression change d'organisation azimutale en passant de $m = +5$ à $m = +4$. Dans la phase (II), le Rotor-2 vibre toujours sur le Mode-1, cependant une forte diminution de l'amplitude de vibration est notée, en l'absence de forçage aérodynamique.

Ainsi, la vibration du Rotor-2 n'est pas la source du mode de pression observé, mais uniquement une conséquence de la présence du mode de pression dans le compresseur.

Chapitre 4

Modélisation du phénomène non-synchrone

Sommaire

4.1 Étude des points d'opération d'intérêt 128
4.1.1 De l'expérimental vers le numérique 128
4.1.2 Des simulations Bas-Reynolds aux simulations Haut-Reynolds 128
4.1.3 Performances moyennées 134
4.1.4 Analyse de l'écoulement moyen 135
4.1.5 Performances instantanées 142
4.2 Évolution de l'écoulement moyen au cours du vannage 146
4.2.1 Évolution des structures moyennes à travers des coupes axiales 146
4.2.2 Évolution des structures moyennes sur une coupe aubes-à-aubes 155
4.2.3 Synthèse intermédiaire 159
4.3 Évolution de l'écoulement non-synchrone au cours du vannage 159
4.3.1 Évolution des modes de pression sur une coupe aubes-à-aubes 159
4.3.2 Évolution des structures de l'écoulement sur une coupe aubes-à-aubes 168
4.3.3 Synthèse intermédiaire 178
4.4 Synthèse 178

Ce chapitre s'articule autour des analyses de trois points d'opération stables répartis sur l'iso-vitesse à régime partiel. Elles sont basées sur les résultats issus de simulations instationnaires réalisées sur la totalité de la circonférence du compresseur. Les données extraites de ces simulations sont post-traitées suivant les méthodologies détaillées dans le chapitre 3. Ce chapitre a pour objectif d'étudier l'évolution des phénomènes aérodynamiques non-synchrones à la fréquence de rotation en fonction du débit masse. Ces phénomènes sont alors caractérisés par leurs organisations azimutales, leurs fréquences dans les repères fixe et tournant et leurs vitesses circonférentielles.

Ce chapitre est divisé en trois sections. La première présente les performances stationnaires et moyennes des solutions numériques et les compare aux données expérimentales. La seconde section étudie l'évolution des structures moyennes au cours du vannage. Enfin, la troisième se concentre sur la caractérisation des phénomènes non-synchrones présents dans les simulations.

4.1 Étude des points d'opération d'intérêt

4.1.1 De l'expérimental vers le numérique

Les observations établies dans le chapitre 3 induisent certaines contraintes pour la modélisation du phénomène :

- le phénomène non-synchrone a été observé dans tout le compresseur (voir sous-section 3.1.4). Il est donc nécessaire de modéliser les trois étages, ainsi que la RDE.
- lors du vannage du compresseur, le phénomène présente un changement d'organisation azimutale (voir section 3.4). Il n'est pas possible d'émettre une hypothèse de périodicité spatiale. Aussi, il est nécessaire d'effectuer des simulations URANS de toute la circonférence.
- les phénomènes présentent des fréquences non-synchrones (voir sous-section 3.1.3). Les simulations nécessitent une approche temporelle permettant l'émergence et la propagation de ces phénomènes. L'approche temporelle numérique adoptée est la méthode de *Gear* (voir sous-section 2.3.6).
- les phénomènes observés expérimentalement ne nécessitent pas la vibration des pales des rotors (voir section 3.4). Les simulations menées dans ces travaux imposent donc des pales rigides.
- la plus petite fréquence non-synchrone observée expérimentalement est de $f = 1.4$ EO dans le repère tournant. Il a été vérifié que l'utilisation d'un signal d'une durée totale de 4 rotations pour effectuer les analyses des simulations URANS présentée dans ce mémoire est suffisante (voir sous-section 2.4.5).
- l'iso-vitesse retenue pour cette étude numérique est celle balayée dans le chapitre 3.

4.1.2 Des simulations Bas-Reynolds aux simulations Haut-Reynolds

Idéalement, pour suivre les préconisations métiers, la réalisation de simulations URANS Bas-Reynolds est recommandée pour respecter les besoins exprimés dans la sous-section 4.1.1. Mais, le temps de calcul associé à ce type de simulation est prohibitif. Il faut donc faire un compromis en passant par des simulations URANS avec une approche *loi de paroi* (Haut-Reynolds). Pour vérifier la fidélité des simulations Haut-Reynolds par rapport à des simulations Bas-Reynolds, cette comparaison ne peut être faite que sur les solutions stationnaires pour des raisons de coût.

Deux maillages monocanal RANS et URANS ont été créés pour réaliser respectivement des simulations Bas-Reynolds et Haut-Reynolds (voir sous-section 2.3.4). La figure 4.1 trace les valeurs normalisées numériques et expérimentales du taux de pression totale-à-totale $\pi_{t-t,norm}$ et du rendement isentropique $\eta_{t,norm}$ du compresseur en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ pour l'iso-vitesse à régime partiel. Les courbes caractéristiques violettes représentent les données expérimentales (voir figure 3.1), celles en vert représentent les caractéristiques issues des simulations stationnaires Bas-Reynolds, et celles en noir illustrent celles obtenues avec des simulations stationnaires Haut-Reynolds. Globalement, la tendance de ces courbes est la même.

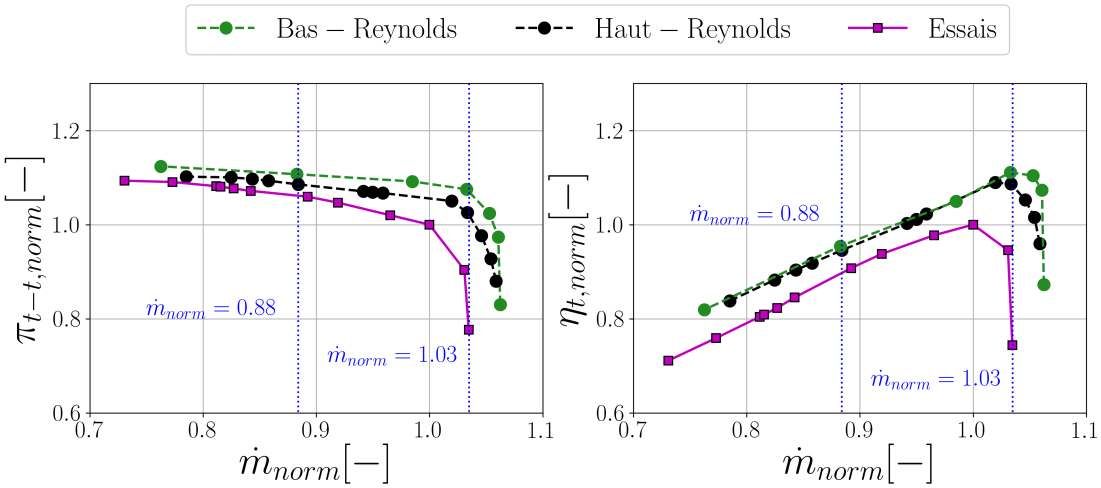


FIGURE 4.1 – Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ et rendement isentropique normalisé $\eta_{t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ (comparaison simulations Haut-Reynolds versus Bas-Reynolds)

Que le débit de blocage soit issu des courbes caractéristiques numériques Bas-Reynolds ou Haut-Reynolds, il est identique et environ égal à $\dot{m}_{norm} \approx 1.06$. Cette valeur est sur-estimée par rapport à celle obtenue expérimentalement avec un écart absolu de 2.3%. Cette sur-estimation du débit de blocage par les simulations RANS a été observée dans d'autres travaux, par exemple sur le compresseur axial multi-étagé CREATE [OTTAVY *et al.*, 2012]. Les simulations menées durant les travaux de thèse de Johannes Schrieber présentent un écart de débit de blocage de 5% par rapport au débit de blocage mesuré lors des essais [SCHREIBER, 2016]. Cet écart est aussi observé sur un autre compresseur transsonique centrifuge de Safran Helicopter Engines étudié au LMFA [BUFFAZ, 2012; MARSAN, 2013]. Les simulations Bas-Reynolds sous-estiment les pertes d'environ 4% par rapport aux données expérimentales pour les débits masse inférieurs au maximum de rendement. Contrairement au Bas-Reynolds, les prédictions issues des simulations Haut-Reynolds montrent une meilleure estimation des pertes par rapport aux valeurs expérimentales proche du blocage. Ceci a aussi été observé dans d'autres travaux [GONCALVES et HOUDEVILLE, 2001], une simulation Haut-Reynolds a tendance à montrer un niveau de pertes plus élevé que dans une simulation Bas-Reynolds de la même configuration. La prédiction du taux de pression totale-à-totale entre une simulation Bas-Reynolds et une simulation Haut-Reynolds reste relativement proche avec un écart maximal d'environ 3%. En revanche, le rendement isentropique présente des valeurs similaires entre ces deux approches pour des débits masse inférieurs à $\dot{m}_{norm} < 1$. Pour des débits masse plus élevés, un écart relatif d'environ 5% est observé.

Analyse du nombre de Mach relatif

Pour approfondir l'analyse des différences entre les résultats issus des simulations Bas-Reynolds et Haut-Reynolds, des cartographies de nombre de Mach relatif et d'entropie massique à 80% de hauteur de veine sont extraites pour deux points d'opération bien distincts : un point proche du rendement maximum à $\dot{m}_{norm} = 1.03$ (présenté en Annexe A) et un point d'opération plus vanné à $\dot{m}_{norm} = 0.88$. Dans la figure 4.1, deux lignes verticales en pointillé bleues sont tracées pour ces

débits masse.

Les figures 4.2 et 4.3 représentent respectivement des cartes du nombre de Mach relatif et d'entropie massique au point d'opération vanné ($\dot{m}_{norm} = 0.88$). Le résultat de la simulation Bas-Reynolds (en haut) est mis en vis à vis avec le résultat issu de la simulation Haut-Reynolds (en bas).

Dans ce mémoire, le nombre de Mach relatif M_{rel} est défini en fonction de la vitesse relative mesurée dans le repère associée à la roue considérée $\vec{W}$ et de la vitesse du son a par l'équation 4.1.

$$M_{rel} = \frac{||\vec{W}||}{a} \tag{4.1}$$

Avec cette définition, une discontinuité apparaît entre les domaines tournants et les domaines fixes. La vitesse relative $\vec{W}$ en fonction de la vitesse absolue $\vec{V}$ et de la vitesse d'entraînement de la roue $\vec{U}$ est définie par l'équation 4.2, avec $||\vec{U}|| = r\Omega$ pour un rotor et $||\vec{U}|| = 0$ pour un stator.

$$\vec{W} = \vec{V} - \vec{U} \tag{4.2}$$

Cette définition induit donc une discontinuité entre un rotor et un stator dans les simulations stationnaires et instationnaires. De plus, dans les simulations stationnaires, l'interface entre un domaine fixe et un domaine tournant est prise en compte par une condition de type *plan de mélange* (voir sous-section 2.3.7). Un iso-contour du nombre de Mach relatif à 1-dM, 1 et 1+dM est superposé sur les cartes du nombre de Mach représentées dans ce mémoire. La valeur de dM est de l'ordre de 0.1.

Dans la figure 4.2, les niveaux de nombre de Mach présentent de fortes similitudes entre la simulation Bas-Reynolds et la simulation Haut-Reynolds. Dans chaque grille, les structures d'écoulement montrent la même topologie et la même intensité. Pour les deux approches, l'écoulement observé dans le Rotor-1 possède une vitesse relative faible qui reste inférieure à $M_{rel} = 0.4$. Les Rotor-2 et Rotor-3 expérimentent tous les deux une poche supersonique au niveau du bord d'attaque sur l'extrados. La forme et l'intensité de ces poches supersoniques prédites par la simulation Haut-Reynolds sont semblables à celles prédites par la simulation Bas-Reynolds.

Analyse de l'entropie massique

Le cœur d'un écoulement secondaire (détaillé dans la sous-section 1.2.1) est associé à un haut niveau d'entropie massique, ce qui permet de visualiser par exemple des sillages produits par les pales, des écoulements de jeu ou bien des décollements de couche limite.

La figure 4.3 montre que les approches Bas-Reynolds et Haut-Reynolds prédisent la même tendance pour les niveaux d'entropie massique. Les épaisseurs des sillages et des couches limites sont raisonnablement bien captées dans la simulation Haut-Reynolds par rapport à celles captées en Bas-Reynolds sauf au niveau du Stator-2 et du Stator-3. Dans le passage inter-aubes du Stator-2, l'écoulement issu de la simulation Haut-Reynolds présente un niveau légèrement plus élevé d'entropie massique. De même dans le Stator-3, la couche d'entropie massique sur l'intrados prédite par la simulation Haut-Reynolds est plus épaisse que celle observée dans la simulation Bas-Reynolds.

Synthèse

Les courbes caractéristiques issues des simulations Haut-Reynolds sont cohérentes avec celles issues des simulations Bas-Reynolds. Ces simulations Haut-Reynolds présentent des structures d'écoulement raisonnablement bien prédites en terme de topologie et d'intensité, comparées à celles observées en Bas-Reynolds. Aucun changement drastique n'est observé entre les deux approches, que ce soit pour un point d'opération vanné ($\dot{m}_{norm} = 0.88$) ou pour un point d'opération proche du rendement maximum ($\dot{m}_{norm} = 1.03$, voir Annexe A). L'approche Haut-Reynolds semble donc être un bon compromis pour réaliser les simulations URANS de toute la circonférence du compresseur.

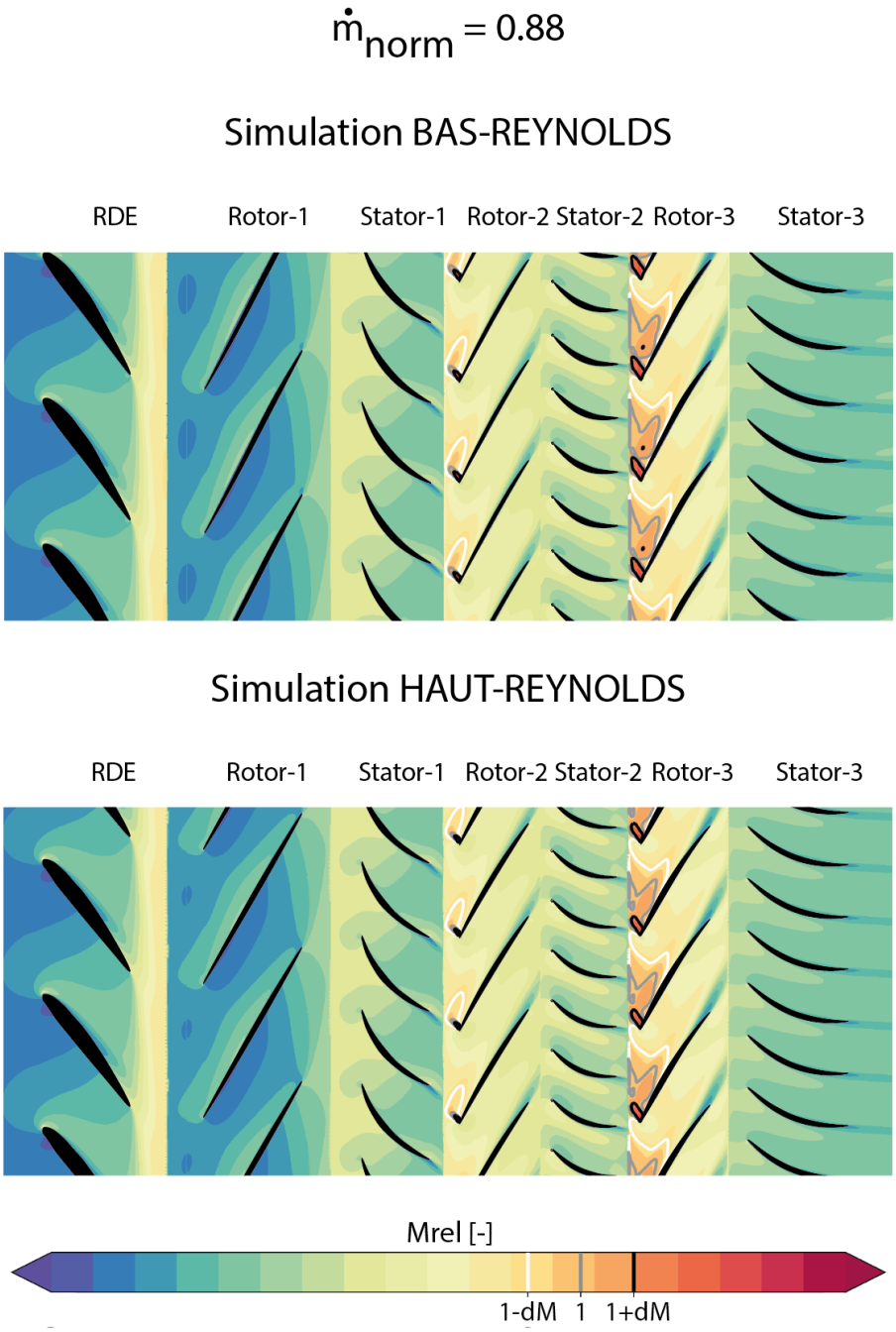


FIGURE 4.2 – Nombre de Mach relatif M_{rel} sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm} = 0.88$: simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas). Un iso-contour du nombre de Mach relatif à 1-dM (en blanc), 1.0 (en gris) et 1+dM (en noir) est superposé

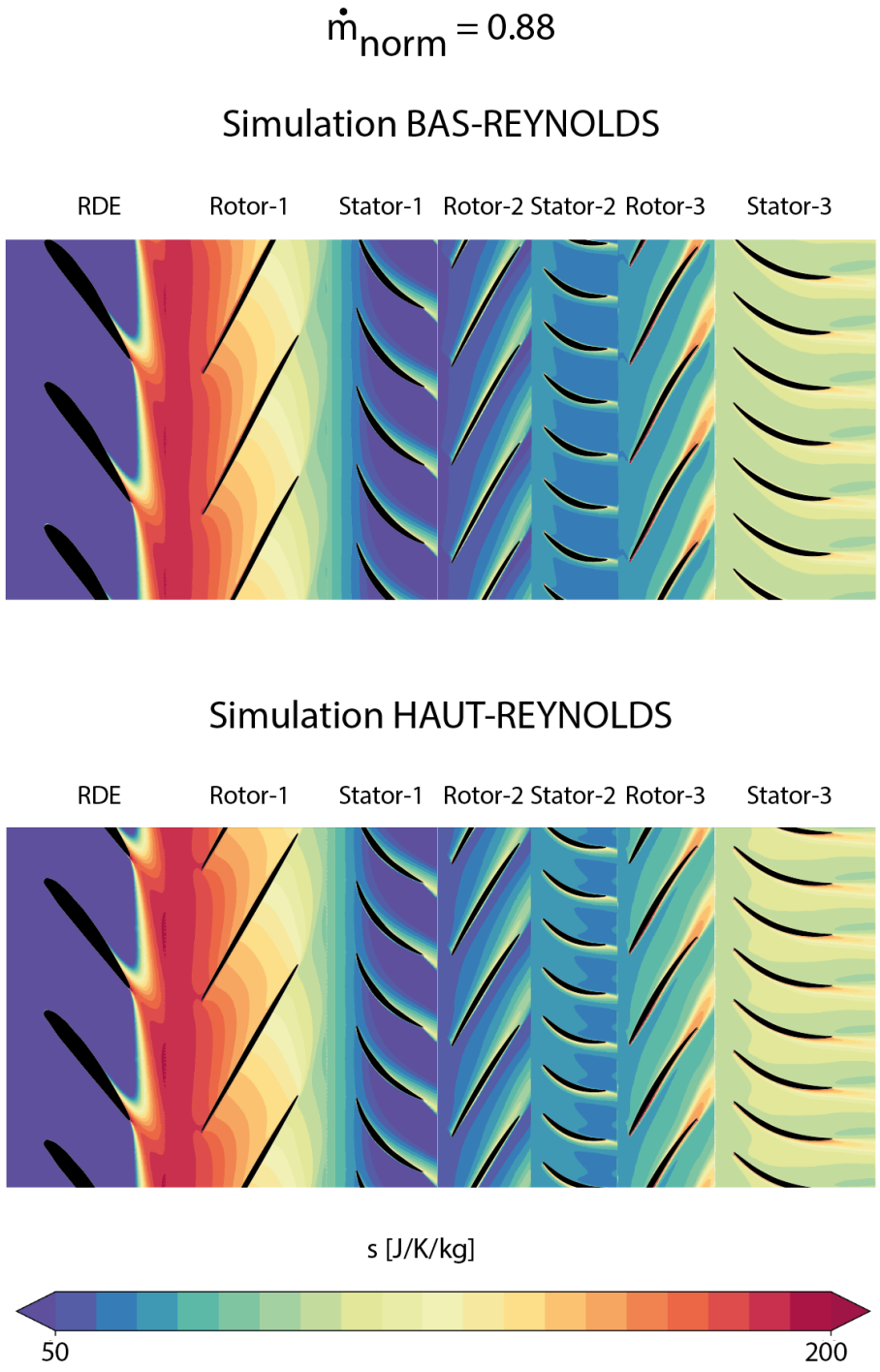


FIGURE 4.3 – Entropie massique s sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm} = 0.88$: simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas)

4.1.3 Performances moyennées

La figure 4.4 présente les valeurs normalisées numériques et expérimentales du taux de pression totale-à-totale $\pi_{t-t,norm}$ et du rendement isentropique $\eta_{t,norm}$ du compresseur en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ pour l'iso-vitesse à régime partiel. Les simulations stationnaires sont figurées par des cercles noirs reliés par une ligne noire discontinue. Les simulations URANS sont représentées par des cercles séparés dont la couleur dépend du point d'opération pour faciliter la lecture : OP0 en orange, OP1 en bleu et OP2 en rouge.

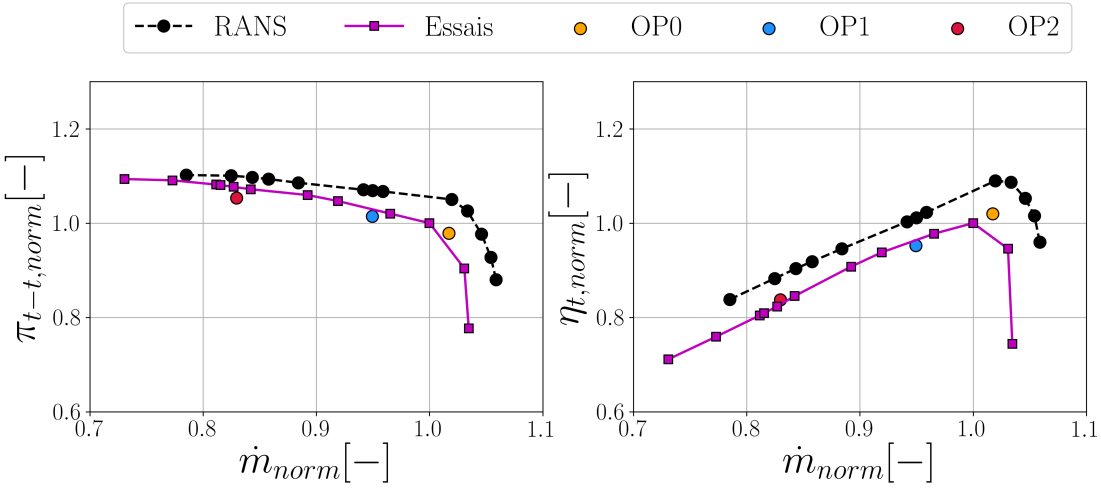


FIGURE 4.4 – Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ et rendement isentropique normalisé $\eta_{t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ (comparaison expérience versus simulations)

Le point d'opération OP0 correspond au point d'opération de rendement isentropique maximum. Le point OP2 se situe dans une zone d'activité non-synchrone observée durant la campagne d'essais (voir sous-section 3.1.5). Le point d'opération OP1 est considéré dans ce mémoire comme étant un point intermédiaire entre OP0 et OP2. Les mesures expérimentales sont figurées par des carrés violets et reliés. Cette convention de couleur est conservée dans l'ensemble du chapitre. Pour obtenir les performances prédites par les simulations URANS, une moyenne arithmétique du débit masse, du taux de pression totale-à-totale et du rendement isentropique total est calculée sur la dernière rotation. Dans la sous-section 2.3.9, il a été vérifié que la valeur moyenne du débit masse en entrée était égale à celle en sortie. Dans le cas des simulations RANS, la valeur du débit masse en entrée est aussi égale à celle en sortie.

Il a déjà été remarqué dans la sous-section 4.1.2 que :

- la tendance des courbes caractéristiques issues des données expérimentales (courbe violette) et des données numériques RANS (courbe noire) est la même,
- les prédictions issues des simulations stationnaires sous-estiment les pertes par rapport aux données expérimentales,
- le débit de blocage prédit numériquement est sur-estimé par rapport au débit de blocage expérimental.

Les performances moyennées issues des simulations URANS semblent plus prédictives que les performances RANS comme le montre la figure 4.4. Les points d'opération OP0, OP1 et OP2 sont

relativement proches de la courbe expérimentale (courbe violette). Aussi, le rendement isentropique semble légèrement mieux prédit que le taux de pression totale-à-totale.

Un écart remarquable est observé entre les performances prédites par les simulations RANS et URANS. Le tableau 4.1 dresse ces écarts en absolu pour tous les points d'opération. Ils diminuent légèrement avec le vannage et sont compris entre 5% et 10%.

Δ(RANS – URANS)	OP0	OP1	OP2
$\lvert\Delta\pi_{t-t,norm}\rvert$	6.9%	5.1%	4.2%
$\lvert\Delta\eta_{t,norm}\rvert$	6.1%	5.8%	5.6%

TABLEAU 4.1 – Écarts entre les performances issues des simulations stationnaires (RANS) et les performances moyennées issues des simulations instationnaires (URANS)

Ces observations révèlent une forte limitation de l'approche RANS pour prédire les performances globales du compresseur. Les effets non-linéaires associés aux instationnarités qui émergent dans les simulations URANS ne semblent pas négligeables. Ces effets ajoutent des pertes supplémentaires et affectent les performances moyennées.

4.1.4 Analyse de l'écoulement moyen

Les différences entre les résultats issus des simulations RANS et URANS moyennées sont analysées sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine. Les figures 4.5 et 4.7 représentent respectivement des cartes du nombre de Mach relatif et d'entropie massique aux points d'opération OP0, OP1 et OP2. Le résultat de chaque simulation RANS (à gauche) est mis en vis à vis avec la moyenne temporelle réalisée sur les 4 dernières rotations de la simulations URANS correspondante (à droite). L'utilisation de ces 4 dernières rotations implique que la plus basse fréquence captée est de $f = 0.25$ EO. Il est rappelé que les phénomènes observés expérimentalement se reproduisent plus d'une fois par rotation (voir sous-section 3.4). Au total, 50 instants équi-répartis par rotation sont sauvegardés, permettant de capter les phénomènes dont la fréquence est inférieure à $f = 25$ EO. L'utilisation des 4 dernières rotations est alors suffisante pour obtenir l'écoulement moyen. La figure 4.6 propose un zoom de la figure 4.5 sur les Rotor-2 (à gauche) et Rotor-3 (à droite).

Analyse du nombre de Mach relatif

D'après la figure 4.5, les niveaux de nombre de Mach relatif sont cohérents entre les simulations RANS et URANS moyennées. Le nombre de Mach relatif est faible (inférieur à $M_{rel} = 0.4$) dans le Rotor-1, ce qui marque un déséquilibre dans la répartition du chargement entre les trois étages pour tous les points d'opération. La moyenne des simulations URANS présente de très légères différences sur l'intensité de l'écoulement au bord d'attaque du Rotor-2 et du Rotor-3.

Le Rotor-2 présente une poche supersonique qui est délimitée par la ligne d'iso-contour à $M_{rel} = 1.0$ (en gris) au point d'opération OP0, uniquement dans la moyenne de la simulation

URANS. Elle se positionne au bord d'attaque sur l'intrados (voir figure 4.6 à gauche). Cette poche provient certainement d'un défaut d'incidence de l'écoulement. Aux points d'opération OP1 et OP2, une poche supersonique est observée au bord d'attaque sur l'extrados pour les deux stratégies de simulation. La taille de cette poche augmente avec la réduction du débit masse et un décollement de couche limite se produit à l'aval dont l'étendue normalisée par la corde est d'environ 70%. Ce décollement possède une plus grande intensité dans la simulation stationnaire que dans la moyenne de la simulation instationnaire. Ceci peut être expliqué par la présence d'un battement de ce décollement dans la simulation URANS. Ainsi, la valeur moyenne peut être plus faible que celle obtenue dans la simulation RANS.

À tous les points d'opération, une poche supersonique est aussi observée sur l'extrados au bord d'attaque du Rotor-3 où le nombre de Mach relatif atteint une valeur maximale supérieure à $M_{rel} = 1.5$ (voir figure 4.6 à droite). À l'inverse du Rotor-2, cette poche diminue avec la réduction du débit masse. Le nombre de Mach relatif chute à l'arrière de cette poche pour atteindre la valeur M_{rel} = 1-dM (en blanc) à environ 30% de corde. L'écoulement est ainsi subsonique jusqu'au bord de fuite du Rotor-3. Pour le point d'opération OP2, un décollement de la couche limite à l'aval de la poche supersonique est observé. L'étendue de ce décollement normalisée par la corde est de l'ordre de 40%.

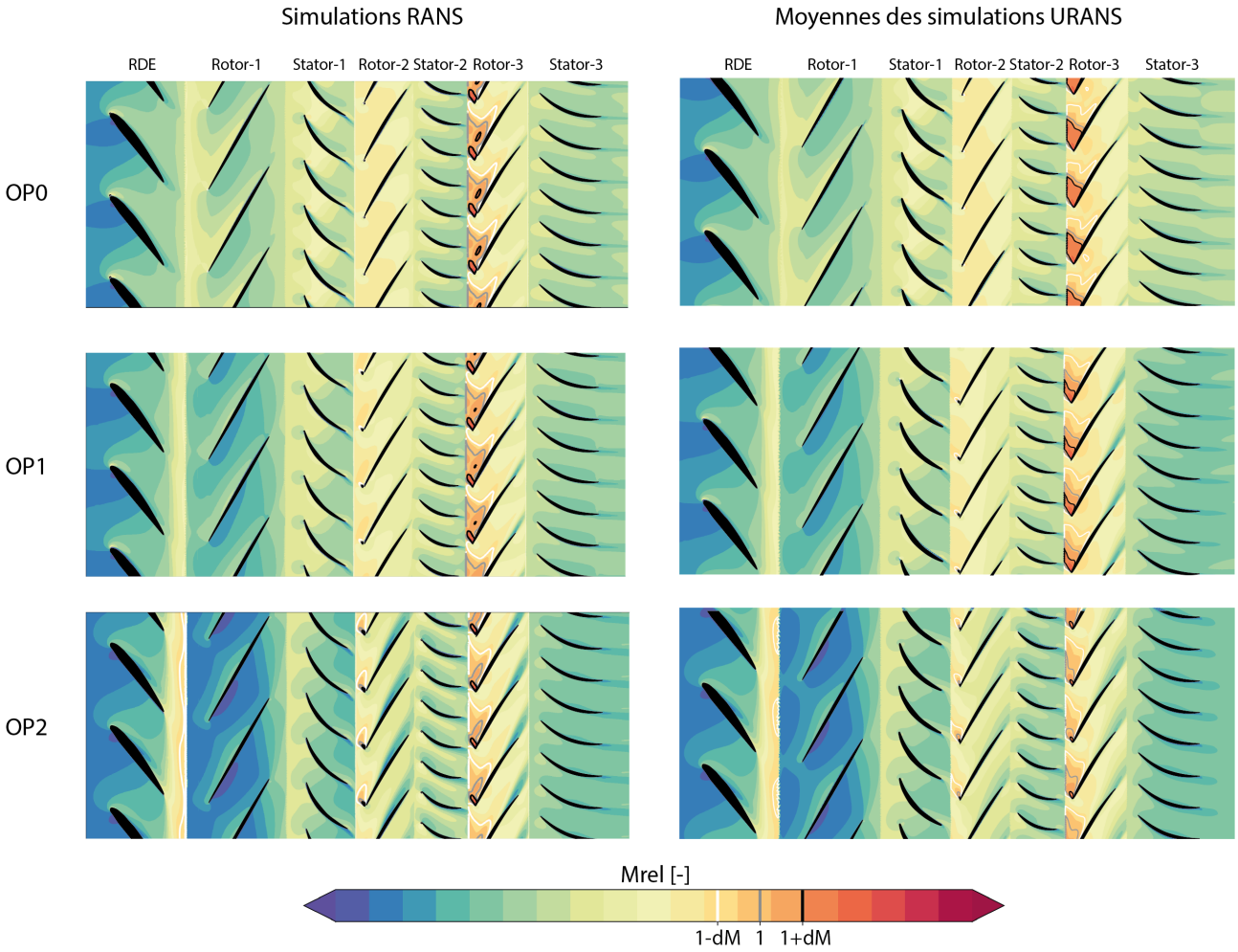


FIGURE 4.5 – Nombre de Mach relatif M_{rel} sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour les points d'opérations OP0, OP1 et OP2 : simulations RANS (gauche) et moyenne temporelle réalisée sur les 4 dernières rotations des simulations URANS. Un iso-contour du nombre de Mach relatif à 1-dM (blanc), 1.0 (gris) et 1+dM (noir) est superposé

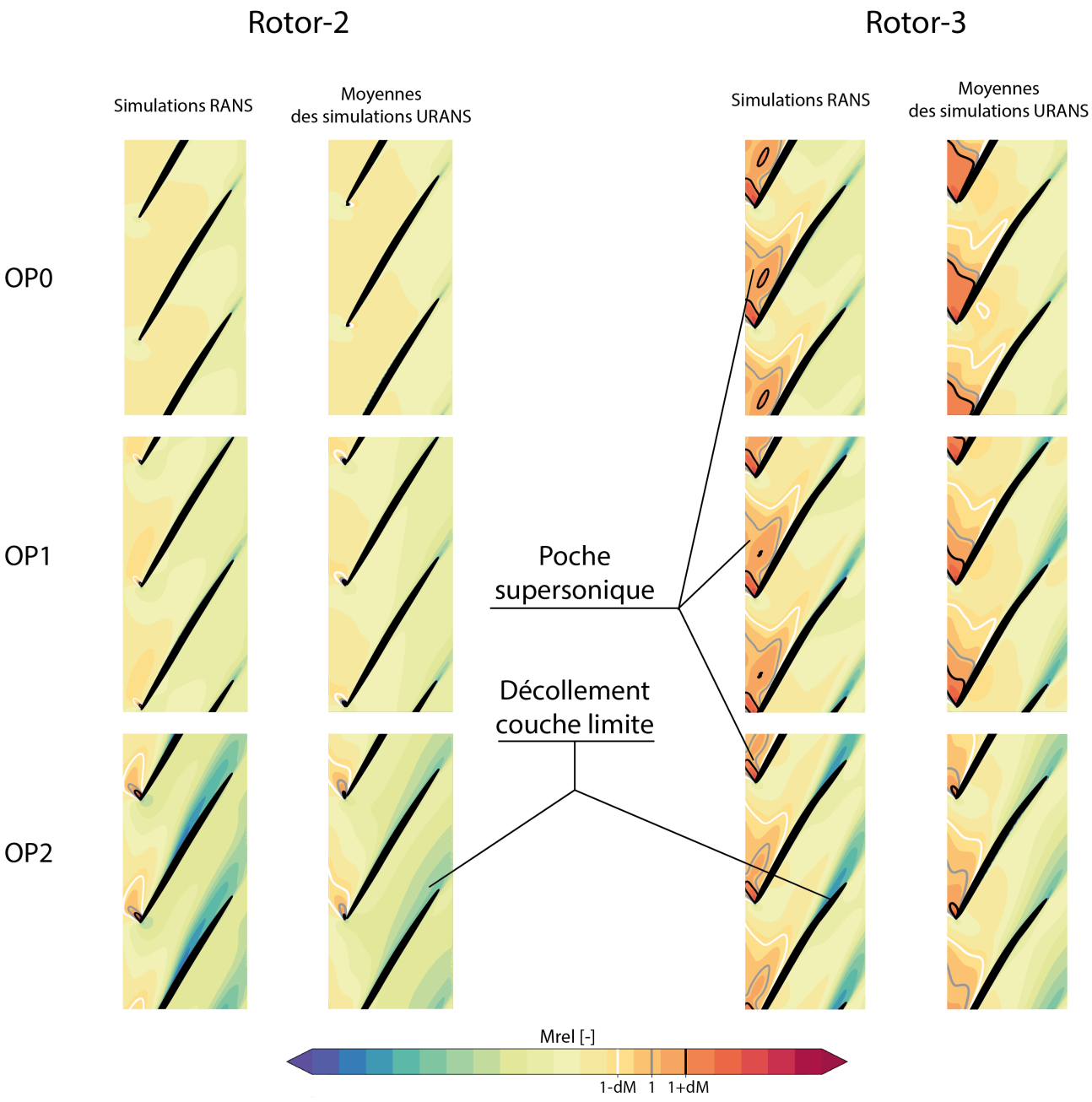


FIGURE 4.6 – Zoom de la figure 4.5 sur les rotors Rotor-2 et Rotor-3

Analyse de l'entropie massique

La figure 4.7 montre que les simulations RANS et URANS prédisent la même tendance pour les niveaux d'entropie massique. La moyenne temporelle des simulations URANS prend en compte la propagation des sillages et des tourbillons d'une roue à l'autre ce qui induit une augmentation générale de l'entropie massique par rapport aux simulations RANS. Dans ces dernières, les plans de mélange tendent à minimiser ce transfert.

Pour les points d'opération OP1 et OP2, une forte augmentation de l'entropie massique est observée sur l'extrados proche du bord de fuite de la RDE. Ceci est certainement dû à un écoulement tourbillonnaire induit par le fort calage des pales de cette roue et par la réduction du débit masse. L'écoulement en entrée du Rotor-1 possède alors un niveau élevé d'entropie massique. Dans cette zone, l'intensité de l'entropie massique augmente avec la diminution du débit masse. Une décroissance axiale du niveau est observé dans le Rotor-1 pour les trois points d'opération. Cette décroissance suggère un transport radial de l'entropie massique, qui traverse la coupe à 80% de hauteur de veine. Les décollements de couche limite observés dans les Rotor-2 et Rotor-3 sur les cartes du nombre de Mach relatif (voir figure 4.5) sont aussi visibles sur les cartes d'entropie massique.

De forts écarts de l'ordre de 6% (voir tableau 4.1) sont notés sur les performances globales de la machine entre les simulations stationnaires et instationnaires. Cependant, en terme de topologie d'écoulement, les structures aérodynamiques moyennées observées dans les simulations instationnaires sont reproduites par le stationnaire.

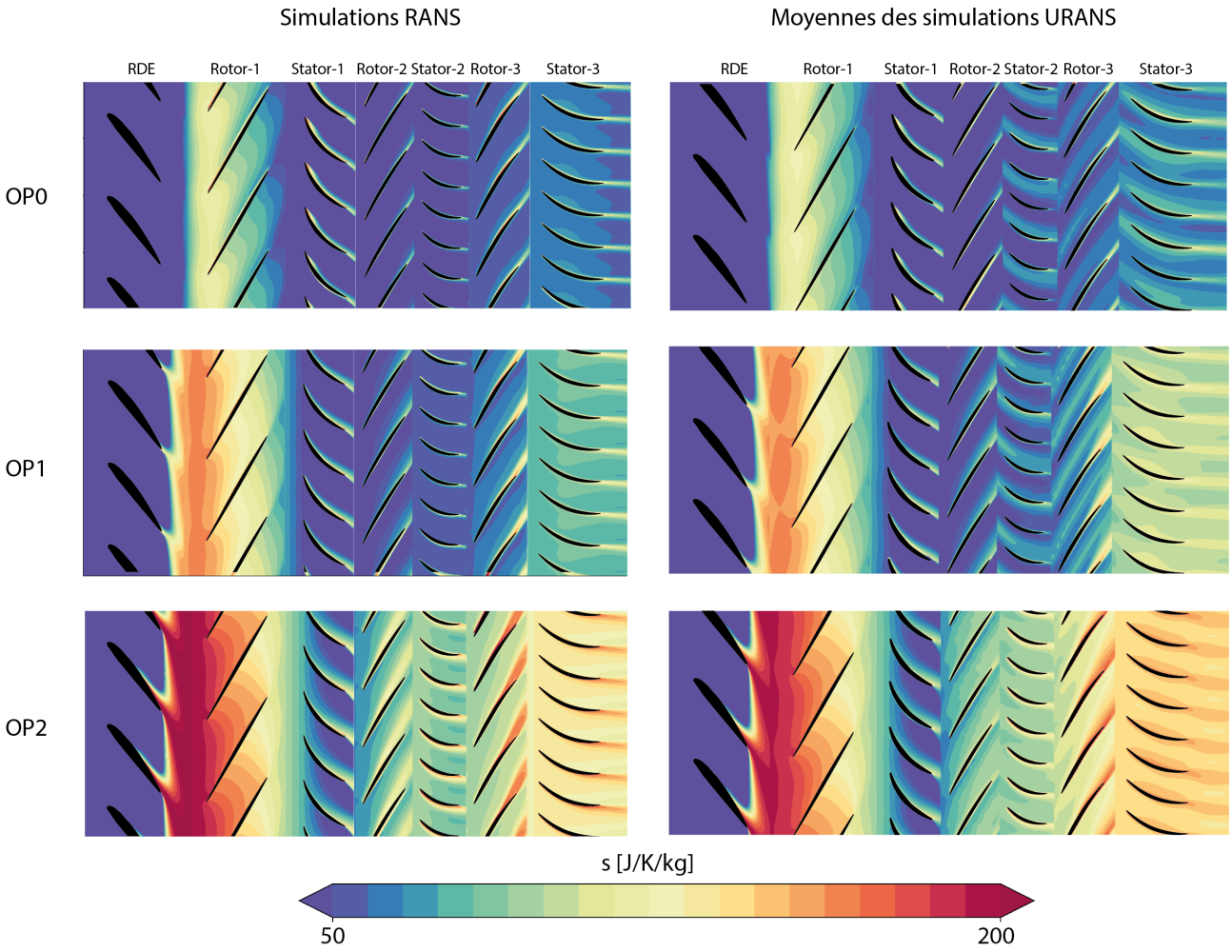
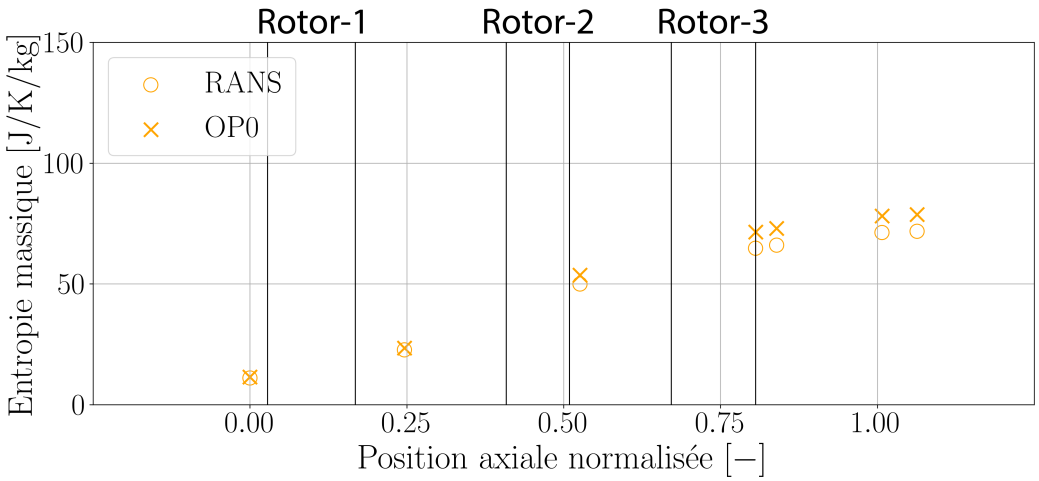


FIGURE 4.7 – Entropie massique s sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour les points d'opérations OP0, OP1 et OP2 : simulations RANS (gauche) et moyenne temporelle réalisée sur les 4 dernières rotations des simulations URANS

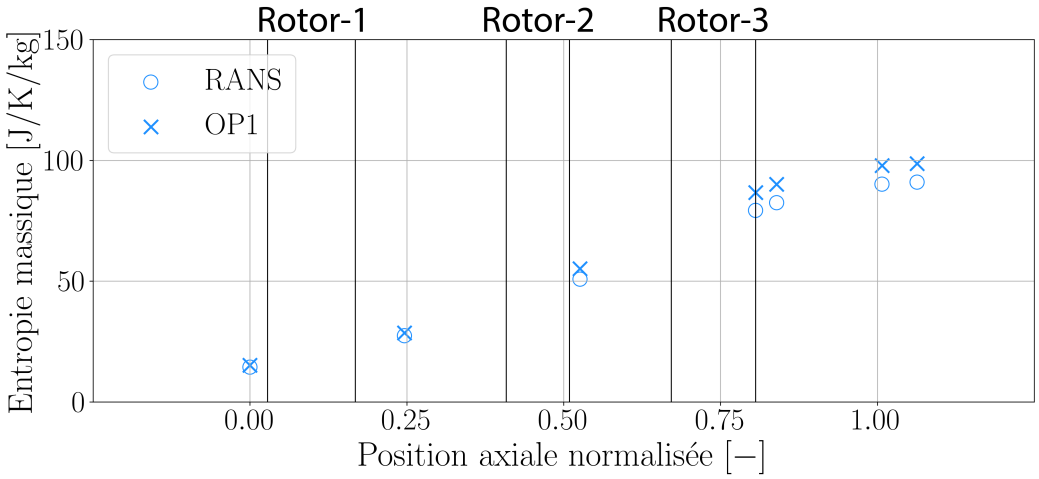
Comparaison de l'évolution axiale de l'entropie massique

La figure 4.8 présente l'évolution axiale de l'entropie massique pour les trois points d'opération pour les simulations RANS et les simulations URANS. Le bord d'attaque et le bord de fuite de chaque rotor sont symbolisés par une ligne verticale noire. Une moyenne surfacique de l'entropie massique instantanée pondérée par le débit masse est effectuée à différents plans axiaux. Dans le cas des simulations URANS, ces plans sont aussi enregistrés pendant les 4 dernières rotations. Une moyenne arithmétique en temps est calculée ensuite. Les résultats issus des simulations URANS sont symbolisés par des croix sur la figure 4.8. Les résultats issus des simulations RANS sont figurés par des ronds vides.

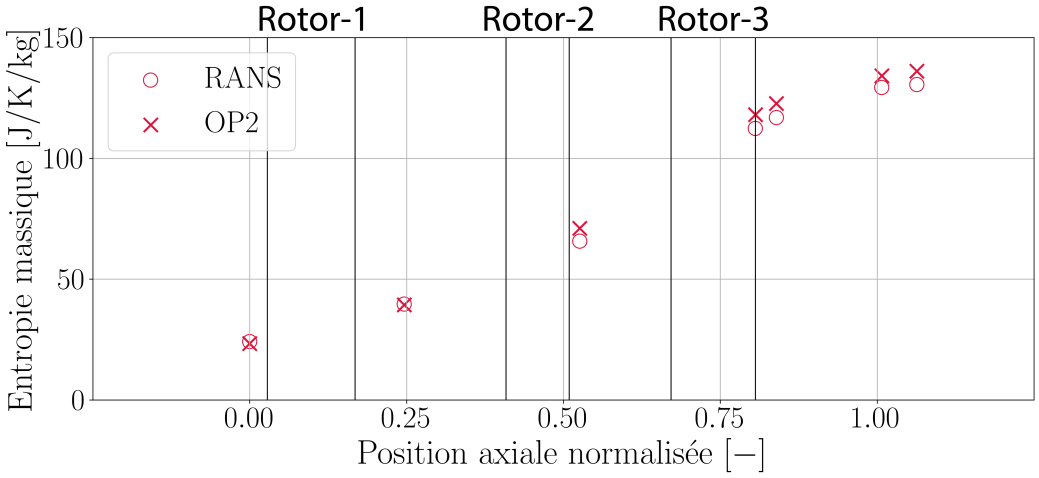
Pour les trois points d'opération, la tendance de l'évolution de l'entropie massique à travers le compresseur est cohérente entre les résultats issus des simulations RANS et URANS. Les observations établies à partir de la figure 4.7 sont aussi vérifiées : les simulations URANS présentent des niveaux légèrement plus élevés à partir du bord de fuite du Rotor-2 et les niveaux augmentent avec la réduction du débit masse, de OP0 à OP2.



(a) OP0



(b) OP1



(c) OP2

FIGURE 4.8 – Évolution de l'entropie massique moyennée en temps et par section en fonction de la position axiale

Synthèse

Pour l'écoulement moyen, il a été montré que :

- l'écoulement présente une évolution monotone avec la réduction du débit masse,
- aucun changement drastique de la topologie et des niveaux n'a été observé. L'écoulement moyen issu des simulations URANS est cohérent avec l'écoulement issu des simulations RANS
- les pertes par interaction et mélange sont sous-estimées en RANS. Cette observation est cohérente avec le fait que le taux de pression totale-à-totale et le rendement isentropique soient sur-estimés (voir sous-section 4.1.3).

4.1.5 Performances instantanées

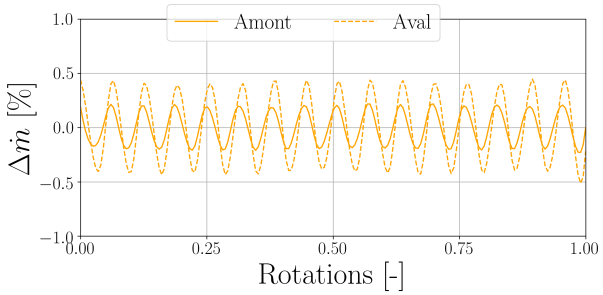
Les performances instantanées des simulations URANS sont enregistrées pour les plans amont et aval au cours d'une rotation (voir figure 2.8). Pour obtenir une valeur moyenne de la pression totale à ces plans, une moyenne pondérée par le débit masse est effectuée (voir sous-section 2.4.4). Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 présentent les évolutions respectives des performances au cours de la dernière rotation simulée pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. Il est utile de rappeler que les phénomènes non-synchrones observés expérimentalement possèdent une fréquence supérieure à 1 EO, et se répètent donc plus d'une fois par rotation (voir section 3.4). Chaque figure est constituée de trois sous-figures :

- $\Delta\dot{m}$ les fluctuations du débit masse mesuré dans le plan amont et aval par rapport à la valeur moyenne calculée sur la dernière rotation. Ces fluctuations sont exprimées en pourcentage de la valeur moyenne obtenue (voir figures 4.9a, 4.10a et 4.11a)
- $p - \overline{p}$ les fluctuations de pression totale mesurée dans les plans amont et aval par rapport à la valeur moyenne calculée sur la dernière rotation (voir figures 4.9b, 4.10b et 4.11b)
- visualisation des bornes minimale et maximale du point d'opération dans le champ compresseur avec les performances expérimentales ainsi que la performance moyennée sur la dernière rotation. Les bornes sont tracées sous forme de barre d'erreur (voir figures 4.9c, 4.10c et 4.11c).

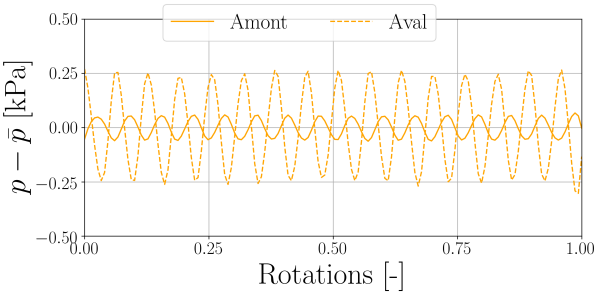
Pour le taux de pression totale-à-totale, les bornes minimale et maximale sont définies suivant les équations 4.3 et 4.4 pour prendre en compte le déphasage en temps entre l'entrée et la sortie du compresseur. Les bornes du débit masse sont prises dans le plan pour lequel les fluctuations sont les plus grandes. Pour le point d'opération OP2, les fluctuations de débit masse sont les plus grandes dans le plan amont (voir figures 4.10a, 4.11a). Tandis que pour OP0 et OP1, le plan aval est celui qui présente les plus grandes fluctuations (voir figure 4.9a).

$$\pi_{t-t,\,\mathrm{min}} = \frac{\mathrm{P_{t,\,aval,\,min}}}{\mathrm{P_{t,\,amont,\,max}}} \tag{4.3}$$

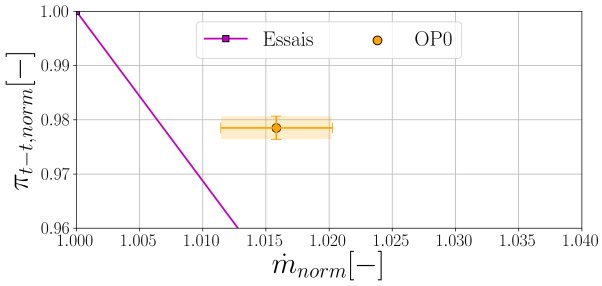
$$\pi_{t-t,\,\mathrm{max}} = \frac{\mathrm{P_{t,\,aval,\,max}}}{\mathrm{P_{t,\,amont,\,min}}} \tag{4.4}$$



(a) Fluctuations du débit masse

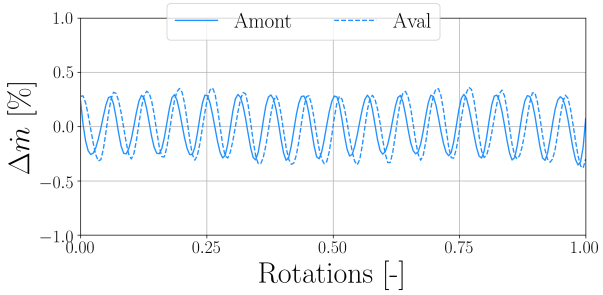


(b) Fluctuations de la pression totale

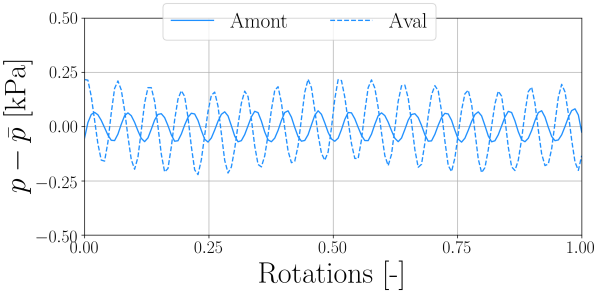


(c) Taux de pression totale-à-totale en fonction du débit masse normalisé mesuré dans le plan aval

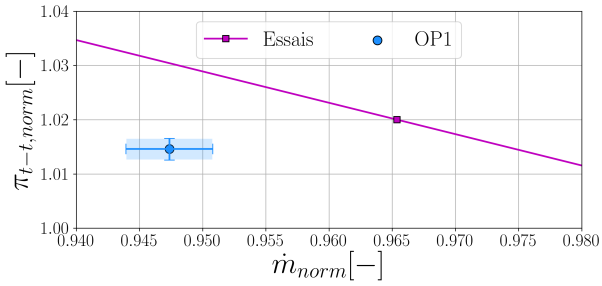
FIGURE 4.9 – Évolution des performances instantanées au point d'opération OP0 au cours d'une rotation



(a) Fluctuations du débit masse

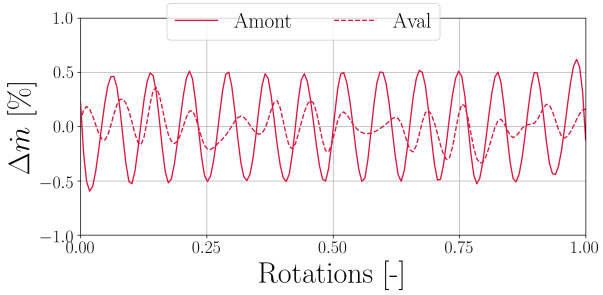


(b) Fluctuations de la pression totale

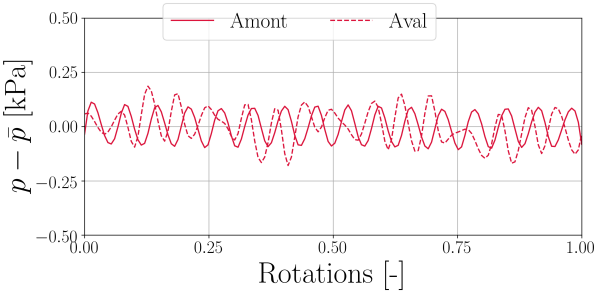


(c) Taux de pression totale-à-totale en fonction du débit masse normalisé mesuré dans le plan amont

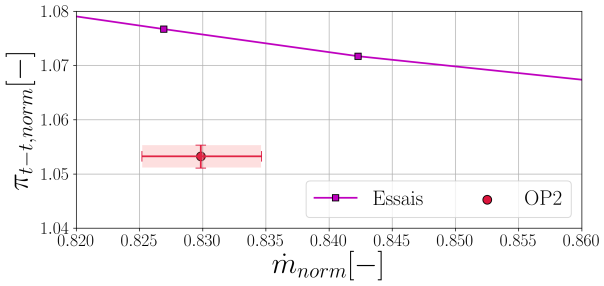
FIGURE 4.10 – Évolution des performances instantanées au point d'opération OP1 au cours d'une rotation



(a) Fluctuations du débit masse



(b) Fluctuations de la pression totale



(c) Taux de pression totale-à-totale $\Delta\pi_{t-t}$ en fonction du débit masse normalisé mesuré dans le plan amont

FIGURE 4.11 – Évolution des performances instantanées au point d'opération OP2 au cours d'une rotation

Analyse des fluctuations du débit masse dans les plans amont et aval

Pour les trois points d'opération, des fluctuations rapides sur une rotation présentant un harmonique dominant sont observées dans les signaux de débit masse en amont et en aval (voir figures 4.9a, 4.10a et 4.11a). Pour OP0 et OP1, 15 à 16 pics sont observés au cours d'une rotation, proche de la BPF du Rotor-1. Au point d'opération OP2, 13 pics sont visibles dans les fluctuations du plan amont. Celles dans le plan aval présentent de nombreux harmoniques, celui à 13 pics étant encore bien visible.

Une augmentation de l'amplitude de ces fluctuations dans le plan amont avec le vannage est visible, alors que celle dans le plan aval diminue de OP0 à OP2. Pour les trois points d'opération, l'amplitude de ces fluctuations reste inférieure à 1% de la valeur moyenne.

À OP0, l'amont et l'aval sont légèrement déphasés. Ce déphasage est plus marqué pour les points d'opération OP1 et OP2.

Analyse des fluctuations de pression totale dans les plans amont et aval

Dans le plan amont, le comportement temporel des fluctuations de pression totale observé dans les figures 4.9b, 4.10b et 4.11b est proche de celui des fluctuations du débit masse dans le même plan. Un harmonique dominant à 16 pics est visible (BPF du Rotor-1), même au point d'opération OP2. L'amplitude des fluctuations est assez faible et une légère augmentation avec le vannage est discernée. Des fluctuations de pression totale sont observées dans ce plan à cause de sa position axiale qui est suffisamment proche du Rotor-1 (voir sous-section 2.2.2). Ces fluctuations sont en opposition de phase avec les fluctuations du débit masse dans le plan amont pour tous les points d'opération.

Dans le plan aval, au point d'opération OP0, un harmonique dominant (15 pics) avec un déphasage par rapport au plan amont est observé. Le comportement au point d'opération OP1 est proche de celui à OP0. Cependant, un second harmonique est perçu avec deux maxima par rotation. À OP2, la présence de nombreux harmoniques est visible, avec un harmonique dominant à 16 pics. De nombreux harmoniques étaient aussi observés dans les fluctuations de débit masse dans le plan aval (voir figure 4.11a). L'amplitude de ces fluctuations diminue avec le vannage de OP0 à OP2 et l'amplitude relevée dans le plan aval est plus forte que celle du plan amont. Le déphasage observé entre ces deux plans évolue avec le vannage.

Analyse des fluctuations de débit masse et de pression totale dans le champ compresseur

Les figures 4.9c, 4.10c et 4.11c reprennent la courbe caractéristique du compresseur issue des données expérimentales (voir figure 3.1) et le point d'opération moyen respectif prédit par la simulation URANS (voir figure 4.4). Cette représentation permet de visualiser une zone (zone rectangulaire transparente) dans laquelle le point d'opération évolue.

Synthèse

Les simulations URANS sont stables pour les trois points d'opération, orbitant autour d'une position moyenne dans le champ compresseur. Les harmoniques perçus dans les fluctuations sont compris entre 13 et 16 EO (BPF Rotor-1) avec des amplitudes de ±0.5% du débit masse moyen au point le plus vanné. Les amplitudes des fluctuations sont assez faibles pour considérer que le fonctionnement du compresseur n'évolue pas drastiquement lors d'un cycle d'hystérésis. Ainsi, le compresseur ne présente pas par exemple de fonctionnement en pompage profond. Les instationnarités qui se déclenchent dans les simulations URANS induisent des fluctuations du débit masse et du taux de pression totale-à-totale, avec un déphasage entre eux. Il est important de rappeler que dans ces simulations instationnaires, le débit masse et le taux de pression ne sont pas imposés.

Les simulations URANS semblent prometteuses. Elles ne présentent pas de divergence, ni de comportement chaotique. Le comportement observé numériquement est cohérent à l'échelle de la machine.

4.2 Analyse de l'évolution de l'écoulement moyen au cours du vannage

4.2.1 Évolution des structures moyennes à travers des coupes axiales

L'écoulement moyen est visualisé aux points d'opération OP0, OP1 et OP2 sur six plans axiaux décrits par la figure 4.12. Les traits verticaux rouges discontinus les représentent sur une vue méridienne du compresseur. Ils sont respectivement positionnés proche du bord de fuite des pales de chaque rotor et de chaque stator. Ces plans sont indicés par 'r' pour un rotor et par 's' pour un stator. Le numéro qui suit correspond au numéro de l'étage. Par exemple, le plan en aval du Stator-2 se nomme P_{s2}.

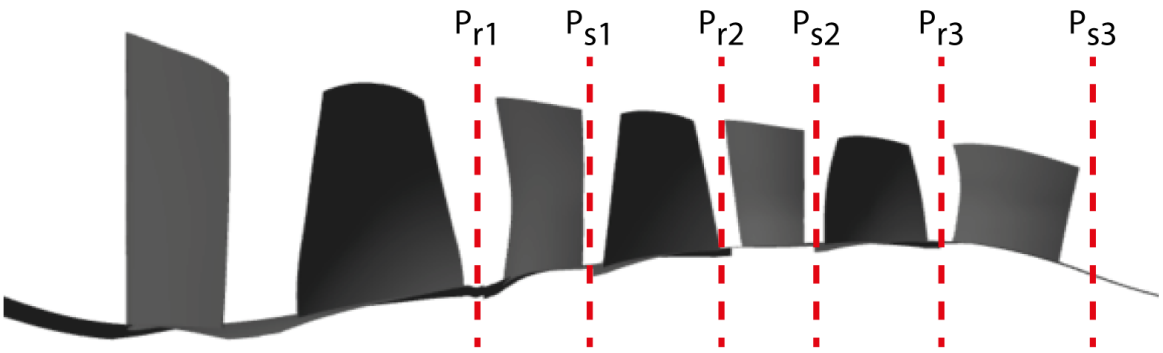


FIGURE 4.12 – Vue méridienne du compresseur et représentation des plans axiaux (traits verticaux rouges discontinus)

Les figures 4.13, 4.15, 4.17, 4.19, 4.21 et 4.23 représentent respectivement dans les plans P_{r1}, P_{s1}, P_{r2}, P_{s2}, P_{r3} et P_{s3} des cartes d'entropie massique moyenne pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. Pour obtenir ces figures, une moyenne temporelle est calculée dans le repère relatif à la roue

considérée sur les 4 dernières rotations de la simulation URANS. Une ligne rouge horizontale est tracée pour identifier la hauteur de veine correspondant à 80%. Une TFD spatiale est appliquée à la distribution azimutale d'entropie massique à cette hauteur de veine pour déterminer les modes spatiaux présents. Les figures 4.14, 4.16, 4.18, 4.20, 4.22 et 4.24 tracent les spectres spatiaux ainsi obtenus.

Plan P_{r1}

La figure 4.13 montre que les sillages générés par le Rotor-1 sont visibles pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. Le nombre de sillages correspond au nombre de pales du Rotor-1, soit 16. Il est à noter qu'une zone de forte entropie massique est observée dans la partie supérieure de la veine. Cette zone s'épaissit avec le vannage.

Aux points d'opération OP0 et OP1, les spectres spatiaux révèlent bien la présence du mode $|m| = 16$, correspondant aux sillages des 16 pales du Rotor-1 (voir figure 4.14). L'amplitude de ce mode relevée à 80% de hauteur de veine reste relativement faible et diminue avec le vannage pour être inexistant à OP2 (voir figure 4.14). Cette diminution d'amplitude est induite par l'épaississement de la zone de forte entropie massique au carter, qui lisse toutes les fluctuations en azimut à 80% de hauteur de veine.

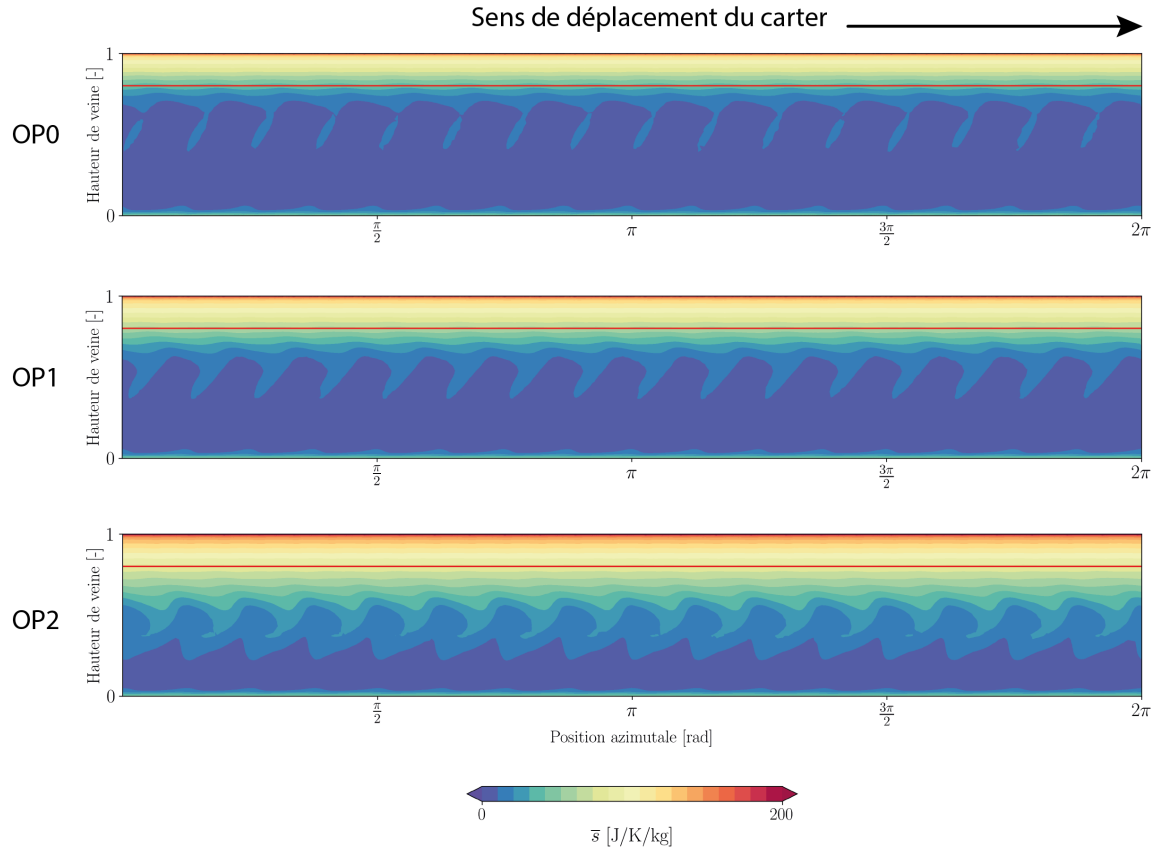


FIGURE 4.13 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{r1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale

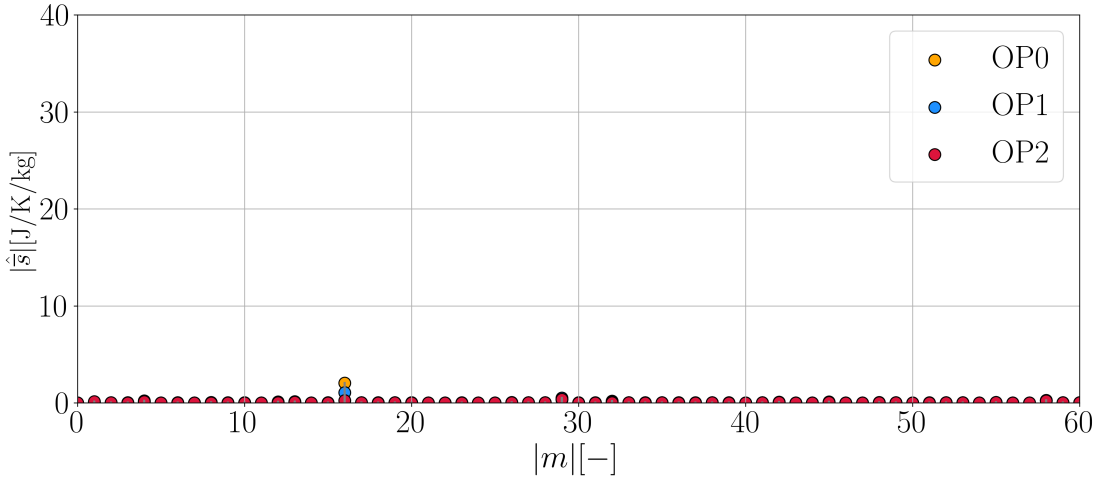


FIGURE 4.14 – Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{r1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.13)

Plan P_{s1}

Pour le plan P_{s1} (voir figure 4.15), les sillages induits par le Stator-1 sont observés à chaque point d'opération. La topologie de l'écoulement dans la partie supérieure de la veine varie faiblement entre OP0 et OP1. À OP2, une zone proche du carter possédant une forte entropie massique est présente. Une bulle de forte entropie massique proche du moyeu à l'extrados de chaque pale est visible pour les trois points d'opération. Une diminution de sa taille est observée avec le vannage.

La figure 4.16 confirme bien la dominance du mode $|m| = 29$ issu du nombre de pales du Stator-1 pour tous les points d'opération. L'amplitude de ce mode diminue avec le vannage du fait de l'accroissement de la zone proche du carter. Son second harmonique est observé à $2|m| = 58$. Le mode généré par les pales du Rotor-1 est aussi visible à $|m| = 16$. Il est aussi observé un mode à $|m| = 29-16 = 13$ provenant de l'interaction entre le Rotor-1 et le Stator-1 (voir sous-section 1.2.2).

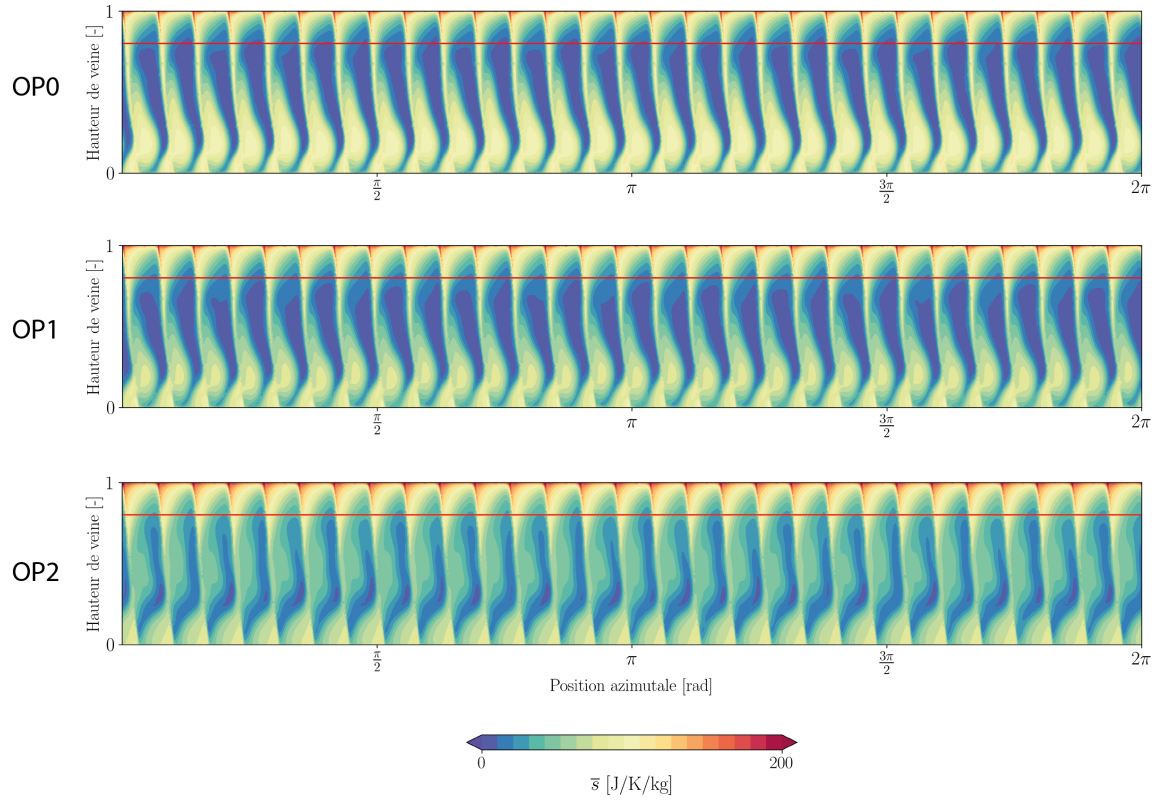


FIGURE 4.15 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{s1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale

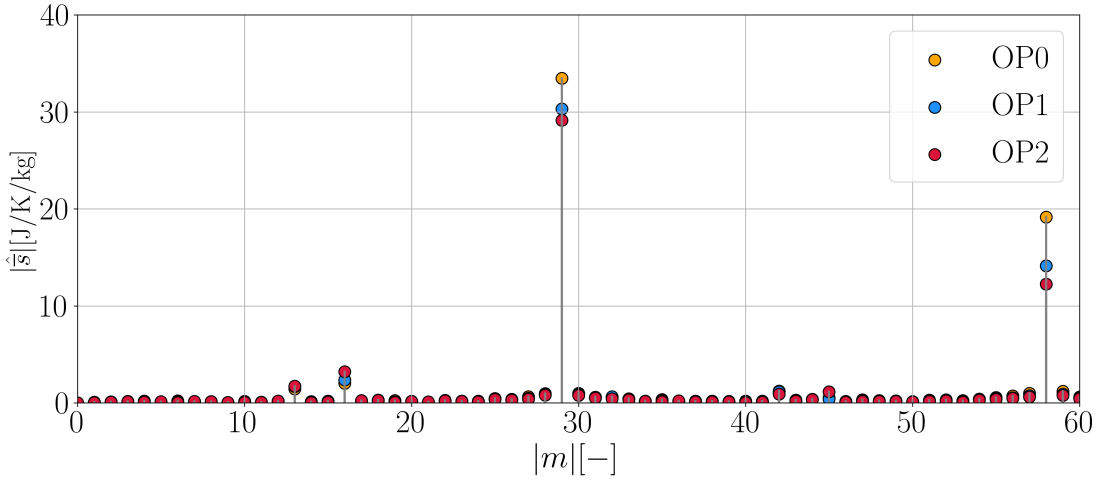


FIGURE 4.16 – Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{s1} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.15)

Plan P_{r2}

La figure 4.17 montre bien la présence de 23 sillages induits par les pales du Rotor-2 dans le plan P_{r2} pour tous les points d'opération. Il est possible d'observer l'épaississement de l'écoulement de jeu en tête de pale avec le vannage. L'écoulement principal est peu impacté par cet écou-

lement de jeu pour les points d'opération OP0 et OP1. Contrairement à ces points, une zone de forte entropie massique provenant de l'extrados des pales est présente dans la partie supérieure de chaque canal à OP2. Cette zone impacte l'écoulement principal en réduisant la section de passage.

Pour tous les points d'opération, les spectres spatiaux présentés dans la figure 4.18 confirment bien la dominance d'un mode correspondant au nombre de pales du Rotor-2, soit $|m| = 23$. L'amplitude de ce mode augmente entre les points OP0 et OP1. À OP2, cette amplitude diminue avec l'accroissement de la zone de forte entropie massique située sur l'extrados des pales. Son second harmonique $|m| = 46$ est clairement visible dans le spectre. Le mode $|m| = 16$ est aussi observé pour les trois points d'opération. L'amplitude associée à ce mode est comparable à celle relevée dans le plan P_{r1} (voir figure 4.14). Le mode à $|m| = 29$ associé au Stator-1 est insignifiant.

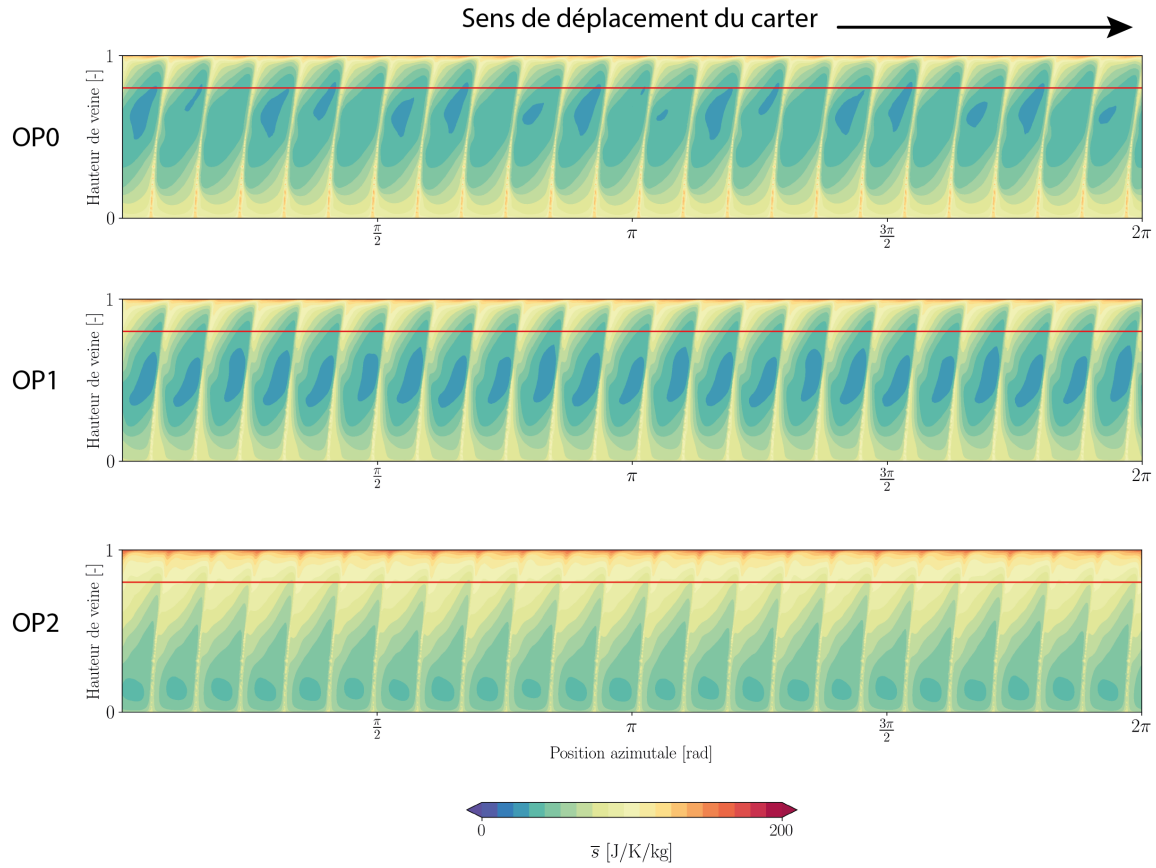


FIGURE 4.17 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{r2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale

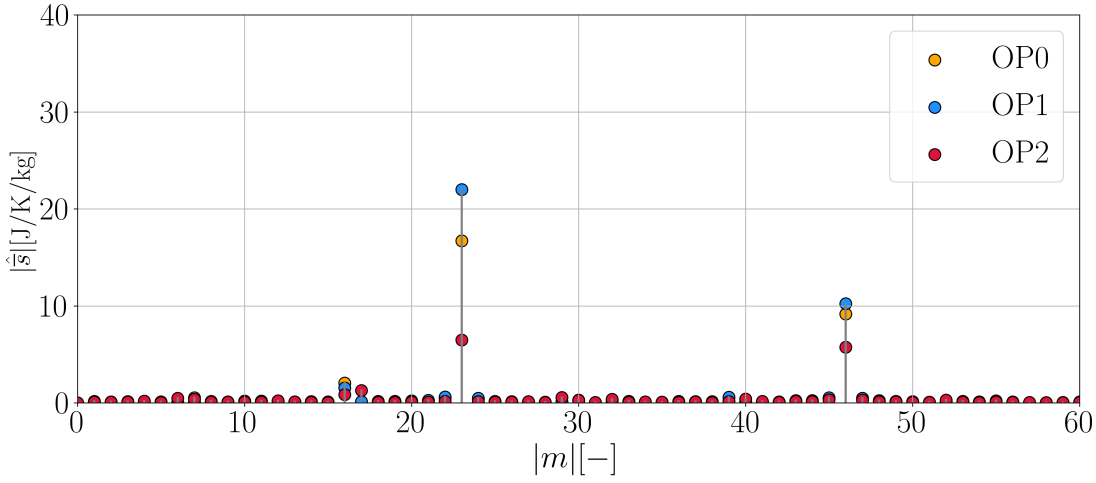


FIGURE 4.18 – Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{r2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.17)

Plan P_{s2}

Les 43 sillages issus des pales du Stator-2 ($N_b = 43$) sont discernables à chaque point d'opération sur la figure 4.19. À OP0, la topologie de ces sillages est similaire le long de la hauteur de veine. Tandis que pour les points OP1 et OP2, un épaississement du sillage est observé en dessous de 80% de hauteur de veine. Il existe peu de différences d'un canal à l'autre au point OP2, contrairement à OP0 et OP1.

Les spectres spatiaux de la figure 4.20 révèlent bien la présence du mode issu des sillages du Stator-2 à $|m| = 43$. Pour les points d'opération OP0 et OP1, le mode qui domine pour cette hauteur de veine est celui issu des sillages du Stator-1 avec $|m| = 29$. Il n'est plus visible dans le spectre à OP2. Les spectres spatiaux des points OP0 et OP1 témoignent de plus de la présence d'interactions rotor-stator (voir sous-section 1.2.2) qui sont explicitées dans le tableau 4.2.

Mode spatial	Origine	Expression de $\|m\|$ (voir équation 1.6)
$\|m\| = 13$	Rotor-1/Stator-1	$\|16 - 29\| = 13$
$\|m\| = 14$	Stator-1/Stator-2	$\|29 - 43\| = 14$
$\|m\| = 15$	2Stator-1/Stator-2	$\|2 \times 29 - 43\| = 15$

TABLEAU 4.2 – Modes d'interactions rotor-stator au plan P_{s2} explicités selon la théorie de Tyler et Sofrin [TYLER et SOFRIN, 1962]

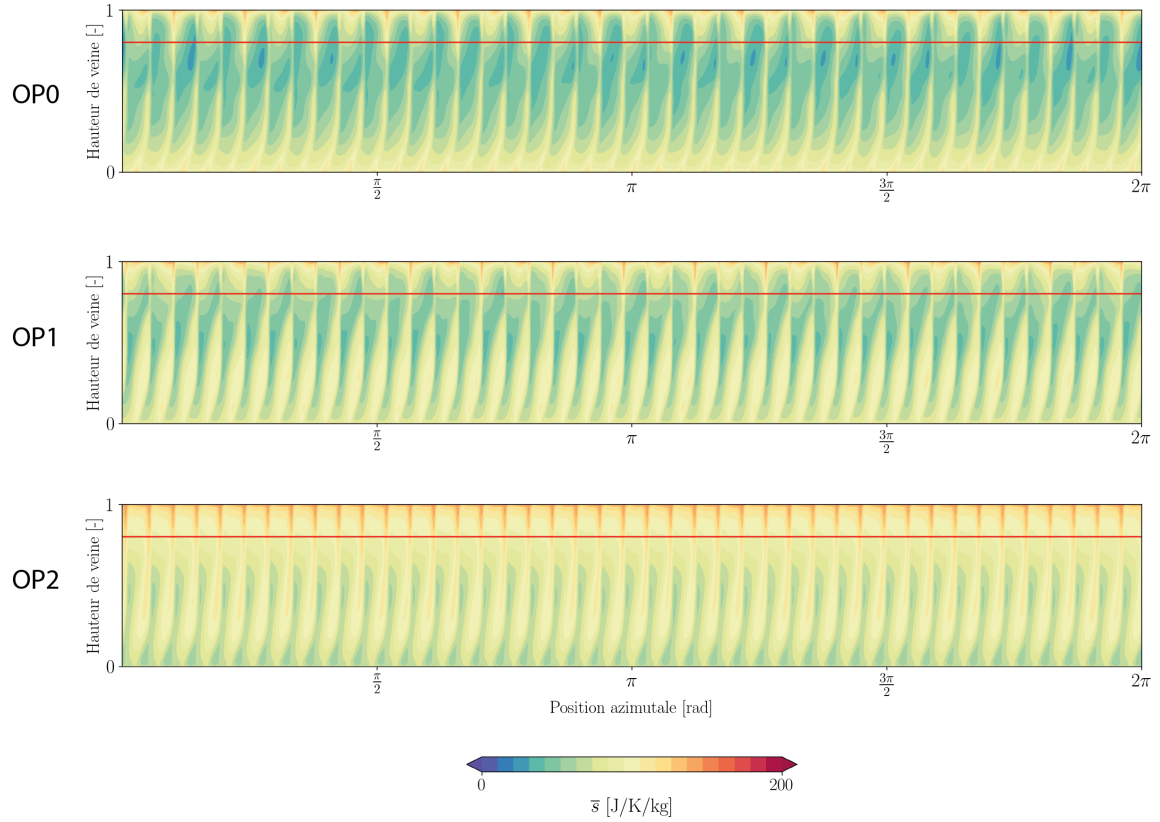


FIGURE 4.19 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{s2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale

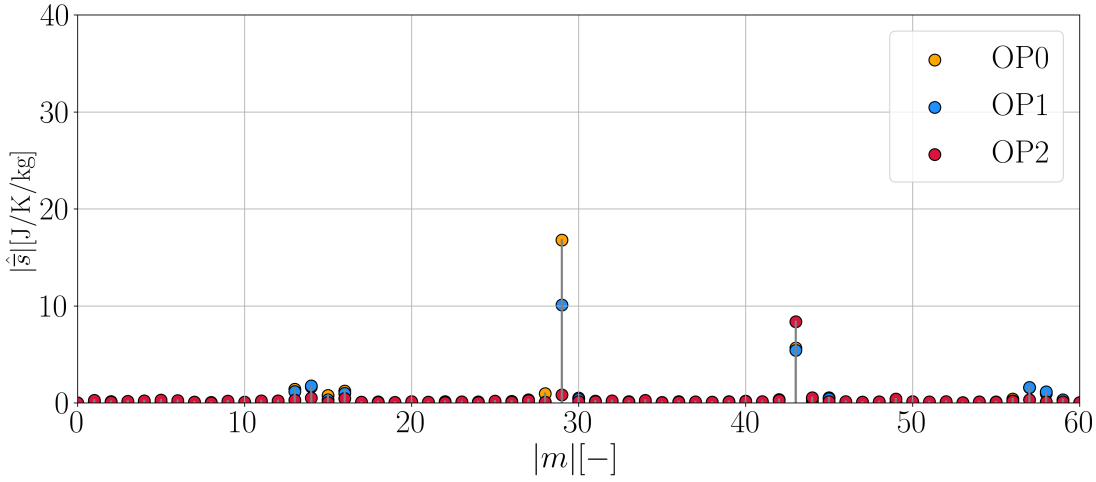


FIGURE 4.20 – Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{s2} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.19)

Plan P_{r3}

Dans la figure 4.21, les 23 sillages induits par les pales du Rotor-3 dans le plan P_{r3} sont visibles pour tous les points d'opération. Un épaississement de ces sillages est observé avec la réduction du débit masse entre les points OP0 et OP1. Cet épaississement est aussi observé à OP2, cependant

une zone de forte entropie massique située sur l'extrados fusionne avec l'écoulement de jeu.

Les spectres spatiaux présentés dans la figure 4.22 révèlent bien la présence du mode $|m| = 23$ et son second harmonique à $|m| = 46$, correspondant aux sillages des pales du Rotor-3. Il est observé dans la figure 4.22 que l'amplitude de ce mode augmente entre OP0 et OP1. À OP2, une diminution de l'amplitude est mesurée, le niveau moyen est plus élevé mais les fluctuations sont d'amplitude plus faible. Le mode $|m| = 16$ est également présent à OP0, d'après la figure 4.22. Son amplitude est du même ordre de grandeur que celle calculée dans le plan P_{r1} (voir figure 4.14).

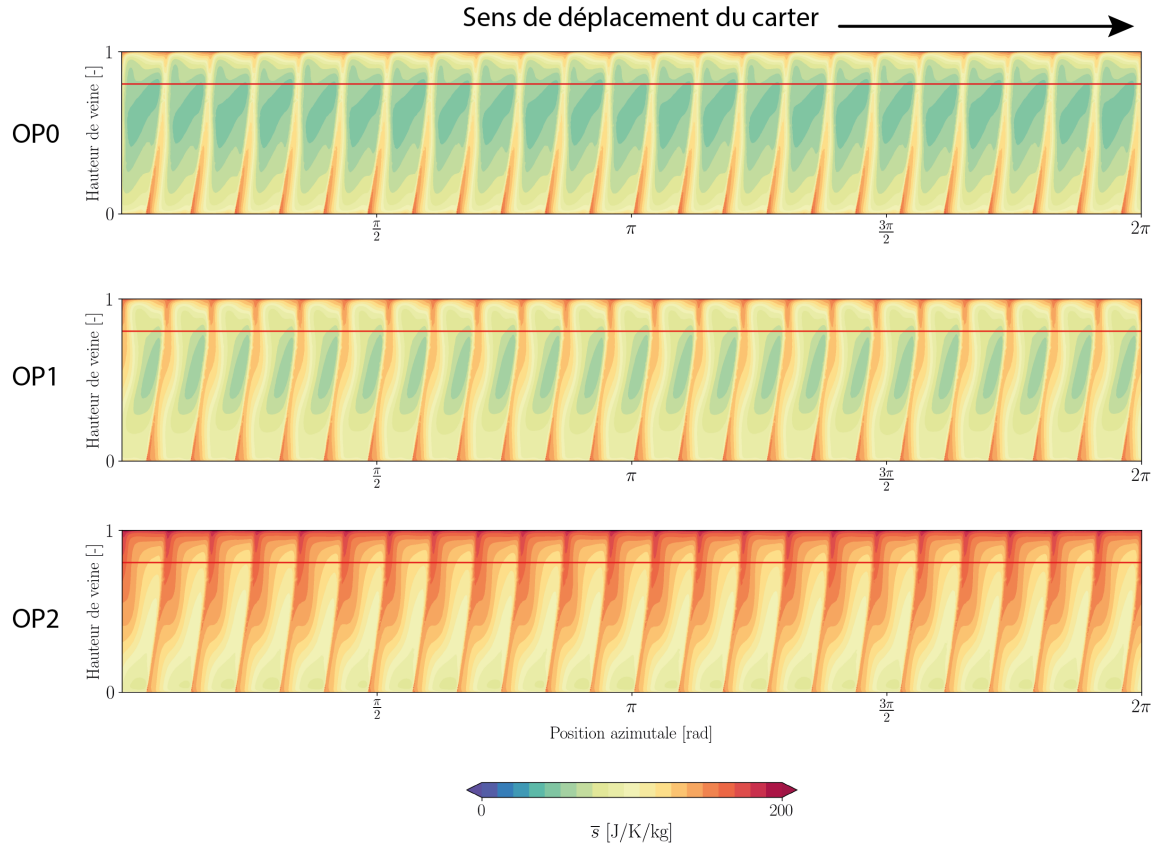


FIGURE 4.21 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{r3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale

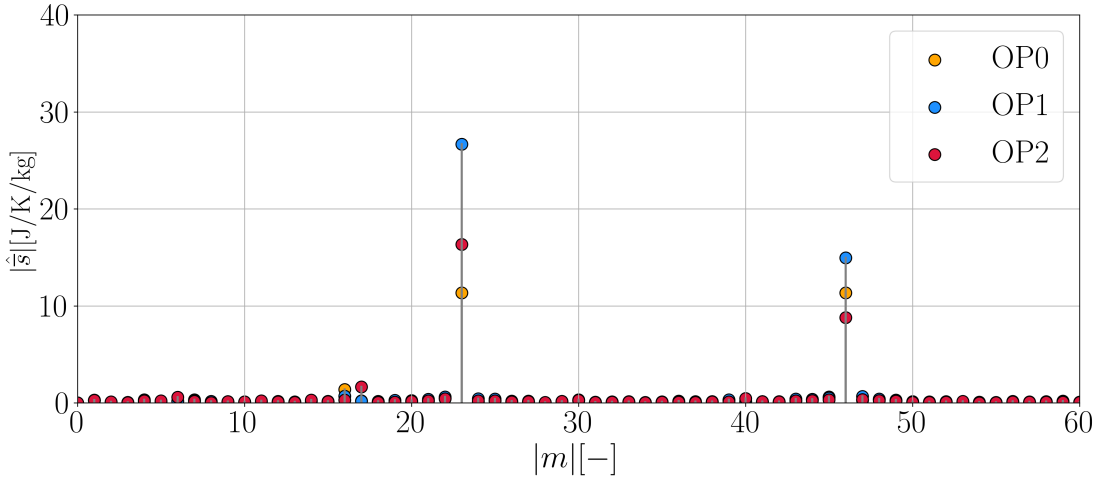


FIGURE 4.22 – Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{r3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.21)

Plan P_{s3}

Pour les trois points d'opération, les sillages induits par les 41 pales du Stator-3 sont visibles dans la figure 4.23. Pour les points d'opération OP1 et OP2, aucune différence majeure est observée entre chaque canal. À l'inverse, la topologie de l'écoulement en milieu de veine change légèrement entre deux canaux adjacents au point d'opération OP0.

Pour les trois points d'opération, les spectres spatiaux montrent évidement la présence du mode $|m| = 41$, correspondant au nombre de pales du Stator-3. De plus, les modes issus du Stator-1 ($|m| = 29$) et du Stator-2 ($|m| = 43$) sont toujours visibles dans ce plan pour le point OP0 ce qui explique la différence de topologie d'écoulement d'un canal à l'autre (voir figure 4.23). Les modes d'interactions rotor-stator identifiés dans le plan P_{s2} (voir tableau 4.2) sont encore légèrement visible dans ce plan.

Synthèse

En conclusion, à l'aval des rotors, il n'est pas observé d'organisation azimutale de l'écoulement autre que celle imposée par les pales des rotors situés en amont des plans analysés. En particulier, le clocking du Rotor-1 (N_b=16) par rapport aux Rotor-2 et Rotor-3 (N_b=23) ne crée pas de modulation significative à 7 lobes. À l'aval des stators, les seules organisations azimutales observées correspondent à celles imposées par les pales situées en amont des plans analysés.

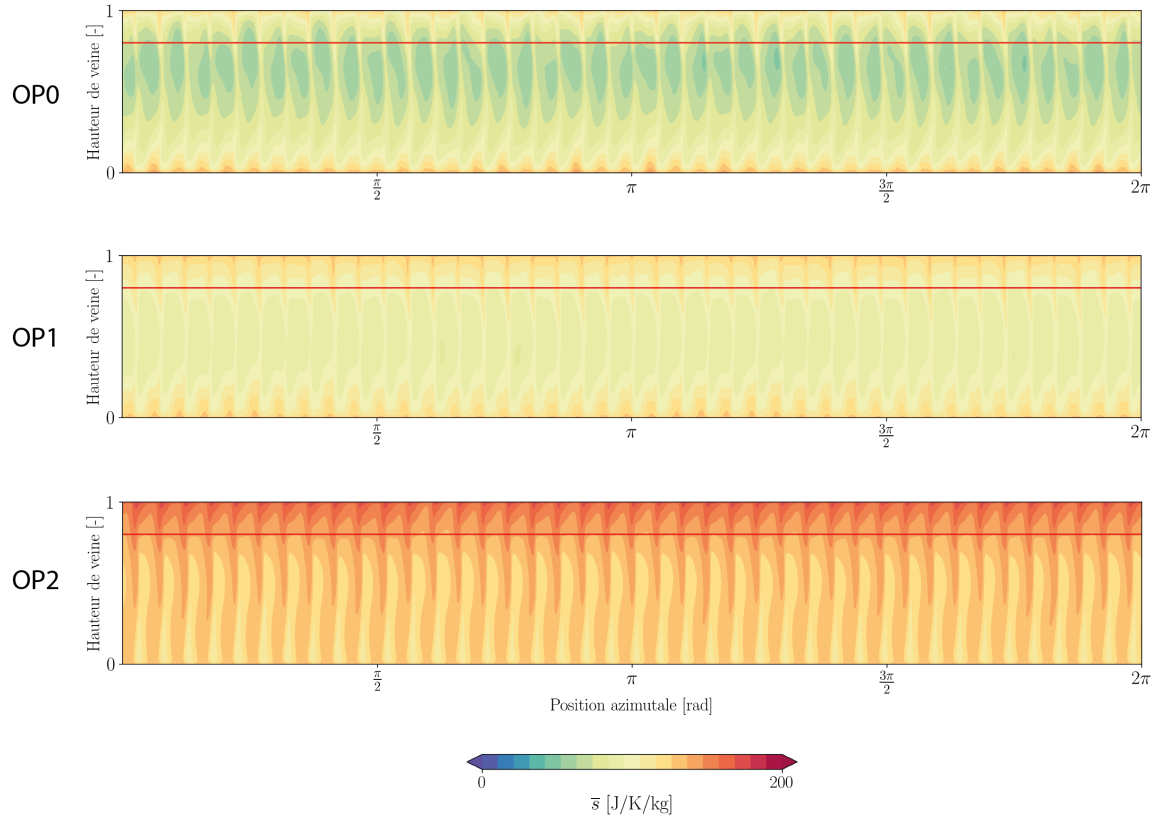


FIGURE 4.23 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe axiale située au plan P_{s3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine égale à 80% est identifiée par une ligne rouge horizontale

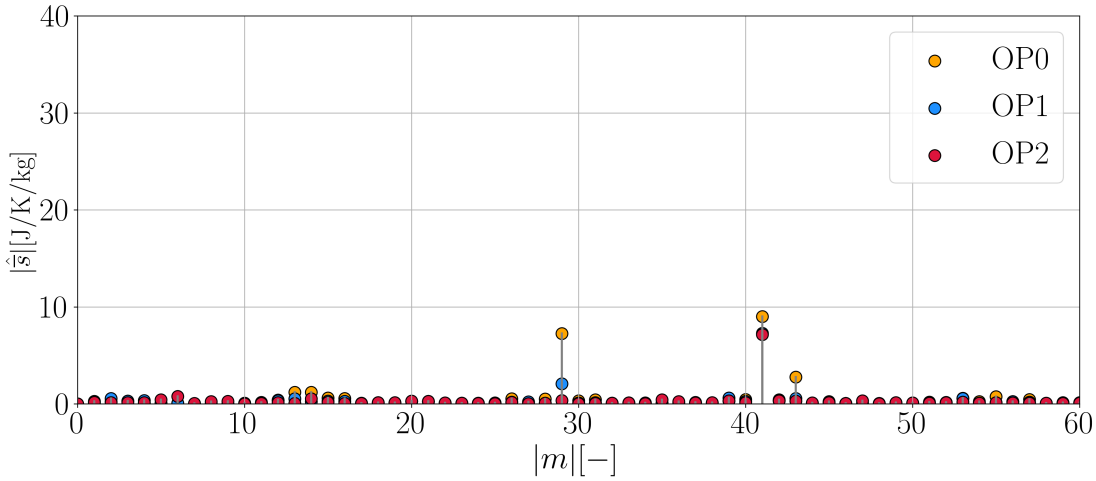


FIGURE 4.24 – Spectres des modes spatiaux réalisés à 80% de hauteur de veine de l'entropie massique moyenne dans le plan P_{s3} pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2 (voir figure 4.23)

4.2.2 Évolution des structures moyennes sur une coupe aubes-à-aubes

Les figures 4.25, 4.26 et 4.27 représentent respectivement des cartes d'entropie massique moyenne aux points d'opération OP0, OP1 et OP2 extraites sur une coupe à 80% de hauteur de veine. Pour obtenir ces cartographies, la moyenne temporelle dans le repère relatif à chaque roue des 4

dernières rotations est calculée à partir de la simulation URANS correspondante.

Au point d'opération OP0, la figure 4.25 montre que l'écoulement moyen est constitué essentiellement des couches limites générées par chaque pale. L'écoulement au niveau du Rotor-1 présente une entropie massique élevée comme il a été observé dans le plan P_{r1} (voir figure 4.13). Il est possible de discerner 16 lobes au niveau du bord d'attaque des pales de ce rotor. Il est possible de discerner des différences de topologie d'écoulement entre deux canaux adjacents au niveau des Stator-2 et Stator-3. Ces différences proviennent des interactions stator-stator identifiées dans la sous-section 4.2.1 dans les figures 4.19 et 4.23.

D'après la figure 4.26, la zone de forte entropie au niveau du Rotor-1 s'intensifie avec la réduction du débit masse et les lobes observés à OP0 ne sont plus visibles à OP1. Les structures dominantes présentes dans l'écoulement moyen sont aussi les couches limites issues des pales. Au niveau des Stator-2 et Stator-3, de légères différences de topologie d'écoulement sont visibles et proviennent des interactions stator-stator. Des traces de décollement de couche limite sont observées sur l'extrados du Rotor-3.

À OP2 d'après la figure 4.27, le niveau d'entropie massique augmente significativement par rapport à OP1. Les couches limites sont moins visibles qu'aux points OP0 et OP1. Un décollement de la couche limite à l'extrados est observé sur chaque pale du Rotor-3. Afin de visualiser l'évolution de l'épaisseur de ce décollement d'un canal à l'autre, la figure 4.28 représente l'évolution azimutale sur la largeur d'un canal de l'entropie massique moyenne à 80% de hauteur de veine dans le plan P_{r3}. L'évolution moyenne est tracée en bleu. Il est remarqué que l'évolution de l'entropie massique moyenne est similaire dans chaque canal, en accord avec le spectre spatial de la figure 4.22.

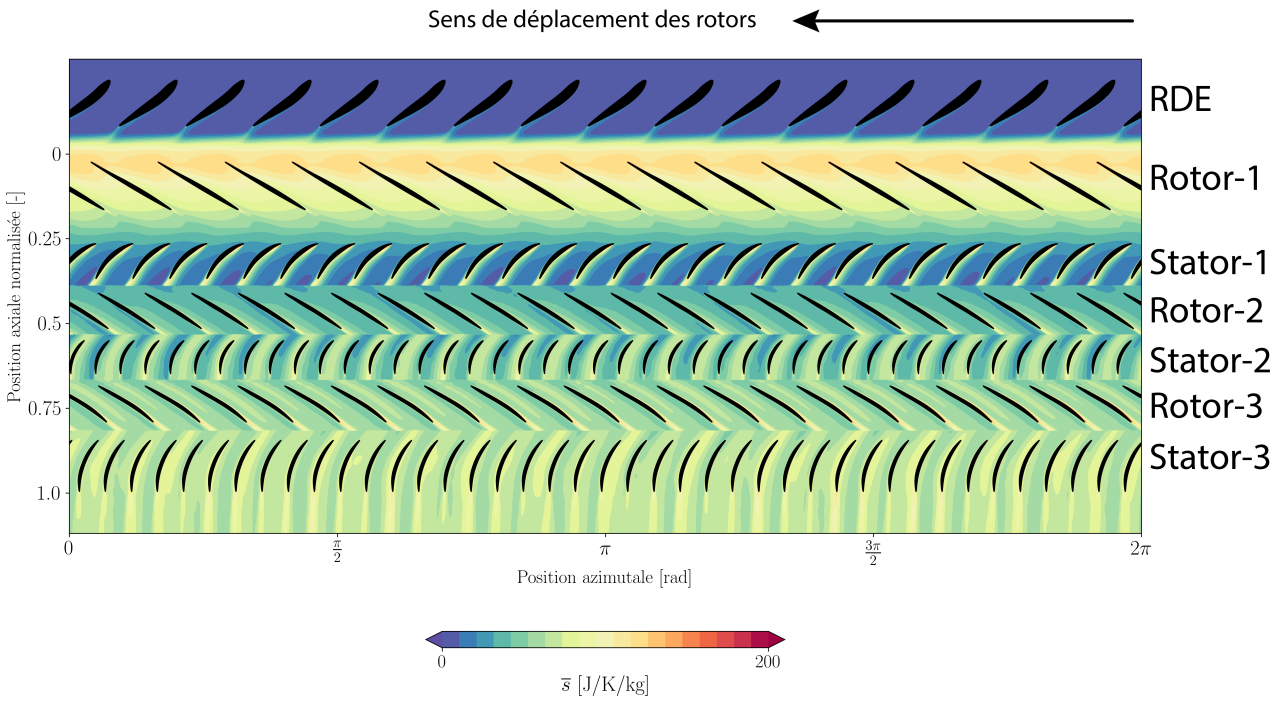


FIGURE 4.25 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP0

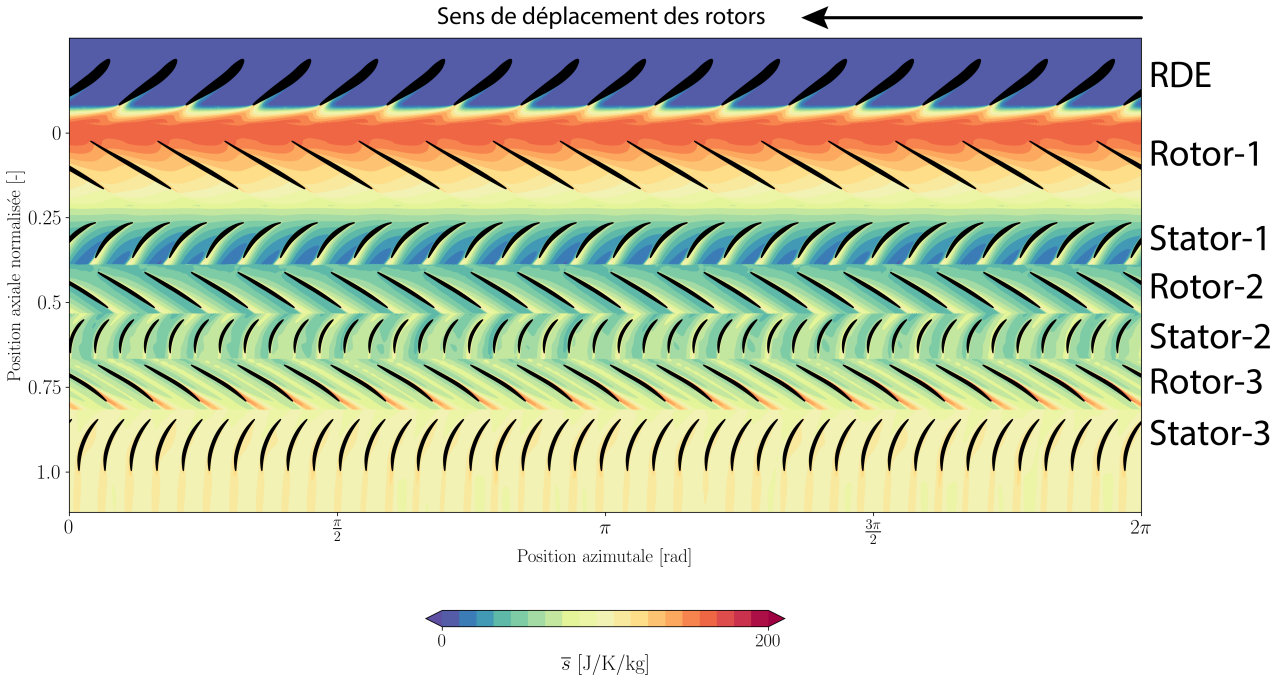


FIGURE 4.26 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP1

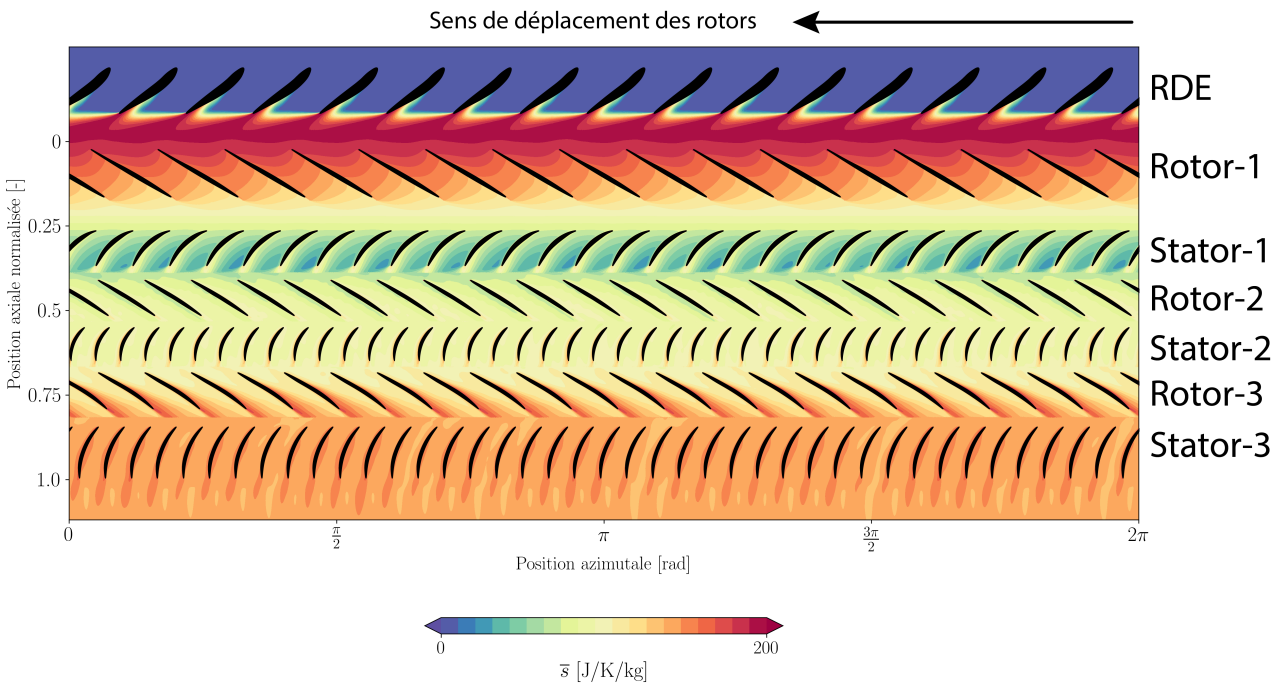


FIGURE 4.27 – Entropie massique moyenne $\overline{s}$ sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP2

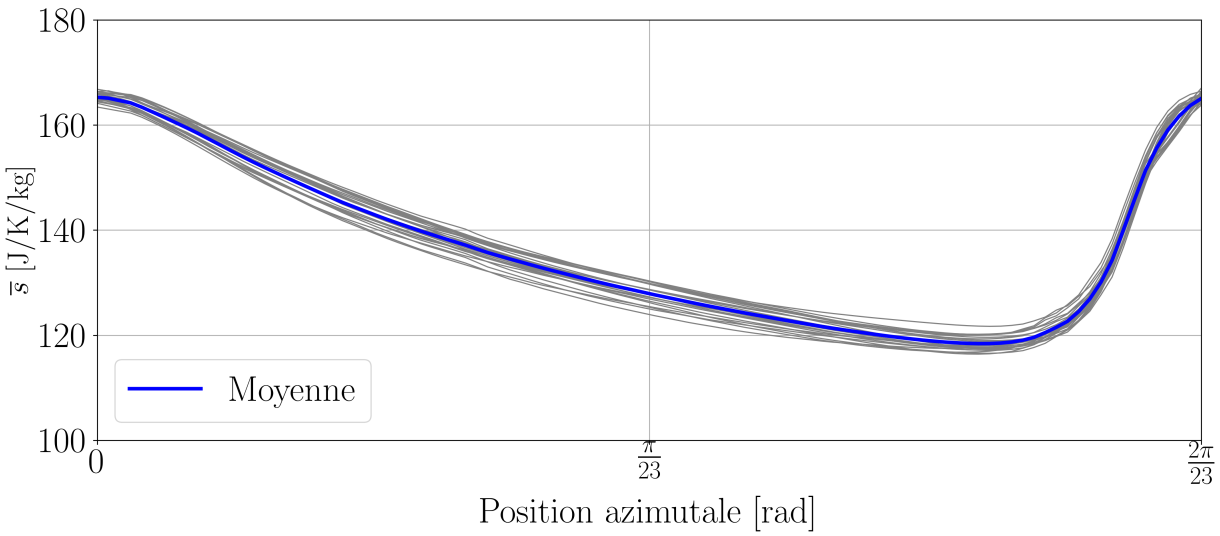


FIGURE 4.28 – Évolution azimutale de l'entropie massique moyenne $\overline{s}$ dans le plan P_{r3} à 80% de hauteur de veine dans chaque canal pour le point d'opération OP2 (voir figure 4.21)

4.2.3 Synthèse intermédiaire

Pour tous les points d'opération, il est remarqué que l'écoulement moyen au niveau du Rotor-1 présente une entropie massique de forte intensité sans organisation azimutale dominante. De plus, aucune organisation avec un faible nombre de lobes (< 10) n'est mise en évidence. Les stators filtrent de manière efficace les sillages des rotors situés en amont, par conséquent il y a très peu d'interaction rotor-rotor. Les sillages des stators sont moins bien filtrés à OP0, mais ils le sont complètement à OP2. Il est important de retenir que l'écoulement moyen présente au point d'opération OP0 des organisations azimutales synchrones issues des interactions stator-stator. À OP2, seules les organisations issues des roues sont observées, sans émergence significative de modes d'interaction.

Il a été aussi montré que l'extrados de chaque pale du Rotor-3 au point d'opération OP2 présente une zone de décollement de couche limite. L'épaisseur de ce décollement n'évolue pas d'un canal à l'autre.

4.3 Analyse de l'évolution de l'écoulement non-synchrone au cours du vannage

4.3.1 Évolution des modes de pression sur une coupe aubes-à-aubes

Afin de mettre en évidence la présence de modes de pression non-synchrones au sein du compresseur, les signaux de pression instationnaire issus des simulations URANS pour les trois points d'opération sont filtrés suivant la méthode détaillée dans la sous-section 2.4.9. La moyenne d'ensemble est calculée à partir du signal des 4 dernières rotations simulées ; puis elle est soustraite au signal initial permettant d'enlever le contenu synchrone à chaque instant. Ce traitement est appliquée sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour les trois points d'opération. Il est montré en Annexe B que cette hauteur de veine est représentative des modes de pression non-synchrones dominants. Les figures 4.29, 4.30 et 4.31 représentent respectivement des cartographies de pression instationnaire non-synchrone à un instant représentatif pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2.

Une activité non-synchrone est présente dans le compresseur pour les trois points d'opération. Il est à noter que l'échelle de chaque figure est adaptée pour la mettre en évidence. Au point d'opération OP0 (voir figure 4.29), il est possible de compter 4 lobes répartis autour de la circonférence entre le Stator-1 et l'aval de la machine. Un mode de pression d'amplitude plus faible est aussi observé au niveau du Rotor-1. Son nombre de lobes est moins net, entre 9 et 10. L'activité non-synchrone observée au point d'opération OP1 (voir figure 4.30) est uniquement comprise entre le Stator-2 et l'aval de la machine. L'amplitude de cette activité est supérieure à celle observée à OP0. Il est possible de discerner 3 lobes au sein du Rotor-3 et du Stator-3. Cependant, à l'aval du Stator-3, le mode dominant semble être constitué de 15 lobes. La figure 4.31 montre l'activité non-synchrone au point d'opération OP2. Le mode dominant est clairement visible entre le Stator-1 et le Stator-3, et il est constitué de 6 lobes.

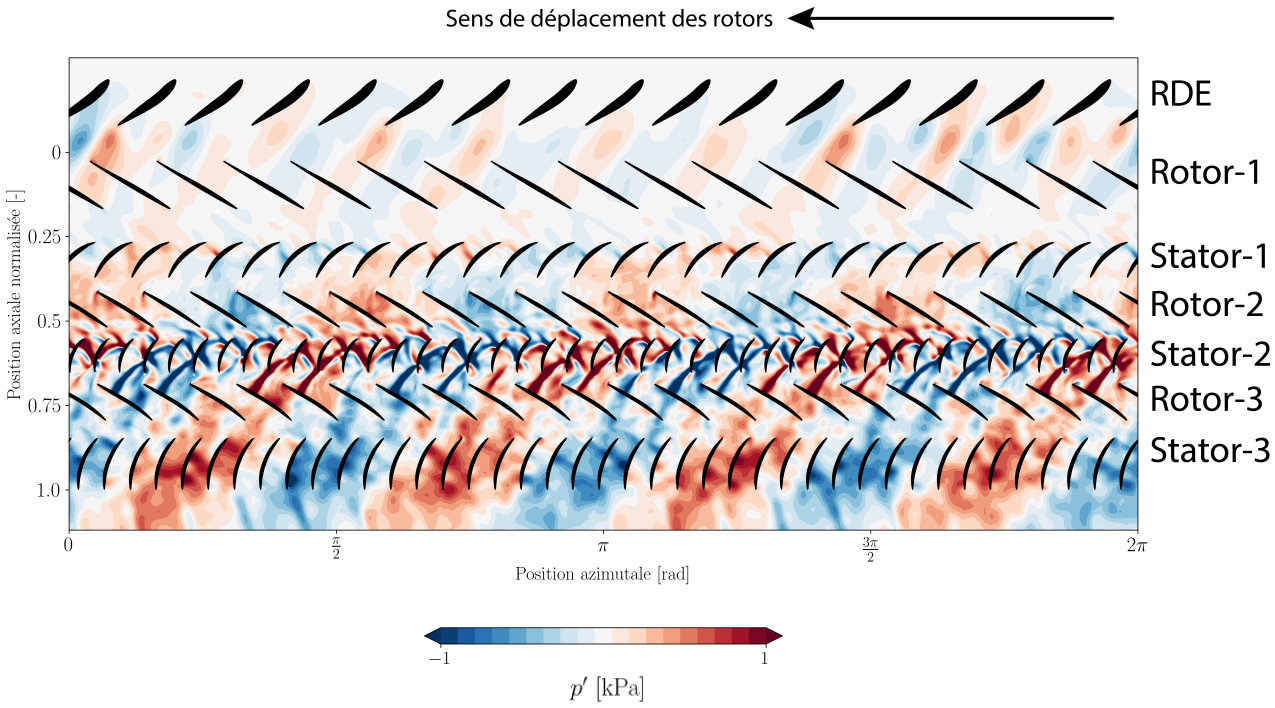


FIGURE 4.29 – Pression instationnaire non-synchrone p' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP0

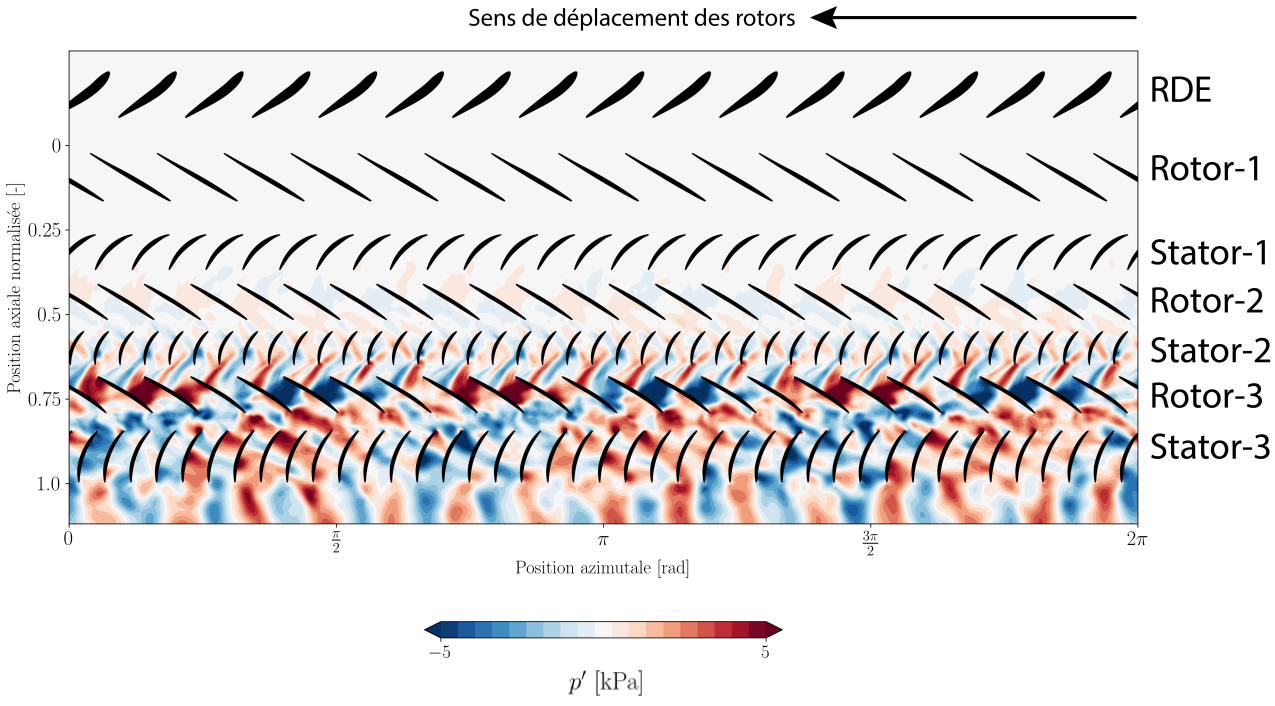


FIGURE 4.30 – Pression instationnaire non-synchrone p' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP1

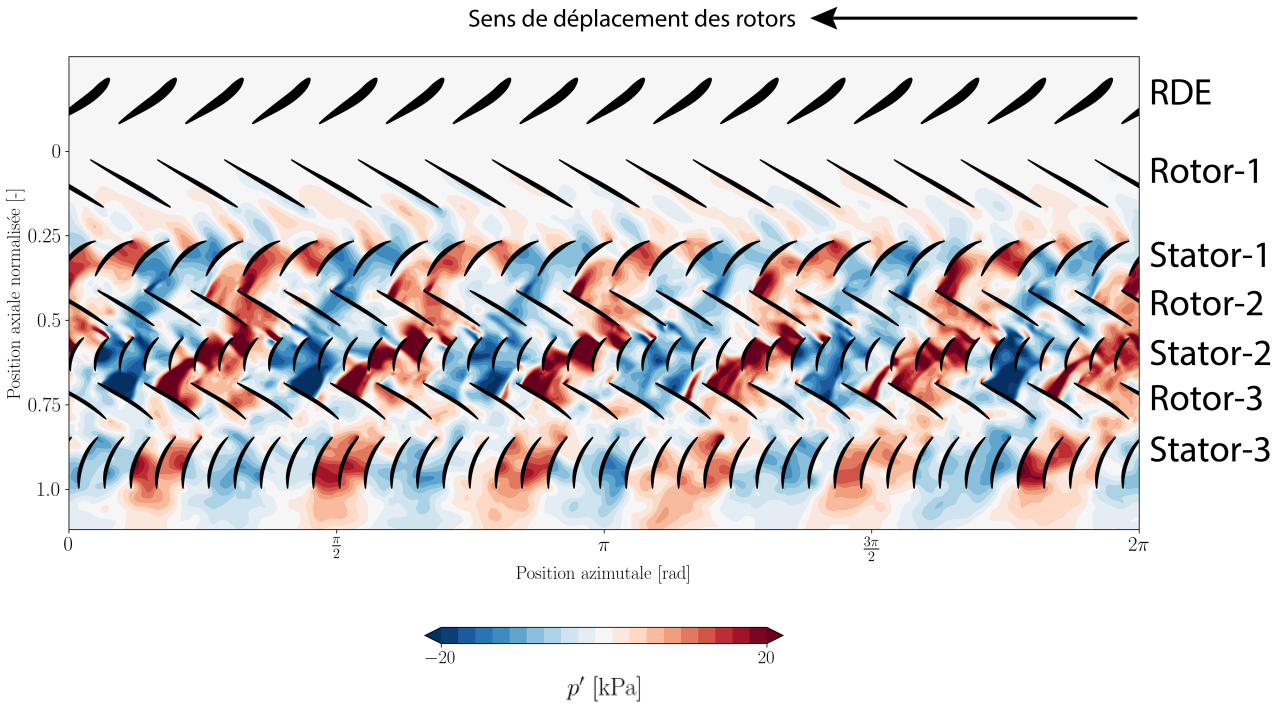


FIGURE 4.31 – Pression instationnaire non-synchrone p' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP2

Analyse modale aux points d'opération

L'évolution axiale des modes azimutaux $|m|$ présents à 99.5% de hauteur de veine est donnée par la figure 4.32 pour les trois points d'opération. Le bord d'attaque et le bord de fuite de chaque rotor sont délimités par des lignes noires verticales. Les modes azimutaux correspondants au nombre de pales de chaque rotor sont représentés par une ligne rose horizontale. Ils se situent à $N_{b,\text{Rotor-1}} = 16$ et $N_{b,\text{Rotor-2}} = N_{b,\text{Rotor-3}} = 23$.

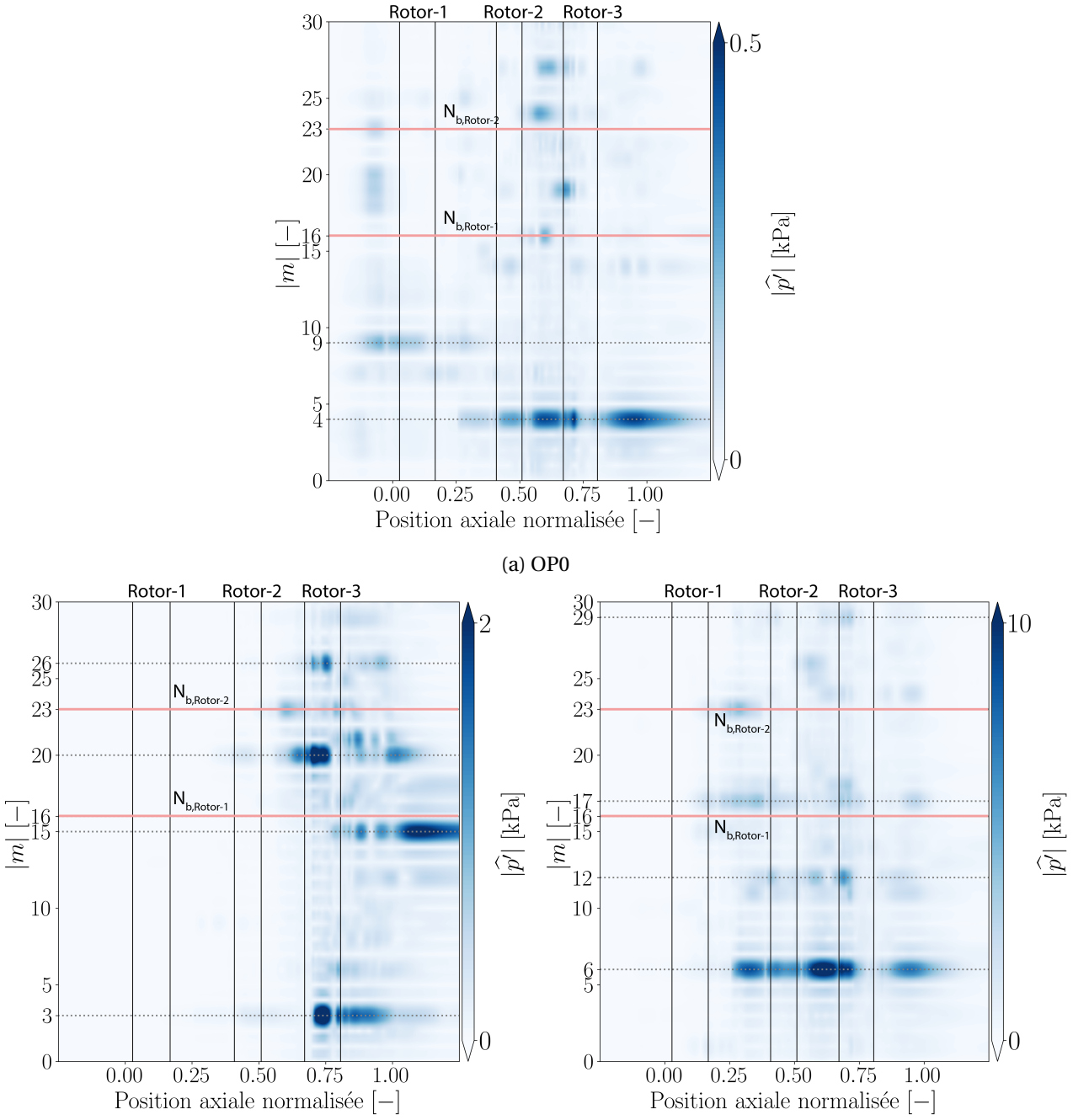
Pour obtenir cette figure, une TFD spatiale (voir sous-section 2.4.5) est calculée à chaque position axiale de la coupe aubes-à-aubes de chaque instant enregistré. La figure 4.32 trace la moyenne arithmétique de l'amplitude obtenue sur les 4 dernières rotations avec 50 instants équi-répartis par rotation. Il a été choisi de réaliser ce traitement à 99.5% de hauteur de veine pour se positionner dans le jeu des rotors, afin d'avoir un signal continu sur toute la circonférence. De plus, cela place les coupes en dehors de la zone modélisée par la *loi de paroi* (voir sous-section 2.2.4). L'échelle de chaque figure est adaptée pour mettre en évidence les modes azimutaux présents ; de ce fait elle change d'une figure à l'autre.

Le mode de pression dominant au point d'opération OP0 est un mode constitué de 4 lobes, soit à $|m| = 4$ (voir figure 4.32a). Son amplitude évolue en fonction de la position axiale. Une atténuation de cette amplitude est remarquée au travers du Rotor-3. Ce mode est également observé dans la cartographie de la pression instationnaire non-synchrone sur la coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine (voir figure 4.29). Un mode de pression d'organisation azimutale à $|m| = 9$ est aussi visible au niveau de la RDE et du Rotor-1. Son amplitude est inférieure à celle du mode $|m| = 4$.

L'activité non-synchrone à OP1 est plus significative en terme d'amplitude que celle observée au point d'opération OP0. D'après la figure 4.32b, elle se concentre uniquement au niveau de l'étage 3. Le mode dominant présente une organisation azimutale à $|m| = 3$ lobes. Ce mode est observé entre le Rotor-3 et dans le Stator-3 et présente l'amplitude la plus élevée. Ces observations sont cohérentes avec la cartographie de la pression instationnaire non-synchrone sur la coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine (voir figure 4.30). Deux autres modes d'organisation azimutale à $|m| = 20$ et à $|m| = 26$ sont aussi observés au niveau du Rotor-3. Ces modes sont issus de la modulation du mode induit par le nombre de pales du Rotor-3 ($N_b = 23$) par le mode d'organisation $|m| = 3$. Deux raies sont présentes aux organisations azimutales à $|m_{mod,\pm}| = N_b \pm |m| = 23 \pm 3$, soit $|m_{mod,+}| = 26$ et $|m_{mod,-}| = 20$. Le mode à $|m_{mod,-}| = 20$ présente une amplitude supérieure à celui à $|m_{mod,+}| = 26$. Un mode de pression d'organisation azimutale $|m| = 15$ est aussi présent uniquement à l'aval du Rotor-3. Son amplitude maximale est d'environ 2 kPa, soit 1.75 fois plus petite que celle du mode à $|m| = 3$.

L'activité non-synchrone au point d'opération OP2 est encore plus développée que celle observée à des débits masse plus élevés. Elle s'étend sur une plus grande partie du compresseur entre le bord de fuite du Rotor-1 jusqu'à l'aval du Stator-3 (voir figure 4.32c). Les spectres spatiaux montrent que le mode de pression dominant est constitué de $|m| = 6$ lobes. Ce mode est

présent entre le Stator-1 et l'aval du Stator-3. Le second harmonique de ce mode correspondant à $2|m| = 12$ est aussi visible dans les spectres avec une amplitude nettement inférieure. La modulation des modes issus des Rotor-2 et Rotor-3 ($N_b = 23$) par le mode à $|m| = 6$ est observée. Les modes $|m_{mod,\pm}| = N_b \pm |m| = 23 \pm 6$ sont légèrement visibles aux raies $|m_{mod,-}| = 17$ et $|m_{mod,+}| = 29$. Un autre mode de pression issu de la modulation du mode généré par le Stator-1 ($N_b = 29$) par le mode dominant est présent au niveau du Stator-1. Il est observé dans le spectre issu de la pression statique à la raie $|m_{\text{mod,-}}| = N_b - |m| = 29 - 6 = 23$ (voir figure 4.32c).



(a) OP0

(b) OP1

(c) OP2

FIGURE 4.32 – Évolution axiale des modes azimutaux à 99.5% de hauteur de veine dans le contenu non-synchrone de la pression instationnaire pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2

Modes de pression dominants

Une multitude de modes de pression non-synchrones est observée aux différents point d'opérations. Les tableaux 4.3, 4.4 et 4.5 les récapitulent. Pour chaque point d'opération, un mode de pression domine de par son amplitude et sa localisation dans la partie aubée du compresseur. Ces modes dominants sont respectivement $|m_{\mathrm{OP0}}| = 4$ pour OP0, $|m_{\mathrm{OP1}}| = 3$ pour OP1 et $|m_{\mathrm{OP2}}| = 6$ pour OP2.

Mode	$\lvert m\rvert$	Origine
$\lvert m_{\mathrm{OP0}}\rvert$	4	Inconnue
$\lvert m\rvert$	9	Inconnue

TABLEAU 4.3 – Modes de pression azimutaux observés au point d'opération OP0

Mode	$\lvert m\rvert$	Origine
$\lvert m_{\mathrm{OP1}}\rvert$	3	Inconnue
$\lvert m\rvert$	15	Inconnue
$\mathrm{N}_{b\mathrm{Rotor\text{-}3}} - \lvert m_{\mathrm{OP1}}\rvert$	20	Modulation de $\mathrm{N}_{b,\mathrm{Rotor\text{-}3}}$ avec $\lvert m_{\mathrm{OP1}}\rvert$
$\mathrm{N}_{b,\mathrm{Rotor\text{-}3}} + \lvert m_{\mathrm{OP1}}\rvert$	26	Modulation de $\mathrm{N}_{b,\mathrm{Rotor\text{-}3}}$ avec $\lvert m_{\mathrm{OP1}}\rvert$

TABLEAU 4.4 – Modes de pression azimutaux observés au point d'opération OP1

Mode	$\lvert m\rvert$	Origine
$\lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$	6	Inconnue
$2\lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$	12	2^{nd} harmonique de $\lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$
$\mathrm{N}_{b\mathrm{Rotor\text{-}3}} - \lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$	17	Modulation de $\mathrm{N}_{b,\mathrm{Rotor\text{-}3}}$ avec $\lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$
$\mathrm{N}_{b,\mathrm{Rotor\text{-}3}} + \lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$	29	Modulation de $\mathrm{N}_{b,\mathrm{Rotor\text{-}3}}$ avec $\lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$
$\mathrm{N}_{b,\mathrm{Stator\text{-}1}} - \lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$	23	Modulation de $\mathrm{N}_{b,\mathrm{Stator\text{-}1}}$ avec $\lvert m_{\mathrm{OP2}}\rvert$

TABLEAU 4.5 – Modes de pression azimutaux observés au point d'opération OP2

Évolution axiale de l'amplitude du mode dominant avec le vannage

La figure 4.33 présente l'évolution axiale de l'amplitude du mode dominant observé aux points d'opération OP0 (en jaune), OP1 (en bleu) et OP2 (en rouge). Cette figure correspond à une extraction pour la valeur de $|m|$ indiquée, de l'amplitude tracée en figure 4.32. L'amplitude associée au mode $|m_{\mathrm{OP0}}| = 4$ est nettement inférieure à celle des modes à OP1 et OP2 ; elle reste inférieure à

1 kPa. Au point d'opération OP1, le mode $|m_{OP1}| = 3$ présente une amplitude d'environ 4 kPa au bord d'attaque des pales du Rotor-3. À OP2, le mode dominant à $|m_{OP2}| = 6$ lobes possède une amplitude supérieure à 5 kPa entre le Stator-1 et le Rotor-3. Son amplitude est inférieure à 1 kPa à l'amont du Stator-1.

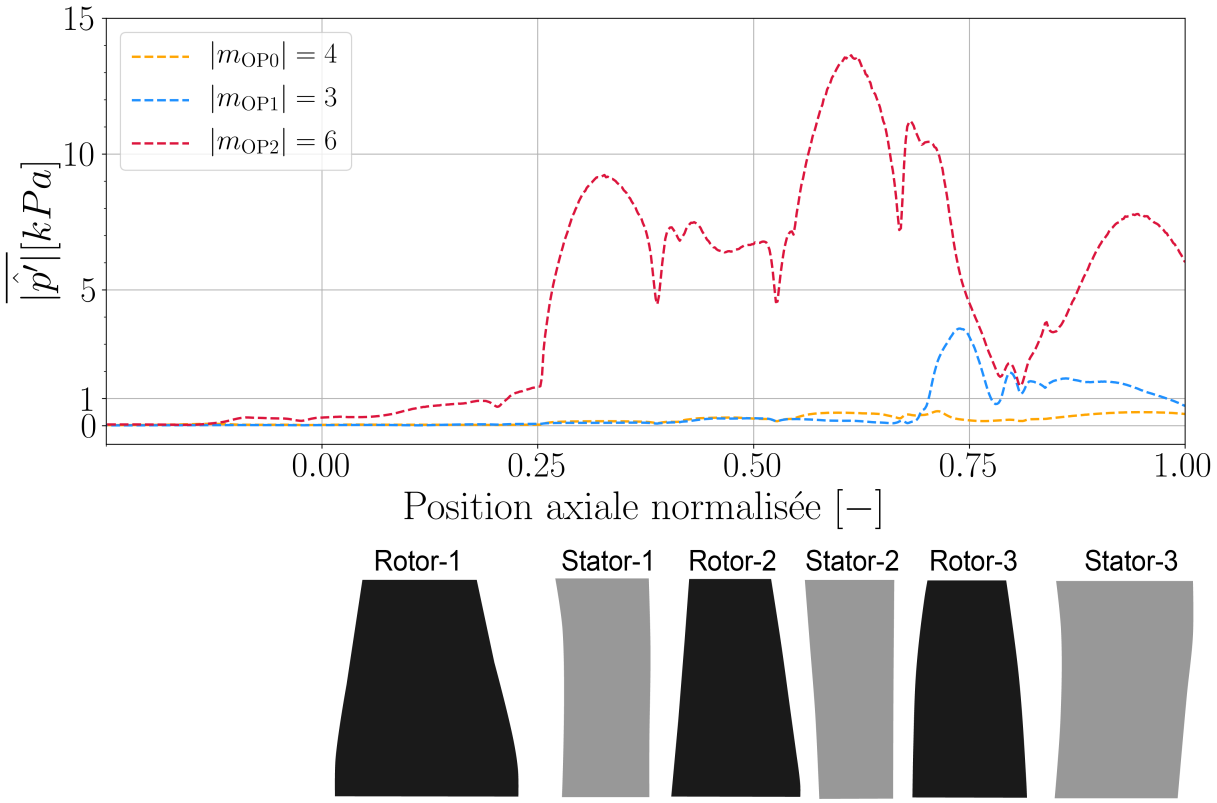


FIGURE 4.33 – Évolution axiale de l'amplitude associée aux modes de pression non-synchrones dominants pour OP0, OP1 et OP2

Analyse fréquentielle des modes dominants

L'évolution axiale de la fréquence du mode de pression dominant pour tous les points d'opération est présentée dans la figure 4.34. Pour obtenir cette évolution, il est nécessaire de considérer l'évolution temporelle du contenu non-synchrone de la pression statique sur une coupe aubes-à-aubes à 99.5% de hauteur de veine. À chaque position axiale et à chaque instant, la distribution de pression statique est filtrée en azimut à l'aide d'un filtre passe-bande pour conserver uniquement l'amplitude et la phase associées au mode indiqué. Le signal filtré contient ainsi uniquement la composante du mode dominant et une TFD en temps est calculée sur ce signal. Les coupes aubes-à-aubes utilisées pour ce traitement sont extraites pendant les 4 dernières rotations simulées avec 50 instants équi-répartis par rotation. Ces caractéristiques permettent :

- d'avoir une résolution fréquentielle df égale à 0.25 EO,
- et de capter des fréquences comprises entre $f = 2.5$ EO et $f = 25$ EO.

Cette résolution n'est pas acceptable dans le cadre de ces travaux. L'application de la méthode *zero-padding* brièvement détaillée dans la sous-section 2.4.5 permet d'obtenir finalement :

- une résolution fréquentielle df égale à 0.05 EO,
- des fréquences comprises entre $f = 0.5$ EO et $f = 25$ EO.

Le repère dans lequel la fréquence est calculée dépend de la position axiale de la sonde numérique. Par conséquent, la fréquence affichée dans les parties fixes est calculée dans le repère fixe et la fréquence affichée dans les parties tournantes est calculée dans le repère tournant. Connaître les fréquences de chaque mode dominant dans le repère fixe et dans le repère tournant permet d'accéder au signe du mode spatial m et à son sens de propagation dans la direction azimutale dans le repère tournant (voir sous-section 2.4.2).

Pour les trois points d'opération, un changement de fréquence du mode azimutal considéré entre les repères fixe et tournant est observé dans les spectres de la figure 4.34. Ce changement de fréquence traduit le fait que le mode observé est un mode de pression tournant qui se propage dans les directions azimutale et axiale. Les amplitudes obtenues après avoir appliqué le traitement sont du même ordre de grandeur que celles obtenues lors de l'analyse modale du contenu non-synchrone de la pression statique (voir figure 4.32). L'étendue axiale de chaque mode est aussi cohérente avec celle obtenue dans l'analyse modale (voir figure 4.32).

Le mode azimutal à $|m_{\mathrm{OP0}}| = 4$ lobes au point d'opération OP0 présenté dans la figure 4.34a possède une fréquence dans le repère fixe de $f_{\mathrm{OP0}} = 4.8$ EO et une fréquence dans le repère tournant de $f_{\mathrm{OP0,R}_t} = 0.8$ EO. En appliquant l'équation 2.34 établie dans la section 2.4.2, le mode azimutal est calculé de la manière suivante :

$$m_{\mathrm{OP0}} = f_{\mathrm{OP0}} - f_{\mathrm{OP0,R}_t} \tag{4.5}$$
$$= 4.8 - 0.8 \tag{4.6}$$
$$= +4 \tag{4.7}$$

Donc, l'ordre azimutal m_{OP0} est égal à +4. Ce mode de pression est un mode à 4 lobes corotatifs dans le repère tournant.

Au point d'opération OP1 illustré par la figure 4.34b, le mode azimutal à $|m_{\mathrm{OP1}}| = 3$ lobes possède une fréquence dans le repère fixe de $f_{\mathrm{OP1}} = 2.3$ EO et une fréquence dans le repère tournant égale à $f_{\mathrm{OP1,R}_t} = 5.3$ EO. L'ordre azimutal m_{OP1} qui découle de ces fréquences est :

$$m_{\mathrm{OP1}} = f_{\mathrm{OP1}} - f_{\mathrm{OP1,R}_t} \tag{4.8}$$
$$= 2.3 - 5.3 \tag{4.9}$$
$$= -3 \tag{4.10}$$

Donc, le mode de pression à OP1 est un mode à 3 lobes contra-rotatifs dans le repère tournant.

Le mode azimutal à $|m_{\mathrm{OP2}}| = 6$ observé au point d'opération OP2 possède une fréquence dans le repère fixe de $f_{\mathrm{OP2}} = 6.7$ EO et une fréquence dans le repère tournant de $f_{\mathrm{OP2,R}_t} = 0.7$ EO :

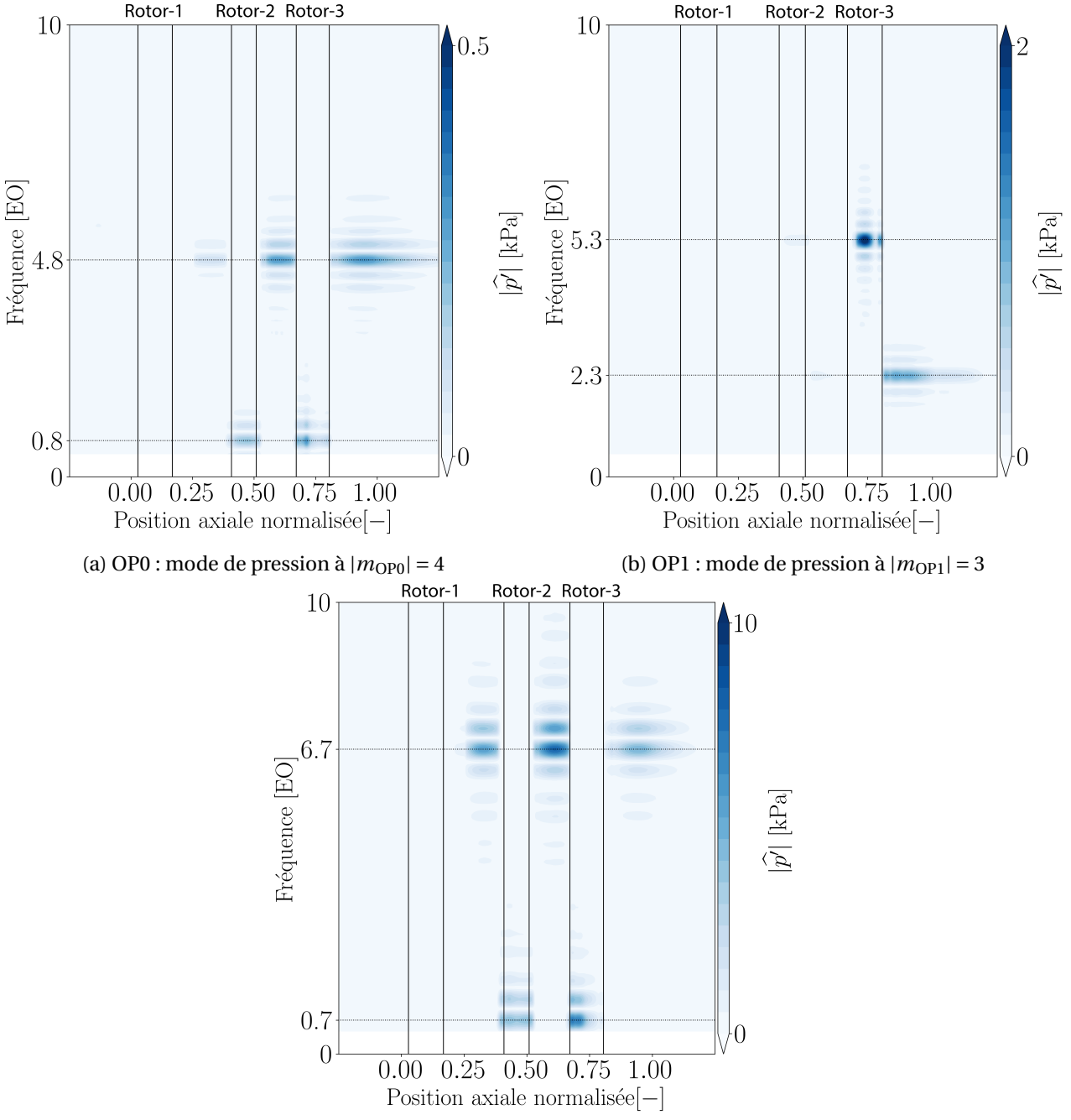
$$m_{\mathrm{OP2}} = f_{\mathrm{OP2}} - f_{\mathrm{OP2,R}_t} \tag{4.11}$$
$$= 6.7 - 0.7 \tag{4.12}$$
$$= +6 \tag{4.13}$$

Donc, ce mode de pression d'ordre azimutale $m_{\mathrm{OP2}} = +6$ est un mode à 6 lobes co-rotatifs dans le repère tournant.

En appliquant les équations 2.37 et 2.39 établies dans le chapitre 2, les vitesses circonférentielles dans les repères fixe et tournant sont déterminées pour chaque mode de pression dominant. Le tableau 4.6 résume les caractéristiques des modes de pression dominants observés aux points d'opération OP0, OP1 et OP2. Il est important de noter que la vitesse circonférentielle mesurée dans le repère fixe des modes de pression co-rotatifs (OP0 et OP2) est supérieure à la vitesse de rotation du rotor. À OP1, les lobes du mode se propagent dans la direction opposée des rotors avec une vitesse circonférentielle dans le repère fixe en valeur absolue proche de la vitesse de rotation du rotor. Ces valeurs de vitesse circonférentielle sont typiques des modes acoustiques tournants (voir sous-section 1.2.6).

	OP0	OP1	OP2
Ordre azimutal (m)	+4	-3	+6
f_n [EO]	4.8	2.3	6.7
f_{n,R_t} [EO]	0.8	5.3	0.7
$\frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_f}}{r\Omega}[-]$	1.2	-0.8	1.1
$\frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t}}{r\Omega}[-]$	0.2	-1.8	0.1

TABLEAU 4.6 – Caractéristiques des modes de pression dominants aux points d'opération OP0, OP1 et OP2



(a) OP0 : mode de pression à $|m_{OP0}| = 4$

(b) OP1 : mode de pression à $|m_{OP1}| = 3$

(c) OP2 : mode de pression à $|m_{OP2}| = 6$

FIGURE 4.34 – Évolution axiale des spectres fréquentiels du mode azimutal dominant à 99.5% de hauteur de veine dans les fluctuations de pression non-synchrones pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. Résolution fréquentielle df=0.05 EO

4.3.2 Évolution des structures de l'écoulement sur une coupe aubes-à-aubes

Pour observer une potentielle interaction entre les sillages ou les couches limites et les modes de pression non-synchrones (voir sous-section 4.3.1), les signaux d'entropie massique issus des simulations URANS pour tous les points d'opération sont filtrés suivant la méthode détaillée dans la sous-section 2.4.9. La moyenne d'ensemble est calculée à partir du signal des 4 dernières rotations simulées, puis soustraite au signal initial permettant d'enlever le contenu synchrone à chaque ins-

tant. Comme dans la sous-section 4.3.1, ce traitement est appliqué sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour les trois points d'opération. Les figures 4.35, 4.36 et 4.37 représentent respectivement des cartographies d'entropie massique non-synchrone à un instant représentatif pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. L'échelle de chaque figure est adaptée pour mettre en évidence les structures non-synchrones.

Pour le point d'opération OP0, une activité non-synchrone est observée au niveau du Rotor-1 dans la figure 4.35. Il est possible de distinguer 9 lobes répartis sur toute la circonférence. Dans les étages situés à l'aval, les structures de l'écoulement sont de très faible amplitudes et aucune organisation azimutale dominante n'est observée.

Au point d'opération OP1 (voir figure 4.36), les structures de l'écoulement non-synchrones sont uniquement concentrées au niveau de l'étage 3, comme observé dans la sous-section 4.3.1. Trois lobes bien définis sont observés avec des extrema qui se propagent dans le sens de déplacement des rotor. Des ondulations sont visibles dans ces extrema, ceci provient certainement de la modulation avec les pales du Rotor-3 et du Stator-3.

Les structures de l'écoulement non-synchrone au point d'opération OP2 sont complexes dans la figure 4.37. Une organisation azimutale dominante composée de 6 lobes est visible entre le Stator-1 et le Rotor-3. Au niveau du Stator-3, la distinction du nombre de lobes est plus difficile, entre 5 et 6.

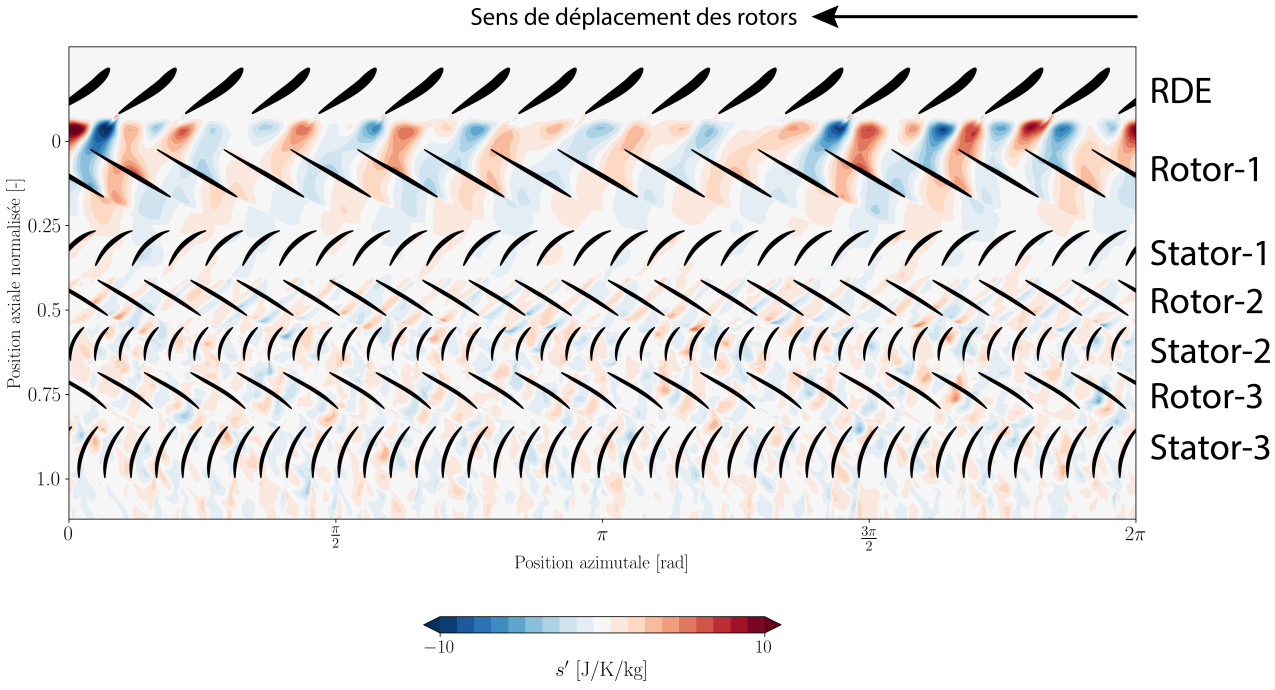


FIGURE 4.35 – Entropie massique non-synchrone s' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP0

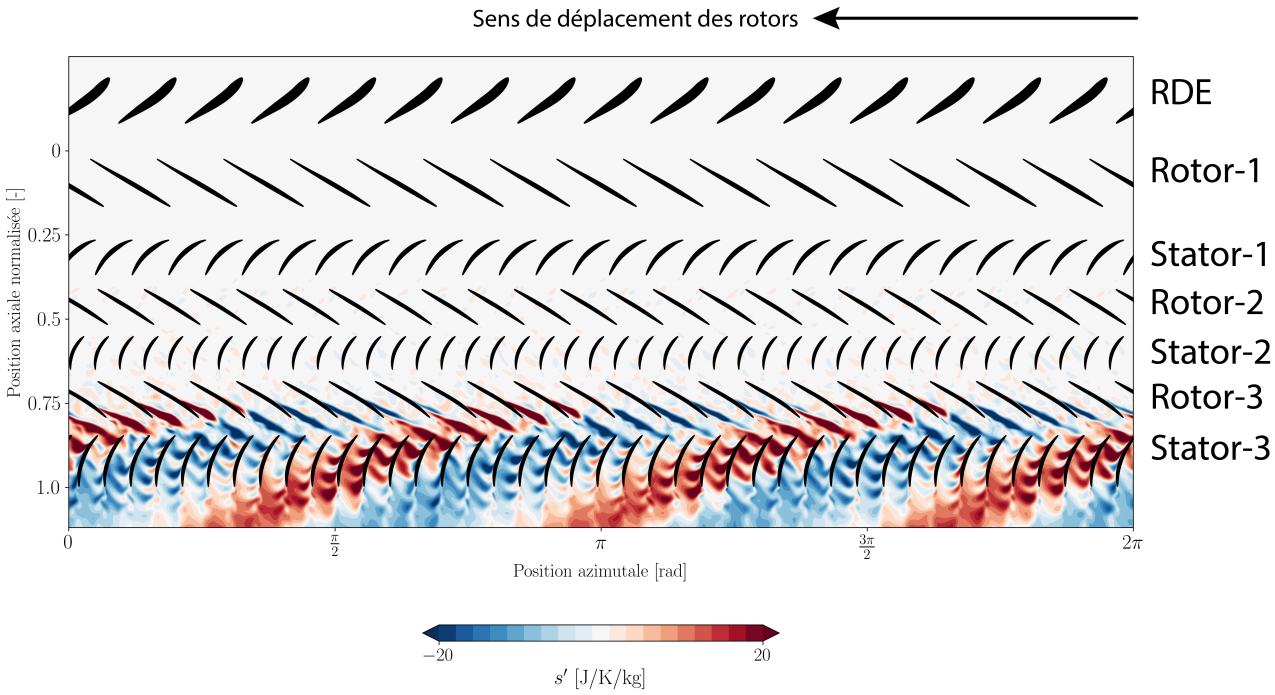


FIGURE 4.36 – Entropie massique non-synchrone s' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP1

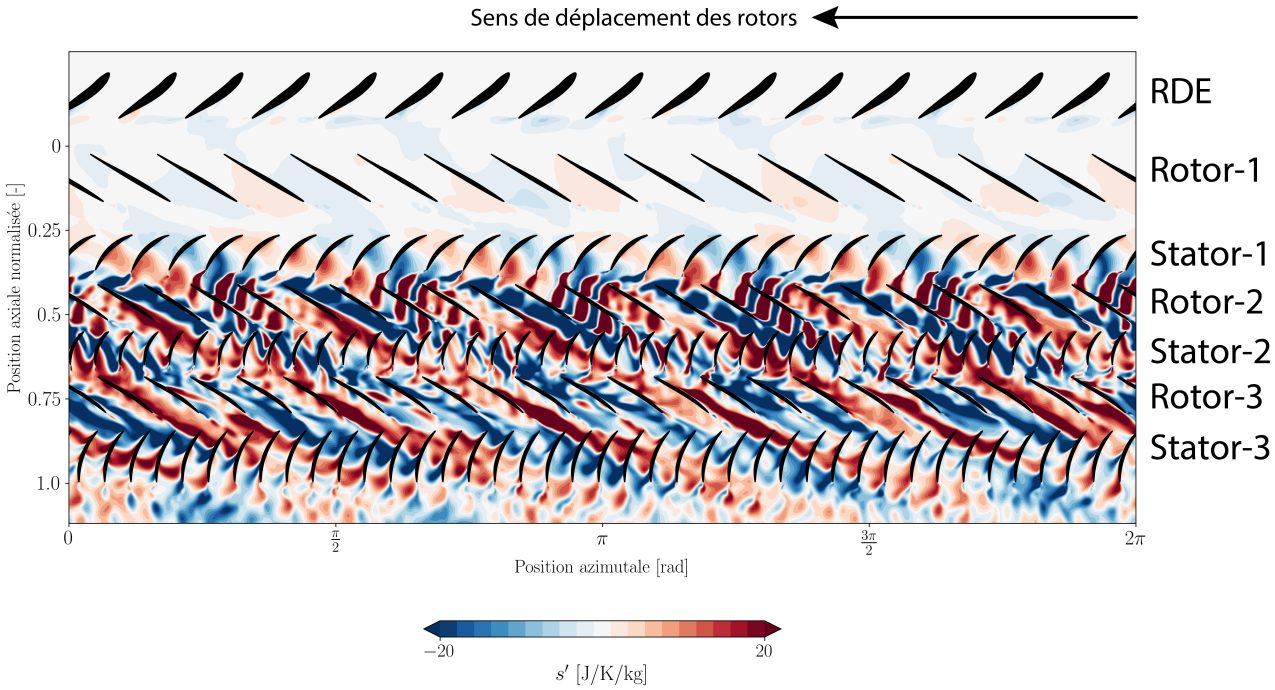


FIGURE 4.37 – Entropie non-synchrone s' sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine au point d'opération OP2

Analyse modale aux points d'opération

L'évolution axiale des modes azimutaux $|m|$ présents à 99.5% de hauteur de veine dans le champ d'entropie massique non-synchrone est donnée par la figure 4.38 pour les trois points

d'opération. Le bord d'attaque et le bord de fuite de chaque rotor sont délimités par des lignes noires verticales. Les modes azimutaux correspondants aux nombres de pales de chaque rotor sont représentés par une ligne rose horizontale. Ils se situent à $N_{b,\text{Rotor-1}} = 16$, $N_{b,\text{Rotor-2}} = 23$ et $N_{b,\text{Rotor-3}} = 23$. Il est important de noter que l'amplitude de chaque sous-figure est adaptée pour mettre en évidence les organisations azimutales dominantes. Cette figure est obtenue en appliquant la même procédure que celle appliquée dans la sous-section 4.3.1.

Au point d'opération OP0, la structure de l'écoulement non-synchrone observée est constituée de $|m| = 9$ lobes d'après la figure 4.38a. Une activité non-synchrone est visible au niveau du bord de fuite des pales de la RDE. Aucune organisation azimutale dominante est discernable, ce qui se traduit par une raie verticale. Cependant, d'après la figure 4.35, une organisation à $|m| = 9$ lobes domine bien à cette position axiale.

La figure 4.38b confirme la présence d'une structure de l'écoulement qui s'organise en $|m| = 3$ lobes dans l'étage 3, comme observé dans la figure 4.36. Le second et le troisième harmonique de ce mode sont aussi visibles aux modes $|m| = 6$ et $|m| = 9$. Trois autres modes d'organisation azimutale à $|m| = 20$, $|m| = 26$ et $|m| = 29$ sont aussi observés au niveau du Rotor-3. Ces modes sont issus de la modulation du mode induit par le nombre de pales du Rotor-3 ($N_b = 23$) par le mode d'organisation $|m| = 3$ et son second harmonique $|m| = 6$. Deux raies sont présentes aux organisations azimutales à $|m_{mod,\pm}| = N_b \pm |m| = 23 \pm 3$, soit $|m_{mod,+}| = 26$ et $|m_{mod,-}| = 20$. La dernière raie est observée à $|m_{mod,+}| = N_b + 6 = 29$.

Au point d'opération OP2, la figure 4.38c montre la présence d'une multitude d'organisations spatiales. Les deux principales structures de l'écoulement sont constituées de 5 et 6 lobes. Le mode $|m| = 6$ est visible entre le Stator-1 et le Stator-3. Tandis que le mode $|m| = 5$ est observé entre le Stator-2 et le Stator-3. Le second harmonique du mode $|m| = 6$ est présent dans le spectre avec une raie à $2|m| = 12$. Celui du mode $|m| = 5$ est absent. La modulation du mode induit par le nombre de pales du Rotor-3 ($N_b = 23$) par le mode d'organisation $|m| = 6$ est observée dans le spectre. Deux raies bien distinctes sont visibles à $|m_{mod,\pm}| = N_b \pm |m| = 23 \pm 6$, soit $|m_{mod,+}| = 29$ et $|m_{mod,-}| = 17$. Un mode d'organisation azimutale $|m| = 1$ est observé dans la figure 4.38c. Il émerge à partir du bord de fuite du Rotor-2 jusqu'à l'aval du Stator-3. Ce mode induit une modulation du mode dominant $|m| = 6$ qui génère un mode d'organisation azimutale $|m_{mod,-}| = |m| - 1 = 6 - 1 = 5$. La modulation du second harmonique $2|m| = 12$ avec le mode $|m| = 1$ est aussi observée à la raie $|m_{mod,-}| = 2|m| - 1 = 12 - 1 = 11$.

Modes dominants

Une multitude de modes non-synchrones est observée aux différents point d'opérations. Les tableaux 4.7, 4.8 et 4.9 récapitulent les principaux. Pour chaque point d'opération, un mode domine de par son amplitude et sa localisation dans la partie aubée du compresseur.

Mode	$\|m\|$	Origine
$\|m\|$	9	Inconnue

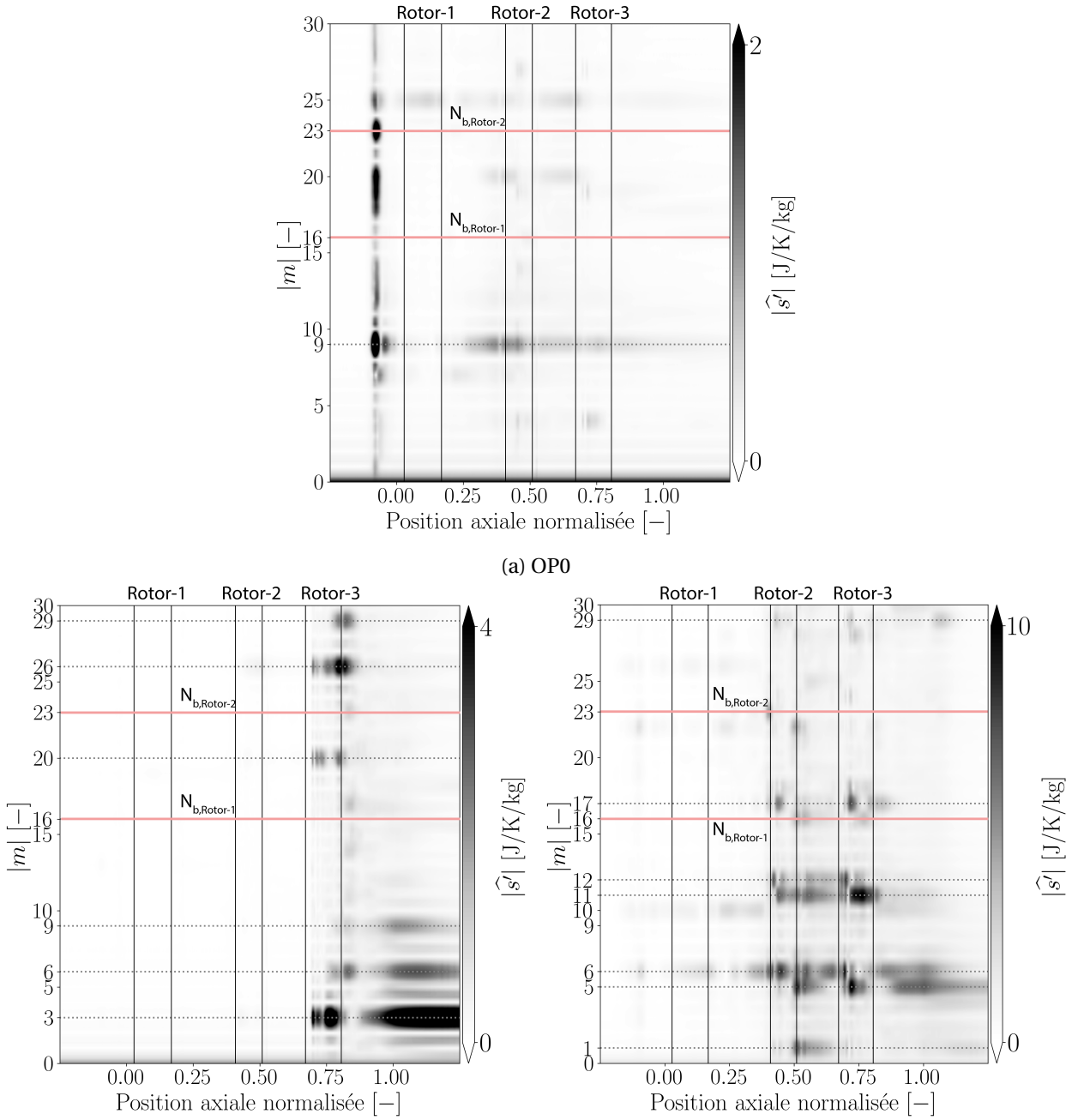
TABLEAU 4.7 – Modes azimutaux observés au point d'opération OP0

Mode	$\|m\|$	Origine
$\|m\|$	3	Inconnue
$\|m\|$	6	2^{nd} harmonique de $\|m\| = 3$
$\|m\|$	9	$3^{ième}$ harmonique de $\|m\| = 3$
$N_{b\text{Rotor-3}} - \|m\|$	20	Modulation de $N_{b,\text{Rotor-3}}$ avec de $\|m\| = 3$
$N_{b,\text{Rotor-3}} + \|m\|$	26	Modulation de $N_{b,\text{Rotor-3}}$ avec de $\|m\| = 3$
$N_{b,\text{Rotor-3}} + 2\|m\|$	29	Modulation de $N_{b,\text{Rotor-3}}$ avec de $2\|m\| = 6$

TABLEAU 4.8 – Modes azimutaux observés au point d'opération OP1

Mode	$\|m\|$	Origine
$\|m\|$	6	Inconnue
$2\|m\|$	12	2^{nd} harmonique de $\|m\| = 6$
$N_{b\text{Rotor-3}} - \|m\|$	17	Modulation de $N_{b,\text{Rotor-3}}$ avec $\|m\| = 6$
$N_{b,\text{Rotor-3}} + \|m\|$	29	Modulation de $N_{b,\text{Rotor-3}}$ avec $\|m\| = 6$

TABLEAU 4.9 – Modes azimutaux observés au point d'opération OP2



(a) OP0

(b) OP1

(c) OP2

FIGURE 4.38 – Évolution axiale des modes azimutaux à 99.5% de hauteur de veine dans les contenus non-synchrones de l'entropie massique pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2

Visualisation des fluctuations des structures de l'écoulement dans le Rotor-3

Aux points d'opération OP1 et OP2, une activité non-synchrone significative est observée dans les cartographies d'entropie massique au niveau du Rotor-3 sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine (voir figures 4.36 et 4.37). L'organisation azimutale dominante des structures de l'écoulement (voir figures 4.38b et 4.38c) coïncide avec celle du mode de pression dominant (voir figures 4.32b et 4.32c). Les figures 4.39 et 4.40 montrent une iso-surface du nombre de Mach relatif à $M_{rel} = 0.3$ dans le Rotor-3 à quatre instants équi-répartis sur la période temporelle dans le repère tournant du mode de pression correspondant, soit $T = \frac{1}{f_{OP1,R_t}}$ pour OP1 et $T = \frac{1}{f_{OP2,R_t}}$ pour

OP2. Des lignes de courant initiées à 50% et à 95% de hauteur de veine proche du bord d'attaque de la pale sont tracées en rose pour chaque instant.

Au point d'opération OP1, la topologie de l'iso-surface fluctue au cours de la période temporelle du mode à $m_{\mathrm{OP1}} = -3$ lobes dans le repère tournant. Les lignes de courant à 50% de hauteur de veine présentent des composantes radiales aux instants $t = 0$ et $t = 0.5\mathrm{T}$. En tête de pales, les lignes de courant à 95% de hauteur de veine varient peu.

Pour OP2 dans la figure 4.40, l'évolution temporelle de l'iso-surface pendant une période du mode de pression $m_{\mathrm{OP2}} = +6$ montre une fluctuation significative de sa topologie. Les lignes de courant à 50% de hauteur de veine présentent à chaque instant des composantes radiales, les déviant au bord de fuite vers la tête de pale. Celles à 95% de hauteur de veine sont plus ou moins déviées dans l'écoulement de passage.

La poche de faible nombre de Mach relatif délimitée par l'iso-surface témoigne de la fluctuation du décollement de couche limite sur l'extrados du Rotor-3. Pour étudier la fréquence de cette fluctuation dans le repère tournant, 9 sondes numériques sont positionnées autour de la pale du Rotor-3 à 80% de hauteur de veine comme le montre la figure 4.41. Le signal est enregistré pendant les 10 dernières rotations simulées avec 100 échantillons équi-répartis par rotation. La fréquence maximale captée est de 50 EO et la résolution fréquentielle est de $df = 0.1$ EO. Cette résolution n'est pas suffisante pour le point d'opération OP2 ; la méthode de *zero-padding* est appliquée permettant de l'améliorer à $df = 0.05$ EO. Avant de calculer la TFD, une moyenne d'ensemble calculée sur les 10 rotations est retirée pour mettre en avant uniquement les fréquences non-synchrones à la rotation de la machine (voir sous-section 2.4.9). La figure 4.42 présente les spectres fréquentiels des fluctuations de la composante axiale de la vitesse relative issus des sondes numériques pour OP1 (voir figure 4.42a) et OP2 (voir figure 4.42b).

Au point d'opération OP1, deux raies fréquentielles émergent dans les spectres issus des sondes positionnées à l'extrados de la pale proche du bord de fuite (sondes 7, 8 et 9). La raie la plus intense se positionne à la fréquence $f_{\mathrm{R}_t} = 5.3$ EO qui correspond à la fréquence du mode de pression $m_{\mathrm{OP1}} = -3$ dans le repère tournant, soit $f_{\mathrm{OP1,R}_f}$ (voir figure 4.34b). Le second harmonique à la fréquence de $2f_{\mathrm{OP1,R}_f} = 10.6$ EO est présent. Ces deux fréquences sont aussi observées dans les signaux mesurés sur l'intrados proche du bord de fuite (sondes 4, 5 et 6), cependant les amplitudes sont plus faibles. Les signaux mesurés proche du bord d'attaque de la pale (sondes 1, 2 et 3) ne présentent pas de contenu fréquentiel non-synchrone significatif.

Le contenu fréquentiel des signaux est plus riche à OP2 d'après la figure 4.42b. Comme au point d'opération OP1, deux raies fréquentielles émergent dans les spectres issus des sondes positionnées à l'extrados de la pale proche du bord de fuite (sondes 7, 8 et 9). Une fréquence de $f_{\mathrm{R}_t} = 0.7$ EO domine le contenu fréquentiel ; elle correspond à la fréquence du mode de pression $m_{\mathrm{OP2}} = +6$ dans le repère tournant, soit $f_{\mathrm{OP2,R}_f}$ (voir figure 4.34c). Le second harmonique à la fréquence de $2f_{\mathrm{OP1,R}_f} = 1.4$ EO est présent. Ces fréquences sont aussi observées pour les autres sondes avec des amplitudes cependant plus faibles.

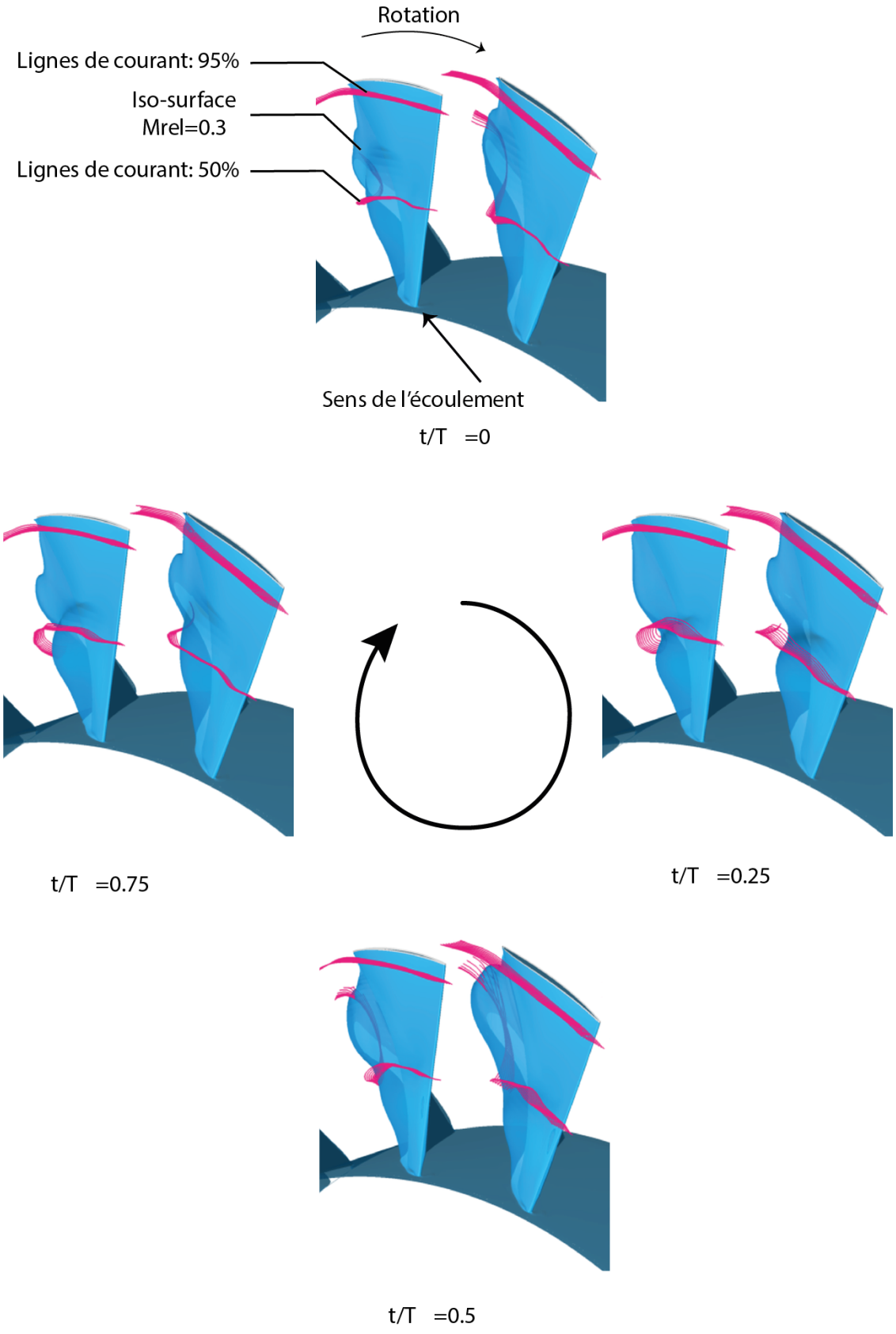


FIGURE 4.39 – Évolution temporelle de l'iso-surface à M_{rel} = 0.3 au niveau du Rotor-3 au cours d'une période du mode $m_{OP1} = -3$ au point d'opération OP1. Des lignes de courant initiées à 50% et à 95% de hauteur de veine proche du bord d'attaque de la pale sont tracées en rose

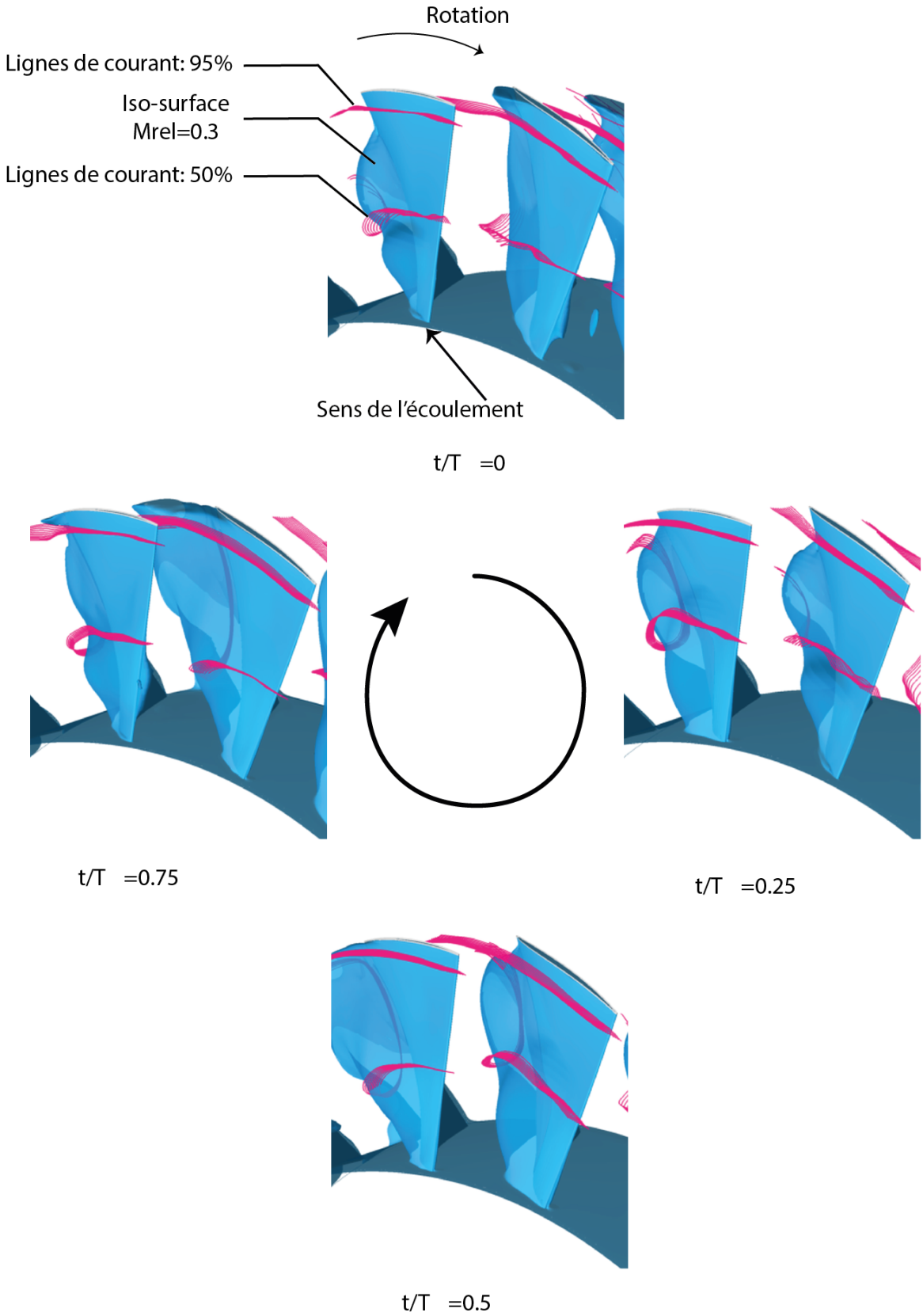


FIGURE 4.40 – Évolution temporelle de l'iso-surface à M_{rel} = 0.3 au niveau du Rotor-3 au cours d'une période du mode m_{OP2} = +6 au point d'opération OP2. Des lignes de courant initiées à 50% et à 95% de hauteur de veine proche du bord d'attaque de la pale sont tracées en rose

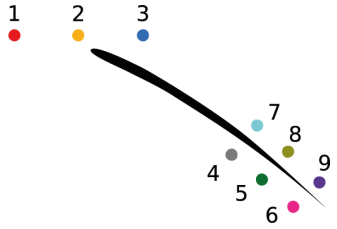
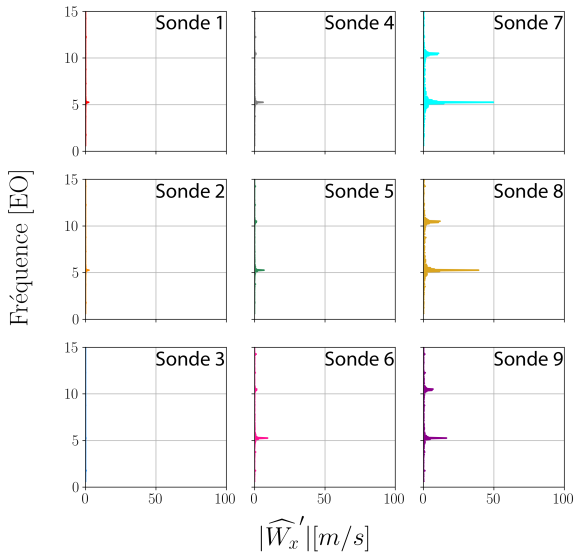
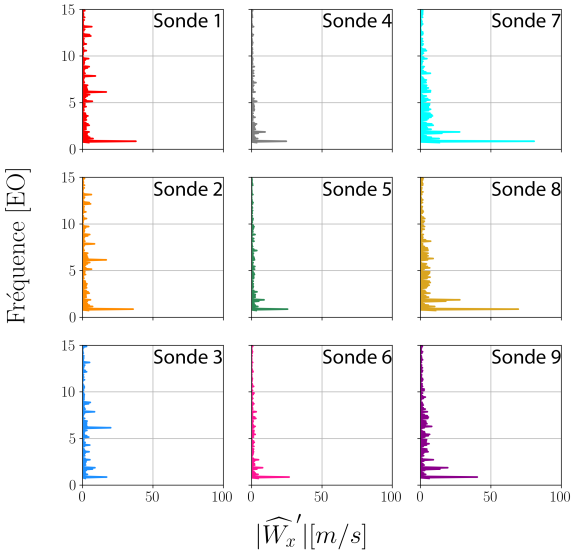


FIGURE 4.41 – Répartition des sondes autour d'une pale de Rotor-3 à 80% de hauteur de veine



(a) OP1



(b) OP2

FIGURE 4.42 – Spectres fréquentiels des fluctuations de la composante axiale de la vitesse relative W'_x mesurées par les sondes numériques autour d'une pale de Rotor-3 (voir figure 4.41) pour OP1 et OP2. Résolution fréquentielle $df = 0.05$ EO

4.3.3 Synthèse intermédiaire

Au point d'opération OP0, un mode de pression constitué de $m_{OP0} = +4$ lobes co-rotatifs avec une fréquence dans le repère fixe de $f_{OP0} = 4.8$ EO est dominant (voir figures 4.32a et 4.34a). Cette organisation azimutale n'est pas observée de manière significative dans les fluctuations d'entropie massique (voir figure 4.38a). Ce mode est un mode acoustique pur qui ne provoque pas de fluctuation des structures de l'écoulement. Un autre mode de pression à $|m| = 9$ compris entre le bord de fuite des pales de la RDE et l'amont du Rotor-1 est observé. Cette organisation spatiale est aussi visible dans les structures de l'écoulement, cependant elle ne se propage pas au-delà du Rotor-1. Elle est ainsi sans conséquence en aval du Rotor-1.

Au point d'opération OP1, un mode de pression à $|m| = 15$ lobes est observé au niveau du Stator-3 et à l'aval, cependant cette organisation n'apparaît pas dans les fluctuations de l'entropie massique. Ce mode est de nature purement acoustique. Le mode de pression dominant est le mode à $m_{OP1} = -3$ lobes contra-rotatifs dont la fréquence dans le repère fixe est de $f_{OP1} = 2.3$ EO (voir figures 4.32b et 4.34b). Ses modulations avec le nombre de pales du Rotor-3 sont aussi observées. L'organisation $m_{OP1} = -3$, ses second et troisième harmoniques et ses modulations avec les pales du Rotor-3 sont présents dans les fluctuations d'entropie massique (voir figure 4.38b). Un phénomène de « lock-in » s'établit entre le mode de pression à $m_{OP1} = -3$ lobes et le décollement de la couche limite de l'extrados des pales du Rotor-3.

À OP2, un mode de pression à $m_{OP2} = +6$ lobes co-rotatifs avec une fréquence dans le repère fixe de $f_{OP2} = 6.7$ EO émerge (voir figures 4.32c et 4.34c). Son second harmonique et ses modulations avec les pales du Rotor-3 sont observés. Ces organisations azimutales émergent aussi dans les fluctuations d'entropie massique, traduisant à nouveau un phénomène de « lock-in » entre le mode de pression et le décollement à l'extrados des pales du Rotor-3. Une organisation azimutale à $|m| = 1$ est visible dans les fluctuations d'entropie massique, cette organisation n'est pas observée dans les fluctuations de pression instationnaire. Ce mode module le mode $m_{OP2} = +6$ pour laisser apparaître les modes $|m| = 5$ et $|m| = 11$ dans les fluctuations d'entropie massique. La nature et l'origine du mode à $|m| = 1$ n'ont pas été expliquées.

4.4 Synthèse

L'analyse des simulations URANS a révélé que les points d'opération simulés sont stables et qu'ils orbitent faiblement autour d'une valeur moyenne. Aucune organisation azimutale significative, en dehors de la périodicité induite par le nombre de pales, n'est observée dans l'écoulement moyenné en temps dans chaque roue. Les stators filtrent bien les interactions rotor-rotor, et les interactions stator-stator relevées diminuent avec le vannage du compresseur. Les modes non-synchrones se répartissent en deux groupes. Des modes de pression purement acoustiques et des modes de pression en « lock-in » avec le battement instationnaire des couches limites. Ce second groupe gagne en amplitude de manière significative avec le vannage. Le nombre de lobes dépend du point d'opération ainsi que le sens et la vitesse circonférentielle. Avec le vannage, le phénomène de « lock-in » apparaît d'abord dans l'étage 3, puis il gagne le Stator-1, l'étage 2 et l'étage 3.

Chapitre 5

Discussion

Sommaire

5.1 Confrontation des données expérimentales aux données numériques 180
5.1.1 Caractéristique du compresseur 180
5.1.2 Mode de pression dominant à OP2 181
5.1.3 Condition de propagation des modes de pression 183
5.2 Interprétation 185

Ce chapitre a pour objectif de confronter les données expérimentales présentées dans le chapitre 3 aux résultats numériques détaillés dans le chapitre 4. Ce chapitre est divisé en deux sections. La première confronte les données expérimentales et numériques. La seconde démontre le couplage qui s'établit entre les modes de pression et les structures entropiques de l'écoulement.

5.1 Confrontation des données expérimentales aux données numériques

5.1.1 Caractéristique du compresseur

La figure 5.1 présente le taux de pression totale-à-totale normalisé en fonction du débit masse normalisé pour l'iso-vitesse à régime partiel avec les zones d'activité non-synchrone observées expérimentalement (voir figure 3.10) et les performances moyennées issues des simulations URANS (voir figure 4.4).

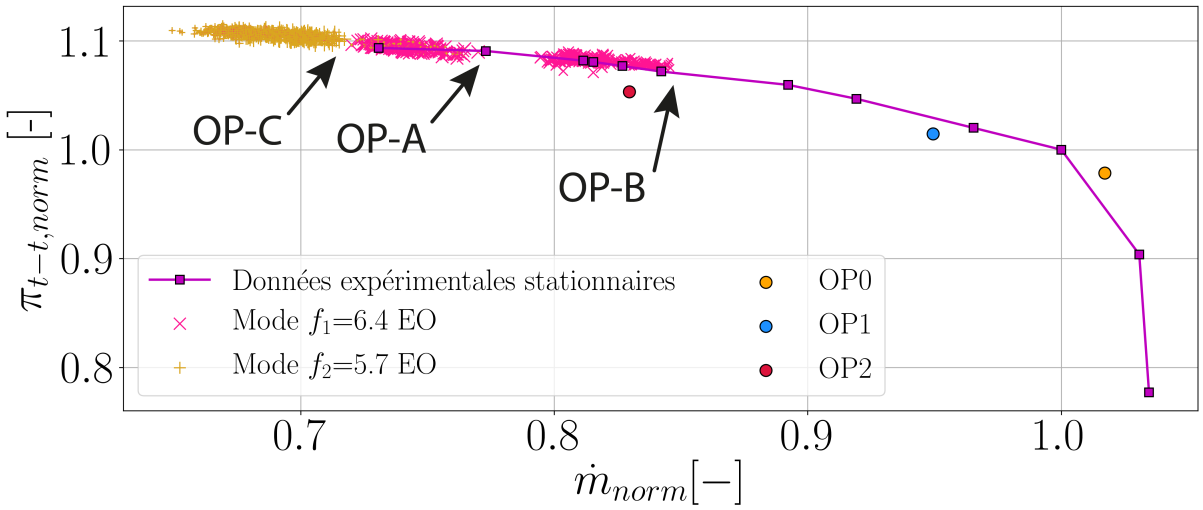


FIGURE 5.1 – Taux de pression totale-à-totale normalisé $\pi_{t-t,norm}$ en fonction du débit masse normalisé $\dot{m}_{norm}$ à l'iso-vitesse à régime partiel avec les zones d'activité non-synchrone observées expérimentalement et les performances moyennées issues des simulations URANS

Expérimentalement, il est utile de rappeler quelques observations pour faciliter la confrontation avec les résultats numériques. Du chapitre 3, il est retenu qu'il a été observé :

- un mode de pression à m = +5 lobes co-rotatifs de fréquence dans le repère fixe égale à f_1 = 6.4 EO entre les points d'opération OP – B et OP – C (zone rose).
- un mode de pression à m = +4 lobes co-rotatifs de fréquence dans le repère fixe égale à f_2 = 5.7 EO à partir du point d'opération OP – C et jusqu'à la fin de l'enregistrement (zone jaune).

Numériquement, il est important de retenir du chapitre 4 des trois simulations URANS :

- OP0 : un mode de pression à m_{OP0} = +4 lobes co-rotatifs de fréquence dans le repère fixe égale à f_{OP0} = 4.8 EO est observé.
- OP1 : un mode de pression à m_{OP1} = −3 lobes contra-rotatifs de fréquence dans le repère fixe égale à f_{OP1} = 2.3 EO est observé.
- OP2 : un mode de pression à m_{OP2} = +6 lobes co-rotatifs de fréquence dans le repère fixe égale à f_{OP2} = 6.7 EO est observé.

L'activité non-synchrone est observée au niveau du troisième étage pour les trois points d'opération présentés. Avec le vannage, il est remarqué que l'amplitude des fluctuations de pression liées à cette activité augmente de manière non négligeable (voir figure 4.33).

Les simulations URANS aux points d'opération OP0 et OP1 se situent en dehors des zones d'activité non-synchrone enregistrées lors de la campagne d'essais. A contrario, la simulation URANS à OP2 se situe dans une de ces zones roses observées en essai d'après la figure 5.1. Ainsi, les données expérimentales sont confrontées aux résultats numériques issus de la simulation URANS à OP2.

5.1.2 Mode de pression dominant à OP2

Expérimentalement, le mode de pression présent dans le compresseur au point d'opération OP2 est constitué de $m = +5$ lobes co-rotatifs dont la fréquence dans le repère fixe est égal à $f_1 = 6.4$ EO. La simulation URANS à OP2 montre l'émergence d'un mode de pression à $m_{\mathrm{OP2}} = +6$ lobes co-rotatifs de fréquence $f_{\mathrm{OP2}} = 6.7$ EO dans le repère fixe. Le tableau 5.1 confronte les caractéristiques de ces deux modes de pression. La simulation URANS prédit un mode de pression à 6 lobes au lieu d'un mode à 5 lobes. Les fréquences dans le repère fixe présentent un écart relatif d'environ 4.5% entre la valeur expérimentale $f_1 = 6.4$ EO et celle issue de la simulation $f_{\mathrm{OP2}} = 6.7$ EO. Étant donné que le mode prédit numériquement présente un nombre de lobes supérieur à celui observé lors de l'enregistrement, la fréquence mesurée dans le repère tournant présente un écart relatif bien plus élevé que celle mesurée dans le repère fixe. Il est égale à 50%. Les lobes du mode expérimental se propagent dans la direction azimutale avec une vitesse circonférentielle dans le repère fixe égale à 1.3 fois la vitesse du rotor, contre 1.1 dans la simulation URANS. Ces vitesses circonférentielles sont, toutes les deux, supérieures à la vitesse du rotor. Les caractéristiques relevées dans le repère fixe du mode de pression observé expérimentalement sont donc proches de celles du mode de pression observé numériquement.

	Expérience	Simulation URANS
Mode	$(m = +5, f_1 = 6.4)$	$(m_{\mathrm{OP2}} = +6, f_{\mathrm{OP2}} = 6.7)$
Ordre azimutal (m)	+5	+6
f_n [EO]	6.4	6.7
f_{n,R_t} [EO]	1.4	0.7
$\frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_f}}{r\Omega}[-]$	1.3	1.1
$\frac{v_{\theta,n,m,\mathrm{R}_t}}{r\Omega}[-]$	0.3	0.1

TABLEAU 5.1 – Caractéristiques du mode de pression observé expérimentalement et de celui observé numériquement à OP2

Expérimentalement, l'évolution axiale de l'amplitude associée au mode de pression est connue par l'intermédiaire des sondes de pression instationnaire (voir figure 3.9). Pour obtenir cette évolution à partir d'une simulation URANS, le champ de pression statique non-synchrone instan-

tané sur une coupe aubes-à-aubes à 99.5% de hauteur de veine est utilisé. Afin d'avoir une valeur moyenne, ce champ est enregistré pendant 4 rotations avec 50 instants équi-répartis par rotation. La procédure est expliquée pour une position axiale fixée. À chaque instant, une TFD spatiale est appliquée sur la distribution azimutale du contenu non-synchrone de la pression statique. L'amplitude associée au mode azimutal dominant est récupérée. Ainsi, l'évolution temporelle de cette amplitude pendant 4 rotations est connue. Une moyenne arithmétique est effectuée pour obtenir une amplitude moyenne du mode. Appliquée à toutes les positions axiales, cette procédure permet d'obtenir l'évolution axiale de l'amplitude du mode de pression dominant.

La figure 5.2 présente l'évolution axiale de l'amplitude du mode dominant observé en essai (en rose) et de celui observé dans la simulation URANS (en pointillé rouge) à OP2. L'évolution axiale de l'amplitude du mode de pression ($m_{OP2} = +6, f_{OP2} = 6.7$EO) coïncide avec celle du mode ($m = +5, f_1 = 6.4$EO). Seules les amplitudes expérimentales (courbe rose) au voisinage du bord d'attaque et du bord de fuite du Rotor-2 sont supérieures aux valeurs prédites numériquement (courbe rouge pointillée). Un écart relatif d'environ 30% est observé entre ces valeurs. Il est important de noter que les valeurs issues des données expérimentales sont mesurées au carter, et que les valeurs issues de la simulation URANS sont relevées à 99.5% de hauteur de veine. Néanmoins, les niveaux numériques sont très proches des niveaux mesurés en essai. La chute brutale de l'amplitude modale observée expérimentalement et numériquement en amont du Stator-1 et au bord de fuite du Rotor-3 montre que le mode ne se propage pas axialement dans la totalité du module. Que ce soit en essai ou dans la simulation URANS, le mode dominant semble être piégé entre le bord d'attaque du Stator-1 et le bord de fuite du Rotor-3.

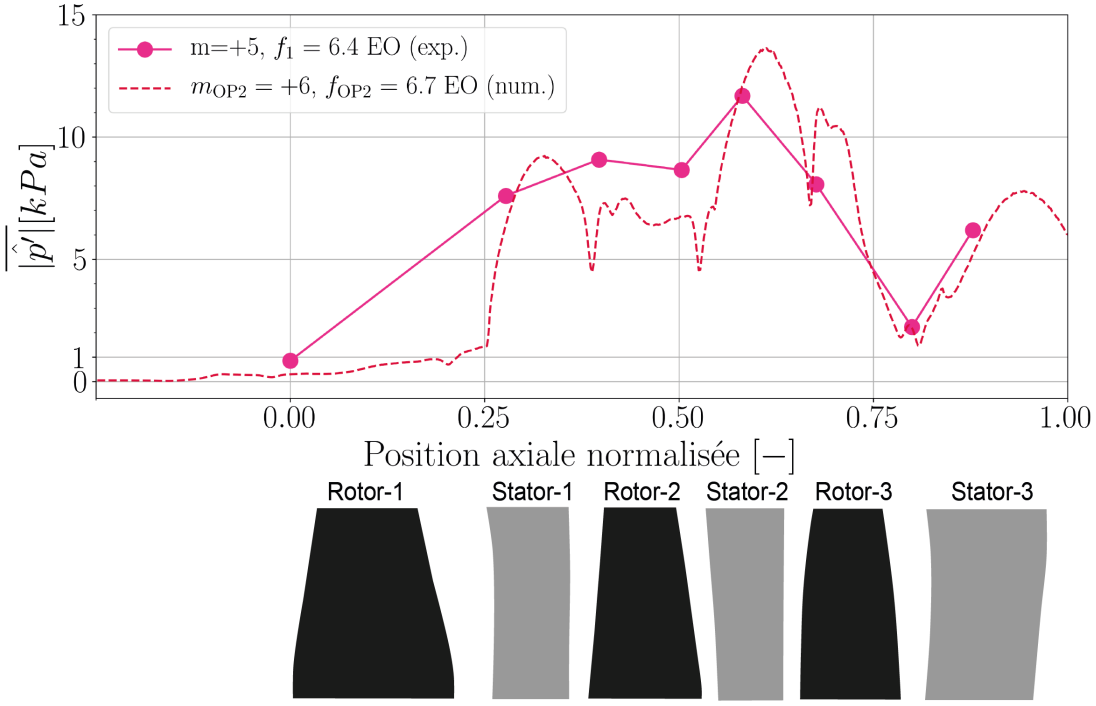


FIGURE 5.2 – Évolution axiale de l'amplitude associée aux modes de pression non-synchrones dominants : le mode expérimental (m=+5, $f_1 = 6.4$ EO) et le mode numérique ($m_{OP2} = +6$, $f_{OP2} = 6.7$ EO)

Synthèse

Au point d'opération OP2, un mode de pression non-synchrone est observé dans les données expérimentales et dans les résultats issus de la simulation URANS. La confrontation de ces données montre que :

- la fréquence du mode de pression observé dans la simulation dans le repère fixe concorde avec la fréquence mesurée en essai
- l'organisation azimutale du mode de pression prédite dans la simulation est très proche de celle du mode observé en essai
- l'amplitude du mode de pression issu de la simulation est du même ordre de grandeur que celle mesurée lors de l'enregistrement

Ces concordances entre la simulation URANS et les données expérimentales confortent le fait que le phénomène non-synchrone observé en essai est bien reproduit par la simulation à OP2.

5.1.3 Condition de propagation des modes de pression

L'évolution axiale de l'amplitude du mode de pression dominant à OP2 (voir figure 5.2) présente la même tendance que celle d'un mode acoustique piégé entre le Stator-1 et le Rotor-3. Une forte atténuation de cette amplitude est observée entre le bord d'attaque et le bord de fuite du Rotor-3.

Comme mentionné dans la sous-section 2.4.3, chaque mode de pression tournant de nature acoustique présente une fréquence de coupure (voir équation 2.49) évaluée suivant certaines hypothèses. Pour rappel, si la fréquence du mode dans le repère fixe est supérieure à la fréquence de coupure, il est alors passant dans la direction axiale. Et inversement, lorsque sa fréquence est inférieure à cette fréquence de coupure, ce mode est atténué de manière exponentielle.

La figure 5.3 présente les conditions de propagation des modes de pression évaluées à l'amont et à l'aval du Rotor-3. Le mode de pression ($m = +5$, $f_1 = 6.4$ EO) observé expérimentalement est représenté par un rond rose, alors que le mode de pression ($m_{\mathrm{OP2}} = +6$, $f_{\mathrm{OP2}} = 6.7$ EO) observé numériquement est symbolisé par un cercle rouge. L'évolution de la fréquence de coupure en fonction de l'ordre azimutal figure en bleu pour l'amont et en rouge pour l'aval. Pour la déterminer, les conditions de l'écoulement (M_x, M_θ) sont calculées à partir de la simulation URANS à OP2. Des coupes axiales positionnées à l'amont et à l'aval du Rotor-3 sont sauvegardées pendant la dernière rotation complète de la machine avec 50 instants équi-répartis sur cette rotation. Une moyenne pondérée par la surface est effectuée pour les nombres de Mach axial et tangentiel pour chaque extraction (à l'amont et à l'aval du rotor), permettant d'accéder aux évolutions temporelles respectives sur une rotation. La moyenne temporelle de ces évolutions est ainsi utilisée dans l'équation 2.49.

La figure 5.3 montre bien que la fréquence de coupure augmente avec l'ordre azimutal. Au passage d'un rotor, la giration (qui impacte M_θ) de l'écoulement est plus élevée à l'aval qu'à l'amont, ce qui entraîne l'augmentation de la fréquence de coupure dans le cas d'un mode co-rotatif. Pour un mode contra-rotatif, sa fréquence de coupure diminue entre l'amont et l'aval d'un rotor. L'évolution de la fréquence de coupure estimée à partir des résultats numériques est donc cohérente, que ce soit en fonction de l'ordre azimutal ou que ce soit en fonction de l'amont ou de l'aval.

Il est utile de noter que les modes présents dans les zones identifiées par « CUT-ON » sont passants à l'amont et à l'aval du Rotor-3. Les zones identifiées par « CUT-OFF » représentent les modes coupés dans les deux directions axiales. Les modes de pression compris dans les zones bleues se propagent axialement dans une seule direction. Pour les modes co-rotatifs dans la zone bleue (à droite), ils se propagent uniquement vers l'amont de la machine. A contrario, les modes contra-rotatifs dans la zone bleue (à gauche) se propagent uniquement vers l'aval de la machine. Ainsi, les modes de pression dans ces zones bleues sont partiellement piégés dans la machine.

Le mode de pression ($m = +5, f_1 = 6.4$ EO) observé expérimentalement se situe dans la zone bleue de droite. Ceci implique qu'il peut se propager uniquement vers l'amont du Rotor-3. D'après la figure 5.2, l'amplitude de ce mode à l'aval du Rotor-3 est nettement inférieure à celle en amont. La prédiction des fréquences de coupure (voir figure 5.3) à l'amont (courbe bleue) et l'aval (courbe rouge) du rotor concorde avec l'évolution axiale de l'amplitude de ce mode.

Le mode ($m_{OP2} = +6, f_{OP2} = 6.7$ EO) issu de la simulation URANS se situe dans la zone « CUT-OFF ». Ce mode serait alors fortement atténué et ne se propagerait pas dans le compresseur. D'après la figure 5.2, l'amplitude de ce mode issue de la simulation URANS présente un niveau non-négligeable (> 1 kPa) entre le bord d'attaque du Stator-1 et le bord de fuite du Stator-3. Ceci indique que ce mode se propage dans la direction axiale. Sa fréquence de coupure prédite à partir de ces résultats numériques est supérieure à sa fréquence dans le repère fixe avec un écart relatif d'environ 10%. Cet écart est considéré comme faible au regard des hypothèses faites et des valeurs moyennes calculées pour estimer la fréquence de coupure.

Synthèse

En combinant les observations expérimentales (voir chapitre 3) et les résultats numériques (voir chapitre 4) au point d'opération OP2, le portrait du phénomène non-synchrone est dressé :

- présence d'un mode acoustique partiellement piégé dans le compresseur (voir figure 5.3)
- la fréquence du phénomène est non-synchrone, formant une raie dans les spectrogrammes (voir figures 3.6, 3.7 et 3.8 dans la phase (I))
- la fréquence dans le repère fixe est différente de celle dans le repère tournant (voir sous-sections 3.3.2 et 4.3.1).
- les résultats numériques montrent que les structures de l'écoulement adaptent leur phase et leur ordre azimutal au mode acoustique : phénomène de « lock-in » (voir sous-section 4.3.2).

Le phénomène non-synchrone observé rassemble tous les critères qui traduisent la présence d'une résonance acoustique (voir sous-section 1.2.6) au sein du compresseur. Malgré les hypothèses prises et les moyennes réalisées pour estimer cette valeur, la prédiction de la fréquence de coupure par l'équation 2.49 permet de déterminer une multitude de modes acoustiques piégés. Un de ces modes peut alors émerger dans la machine et se propager dans une unique direction axiale.

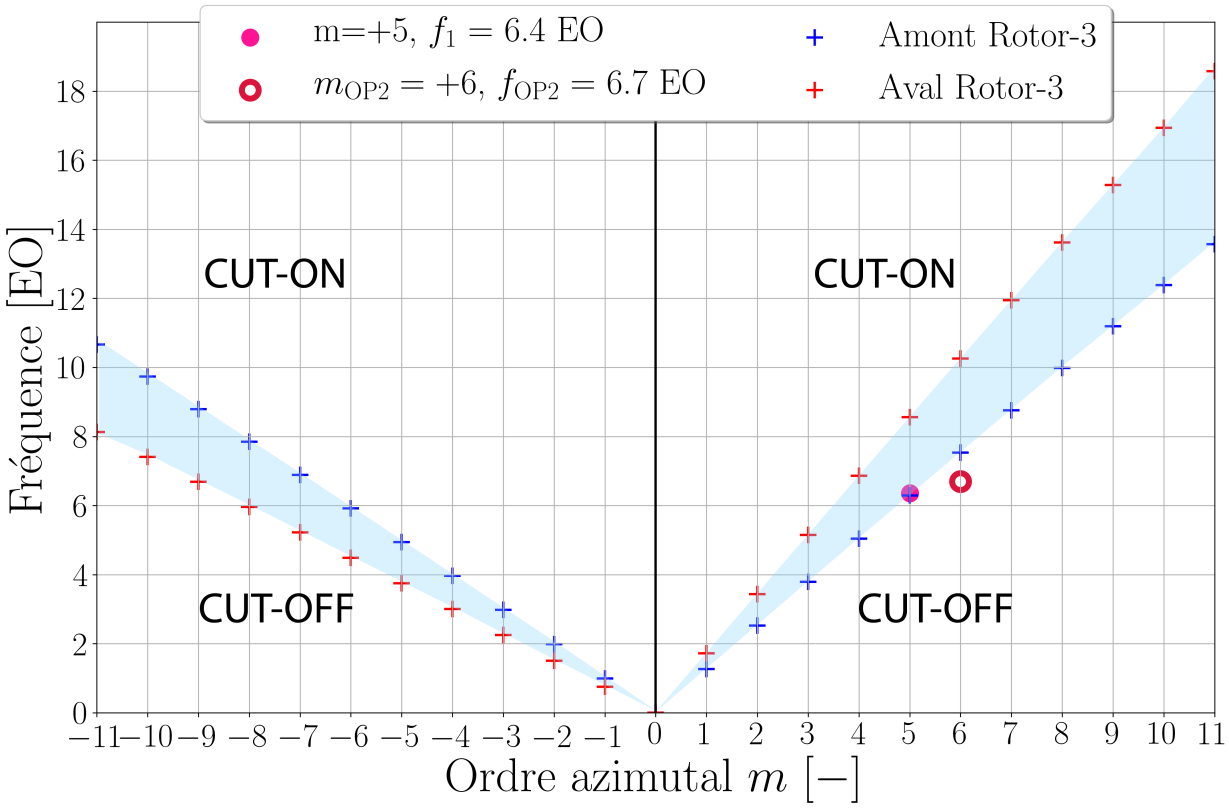


FIGURE 5.3 – Conditions de propagation des modes de pression évaluées à l'amont et à l'aval du Rotor-3 à partir de la simulation URANS à OP2

5.2 Interprétation

Le compresseur est susceptible de développer des modes acoustiques, dont la source est localisée au niveau de l'étage 3. Dès le point d'opération OP0 correspondant au point de rendement maximum, l'écoulement au niveau du Rotor-3 est transsonique avec la présence d'une poche supersonique au bord d'attaque sur l'extrados (voir sous-section 4.1.4). Au point d'opération OP1, une zone de décollement est observée sur l'extrados des pales du Rotor-3. Cette zone s'épaissit et s'intensifie au point d'opération OP2. Ces structures de l'écoulement sont susceptibles d'exciter des modes acoustiques.

Elles induisent une distorsion aérodynamique qui est convectée à l'amont du Stator-3. L'interaction entre ce stator et cette distorsion permet l'émergence d'un mode acoustique. Ces distorsions aérodynamiques présentes en amont du stator peuvent adapter leur organisation azimutale et leur phase (voir sous-section 1.2.6) pour être cohérentes avec un mode acoustique pour lui transmettre de l'énergie. Il est observé numériquement (voir chapitre 4) que les fluctuations du décollement de la couche limite sur l'extrados des pales du Rotor-3 présentent une phase et une organisation azimutale coïncidente avec le mode acoustique observé.

Il a été observé dans le chapitre 4 que le mode acoustique qui émerge dans la machine dépend du point d'opération. Ces modes acoustiques sont alors piégés entre une ou plusieurs roues du compresseur, et la résonance acoustique est établie dans le compresseur. Dans le cas où le mode acoustique dominant peut se propager vers l'amont et possède une amplitude non-négligeable

(> 1 kPa), l'étage 2 se retrouve alors soumis à l'influence de ce mode. Les structures de l'écoulement au sein de cet étage adaptent ainsi leur organisation azimutale et leur phase à celles du mode acoustique. Elles induisent une forte fluctuation du chargement aérodynamique sur les pales des rotors des étages 1 et 2, dont la fréquence dans le repère fixe et l'organisation azimutale correspondent à celles du mode acoustique. Dans le repère tournant, les pales des rotors sont alors soumises à une excitation aérodynamique dite « forcée » qui peut conduire à une réponse de la structure suivant un mode propre de vibration.

Ainsi, dans l'analyse de l'essai présenté dans le chapitre 3, le second harmonique du mode acoustique mesuré coïncide avec le Mode-1 du Rotor-2. Ces observations décrivent un phénomène de réponse forcée non-synchrone (voir sous-section 1.3.1). Dans le cas où l'amplitude liée au mode acoustique est élevée (≈ 10 kPa), il est important aussi de considérer les harmoniques de ce mode.

Conclusion et perspectives

La compréhension du phénomène non-synchrone observé lors d'une campagne d'essais menée par Safran Helicopter Engines a piloté ces travaux de recherche. Ces essais ont permis d'acquérir une base de données expérimentales importante par la mise en place de plusieurs sondes de pression instationnaire et de dispositifs spire-aimant et tip-timing installés sur les rotors. Ces différents types de mesure ont permis d'accéder à des grandeurs aérodynamiques et mécaniques. Le phénomène a été observé dans plusieurs enregistrements au cours du vannage continu à vitesse partielle. Pour comprendre ce phénomène, une démarche en deux temps a été adoptée :

- une analyse fine des différentes données disponibles a été effectuée (voir chapitre 3).
- des simulations instationnaires de toute la machine ont été conduites pour accéder au maximum d'informations nécessaire à la compréhension du phénomène (voir chapitre 4).

Les structures de l'écoulement présentes au sein d'un compresseur multi-étages peuvent être à l'origine de l'émergence de modes acoustiques. Ces structures sont généralement des sillages convectés vers l'aval, des couches limites proche du décollement, des migrations radiales ou azimutales de fluide, associées à des pales de rotor fortement chargées. Ces travaux révèlent que les modes acoustiques qui émergent au sein de ce compresseur sont des modes proches de la résonance acoustique. Ils sont alors partiellement piégés et ne se propagent que dans une seule direction axiale. Dans le cas d'un mode co-rotatif, sa propagation se fait vers l'amont de la machine, impactant l'écoulement dans les étages situés avant.

L'amplitude associée au mode acoustique dépend du chargement de la machine. Il a été observé que cette amplitude augmente considérablement avec le vannage du compresseur. Au point d'opération de rendement maximum, cette amplitude est inférieure à 1 kPa pour atteindre des valeurs maximales d'une dizaine de kPa pour des points d'opération fortement chargés.

Dans le cas où le mode acoustique présente une amplitude élevée, les structures de l'écoulement adaptent leur organisation azimutale et leur phase pour coïncider avec ce mode selon un phénomène de « lock-in ». L'écoulement au sein des étages dans lesquels le mode acoustique peut se propager est alors fortement impacté. Les structures de l'écoulement sensibles (couche limite, poche supersonique, ...) au niveau des pales de rotor génèrent des fluctuations importantes de leur chargement, induisant une excitation forcée de la structure. Dans le cas où la structure présente un mode propre de vibration proche de celui du mode acoustique qui est en résonance, le système expérimente une réponse forcée non-synchrone critique pour la structure.

La prédiction des modes acoustiques reste difficile de par l'hypothèse de faibles amplitudes (< 1 kPa) qui n'est plus respectée lorsque le mode est en résonance. Dans cette configuration, les simulations URANS de la machine complète ont été prometteuses et ont montré des résultats proches de ceux mesurés en essai.

Il a été montré dans ce mémoire que le module de recherche ASTEC2 a expérimenté un phénomène de réponse forcée non-synchrone lors de la campagne d'essais. Un mode acoustique partiellement piégé et d'amplitude élevée s'est développé au sein de la machine. Les caractéristiques du second harmonique de ce mode coïncident avec le premier mode propre du Rotor-2, permettant le couplage entre ces deux modes.

Ce travail ouvre de nombreuses pistes de recherche sur la compréhension des résonances acoustiques. Elles se répartissent selon trois axes :

- amélioration de la caractérisation du mode résonant
- étude de l'émergence de ce mode
- étude de phénomène de « lock-in » entre le mode acoustique résonant et un mode propre de vibration

Le premier axe consiste à améliorer la caractérisation du mode acoustique à la fois sur le plan expérimental et sur le plan numérique. Côté expérimental, le positionnement de plusieurs sondes de pression instationnaire dans le même plan axial de mesures réparties de manière non-uniforme autour de la circonférence permet d'accéder à l'organisation azimutale dominante. Pour connaître le sens de propagation du mode dans la direction azimutale, il est nécessaire d'avoir au moins trois capteurs. De plus, de nombreux modes de pression peuvent se développer au sein d'un compresseur multi-étages. Avec au moins trois capteurs, la prédiction du mode dominant est affinée en effectuant plusieurs corrélations croisées. Une description fine de l'écoulement en mettant en place des mesures LDA permet d'accéder à la topologie de l'écoulement en tête de pales de rotor. Avec cette technique de mesure, le « lock-in » entre les structures de l'écoulement et le mode acoustique est ainsi visible. De plus, ces informations faciliteraient la confrontation entre les données expérimentales et numériques. Côté numérique, le calcul de la moyenne d'ensemble devrait prendre en compte au moins 10 rotations de la machine pour améliorer le filtrage des phénomènes synchrones. De plus, la description du mode acoustique pourrait être améliorée par la réalisation de simulations haute-fidélité. Ces simulations permettent d'accéder à une meilleure description de l'écoulement.

Le second axe de recherche se focalise sur l'étude de l'émergence d'un mode acoustique. Dans ces travaux de thèse, les signaux analysés (que ce soient numériques ou expérimentaux) correspondent à des points d'opération où le mode acoustique est bien établi. L'idée de cet axe est d'analyser le régime transitoire afin d'observer l'émergence du mode acoustique au sein de la machine.

Le troisième axe de recherche est d'étudier si un phénomène de « lock-in » peut exister entre un mode acoustique et un mode propre de vibration. Pour réaliser cette étude, il est nécessaire de réaliser des simulations dans lesquelles le mouvement des pales du Rotor-2 est imposé selon le Mode-1 pour différents diamètres nodaux. Il sera possible d'observer si le mode acoustique est capable d'adapter sa phase et son organisation azimutale pour coïncider avec un mode propre de la structure.

Liste des publications

Le travail effectué durant cette thèse a mené aux publications suivantes :

1. Fiquet, A.-L., Buffaz, N., Vercoutter, A., Aubert, S., Brandstetter, C. (2021). Non-synchronous forced response due to trapped acoustic modes in an axial multi-stage compressor. *Paper in review for* 14^{th} *European Turbomachinery Conference*, Gdansk, Poland.
2. Fiquet, A.-L., Vercoutter, A., Buffaz, N., Aubert, S., Brandstetter, C. (2020). Acoustic Resonance in an axial multi-stage compressor leading to non-synchronous blade vibration. *ASME TurboExpo 2020*, London, UK. *Paper accepted for the Journal of Turbomachinery*
3. Fiquet, A.-L., Brandstetter, C., Aubert, S., Philit, M. (2019). Non-Synchronous Aeroacoustic Interaction in an Axial Multi-Stage Compressor. *Journal of Turbomachinery*, vol.141(10), TURBO-18-1323.
4. Fiquet, A.-L., Brandstetter, C., Aubert, S., Philit, M. (2018). Non-engine order oscillations in an Axial Multi-Stage Compressor - Aeroacoustic interaction. 15^{th} *International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines*, University of Oxford, UK.

Références

BAUMGARTNER, M., F. KAMEIER et J. HOURMOUZIADIS. 1995, «Non-Engine Order Blade Vibration in a High Pressure Compressor», , p. 14. v, 13, 14, 25, 28

BENICHOU, E. 2015, *Analyse numérique des instabilités aérodynamiques dans un compresseur centrifuge de nouvelle génération*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. 58

BONTEMPS, T. 2019, *Flottement fan et couplage acoustique : analyse et modélisation*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. 58

BRANDSTETTER, C., M. JUENGST et H.-P. SCHIFFER. 2018, «Measurements of radial vortices, spill forward and vortex breakdown in a transonic compressor», *Journal Of Turbomachinery*, vol. 140, doi :10.1115/1.4039053, p. 13. v, vi, 14, 15, 16, 26, 27, 28

BRANDSTETTER, C., V. PAGES, P. DUQUESNE, B. PAOLETTI, S. AUBERT et X. OTTAVY. 2019a, «Project PHARE-2—A High-Speed UHBR Fan Test Facility for a New Open-Test Case», *Journal of Turbomachinery*, vol. 141, nº 10, doi :10.1115/1.4043883. 21

BRANDSTETTER, C., B. PAOLETTI et X. OTTAVY. 2019b, «Acoustic and convective mechanisms contributing to non-synchronous vibrations in a multistage compressor», Phoenix, Arizona, USA, p. 13, doi :10.1115/GT2019-91514. 19, 20

BRANDSTETTER, C., B. PAOLETTI et X. OTTAVY. 2019c, «Compressible Modal Instability Onset in an Aerodynamically Mistuned Transonic Fan», *Journal of Turbomachinery*, vol. 141, nº 3, doi : 10.1115/1.4042310. 16

BUFFAZ, N. 2012, *Analyse Expérimentale et Numérique de l'Effet de Jeu Augmenté sur les Instabilités Aérodynamiques en Compresseur Centrifuge à Fort Taux de Pression*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. 86, 129

BUTTERWORTH, S. 1930, *On the Theory of Filter Amplifiers*, vol. vol. 7, Wireless Engineer. 84

CAMBIER, L., S. HEIB et S. PLOT. 2013, «The Onera *elsA* CFD software : input from research and feedback from industry», *Mechanics & Industry*, vol. 14, nº 3, p. 159–174, ISSN 2257-7777, 2257-7750. 47

CAMP, F. 1999, «A Study of Acoustic Resonance in a Low-Speed Multistage Compressor», *Journal of Turbomachinery*, vol. 121, nº 1, p. 36–43. 17, 18, 20

CAMP, T. R. et I. J. DAY. 1997, «A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor», vol. Volume 1 : Aircraft Engine; Marine; Turbomachinery; Microturbines and Small Turbomachinery, doi :10.1115/97-GT-526. 12, 13

COOPER, A. J. et N. PEAKE. 2000, «Trapped acoustic modes in aeroengine intakes with swirling flow», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 419, doi :10.1017/S0022112000001245, p. 151–175. 18

COURTIADE, N. et X. OTTAVY. 2013, «Experimental study of surge precursors in a high-speed multistage compressor», *Journal of Turbomachinery*, vol. 135, nº 6, doi :10.1115/1.4023462. 19

CUMPSTY, N. et D. WHITEHEAD. 1971, «The excitation of acoustic resonances by vortex shedding», *Journal of Sound and Vibration*, vol. 18, nº 3, doi :10.1016/0022-460X(71)90707-3, p. 353 – 369. 18

CUMPSTY, N. A. 2019, *Compressor aerodynamics*, Longman Scientific & Technical. 11

DAY, I. J. 2015, «Stall, Surge, and 75 Years of Research», *Journal of Turbomachinery*, vol. 138, nº 1, doi :10.1115/1.4031473. 11, 12

DENTON, J. D. 1990, «The Calculation of Three Dimensional Viscous Flow Through Multistage Turbomachines», *Journal of Turbomachinery*, vol. 1, doi :10.1115/90-GT-019, p. 10. 60

DODDS, J. et M. VAHDATI. 2015a, «Rotating Stall Observations in a High Speed Compressor—Part I : Experimental Study», *Journal of Turbomachinery*, vol. 137, nº 5, doi :10.1115/1.4028557. 12, 24

DODDS, J. et M. VAHDATI. 2015b, «Rotating stall observations in a high speed compressor—part ii : Numerical study», *Journal of Turbomachinery*, vol. 137, doi :10.1115/1.4028558. 12

DROLET, M., J. THOMASSIN, H. D. VO et N. W. MUREITHI. 2009, «Numerical Investigation Into Non-Synchronous Vibrations of Axial Flow Compressors by the Resonant Tip Clearance Flow», dans *Volume 6 : Structures and Dynamics, Parts A and B*, ASME, Orlando, Florida, USA, p. 487–498, doi :10.1115/GT2009-59074. 24

DROLET, M., H. D. VO et N. W. MUREITHI. 2012, «Effect of Tip Clearance on the Prediction of Nonsynchronous Vibrations in Axial Compressors», *Journal of Turbomachinery*, vol. 135, nº 1, doi :10.1115/1.4006401. 24

DUQUESNE, P., B. MAHIEUX, S. AUBERT et P. FERRAND. 2019, «Sensitivity of the aerodynamics damping coefficient prediction to the turbulence modelling conjugated with the vibration mode shape.», dans *13th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*, Lausanne, Swisse. 24

DUQUESNE, P., Q. RENDU, P. FERRAND et S. AUBERT. 2018, «Local contribution of blades vibration on the choke flutter instability in transonic UHBR fan», dans *53rd 3AF International Conference on Applied Aerodynamics*, 3AF, Salon de Provence, France. 24

E. R. VAN DRIEST. 1951, «Turbulent Boundary Layer in Compressible Fluids», *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 18, nº 3, doi :10.2514/8.1895, p. 145–160. 46

E. R. VAN DRIEST. 1956, «On Turbulent Flow Near a Wall», *Journal of the Aeronautical Sciences*, vol. 23, nº 11, doi :10.2514/8.3713, p. 1007–1011. 46

EMMONS, H. W., C. E. PEARSON et H. P. GRANT. 1955, «Compressor surge and stall propagation», *ASME 53-A-65*, vol. Trans. ASME T.77, p. 455–467. 11

ENGINES, S. H. 2011a, «Caractérisation vibratoire aerovista roue 1», cahier de recherche, Safran Helicopter Engines. 112

ENGINES, S. H. 2011b, «Caractérisation vibratoire aerovista roue 2», cahier de recherche, Safran Helicopter Engines. 112

ESPINAL, D. A., G. ZHA et H. IM. 2014, «Full-Annulus Simulation of Non-Synchronous Blade Vibration of an Axial Compressor», doi :10.2514/6.2014-0790. 24

FARGE, M. 1992, «Wavelet transforms and their applications to turbulence», *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 24, nº 1, doi :10.1146/annurev.fl.24.010192.002143, p. 395–458. 81

FERRAND, P. 2018, «Analyse des instabilités aéroélastiques en turbomachine», cahier de recherche, École Centrale de Lyon. 1

FRANSSON, T. 1999, *Aeroelasticity in axial flow turbomachines.* 24

GARNIER, J., A. VERCOUTTER et A. TALON. 2015, «Magnet-coil measurement technology for analyzing turbomachine blade vibrations», SURVEILLANCE 8, Roanne, France. 34

GBADEBO, S. A., N. A. CUMPSTY et T. P. HYNES. 2005, «Three-Dimensional Separations in Axial Compressors », *Journal of Turbomachinery*, vol. 127, nº 2, doi :10.1115/1.1811093, p. 331–339. 8

GONCALVES, E. et R. HOUDEVILLE. 2001, «Reassessment of the wall functions approach for RANS computations», *Aerospace Science and Technology*, vol. 5, nº 1, doi :10.1016/S1270-9638(00)01083-X, p. 1–14. 46, 129

GOURDAIN, N. 2005, *Simulation Numérique des Phénomènes de Décollement Tournant dans les Compresseurs Axiaux*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. v, 11

HAMMING, R. W. 1986, *Numerical Methods for Scientists and Engineers*, Courier Corporation. 80

HELLMICH, B. et J. SEUME. 2008, «Causes of Acoustic Resonance in a High-Speed Axial Compressor», *Journal of Turbomachinery*, vol. 130, nº 3, doi :10.1115/1.2775487, p. 11. 19, 20

HOLZINGER, F., F. WARTZEK, H.-P. SCHIFFER, S. LEICHTFUSS et M. NESTLE. 2015, «Self-Excited Blade Vibration Experimentally Investigated in Transonic Compressors : Acoustic Resonance», *Journal of Turbomachinery*, vol. 138, nº 4, doi :10.1115/1.4032042, p. 041 001. 18, 20

IM, H. et G. ZHA. 2014, «Investigation of Flow Instability Mechanism Causing Compressor Rotor-Blade Nonsynchronous Vibration», *AIAA Journal*, vol. 52, nº 9, doi :10.2514/1.J052781, p. 2019–2031. 24

INOUE, M., M. KUROUMARU, T. TANINO et M. FURUKAWA. 1999, «Propagation of Multiple Short-Length-Scale Stall Cells in an Axial Compressor Rotor », *Journal of Turbomachinery*, vol. 122, nº 1, doi :10.1115/1.555426, p. 45–54. 12, 13, 14

INOUE, M., M. KUROUMARU, S. YOSHIDA, T. MINAMI, K. YAMADA et M. FURUKAWA. 2004, «Effect of Tip Clearance on Stall Evolution Process in a Low-Speed Axial Compressor Stage», vol. Volume 5 : Turbo Expo 2004, Parts A and B, doi :10.1115/GT2004-53354, p. 385–394. 12

KAMEIER, F. et W. NEISE. 1997, «Rotating blade flow instability as a source of noise in axial turbomachines», *Journal of Sound and Vibration*, vol. 203, nº 5, doi :10.1006/jsvi.1997.0902, p. 833 – 853. 14, 24, 28

KIELB, R. E., J. W. BARTER, J. P. THOMAS et K. C. HALL. 2003, «Blade Excitation by Aerodynamic Instabilities : A Compressor Blade Study», doi :10.1115/GT2003-38634, p. 399–406. vi, 25, 26, 28

KOCH, W. 2009, «Acoustic resonances and trapped modes in annular plate cascades», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 628, doi :10.1017/S0022112009006144, p. 155–180. 18

LANGSTON, L. 2001, «Secondary flows in axial turbines—a review», *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. 934, nº 1, doi :10.1111/j.1749-6632.2001.tb05839.x, p. 11–26. 8

LEI, V.-M., Z. SPAKOVSZKY et E. GREITZER. 2008, «A criterion for axial compressor hub-corner stall», *Journal of Turbomachinery*, vol. 130, doi :10.1115/1.2775492. 8

LEITNER, M. W., S. STAUDACHER et M. G. ROSE. 2019, «Study of the tip leakage flow in a compressor cascade with incidence exceeding the stability limit», *Turbo Expo : Power for Land, Sea, and Air*, vol. Volume 2A : Turbomachinery, doi :10.1115/GT2019-90224. 8

MAILACH, R., I. LEHMANN et K. VOGELER. 2000, «Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating From the Fluctuating Blade Tip Vortex », *Journal of Turbomachinery*, vol. 123, nº 3, doi :10.1115/1.1370160, p. 453–460. 13, 14

MARSAN, A. 2013, *Analyse et contrôle des écoulements en compresseur centrifuge avec diffuseur aspiré*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. 129

MARZ, J., C. HAH et W. NEISE. 2002, «An Experimental and Numerical Investigation into the Mechanisms of Rotating Instability », *Journal of Turbomachinery*, vol. 124, nº 3, doi :10.1115/1.1460915, p. 367–374. v, 14, 15

MELZER, A. P. et G. PULLAN. 2019, «The Role of Vortex Shedding in the Trailing Edge Loss of Transonic Turbine Blades», *Journal of Turbomachinery*, vol. 141, nº 4, doi :10.1115/1.4041307. 11

MOËNNE-LOCCOZ, V. 2019, *Analyse expérimentale des instabilités aérodynamiques dans un compresseur centrifuge de nouvelle génération*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. 86

ONERA. 2018, *elsA theoritical manual v3.8*, ONERA. 46, 48, 58, 59, 60, 61

OTTAVY, X., N. COURTIADE et N. GOURDAIN. 2012, «Experimental and computational methods for flow investigation in high-speed multistage compressor», *Journal Of Propulsion and Power*, vol. 28, doi :10.2514/1.B34412, p. 20. 129

PARKER, R. 1967a, «Calculation of Flow through Cascades of Blades Having Relative Motion and the Generation of Alternating Pressures and Forces Due to Interaction Effects», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, vol. 182, nº 1, doi :10.1243/PIME_PROC_1967_182_023_02, p. 229–242. 49

PARKER, R. 1967b, «Resonance effects in wake shedding from compressor blading», *Journal of Sound and Vibration*, vol. 6, nº 3, doi :10.1016/0022-460X(67)90202-7, p. 302 – 309. 11, 18

PARKER, R. 1969, «Paper 1 : Relation between Blade Row Spacing and Potential Flow Interaction Effects in Turbomachines», *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Conference Proceedings*, vol. 184, nº 7, doi :10.1243/PIME_CONF_1969_184_176_02, p. 1–8. 49

PARKER, R. 1972, «Interaction Effects between Blade Rows in Turbomachines», vol. 186, p. 10. 49

PARKER, R. 1984, «Acoustic resonances and blade vibration in axial flow compressors», *Journal of Sound and Vibration*, vol. 92, nº 4, doi :10.1016/0022-460X(84)90196-2, p. 529–539. 18

PULLAN, G., A. M. YOUNG, I. J. DAY, E. M. GREITZER et Z. S. SPAKOVSZKY. 2015, «Origins and Structure of Spike-Type Rotating Stall», *Journal of Turbomachinery*, vol. 137, nº 5, doi :10.1115/1.4028494. 12, 13, 14, 15

RENDU, Q. 2016, *Modélisation des écoulements transsoniques décollés pour l'étude des interactions fluide-structure*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. v, 5

ROE, P. L. 1981, «Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes», *Journal of Computational Physics*, vol. 43, nº 1, p. 357–372. 58

ROE, P. L. 1986, «Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations», *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 18, nº 1, doi :10.1146/annurev.fl.18.010186.002005, p. 337–365. 58

SCHNEIDER, K. et O. V. VASILYEV. 2010, «Wavelet methods in computational fluid dynamics», *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 42, nº 1, doi :10.1146/annurev-fluid-121108-145637, p. 473–503. 81

SCHREIBER, J. 2016, *Investigation of experimental and numerical methods, and analysis of stator clocking and instabilities in a high-speed multistage compressors*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, Écully, France. 58, 129

SMITH, B. 1994, «A near wall model for the k - l two equation turbulence model», dans *Fluid Dynamics Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Colorado Springs,CO,USA, doi :10.2514/6.1994-2386. 48

SPIKER, M. 2008, «Development of an efficient design method for non-synchronous vibrations», . vi, 25, 27

STAPELFELDT, S. et C. BRANDSTETTER. 2019, «Non-synchronous vibration in axial compressors : Lock-in mechanism and semi-analytical model», doi :10.13140/RG.2.2.16519.75688, p. 18. 27

TALON, A., G. ARROUGE, J. Y. CAZAUX et J. GARNIER. 2013, «Ensemble pour turbomachine pour mesurer des vibrations subies par une pale en rotation», . vi, 34

TAYLOR, J. V. et R. J. MILLER. 2016, «Competing Three-Dimensional Mechanisms in Compressor Flows», *Journal of Turbomachinery*, vol. 139, nº 2, doi :10.1115/1.4034685. 8

TOMASSINI, R., G. ROSSI et J.-F. BROUCKAERT. 2016, «On the development of a magnetoresistive sensor for blade tip timing and blade tip clearance measurement systems», *Review of Scientific Instruments*, vol. 87, nº 10, doi :10.1063/1.4964858, p. 102 505. 36

TYLER, J. M. et T. G. SOFRIN. 1962, «Axial Flow Compressor Noise Studies», , nº 620532, doi :10.4271/620532, p. 620 532. xvi, 9, 17, 19, 70, 151

UZOL, O. et J. KATZ. 2007, *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, vol. Chapitre 14, Springer Berlin Heidelberg. 74, 88

VO, H. D., C. S. TAN et E. M. GREITZER. 2008, «Criteria for Spike Initiated Rotating Stall», *Journal of Turbomachinery*, vol. 130, nº 1, doi :10.1115/1.2750674. 15

YAMADA, K., H. KIKUTA, K.-I. IWAKIRI, M. FURUKAWA et S. GUNJISHIMA. 2012, «An Explanation for Flow Features of Spike-Type Stall Inception in an Axial Compressor Rotor», *Journal of Turbomachinery*, vol. 135, nº 2, doi :10.1115/1.4007570. 14

YOUNG, A., I. DAY et G. PULLAN. 2012, «Stall Warning by Blade Pressure Signature Analysis», *Journal of Turbomachinery*, vol. 135, nº 1, doi :10.1115/1.4006426. 12

ZIADA, S., A. OENGOREN et A. VOGEL. 2002, «Acoustic Resonance in the Inlet Scroll of a Turbo-Compressor», *Journal of Fluids and Structures*, vol. 16, nº 3, doi :10.1006/jfls.2001.0421, p. 361–373. 18

Annexe A

Des simulations Bas-Reynolds aux simulations Haut-Reynolds

Point d'opération proche du rendement maximum ($\dot{m}_{norm}$=1.03)

Dans cette annexe, les différences entre les résultats stationnaires issus des simulations Bas-Reynolds et Haut-Reynolds sont analysées sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération proche du rendement maximum à $\dot{m}_{norm} = 1.03$ (voir figure 4.1).

Les figures A.1 et A.2 représentent respectivement des cartes du nombre de Mach relatif et d'entropie massique. Le résultat de la simulation Bas-Reynolds (en haut) est mis en vis à vis avec le résultat issu de la simulation Haut-Reynolds (en bas).

Analyse du nombre de Mach relatif

Comme l'analyse détaillée dans la sous-section 4.1.2, les niveaux de nombre de Mach présentent de fortes similitudes entre la simulation Bas-Reynolds et la simulation Haut-Reynolds, d'après la figure A.1. Pour chaque grille, les structures d'écoulements observées sont de topologie et d'intensité équivalentes entre les deux approches. L'écoulement observé dans le Rotor-1 montre une vitesse relative faible qui reste inférieure à $M_{rel} = 0.4$. Le Rotor-3 présente une poche supersonique au niveau du bord d'attaque sur l'extrados. La forme et l'intensité de cette poche supersonique prédite par la simulation Haut-Reynolds sont semblables à celle prédite par la simulation Bas-Reynolds.

Analyse de l'entropie massique

La figure A.2 montre que les approches Bas-Reynolds et Haut-Reynolds prédisent la même tendance pour les niveaux d'entropie massique. Une légère nuance est observée au niveau de l'écoulement dans le Stator-3, où le niveau d'entropie massique est plus élevée dans la prédiction issue de l'approche Haut-Reynolds. Les épaisseurs des sillages et des couches limites sont globalement bien captées dans la simulation Haut-Reynolds par rapport à celles captées en Bas-Reynolds.

Synthèse

Pour ce point d'opération, la prédiction issue de la simulation Haut-Reynolds est cohérente avec celle issue de la simulation Bas-Reynolds. Les structures d'écoulement observées dans cette approche Haut-Reynolds sont aussi visibles dans l'autre. Elles ne sont pas influencées par l'utilisation d'une *loi de paroi*, ainsi elle semble être un bon compromis.

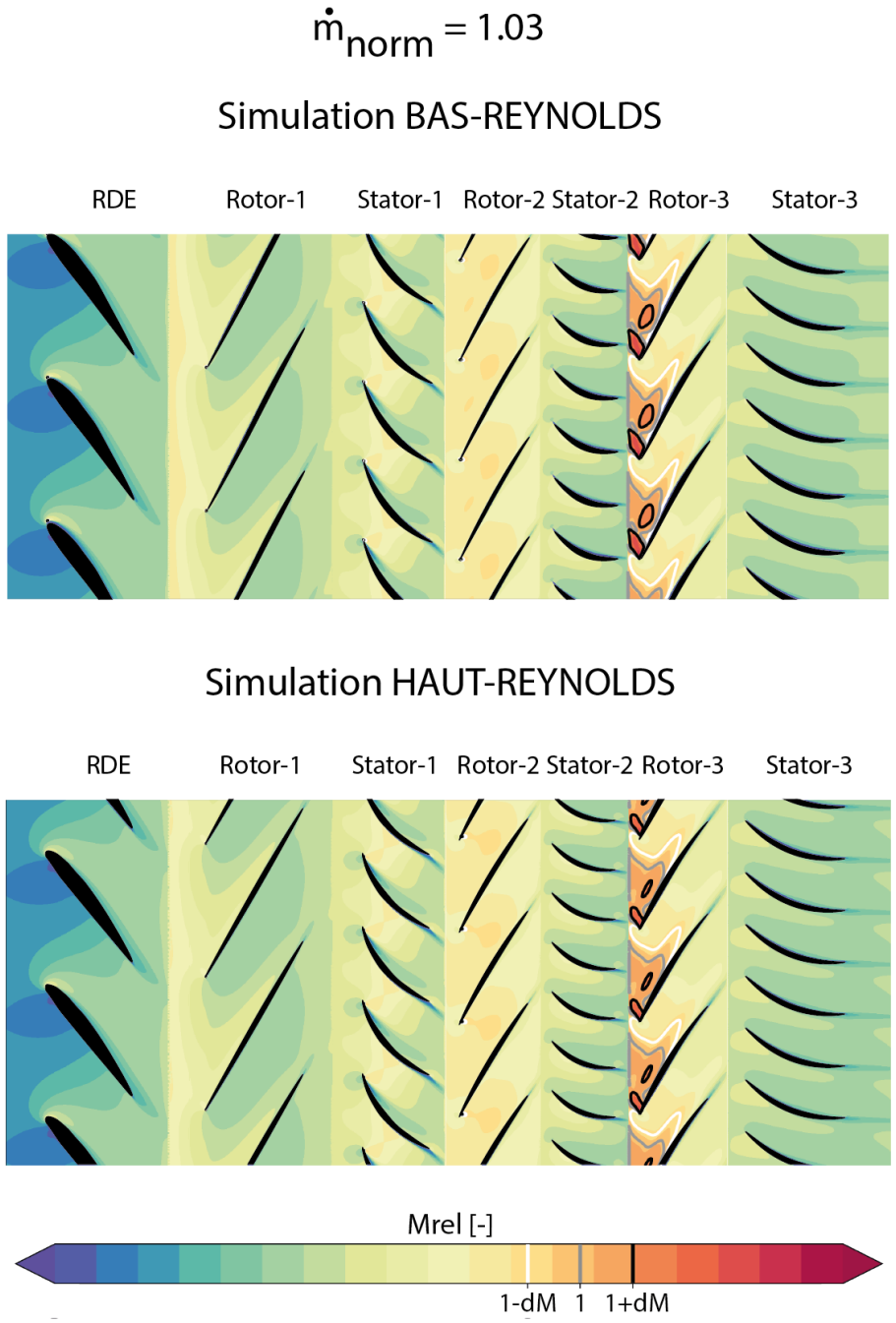


FIGURE A.1 – Nombre de Mach relatif M_{rel} sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm} = 1.03$: simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas). Un isocontour du nombre de Mach relatif à 1-dM (en blanc), 1.0 (en gris) et 1+dM (en noir) est superposé

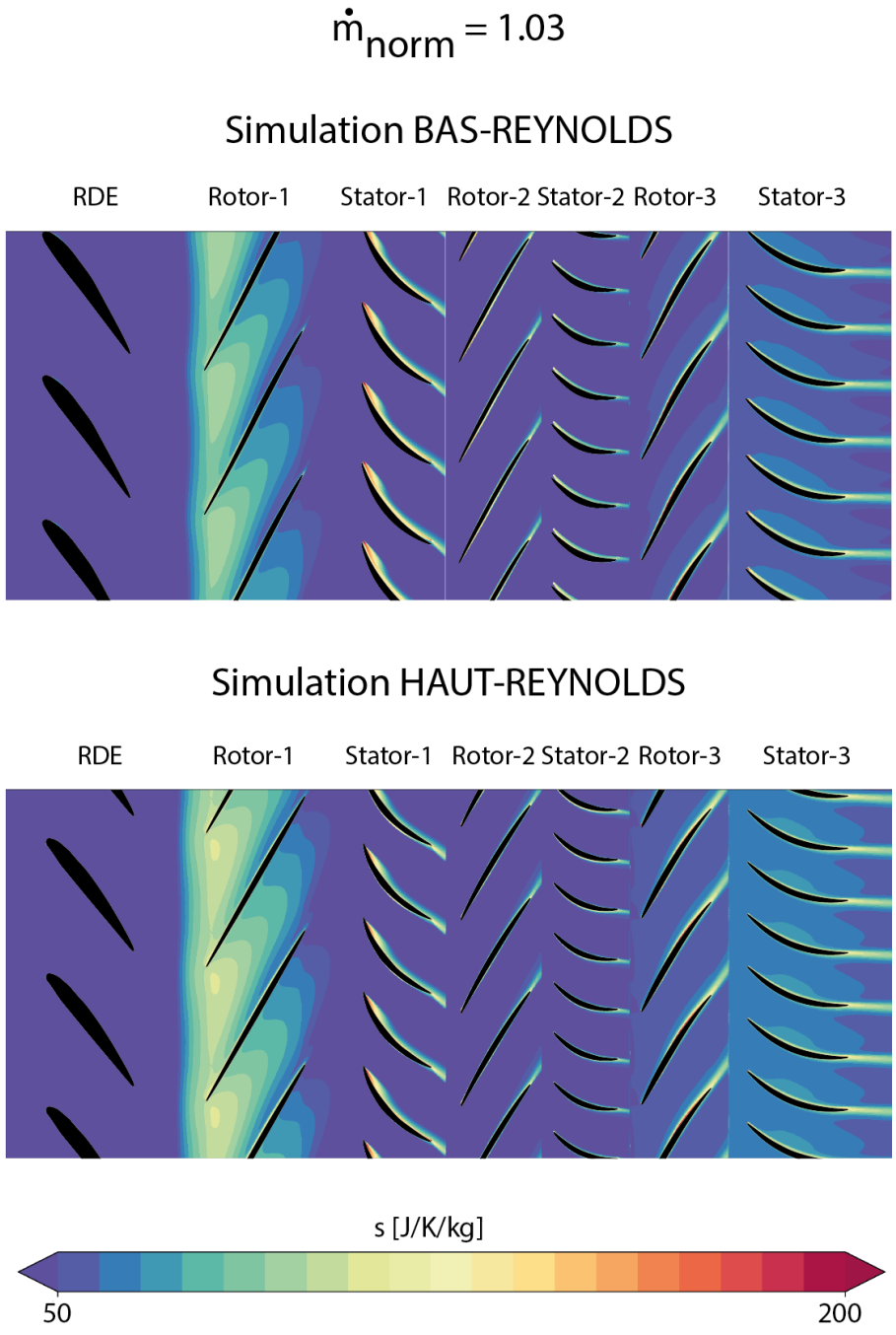


FIGURE A.2 – Entropie massique s sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine pour le point d'opération à $\dot{m}_{norm} = 1.03$: simulation Bas-Reynolds (en haut) et Haut-Reynolds (en bas)

Annexe B

Distribution méridienne des modes de pression dominants

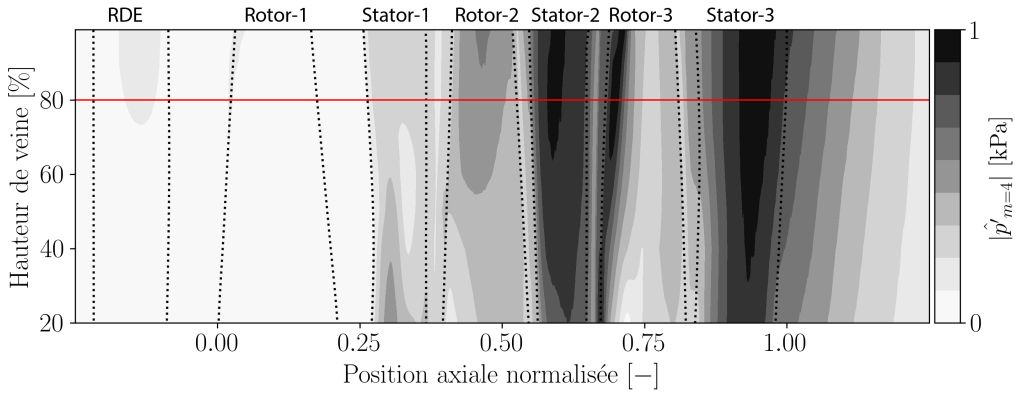
Des modes de pression présentant une certaine organisation azimutale sont observés dans les cartographies de pression instationnaire non-synchrone sur une coupe aubes-à-aubes à 80% de hauteur de veine dans la sous-section 4.3.1. Cette annexe présente la distribution radiale de l'amplitude de ces modes de pression dominants observés aux points d'opération OP0, OP1 et OP2.

Elle est visualisée dans la figure B.1 pour tous les points d'opération . Il est utile de rappeler que le mode de pression dominant est constitué de $|m_{\mathrm{OP0}}| = 4$ lobes pour OP0, $|m_{\mathrm{OP1}}| = 3$ lobes pour OP1 et $|m_{\mathrm{OP2}}| = 6$ lobes pour OP2. Pour obtenir cette figure, les coupes aubes-à-aubes entre 20% et 99% de hauteur de veine sont enregistrées pendant les 4 dernières rotations simulées avec 50 instants équi-répartis par rotation. La procédure est explicitée pour une hauteur de veine fixée. Une TFD spatiale est calculée à chaque position axiale et à chaque instant pour récupérer l'évolution temporelle de l'amplitude associée à l'organisation azimutale dominante correspondante. Une moyenne arithmétique est effectuée pour obtenir une valeur moyenne pour chaque position axiale. En appliquant cette procédure pour toutes les hauteurs de veine, l'amplitude moyenne de l'organisation azimutale dominante est tracée en fonction de la hauteur de veine et de la position axiale dans la figure B.1. Elle est normalisée par sa valeur maximale, afin de mettre en évidence la localisation du mode de pression pour tous les points d'opération. Ces valeurs sont répertoriée dans le tableau B.1 pour chaque point d'opération. Il est à noter que l'amplitude maximale du mode dominant au point OP0 est nettement inférieure à celles des modes aux points d'opération OP1 et OP2. Une ligne rouge continue est tracée pour mettre en évidence la hauteur de veine à 80% et les zones aubées sont limitées par des traits noirs discontinus.

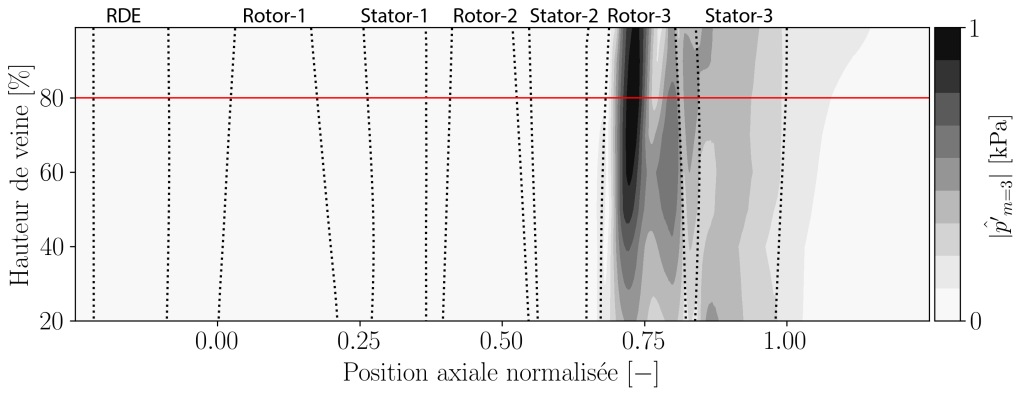
Pour chaque point d'opération, la localisation du mode de pression correspondant est cohérente avec l'évolution axiale des spectres spatiaux présentés dans la figure 4.32. Pour tous les points d'opération, l'évolution de l'amplitude est régulière de pied en tête. Il est remarqué que la hauteur de veine à 80% est représentative des fluctuations principales pour les modes de pression dominants.

	OP0	OP1	OP2
Valeur maximale [kPa]	0.5	3.8	13.8

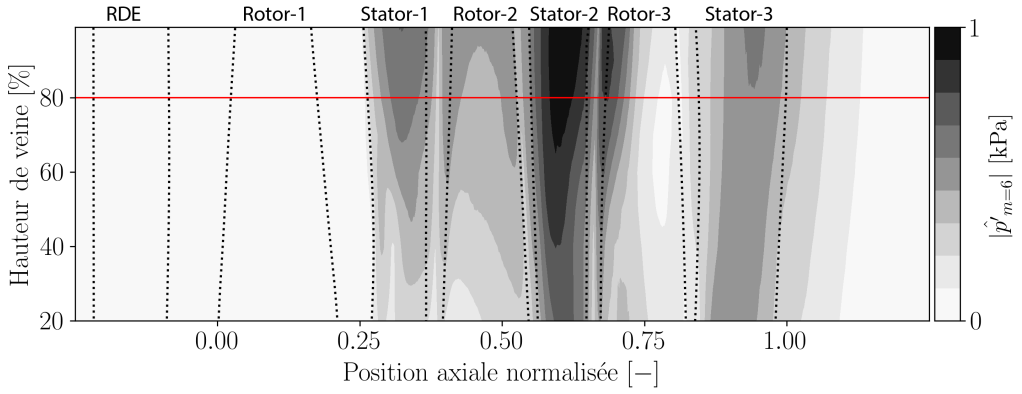
TABLEAU B.1 – Valeur maximale de l'amplitude moyenne du mode de pression dominant aux points d'opération OP0, OP1 et OP2 utilisée pour la normalisation de la figure B.1



(a) OP0



(b) OP1



(c) OP2

FIGURE B.1 – Distribution méridienne de l'amplitude normalisée du mode de pression dominant (voir tableau B.1) pour les points d'opération OP0, OP1 et OP2. La hauteur de veine à 80% est indiquée par une ligne horizontale rouge

Annexe C

Liste des Acronymes

Acronymes	Définition
BPF	Fréquence de passage des pales
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Nombre de Courant Friedrichs Lewy
LES	Large Eddy Simulation
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
ND	Diamètre nodal
NSV	Vibrations non-synchrones ou *Non-Synchronous Vibrations*
ONERA	Office National d'Études et de Recherche Aérospatiales
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation
RDE	Roue Directrice d'Éntrée
RNA	Réduction du Nombre d'Aubes
TFD	Transformée de Fourier Discrète
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes Simulation

Annexe D

Liste des Variables

Variables	Description	Unité
$\mathscr{A}$	Aire quelconque	m^2
c_p	Capacité calorifique à pression constante par unité de masse	$\mathrm{J}.kg^{-1}.\mathrm{K}^{-1}$
γ	Coefficient de Laplace	–
κ	Constante de von Kármán	–
df	Résolution fréquentielle	EO
$\dot{m}_{norm}$	Débit masse normalisé	–
f	Fréquence	EO
$f_{\text{cut-off}}$	Fréquence de coupure d'un mode acoustique	EO
f_{E}	Fréquence d'échantillonnage	$\mathrm{H}z$
h	Fenêtre de pondération	–
e	Force électromotrice induite	V
$f_{\mathrm{S}t}$	Fréquence de Strouhal	$\mathrm{H}z$
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-1}}$	Fréquence de passage des pales du Rotor-1	EO
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-2}}$	Fréquence de passage des pales du Rotor-2	E0
$\mathrm{BPF}_{\text{Rotor-3}}$	Fréquence de passage des pales du Rotor-3	E0
f_{rot}	Fréquence de rotation du compresseur	EO
h_t	Enthalpie totale	J

Variables	**Description**	**Unité**
$h_{t,is}$	Enthalpie totale isentropique	J
K	Facteur de normalisation	–
$k_x^{\pm}$	Nombre d'onde axial complexe	–
λ_x	Longueur d'onde axiale	m
λ_m	Longueur d'onde azimutale	rad
M	Nombre de Mach	–
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
j	Ordre radial	–
m	Ordre azimutal	–
M_{rel}	Nombre de Mach relatif	–
M_θ	Nombre de Mach tangentiel	–
M_x	Nombre de Mach axial	–
N_s	Nombre de pales du stator	–
N_b	Nombre de pales	–
Pr	Nombre de Prandtl	–
Pr_t	Nombre turbulent de Prandtl	–
$\pi_{t-t,norm}$	Taux de pression totale-à-totale normalisé	–
p	Pression statique	Pa
P_t	Pression totale	Pa
ω	Pulsation	$rad.s^{-1}$
r	Constante spécifique de l'air	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
r	Rayon	m
$\eta_{t,norm}$	Rendement isentropique normalisé	–
η_t	Rendement isentropique	–
R	Constante des gaz parfaits	$J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$

Variables	**Description**	**Unité**
s	Signal quelconque	–
S_t	Nombre de Strouhal	–
T	Période de temps quelconque	s
τ	Tenseur de contrainte visqueuse	–
π_{t-t}	Taux de pression totale-à-totale	–
δt	Intervalle d'échantillonnage	s
T_{rot}	Période de rotation du compresseur	s
T_t	Température totale	K
ν	Viscocité cinématique	$m^2.s^{-1}$
μ	Viscocité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
μ	Viscocité moléculaire	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
μ_t	Viscocité dynamique turbulente	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
V	Vitesse absolue	$m.s^{-1}$
W	Vitesse relative	$m.s^{-1}$
Ω	Vitesse de rotation angulaire	$rad.s^{-1}$
a	Vitesse du son	$m.s^{-1}$

Annexe E

Liste des Exposants

Exposants	Définition
a'	Fluctuations temporelles
$\hat{a}$	Coefficient de Fourier
$\|a\|$	Module
$\langle a \rangle$	Moyenne d'ensemble
$\overline{a}$	Valeur moyenne

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 25 mai 2016,

Vu la demande du directeur de thèse

Monsieur S. AUBERT

et les rapports de

M. F. FONTANETO
Professeur - Von Karman Institute - Waterloosesteenweg 72 - 1640 Sint-Genesius-Rode
Belgique

et de

M. N. GOURDAIN
Professeur - ISAE Supaéro - 10 avenue Edouard Belin - BP 54032 - 31055 Toulouse cedex 4

Madame FIQUET Anne-Lise

est autorisée à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale Mécanique, Energétique, Génie Civil et Acoustique

Fait à Ecully, le 22 février 2021

P/Le directeur de l'E.C.L.
Le directeur des Etudes

Grégory VIAL