



**HAL**  
open science

# Conception du fan UHBR ECL5 pour une analyse des mécanismes d'interactions multi-physiques à l'origine du flottement

Valdo Pagès

► **To cite this version:**

Valdo Pagès. Conception du fan UHBR ECL5 pour une analyse des mécanismes d'interactions multi-physiques à l'origine du flottement. Autre. Université de Lyon, 2021. Français. NNT : 2021LY-SEC047. tel-03738728

**HAL Id: tel-03738728**

**<https://theses.hal.science/tel-03738728v1>**

Submitted on 26 Jul 2022

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

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



ÉCOLE  
**CENTRALE** LYON

Numéro d'ordre : 2021LYSEC47

**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 13/12/2021, par :*

**Valdo PAGÈS**

---

# **Conception du fan UHBR ECL5 pour une analyse des mécanismes d'interactions multi-physiques à l'origine du flottement**

---

*Devant le jury composé de :*

Jean-Camille CHASSAING	Professeur des universités	UPMC, Institut D'Alembert	<i>Président du Jury</i>
Xavier AMANDOLESE	Maître de conférences	CNAM, LadHyX	<i>Rapporteur</i>
Eric GONCALVES DA SILVA	Professeur des universités	ISAE-ENSMA, Institut P'	<i>Rapporteur</i>
Emeline SADOULET-REBOUL	Maître de conférences	UBFC, FEMTO-ST	<i>Examinatrice</i>
Pascal FERRAND	Directeur de recherche	CNRS, LMFA	<i>Examineur</i>
Stéphane AUBERT,	Professeur des universités	ECL, LMFA	<i>Directeur de thèse</i>
Laurent BLANC	Maître de conférence	ECL, LTDS	<i>Encadrant de thèse</i>
Pierre DUQUESNE	Maître de conférence	ECL, LMFA	<i>Encadrant de thèse</i>

---

# Remerciements

Un long chemin parcouru, parfois décourageant, souvent passionnant, et me voilà le bout de ces travaux. Ces années m'ont apporté quelques cheveux blancs en plus, que je refuse d'imputer à ma fille, mais je retiendrai surtout une émulation intellectuelle incomparable, de belles rencontres et de bons moments.

Je remercie en premier lieu tous les membres du jury, et en particulier Xavier Amandolese et Eric Goncalves Da Silva d'avoir pris le temps d'évaluer ce manuscrit.

Le projet ECL5 n'aurait pas pu voir le jour sans le soutien de Safran Aircraft Engines et je salue l'ensemble des personnes qui l'ont facilité et ont apporté leur expertise technique au cours de la conception.

Je tiens à remercier les personnes ayant encadré ces travaux et avec qui ça a été un plaisir de travailler. Merci Stéphane de m'avoir fait confiance pour ce beau sujet de thèse et de ton implication pour faire le faire avancer. Merci Pascal, nos échanges sur la compréhension des phénomènes et tes encouragements ont été une grande source de motivation. Merci Laurent de m'avoir accompagné dans le monde de la mécanique tout court, toujours avec bonne humeur. Et merci Pierre, aussi bien en tant que camarade qu'encadrant, tu as toujours été de bon conseil et un soutien important.

Ces années au labo n'auraient pas été les mêmes sans toutes les personnes rencontrées. Merci Christoph de m'avoir aidé dans la réalisation de ce projet qui n'aurait pas été aussi réussi sans toi, j'ai confiance pour que tu fasses tourner ça rond! Merci Laurent, je n'ose pas compter le nombre de fois que j'ai toqué à ta porte et que m'as dépanné de bonne volonté. Merci à toute l'équipe turbo pour cette ambiance formidable, au travail et en dehors. Grimpe, pots, barbecues ou encore sorties montagnardes ont rendu le quotidien beaucoup plus agréable. Merci à l'ensemble des doctorants, arrivés avant ou après moi, avec qui j'ai pu partager tous ces moments : Thomas, Anne-Lise, Jef, Ludo, Victor, Julissa, Florent, Martin(s), Gabriel, Christophe, Ivo, Nicolas, Aurélien, Alexandra...

Je remercie également toute ma famille de m'avoir soutenu et particulièrement mes parents de m'avoir donné ce goût des sciences depuis toujours. Pour finir, merci Julia de m'avoir accompagné, d'avoir supporté ces discussions scientifiques sans fin et tout simplement de partager ma vie. J'ai hâte de traverser d'autres aventures avec toi.



# Résumé

L'évolution des fans tend vers de nouvelles architectures qui les rendent plus sensibles aux instabilités aéroélastiques. Le flottement est une de ces instabilités. Elle se produit lorsque l'échange d'énergie entre le fluide et la structure est déstabilisant. Un tel échange d'énergie est causé par les fluctuations de l'écoulement qui sont induites par la vibration de la roue aubagée et réciproquement. L'enjeu de ce travail est d'améliorer la compréhension des mécanismes menant à l'émergence du flottement dans un fan UHBR. L'étude porte sur le fan transsonique ECL5, un nouveau cas test ouvert dédié à la compréhension des instabilités dont la conception est finalisée ici et qui doit être testé sur le banc d'essai ECL-B3.

Différents méthodes numériques sont utilisés pour simuler les différentes physiques : simulations stationnaires de l'écoulement (RANS), simulations structurales (FEM) et simulations instationnaires linéarisées de l'écoulement (LRANS) autour du fan isolé. La sensibilité de la solution à divers paramètres numériques est évaluée et une attention particulière est portée aux effets de la déformation du maillage.

La conception de l'ECL5 finale est caractérisée par une large plage de rendement élevé pour des écoulements transsoniques. L'orientation des fibres composites a été définie de manière à assurer une large marge vis-à-vis des contraintes statiques et dynamiques. De plus, l'étude de stabilité aéroélastique systématique sur plusieurs points de fonctionnement à vitesse nominale et à vitesse partielle pour les trois premiers modes propres mécaniques confirme que le fan est stable sur une large plage de fonctionnement.

Par ailleurs, une instabilité aéroélastique du fan couplée à une résonance du système linéaire est détectée à vitesse partielle proche de la limite de stabilité aérodynamique. L'analyse montre que les principales fluctuations de l'écoulement sont liées à des phénomènes de convection : le battement de la couche limite décollée sur l'extrados et la fluctuation de l'écoulement de jeu. La résonance apparaît lorsqu'il y a concordance entre le temps de propagation des phénomènes convectifs dans l'écoulement de jeu et le déphasage inter-aube.

Une méthodologie est proposée pour identifier la chaîne de causalité entre les sources générant les fluctuations de l'écoulement et les récepteurs où les principaux échanges d'énergie entre l'aube et le fluide ont lieu. Cette méthode s'appuie sur le principe de superposition, le principe de quasi-stationnarité appliqué à une échelle locale et le déphasage inter aube. La méthodologie est appliquée à plusieurs configurations aéroélastiques transsoniques à la vitesse nominale. Il apparaît que la stabilité aéroélastique d'un fan est pilotée par un nombre restreint de mécanismes (variation d'incidence, variation de section de passage, variation de cambrure et onde régressive) dont le poids relatif varie en fonction du point de fonctionnement et du mode vibratoire.



# Abstract

New fan architectures are more sensitive to aeroelastic instabilities. Flutter happens when the exchange of energy between the fluid and the structure is destabilizing. This exchange is caused by flow fluctuations generated by blades vibration and conversely. This work aims to improve the understanding of multi-physical mechanisms underlying flutter apparition in UHBR fans. The new transonic fan, ECL5, is studied. It is an open-test-case dedicated to the study of instabilities. Its design was achieved during this work and will be tested on ECL-B3 test rig.

Several numerical methods are used to simulate the different physics : stationary flow simulations (RANS), mechanical simulations (FEM) and time-linearized simulations (LRANS) applied to the isolated fan. Time-linearized simulations are validated through several sensitivity studies to numerical parameters, with special attention to mesh deformation effects.

The final ECL5 design is presented. It is characterized by a wide operating range with high efficiency for transonic flows. Composite fibre orientations are defined in order to ensure a high margin towards static and dynamic constraints. An aeroelastic study on several operating points at nominal speed and partial speed is conducted for the first three vibrational modes. It shows that the fan is stable over a wide operating range.

Moreover, an aeroelastic instability coupled with a resonance of the linear system is detected at partial speed near the aerodynamic stability limit. The analysis shows that the main flow fluctuations are convective phenomena : separated boundary layer variation at suction side and tip clearance flow variation. Resonance occurs when propagation time in the tip clearance flow and inter-blade phase angle coincide.

A methodology is proposed to identify the causal chain between sources and receptors. Sources produce flow fluctuations and receptors are zones where the main energy exchanges take place. This methodology is based on superposition principle, quasi-stationary principle applied at a local scale and inter-blade phase angle. It is applied to several aeroelastic configurations at nominal speed. It appears that the fan stability is controlled by a few mechanisms (incidence variation, flow section variation, camber variation and retrograde pressure wave) whose relative weights vary with the operating point and the mode.

---

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>iii</b>
<b>Résumé</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Table des matières</b>	<b>ix</b>
<b>Liste des figures</b>	<b>xv</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xxv</b>
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Contexte . . . . .	1
1.1.1 Principe de fonctionnement et opérabilité . . . . .	1
1.1.2 Évolution technologique des fans de turboéacteurs . . . . .	3
1.1.3 Impact sur les interactions fluide-structure . . . . .	5
1.1.4 Contexte des travaux de thèse : le projet de configuration fan ouverte ECL5 . . . . .	7
1.2 Définition du cas d'étude ECL5 . . . . .	8
1.2.1 Principes de conception . . . . .	9
1.2.2 Éléments constitutifs . . . . .	9
1.2.3 Critères de conception aérodynamiques . . . . .	10
1.2.4 Contraintes géométriques et mécaniques . . . . .	13
1.2.5 État initial - Versions préliminaires du fan ECL5 . . . . .	15
1.3 Problématique et objectifs . . . . .	18
1.4 Organisation du mémoire . . . . .	18
<b>2 Etat de l'art sur les mécanismes d'apparition du flottement</b>	<b>21</b>
2.1 Flottement et autres instabilités aéroélastiques . . . . .	21
2.2 Stabilité du système couplé fluide-structure . . . . .	24
2.2.1 Méthodes de simulation des interactions fluide-structure . . . . .	25

2.2.2	Condition de déclenchement de l'instabilité aéroélastique . . . . .	25
2.2.3	Travail des forces aérodynamiques . . . . .	27
2.2.4	Amortissement aérodynamique . . . . .	28
2.2.5	Bilan . . . . .	29
2.3	Paramètres influençant la stabilité aéroélastique . . . . .	29
2.3.1	Déformée modale et structure composite . . . . .	29
2.3.2	Fréquence réduite . . . . .	31
2.3.3	Couplage inter-aubes . . . . .	32
2.3.4	Propagation et amplification des ondes de pression dans la roue aubagée . . . . .	34
2.3.5	Conditions de propagation acoustique dans la veine . . . . .	35
2.4	Synthèse . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Méthodologie numérique</b>	<b>47</b>
3.1	Méthodes de simulation pour la conception aéro-mécanique . . . . .	48
3.1.1	Processus de conception . . . . .	48
3.1.2	Simulations de l'écoulement stationnaire . . . . .	50
3.1.3	Simulations mécaniques statiques et dynamiques du fan . . . . .	55
3.1.4	Synthèse . . . . .	60
3.2	Méthodologie de simulation pour l'étude de la stabilité aéroélastique . . . . .	60
3.2.1	Description des méthodes linéarisées . . . . .	60
3.2.2	Configuration numérique de référence Turb'Flow/Turb'Lin et solution de référence . . . . .	66
3.2.3	Configuration numérique d'étude elsA/Turb'Lin . . . . .	72
3.2.4	Mise en évidence et préconisations pour limiter l'erreur numérique liée à la déformation du maillage proche paroi . . . . .	75
3.3	Application 3D au fan ECL5 . . . . .	80
3.3.1	Configuration numérique . . . . .	81
3.3.2	Déformation du maillage dans le jeu . . . . .	81
3.3.3	Détermination des conditions de propagation acoustique dans la veine . . . . .	81
3.4	Analyse de la réponse instationnaire sur un maillage déformable . . . . .	84
3.4.1	Décomposition de la réponse instationnaire . . . . .	84
3.4.2	Importance du référentiel de visualisation du champ linéarisé pour l'analyse du flottement . . . . .	85
3.4.3	Influence de la déformation du maillage sur la validité des simulations en turbulence figée . . . . .	87
3.5	Synthèse . . . . .	89
<b>4</b>	<b>Configuration ECL5 : résultat du processus de conception</b>	<b>91</b>
4.1	Caractéristiques principales . . . . .	92
4.1.1	Description des aubes . . . . .	92

---

4.1.2	Définition de la partie profilée des aubes . . . . .	94
4.1.3	Méthode de fabrication du fan . . . . .	95
4.2	Description et spécificités de la configuration ECL5 . . . . .	97
4.2.1	Détail de la vue méridienne de l'étage . . . . .	97
4.2.2	Géométrie fan . . . . .	98
4.2.3	Orientation des nappes du composite . . . . .	101
4.2.4	Géométrie OGV . . . . .	102
4.3	Caractérisation aérodynamique stationnaire . . . . .	105
4.3.1	Plage de fonctionnement et performances . . . . .	106
4.3.2	Description de l'écoulement à 100Nn . . . . .	107
4.3.3	Description de l'écoulement du fan à 105Nn sur la ligne de fonctionnement . . . . .	112
4.3.4	Limites de la plage de fonctionnement à faible débit . . . . .	114
4.3.5	Limites de la plage de fonctionnement à haut débit . . . . .	117
4.3.6	Bilan . . . . .	118
4.4	Caractérisation mécanique du fan . . . . .	120
4.4.1	Déplacement statique . . . . .	120
4.4.2	Contraintes statiques . . . . .	124
4.4.3	Analyse dynamique . . . . .	125
4.4.4	Bilan . . . . .	131
4.5	Étude de la stabilité du fan sur la plage de fonctionnement . . . . .	131
4.5.1	Stratégie d'étude . . . . .	131
4.5.2	Influence de la configuration numérique sur le champ stationnaire . . . . .	133
4.5.3	Amortissement aérodynamique du fan . . . . .	133
4.5.4	Influence de la fréquence et de la déformation modale sur l'amortissement . . . . .	134
4.5.5	Influence du point de fonctionnement à 80Nn . . . . .	135
4.5.6	Comparaison du travail de déplacement et du travail de déformation . . . . .	135
4.5.7	Bilan . . . . .	136
4.6	Synthèse . . . . .	137
<b>5</b>	<b>Analyse des mécanismes de stabilité aéroélastique pour des écoulements transsoniques</b>	<b>139</b>
5.1	Principe d'analyse des mécanismes de stabilité . . . . .	140
5.2	Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 2 au point de design OP-A . . . . .	141
5.2.1	Caractérisation des récepteurs . . . . .	142
5.2.2	Caractérisation des structures aérodynamiques réceptrices . . . . .	145
5.2.3	Analyse de la propagation des perturbations . . . . .	147
5.2.4	Identification des sources et des mécanismes perturbant les structures aérodynamiques dans la zone supersonique . . . . .	150
5.2.5	Identification des sources et des mécanismes perturbant les structures aérodynamiques dans la zone subsonique . . . . .	151

5.2.6	Étude de l'influence des conditions de propagation acoustique sur les structures aérodynamiques émettrices . . . . .	157
5.2.7	Bilan . . . . .	159
5.3	Analyse des mécanismes de stabilité des autres modes à OP-A . . . . .	160
5.3.1	Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 1 . . . . .	161
5.3.2	Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 3 . . . . .	168
5.3.3	Bilan de l'influence du mode mécanique . . . . .	173
5.4	Influence du point de fonctionnement sur les mécanismes de stabilité du mode 2 . . . . .	175
5.4.1	Analyse des mécanismes de stabilité à faible débit OP-B . . . . .	175
5.4.2	Analyse des mécanismes de stabilité à haut débit OP-C . . . . .	180
5.4.3	Bilan de l'influence du point de fonctionnement . . . . .	188
5.5	Synthèse . . . . .	189
<b>6</b>	<b>Analyse des mécanismes de stabilité aéroélastique pour un écoulement subsonique</b>	<b>191</b>
6.1	Éléments préliminaires d'analyse . . . . .	192
6.1.1	Écoulement stationnaire à OP-D et OP-E . . . . .	192
6.1.2	Conditions de propagation acoustique dans la veine . . . . .	193
6.1.3	Influence du point de fonctionnement sur le travail local . . . . .	195
6.2	Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 2 à 80Nn . . . . .	196
6.2.1	Analyse de la répartition de travail : Caractérisation des récepteurs . . . . .	196
6.2.2	Étude des fluctuations de l'écoulement à OP-E . . . . .	197
6.2.3	Étude des fluctuations de l'écoulement à OP-D . . . . .	201
6.2.4	Étude comparative de la fluctuation de l'écoulement de jeu entre OP-D et OP-E203	
6.2.5	Bilan . . . . .	206
6.3	Analyse des causes de l'amplification de la réponse aéroélastique autour du mode 2ND5 à OP-D . . . . .	208
6.3.1	Influence du changement de condition de propagation des ondes acoustiques	208
6.3.2	Influence des phénomènes propagatifs dans l'écoulement de jeu . . . . .	209
6.3.3	Bilan . . . . .	211
6.4	Synthèse et discussion . . . . .	211
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>213</b>
	<b>Références</b>	<b>219</b>
<b>A</b>	<b>Notions sur le fonctionnement aérodynamique d'un fan de turboréacteur aéronautique</b>	<b>I</b>
A.1	Grandeurs aérodynamiques caractéristiques . . . . .	I
A.1.1	Performances . . . . .	I
A.1.2	Conditions de fonctionnement standardisées . . . . .	II
A.1.3	Coefficients de charge et de débit . . . . .	II
A.2	Description de l'écoulement dans un fan . . . . .	III

A.2.1	Écoulement principal . . . . .	III
A.2.2	Principaux écoulements secondaires . . . . .	V
<b>B</b>	<b>Notions sur la statique et la dynamique d'une roue aubagée</b>	<b>VII</b>
B.1	Déformation statique des roues aubagées . . . . .	VIII
B.2	Modes mécaniques des structures à symétrie cyclique . . . . .	VIII
B.3	Analyse de la situation modale des roues aubagées . . . . .	XI
B.4	Risque de fatigue vibratoire . . . . .	XII
B.4.1	Diagramme de Haigh . . . . .	XII
B.5	Réponse forcée . . . . .	XIII
B.5.1	Diagramme de Campbell et étude des coïncidences . . . . .	XIII
<b>C</b>	<b>Paramétrisation des aubes</b>	<b>XVII</b>
C.1	Définition d'une aube de turbomachine . . . . .	XVII
C.2	Paramétrisation des profils . . . . .	XIX
C.2.1	Paramètres de cambrure . . . . .	XIX
C.2.2	Paramètres d'épaisseur . . . . .	XXIV
<b>D</b>	<b>Comparaison des champs stationnaires pour les points d'étude aéroélastique</b>	<b>XXVII</b>
D.1	A - Point de design (100Nn, 36.0 kg/s) . . . . .	XXVIII
D.2	B - Maximum du taux de pression (100Nn, 32.0 kg/s) . . . . .	XXIX
D.3	C - Blocage sonique (100Nn, 38.9 kg/s) . . . . .	XXX
D.4	D - Maximum du taux de pression (80Nn, 26.0 kg/s) . . . . .	XXXI
<b>E</b>	<b>Modèle de propagation des modes acoustiques dans une veine 2D avec un écoulement rotatif</b>	<b>XXXIII</b>
E.1	Développements mathématiques . . . . .	XXXIII
E.1.1	Développement de la dérivée particulière en cylindrique . . . . .	XXXIII
E.1.2	Développement du laplacien en cylindrique . . . . .	XXXIV
E.1.3	Calcul des dérivées partielles . . . . .	XXXV
E.2	Conditions de propagation . . . . .	XXXV
E.2.1	Equation caractéristique du nombre d'onde axial . . . . .	XXXV
E.2.2	Nombre d'onde de cut-on et nombre d'onde axial . . . . .	XXXVI
<b>F</b>	<b>Détermination des conditions de propagation acoustique</b>	<b>XXXIX</b>
<b>G</b>	<b>Compléments d'analyse de la stabilité aéroélastique à 100Nn</b>	<b>XLVII</b>
G.1	Quantification de la contribution des sources à la stabilité globale de l'aube . . . . .	XLVII
G.2	Amplification des fluctuations de pression à l'aval du fan . . . . .	XLIX
<b>H</b>	<b>Nomenclature</b>	<b>LI</b>
H.1	Liste des Acronymes . . . . .	LI

## TABLE DES MATIÈRES

---

H.2 Liste des Variables . . . . .	LIII
H.3 Liste des Exposants . . . . .	LV
H.4 Liste des Opérateurs Mathématiques . . . . .	LVI

# Liste des figures

1.1	Turboréacteurs modernes carénés et à double flux . . . . .	2
1.2	Plage de fonctionnement schématique d'un fan . . . . .	3
1.3	Comparatif de fans de turboréacteurs à haut taux de dilution . . . . .	4
1.4	Exemples de géométrie d'aubes fan d'ancienne génération (CFM56) et modernes (Leap) . . . . .	5
1.5	Visualisation des constituants du banc d'essai . . . . .	8
1.6	Veine du véhicule d'essai MARLYSA et de la configuration ECL5 . . . . .	10
1.7	Schéma de la marge de stabilité utilisée pour la conception de l'ECL5 . . . . .	13
1.8	Profils fan préliminaire ECL5 <sub>v2</sub> (le pourcentage désigne la hauteur de veine. 0% correspond au moyeu et 100% au carter) . . . . .	17
1.9	Performances du fan préliminaire ECL5 <sub>v2</sub> (l'étoile représente le point de design) [RENDU, 2016] . . . . .	17
2.1	Triangle des interactions fluide-structure de Collar . . . . .	22
2.2	Classement des différents types de flottement sur la plage de fonctionnement d'un fan transsonique (d'après BONTEMPS [2021]) . . . . .	23
2.3	Exemples de déformées modales d'aubes de fan illustrées par l'amplitude normalisée de déplacement [MAY, 2012b] . . . . .	30
2.4	Influence de l'orientation de nappes composites sur la stabilité aéroélastique [REIBER et BLOCHER, 2017]. La convention sur le signe de l'amortissement est inversée. . . . .	30
2.5	Schéma de principe de la variation d'incidence par la vibration de l'aube . . . . .	32
2.6	Exemple de déformées modales pour différents diamètres nodaux ND, illustrés par le déplacement azimutal normalisé entre -1 et +1 . . . . .	33
2.7	Exemples de modes acoustiques dans une conduite annulaire illustrés par les fluctuations de pression normalisées (d'après BONTEMPS [2021]) . . . . .	36
2.8	Structure hélicoïdale de propagation d'un mode acoustique de conduite illustré par une iso-phase des fluctuations de pression (d'après RIENSTRA [2015]) . . . . .	36
2.9	Relation entre nombre d'onde $k$ et nombre d'onde axial $k_z$ dans un cas 2D pour les modes $m^f = 0, 2, 4, 6$ ( $\mu = 0$ , $r_c = 1.0\text{m}$ et $h_{m/c} = 1.0$ ) . . . . .	40

2.10 Exemple des conditions de propagation en fonction de l'ordre azimutal pour un point de fonctionnement donné ( $M_z = 0.5$ , $M_\theta = 0.5$ , $h_{m/c} = 1.0$ ) . . . . .	41
2.11 Exemple de la relation entre l'ordre azimutal dans le référentiel tournant et la fréquence relative dans le référentiel fixe ( $f = 700$ Hz, $\Omega = 200$ tr/s). . . . .	42
2.12 Fronts d'onde acoustique au cours du temps sur la circonférence dans le référentiel fixe ( $f=700$ Hz, $\Omega=200$ tr/s, $m=4$ ) . . . . .	42
2.13 Relation entre la pente $\alpha^f$ des fronts de pression dans le référentiel fixe et l'ordre azimutal $m$ des fluctuations de pression ( $f=700$ Hz, $\Omega=200$ tr/s) . . . . .	43
2.14 Fronts d'onde acoustique au cours du temps sur la circonférence dans le référentiel fixe pour les différents cas de la figure 2.13 . . . . .	44
2.15 Illustration des conditions de propagation des modes acoustiques générés par une famille modale en fonction de l'ordre azimutal ( $M_z = 0.5$ , $M_\theta = 0.5$ , $h_{m/c} = 1.0$ , $f=700$ Hz, $\Omega=200$ tr/s) . . . . .	45
3.1 Principe de processus de mise à froid . . . . .	50
3.2 Volumes de contrôle [BLAZEK, 2015] . . . . .	52
3.3 Vue méridienne de la veine d'essai avec le domaine de simulation CFD étage complet (rouge) . . . . .	53
3.4 Comparaison des performances en fonction de la taille du maillage . . . . .	54
3.5 Conditions aux limites des simulations mécaniques du fan . . . . .	56
3.6 Diagramme de Haigh du composite Hexply® 8552 dans la direction 1 des fibres de carbone avec limite d'endurance suivant un modèle de Goodman . . . . .	58
3.7 Détail du maillage du fan pour les simulations mécaniques . . . . .	59
3.8 Domaine de simulation 2D . . . . .	67
3.9 Nombre de Mach stationnaire (maillage standard) . . . . .	69
3.10 Comparaison du nombre de Mach isentropique stationnaire pour les maillages standard et raffiné . . . . .	69
3.11 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi pour les maillages standard et raffiné . . . . .	70
3.12 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi pour les schémas de Roe et JST ( $\epsilon_2 = 1/32$ et $\epsilon_4 = 4$ ) . . . . .	71
3.13 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi pour différents niveaux de dissipation numérique du schéma de JST . . . . .	71
3.14 Comparaison du nombre de Mach isentropique stationnaire entre les solveurs elsA et Turb'Flow . . . . .	72
3.15 Amplitude des fluctuations de pression au bord d'attaque en fonction du schéma spatial des grandeurs turbulentes . . . . .	73
3.16 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction du schéma spatial des grandeurs turbulentes (JST, $\epsilon_2 = 1/16$ et $\epsilon_4 = 8$ ) . . . . .	73
3.17 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de l'extrapolation de $\omega_{wall}$ (JST, $\epsilon_2 = 1/16$ et $\epsilon_4 = 8$ , $F_{turb}^c$ décentré) . . . . .	74

3.18 Amortissement en fonction de la fréquence déterminé avec les configurations numériques de référence Turb'Flow/Turb'Lin et d'étude elsA/Turb'Lin . . . . .	74
3.19 Lois de déformation du maillage du bloc en O . . . . .	76
3.20 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de la déformation du maillage . . . . .	77
3.21 Ecart des fluctuations de pression à la paroi entre la loi indicielle et le déplacement global du maillage (configuration numérique d'étude) . . . . .	78
3.22 Ecart des fluctuations de pression à la paroi entre la loi spatiale et le déplacement global du maillage (configuration numérique d'étude) . . . . .	79
3.23 Zone de déformation du maillage pour la loi spatiale par rapport aux structures de l'écoulement stationnaire. Les lignes blanches délimitent la zone entre 10% et 90% de déplacement . . . . .	79
3.24 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de la déformation du maillage pour le cas test avec blocage sonique (configuration numérique d'étude) . . . . .	80
3.25 Amortissement en fonction de la fréquence pour les deux cas tests (configuration numérique d'étude) . . . . .	80
3.26 Déplacement du maillage dans le jeu pour un mode de flexion et pour une coupe axiale à mi-corde . . . . .	82
3.27 Exemples de différents comportements de propagation des ondes acoustiques dans la veine au point de design à 100Nn . . . . .	83
3.28 Illustration d'un mode acoustique amont inverse. Phase des fluctuations de pression à l'aval du fan à 90%H pour le mode 2ND6 au point de design à 100Nn . . . . .	84
3.29 Influence du référentiel de visualisation sur la représentation de l'amplitude des fluctuations de pression . . . . .	87
3.30 Influence du référentiel de visualisation sur la représentation de la phase des fluctuations de pression . . . . .	88
3.31 Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de la modélisation de la turbulence et loi de déformation du maillage . . . . .	89
4.1 Vue du fan ECL5 monté sur le disque (en gris) avec les plate-formes (en vert) . . . . .	92
4.2 Visualisation des différentes parties des aubes fan . . . . .	93
4.3 Visualisation des différentes parties des aubes de l'OGV (vue isométrique) . . . . .	94
4.4 Construction à partir de lois d'épaisseur et de cambrure du profil NACA2412 . . . . .	95
4.5 Paramètres principaux des sections des aubes . . . . .	95
4.6 Définition de l'orientation des nappes de composite . . . . .	96
4.7 Exemples de nappes de l'extrados du fan (colorées en vert) . . . . .	97
4.8 Veine méridienne de l'ECL5 . . . . .	97
4.9 Sections fan à froid. Les points indiquent leur centre de gravité . . . . .	98
4.10 Paramètres du fan à froid en fonction de la hauteur de veine . . . . .	99

4.11 Schéma des moments créés par les efforts aérodynamiques et centrifuges en tête d'aube sur la section à 60%H . . . . .	102
4.12 Profils de l'OGV . . . . .	103
4.13 Paramètres de l'OGV en fonction de la hauteur de veine . . . . .	104
4.14 Inclinaison de l'OGV par rapport au moyeu . . . . .	105
4.15 Plage de fonctionnement de l'étage . . . . .	106
4.16 Performances de l'étage à 100Nn . . . . .	107
4.17 Performances du fan à 100Nn . . . . .	108
4.18 Caractéristiques de l'écoulement incident sur l'OGV à 100Nn . . . . .	108
4.19 Performances de l'OGV à 100Nn . . . . .	109
4.20 Écoulement sur l'extrados du fan à OP-A . . . . .	110
4.21 Écoulement sur l'extrados de l'OGV à OP-A . . . . .	110
4.22 Vue aube à aube du nombre de Mach relatif à 80%H à OP-A . . . . .	111
4.23 Écoulement sur l'extrados du fan à OP-B . . . . .	111
4.24 Écoulement sur l'extrados du fan à OP-C . . . . .	112
4.25 Nombre de Mach relatif à 90%H le long de la ligne de fonctionnement . . . . .	113
4.26 Écoulement sur l'extrados du fan sur la ligne de fonctionnement à 105Nn . . . . .	113
4.27 Décomposition du taux de pression total à statique de l'étage . . . . .	115
4.28 Lignes de friction pariétale sur l'OGV au dernier point stable à bas débit à 105Nn . .	116
4.29 Écoulement sur l'extrados du fan au dernier point stable à bas débit à 90Nn . . . . .	117
4.30 Écoulement sur l'extrados du fan au dernier point stable à bas débit à 100Nn . . . . .	117
4.31 Vues aube à aube du nombre de Mach relatif au point de plus haut débit à 100Nn . .	119
4.32 Norme du déplacement statique de l'aube fan à 110Nn . . . . .	121
4.33 Déplacement radial de la tête de l'aube fan à 110Nn . . . . .	121
4.34 Sections fan à froid et à chaud à 110Nn . . . . .	121
4.35 Écart entre les sections à chaud et les sections à froid en fonction de la hauteur de l'aube à 110Nn . . . . .	122
4.36 Section du fan à 90%H en fonction du point de fonctionnement . . . . .	124
4.37 Déplacement radial de la tête du fan en fonction du point de fonctionnement . . . . .	124
4.38 Contraintes dans la nappe 1 intrados selon les trois directions caractéristiques du matériau . . . . .	125
4.39 Évolution des fréquences modales du fan en fonction du nombre de diamètres nodaux à 100Nn. Les carrés noirs représentent les harmoniques moteur considérés . .	126
4.40 Écart des modes par rapport au ND8 . . . . .	127
4.41 Déplacement modal normalisé $ \tilde{\mathbf{u}} $ des 3 premiers modes du fan . . . . .	128
4.42 Ratio de la partie imaginaire $ \mathbf{u}_i $ sur la partie réelle $ \mathbf{u}_r $ de la déformée modale des 3 premiers modes du fan sur l'aube de référence 0 (Pointillés rouges : déplacement modal normalisé $ \tilde{\mathbf{u}}  = 0.1$ ) . . . . .	129
4.43 Déplacement du disque pour le mode 2ND1 à l'instant t=0, normalisé par le déplacement maximal $\max_{disque}( \tilde{\mathbf{u}} )$ . . . . .	130

4.44 Diagramme de Campbell du fan . . . . .	131
4.45 Plage de fonctionnement du fan avec les points d'analyse aéroélastique . . . . .	132
4.46 Amortissement $\zeta$ en fonction du diamètre nodal par point de fonctionnement et par mode . . . . .	134
4.47 Amortissement $\zeta$ à OP-A en fonction du diamètre nodal pour une déformée et une fréquence fixées (ND8). Marqueurs carrés et ligne continue : famille modale uniforme. Marqueurs ronds et ligne pointillés : famille modale réelle . . . . .	135
4.48 Influence du point de fonctionnement (OP-D et OP-E) sur l'amortissement . . . . .	136
4.49 Ratio du travail de déformation sur le travail de déplacement par point de fonctionnement et par mode . . . . .	137
5.1 Schéma de principe de l'étude des interactions fluide-structure . . . . .	141
5.2 Travail local pour le mode 2 à OP-A. La ligne continue noire représente la ligne sonique, la ligne en pointillés violets la ligne nodale du mode et la ligne en pointillés noirs la hauteur de veine à 90%H. . . . .	143
5.3 Amplitude normalisée de la déformée modale du mode 2 . . . . .	144
5.4 Travail local en fonction du diamètre nodal sur le profil à 90%H pour le mode 2 à OP-A (voir figure 5.2) . . . . .	144
5.5 Découpage du profil à 90%H en cinq récepteurs pour le calcul des contributions locales de la stabilité à OP-A . . . . .	144
5.6 Décomposition du travail en fonction du diamètre nodal à 90%H pour le mode 2 à OP-A . . . . .	145
5.7 Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-A . . . . .	146
5.8 Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-A (aube de référence 0) . . . . .	147
5.9 Nombre de Mach relatif stationnaire à 90%H à OP-A . . . . .	148
5.10 Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND0 à OP-A . . . . .	149
5.11 Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND8 à OP-A . . . . .	149
5.12 Positions extrémales des profils de l'aube pour le mode 2 pour un déplacement vibratoire maximal de 5 mm. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les positions extrémales des profils déformés telles que $\max( \mathbf{u}_R ) = 5$ mm. . . . .	150
5.13 Illustration du modèle de la variation d'incidence à 90%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir le vecteur vitesse à $t = \frac{1}{4}T$ . . . . .	151
5.14 Décomposition de la déformée modale du mode 2 en deux parties incluant chacune un lobe de la déformée modale. En pointillés violets, la ligne nodale du mode. . . . .	152
5.15 Amplitude des fluctuations de pression en fonction de la partie de l'aube en déplacement pour le mode 2ND0 à OP-A . . . . .	153
5.16 Amplitude des fluctuations de pression en fonction de la partie de l'aube en déplacement pour le mode 2ND8 à OP-A . . . . .	153

5.17	Illustration du modèle de la variation de section de passage à 90%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les profils déformés à $t = 0T$ tels que $\max( \mathbf{u}_R ) = 5 \text{ mm}$ . . . . .	154
5.18	Illustration du modèle de la variation de cambrure à 50%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les profils déformés à $t = 0T$ tels que $\max( \mathbf{u}_R ) = 5 \text{ mm}$ . . . . .	155
5.19	Illustration du modèle de la variation de section de passage à 50%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les profils déformés à $t = 0T$ tels que $\max( \mathbf{u}_R ) = 5 \text{ mm}$ . . . . .	156
5.20	Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 50%H résultant de la vibration du lobe B pour le mode 2ND8 à OP-A . . . . .	156
5.21	Propagation des modes acoustiques pour le mode 2 à OP-A . . . . .	157
5.22	Amortissement aérodynamique pour le mode 2 à OP-A mis en relation avec les conditions de propagation acoustiques dans la veine . . . . .	158
5.23	Décomposition du travail linéique en fonction du diamètre nodal à 90%H pour le mode 2 à OP-A . . . . .	158
5.24	Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND-2 à OP-A . . . . .	159
5.25	Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND-3 à OP-A . . . . .	159
5.26	Positions extrémales du profil de l'aube à 90%H pour un déplacement vibratoire maximal de 5 mm. La position et la ligne sonique stationnaires sont représentées en gris. . . . .	161
5.27	Travail local pour le mode 1 à OP-A . . . . .	162
5.28	Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 1ND0 à OP-A . . . . .	163
5.29	Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 1ND8 à OP-A . . . . .	164
5.30	Illustration du modèle de la variation de section de passage à 90%H pour le mode 1. En gris la position stationnaire. En noir le profil déformé selon $\mathbf{u}_R$ tel que $\max( \mathbf{u}_R ) = 5 \text{ mm}$ . . . . .	164
5.31	Visualisation de la section de passage à 90%H . . . . .	165
5.32	Fluctuations de la section de passage pour différents rapports $y_R^0/y_R^1$ . . . . .	166
5.33	Points d'extraction dans le canal inter-aube. Nombre de Mach relatif à 90%H à OP-A . . . . .	167
5.34	Comparaison de la variation de la section de passage au point Pt 0 par rapport aux fluctuations de pression normalisées . . . . .	167
5.35	Fluctuations de pression à différentes positions dans le canal inter-aube . . . . .	168
5.36	Positions extrémales des profils de l'aube pour un déplacement vibratoire maximal de 5 mm. La position et la ligne sonique stationnaires sont représentées en gris. . . . .	169
5.37	Travail local pour le mode 3 à OP-A . . . . .	170
5.38	Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 3 à OP-A . . . . .	171
5.39	Phase des fluctuations de pression pour le mode 3 à OP-A . . . . .	171

5.40	Nombre de Mach relatif à 50% $H$ à OP-A . . . . .	172
5.41	Fluctuations de pression proche du bord d'attaque sur l'aube de référence 0 à 50% $H$ pour le mode 3ND8 à OP-A . . . . .	172
5.42	Nombre de Mach dans le sens de propagation des fluctuations de pression proche du bord d'attaque sur l'aube de référence 0 à 50% $H$ pour le mode 3ND8 à OP-A. Les lignes blanches représentent $ \tilde{P}  = 5 \times 10^6$ Pa et $ \tilde{P}  = 8 \times 10^6$ Pa. . . . .	173
5.43	Nombre de Mach relatif à 90% $H$ à OP-B . . . . .	175
5.44	Amortissement aérodynamique pour le mode 2 à OP-A et à OP-B mis en relation avec les conditions de propagation acoustique dans la veine . . . . .	175
5.45	Travail local pour le mode 2 à OP-B . . . . .	176
5.46	Travail local en fonction du diamètre nodal sur le profil à 90% $H$ pour le mode 2 à OP-B (voir figure 5.2) . . . . .	177
5.47	Découpage du profil à 90% $H$ en cinq récepteurs pour le calcul des contributions locales de la stabilité à OP-B . . . . .	177
5.48	Décomposition du travail à 90% $H$ en fonction du diamètre nodal pour le mode 2 à OP-B . . . . .	177
5.49	Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-B . . . . .	178
5.50	Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-B . . . . .	178
5.51	Fluctuations de pression aube à aube à 90% $H$ pour le mode 2ND8 à OP-B . . . . .	179
5.52	Nombre de Mach relatif à 90% $H$ à OP-C . . . . .	180
5.53	Travail local pour le mode 2 à OP-C . . . . .	181
5.54	Travail local en fonction du diamètre nodal sur le profil à 90% $H$ pour le mode 2 à OP-C	181
5.55	Découpage du profil à 90% $H$ en cinq récepteurs pour le calcul des contributions locales à la réponse instationnaire à OP-C . . . . .	181
5.56	Décomposition du travail à 90% $H$ en fonction du ND pour le mode 2 à OP-B . . . . .	182
5.57	Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-C . . . . .	182
5.58	Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-C . . . . .	183
5.59	Phase des fluctuations de pression aube à aube à 90% $H$ pour le mode 2 à OP-C . . . . .	184
5.60	Illustration de la variation de la section de passage à 90% $H$ pour le mode 2. En gris la position stationnaire. En noir le profil déformé selon $\mathbf{u}_R$ tel que $\max( \mathbf{u}_R ) = 5$ mm. . . . .	185
5.61	Illustration d'ondes se propageant d'un canal à l'autre en tête d'aube à l'aval de la roue. En rouge la ligne de calcul de l'amplitude des fluctuations . . . . .	185
5.62	Amplitude des ordres azimutaux co-rotatifs à l'aval des aubes à 90% $H$ dans le plan $z = 0.05$ m pour le mode 2 à OP-C . . . . .	186
5.63	Propagation des modes acoustiques pour le mode 2 à OP-C . . . . .	186
5.64	Phase des fluctuations de pression à l'aval du fan à 90% $H$ pour le mode 2 à OP-C . . . . .	187
5.65	Amplitude des ordres azimutaux co-rotatifs à l'aval des aubes à 90% $H$ dans le plan $z = 0.05$ m pour le mode 2 à OP-C . . . . .	188
5.66	Récapitulatif de l'amplification de l'onde régressive par résonance aval. Illustration pour le mode 2ND6 à OP-A . . . . .	188

6.1	Amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados pour les modes 2ND4, 2ND5, 2ND6 à OP-D . . . . .	192
6.2	Performances aérodynamiques à 80Nn . . . . .	193
6.3	Lignes de friction sur l'extrados du fan à 80Nn. En noir la limite de la zone d'écoulement de retour . . . . .	193
6.4	Nombre de Mach relatif en tête d'aube à 80Nn à 90%H. En rouge la limite de la zone avec un écoulement de retour . . . . .	194
6.5	Amortissement aérodynamique pour le mode 2 à OP-D et OP-E mis en relation avec les conditions de propagation acoustique dans la veine . . . . .	194
6.6	Comparaison de l'amplitude normalisée des fluctuations de pression à 90%H pour le mode 2 à OP-D et OP-E en fonction du ND. La normalisation est réalisée avec le maximum d'amplitude par ND et par point de fonctionnement. . . . .	195
6.7	Amortissement aérodynamique en fonction du point de fonctionnement à 80Nn pour le mode 2ND5. . . . .	196
6.8	Travail local en fonction du point de fonctionnement à 80Nn pour le mode 2ND5. En noir la limite de la zone d'écoulement de retour. . . . .	196
6.9	Travail local pour le mode 2 à OP-D . . . . .	197
6.10	Travail local pour le mode 2 à OP-E . . . . .	198
6.11	Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-E . . . . .	198
6.12	Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-E . . . . .	199
6.13	Fluctuations d'entropie à 90%H pour le mode 2ND4 à OP-E . . . . .	199
6.14	Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND4 à OP-E . . . . .	200
6.15	Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-D . . . . .	201
6.16	Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-D . . . . .	202
6.17	Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND4 à OP-D . . . . .	203
6.18	Partie réelle adimensionnée des fluctuations de pression à l'aval du fan ( $z=0.05\text{cm}$ ) pour le mode 2ND4 à 80Nn. En noir un iso-contour d'entropie permettant de visualiser la zone de l'écoulement de jeu, la couche limite au carter et des sillages. . . . .	204
6.19	Entropie de l'écoulement stationnaire à 98%H à 80Nn . . . . .	205
6.20	Vorticité de l'écoulement stationnaire à 98%H à 80Nn . . . . .	205
6.21	Champ instationnaire d'entropie à 98%H pour le mode 2ND4 à OP-D. Le symbole a suit le lobe de la couche limite. Le symbole b suit le lobe du tourbillon de jeu. . . . .	206
6.22	Fluctuations de l'écoulement dans le canal inter-aube sur l'extrados de l'aube de référence à 98%H pour le mode 2ND4 à OP-E . . . . .	207
6.23	Fluctuations de l'écoulement dans le canal inter-aube sur l'extrados de l'aube de référence à 98%H pour le mode 2ND4 à OP-D . . . . .	207
6.24	Comparaison de l'amplitude des fluctuations de pression à 90%H pour le mode 2 à OP-D en fonction de la fréquence. La normalisation est réalisée avec le maximum d'amplitude par fréquence. . . . .	208

6.25	Travail local en fonction de la fréquence modale pour le mode 2ND5 à OP-D . . . . .	209
6.26	Vorticité de l'écoulement stationnaire en tête d'aube et matérialisation du tourbillon de jeu . . . . .	210
6.27	Grandeurs caractéristiques de la réponse aéroélastique en fonction du rapport des temps de convection et de déphasage pour les modes 2ND4 à 2ND6 au point OP-D en faisant varier la fréquence modale . . . . .	211
6.28	Photos de l'ECL5 . . . . .	217
A.1	Schéma d'un étage fan . . . . .	I
A.2	Vue d'un plan aube à aube. Topologies caractéristiques de l'écoulement principal dans le canal inter-aube pour un fan transsonique ( $M$ : nombre de Mach, LS : ligne sonique, OdC : onde de choc) (d'après RENDU [2016]) . . . . .	IV
A.3	Illustration de la couche limite 2D autour d'un profil dans un cas attaché (à gauche) ou décollé (à droite) (d'après FIQUET [2021]) . . . . .	IV
A.4	Topologie d'un décollement de coin [SCHULZ et al., 1990] . . . . .	V
A.5	Topologie de l'écoulement de jeu entre une aube et le carter [LEITNER et al., 2019] . . . . .	VI
B.1	Exemple de déformées modales pour différents indices harmoniques $\kappa$ . . . . .	X
B.2	Exemple de modes orthogonaux pour une même valeur propre $\omega^2$ ( $\kappa = 1$ ) . . . . .	X
B.3	Schéma du secteur d'une roue aubagée correspondant à une aube . . . . .	XI
B.4	Exemple d'évolution des fréquences modales en fonction de l'indice harmonique . . . . .	XII
B.5	Diagramme de Haigh schématisé avec un modèle de Goodman . . . . .	XIII
B.6	Exemple de diagramme de Campbell. EO désigne des multiples de la vitesse de rotation . . . . .	XIV
B.7	Exemple de diagramme zig-zag pour $N_a = 12$ . . . . .	XV
C.1	Schéma d'une vue méridienne d'un étage de compresseur . . . . .	XVII
C.2	Schéma d'un profil d'aube . . . . .	XVIII
C.3	Décomposition épaisseur et cambrure du profil NACA 2412 . . . . .	XVIII
C.4	Paramétrisation de la loi de cambrure d'un profil dans TurboConcept . . . . .	XX
C.5	Influence de $B_c$ sur la courbe de Bézier de bord d'attaque . . . . .	XXII
C.6	Paramétrisation de la loi d'épaisseur d'un profil dans TurboConcept . . . . .	XXV
D.1	Performances du fan au point A en fonction de la configuration numérique . . . . .	XXVIII
D.2	Lignes de friction paritales extrados au point A . . . . .	XXVIII
D.3	Performances du fan au point A en fonction de la configuration numérique . . . . .	XXIX
D.4	Lignes de friction paritales extrados au point A . . . . .	XXIX
D.5	Performances du fan au point A en fonction de la configuration numérique . . . . .	XXX
D.6	Lignes de friction paritales extrados au point A . . . . .	XXX
D.7	Performances du fan au point D en fonction de la configuration numérique . . . . .	XXXI
D.8	Lignes de friction paritales extrados au point D . . . . .	XXXI
F.1	Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 1 à OP-A . . . . .	XLI

## LISTE DES FIGURES

---

E2	Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-A . . .	XLII
E3	Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 3 à OP-A . . .	XLIII
E4	Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-B . . .	XLIV
E5	Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-C . . .	XLV
E6	Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-D . . .	XLVI
G.1	Travail local pour la décomposition de la déformée modale à ND0 . . . . .	XLVIII
G.2	Travail local pour la décomposition de la déformée modale à ND8 . . . . .	XLVIII
G.3	Amplitude des ordres azimutaux co-rotatifs à l'aval des aubes à 90%H pour les diffé- rents cas étudiés . . . . .	L

# Liste des tableaux

1.1	Comparatif des principales caractéristiques des configurations académiques ( $N_a$ : nombre d'aubes, $h_{m/c}$ : rapport des rayons moyeu et carter, $M_{tip}$ : nombre de Mach de la tête de l'aube, $\Phi_d$ : coefficient de débit, $\Psi_c$ : coefficient de charge). . . . .	11
1.2	Synthèse des critères aérodynamiques cibles de conception . . . . .	12
1.3	Évolution du point de design ECL5 . . . . .	16
3.1	Paramètres de modélisation du fluide pour les simulations aérodynamiques . . . . .	51
3.2	Tableau récapitulatif des simulations CFD pour la conception . . . . .	53
3.3	Paramètres numériques des simulations aérodynamiques pour la conception . . . . .	54
3.4	Propriétés mécaniques des nappes composites . . . . .	57
3.5	Propriétés mécaniques du titane . . . . .	58
3.6	Sensibilité au type de discrétisation de l'épaisseur . . . . .	59
3.7	Sensibilité au maillage de la surface médiane . . . . .	59
3.8	Sensibilité au type de modélisation des contacts . . . . .	60
3.9	Conditions aux limites du cas test . . . . .	67
3.10	Configuration numérique de référence Turb'Flow/Turb'Lin . . . . .	68
3.11	Paramètres de simulation de la configuration numérique d'étude elsA/Turb'Lin . . . . .	75
4.1	Jeu au bord d'attaque et au bord de fuite en fonction de la vitesse de rotation (exprimé en mm et en pourcentage de la corde en tête) . . . . .	101
4.2	Orientation des nappes composites de corps dans le fan . . . . .	103
4.3	Critères aérodynamiques de design ECL5 . . . . .	118
4.4	Paramètres de la section à 90%H en fonction de la vitesse de rotation le long de la ligne de fonctionnement . . . . .	122
4.5	Paramètres de la section à 90%H en fonction du point de fonctionnement . . . . .	123
4.6	Contraintes minimales (compression) et maximales (traction) dans les nappes extérieures de l'aube . . . . .	125
4.7	Performances aérodynamiques aux points d'étude aéroélastique en fonction de la configuration numérique stationnaire . . . . .	133

4.8	Amortissement minimal par point de fonctionnement et par mode . . . . .	134
5.1	Correspondance entre le nombre de diamètres nodaux et le déphasage inter-aube .	142
6.1	Amortissement en fonction de la fréquence modale du mode 2ND5 à OP-D . . . . .	209
D.1	Taux de pression aux points d'étude aéroélastique . . . . .	XXVII
D.2	Rendement aux points d'étude aéroélastique . . . . .	XXVII
G.1	Amortissements élémentaires en fonction des parties de la déformée modale du mode 2ND0 . . . . .	XLIX
G.2	Amortissements élémentaires en fonction des parties de la déformée modale du mode 2ND8 . . . . .	XLIX

# Introduction

## Sommaire

---

<b>1.1 Contexte</b> .....	<b>1</b>
1.1.1 Principe de fonctionnement et opérabilité .....	1
1.1.2 Évolution technologique des fans de turboréacteurs .....	3
1.1.3 Impact sur les interactions fluide-structure .....	5
1.1.4 Contexte des travaux de thèse : le projet de configuration fan ouverte ECL5 .....	7
<b>1.2 Définition du cas d'étude ECL5</b> .....	<b>8</b>
1.2.1 Principes de conception .....	9
1.2.2 Éléments constitutifs .....	9
1.2.3 Critères de conception aérodynamiques .....	10
1.2.4 Contraintes géométriques et mécaniques .....	13
1.2.5 État initial - Versions préliminaires du fan ECL5 .....	15
<b>1.3 Problématique et objectifs</b> .....	<b>18</b>
<b>1.4 Organisation du mémoire</b> .....	<b>18</b>

---

## 1.1 Contexte

### 1.1.1 Principe de fonctionnement et opérabilité

Représentant environ un quart du coût d'acquisition d'un avion de transport<sup>1</sup> et ayant un impact direct sur ses coûts d'exploitation, les turboréacteurs doivent évoluer pour accompagner l'accroissement du trafic aérien et le durcissement des normes environnementales chimiques et sonores qui en résultent<sup>2</sup>. Les turboréacteurs modernes pour l'aviation civile sont de type « double flux », c'est-à-dire qu'il existe à l'intérieur du réacteur deux flux d'air tel qu'indiqué sur la figure 1.1a. L'écoulement de l'air passe à travers une première roue aubagée de compresseur, le fan (ou soufflante), visible sur la figure 1.1b. Passé cette première roue aubagée, le flux d'air est divisé en deux.

---

1. [www.aeronevstv.com/fr/lifestyle/comment-ca-marche/4127-comment-se-decompose-le-prix-de-vente-dun-avion-de-ligne.html](http://www.aeronevstv.com/fr/lifestyle/comment-ca-marche/4127-comment-se-decompose-le-prix-de-vente-dun-avion-de-ligne.html)

2. [www.acare4europe.org/sites/acare4europe.org/files/document/ACARE](http://www.acare4europe.org/sites/acare4europe.org/files/document/ACARE)

- Le flux primaire traverse les parties chaudes du turboréacteur. Sa principale fonction est de générer un surplus d'énergie pour entraîner le fan en rotation. Le flux traverse successivement un compresseur, une chambre de combustion, une turbine et une tuyère.
- Le flux secondaire traverse uniquement l'Outlet Guide Vane (Outlet Guide Vane (OGV)) (ou redresseur) et une tuyère accélérant l'écoulement. Il produit la plus grande partie de la poussée du turboréacteur.

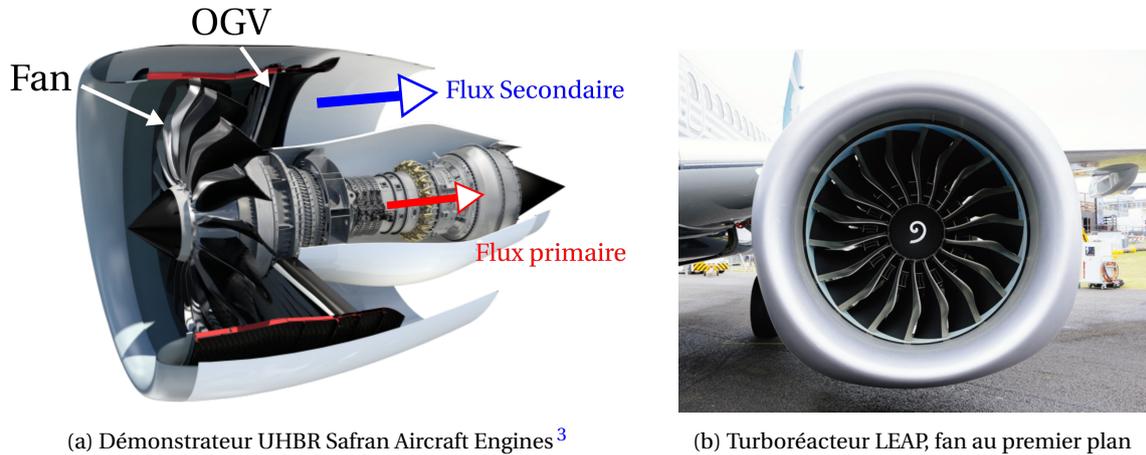


FIGURE 1.1 – Turboréacteurs modernes carénés et à double flux

Au cours d'un vol, le fan est destiné à fonctionner dans des conditions différentes au décollage, en croisière ou à l'atterrissage. L'opérabilité d'un fan est définie par sa plage de fonctionnement. Elle est représentée dans un diagramme taux de pression / débit masse tel qu'illustré sur la figure 1.2. Sur cette figure, les lignes rouges représentent les courbes caractéristiques à vitesse de rotation constante, appelées iso-vitesses, les lignes bleues les courbes d'iso-rendement et la ligne noire la ligne de fonctionnement. Les iso-vitesses sont référencées en pourcentage de la vitesse nominale, noté  $N_n$ . D'une façon générale, le taux de pression augmente lorsque le débit diminue le long d'une iso-vitesse. Le point de fonctionnement le long de l'iso-vitesse dépend des conditions de vol et de la charge à l'aval du fan. Par exemple, une réduction de la section de la tuyère déplace le point de fonctionnement vers les faibles débits et les hauts taux de pression. Le rendement a le plus souvent une évolution en cloche le long d'une iso-vitesse. Les courbes d'iso-rendement sur la plage de fonctionnement sont concentriques et définissent une zone de rendement maximal. Faire coïncider le point de fonctionnement du fan en vol de croisière avec la zone de rendement maximal permet de minimiser la consommation de carburant.

Les limites d'opérabilité, en pointillés noirs sur la figure 1.2, définissent les bornes au-delà desquelles il n'est plus possible de faire fonctionner le fan. Les limites d'opérabilité sont le plus souvent dues à des phénomènes aérodynamiques critiques. À haut débit et bas taux de pression, les iso-vitesses pour des écoulements transsoniques sont limitées par le phénomène de blocage sonique. Il s'agit d'un phénomène aérodynamique stable qui est atteint lorsque l'écoulement est supersonique sur toute la section du canal inter-aube. Le débit masse ne peut alors plus augmenter en raison du col sonique. À bas débit et haut taux de pression, les iso-vitesses sont limitées par des phénomènes aérodynamiques instables dont le principal est le pompage. Le pompage est un phénomène cyclique qui se caractérise par une brutale oscillation du débit pouvant aller jusqu'à une inversion du sens de l'écoulement. Le pompage peut être précédé par d'autres phéno-

3. [www.safran-aircraft-engines.com](http://www.safran-aircraft-engines.com)

mènes aérodynamiques instationnaires tels que les décollements tournants. Aux deux extrémités des iso-vitesses, la plage de fonctionnement peut également être réduite par des phénomènes aéroélastiques tels que le flottement. Ces phénomènes proviennent d'un couplage entre le fluide et la structure. Les variations de la charge aérodynamique sur les aubes entraînent alors une augmentation de leur niveau vibratoire. Dans ce cas, une limite d'opérabilité est définie comme étant la limite au-delà de laquelle il y a un risque de détérioration structurelle du fan.

L'étude des différents phénomènes responsables des limites d'opérabilité est au coeur des activités de recherche en turbomachines pour l'aéronautique. En effet, les industriels doivent définir une marge de sécurité entre les limites d'opérabilité et la ligne de fonctionnement sur laquelle opère le fan pour pouvoir s'adapter à toutes les conditions de vol et aux changements de régime. De plus, comme illustré sur la figure 1.2, le maximum de rendement est le plus souvent proche de la limite d'opérabilité à bas débit. Ainsi l'amélioration de la compréhension des phénomènes responsables des limites de la plage de fonctionnement et de la prédictivité des méthodes numériques pour la simulation de ces phénomènes est cruciale.

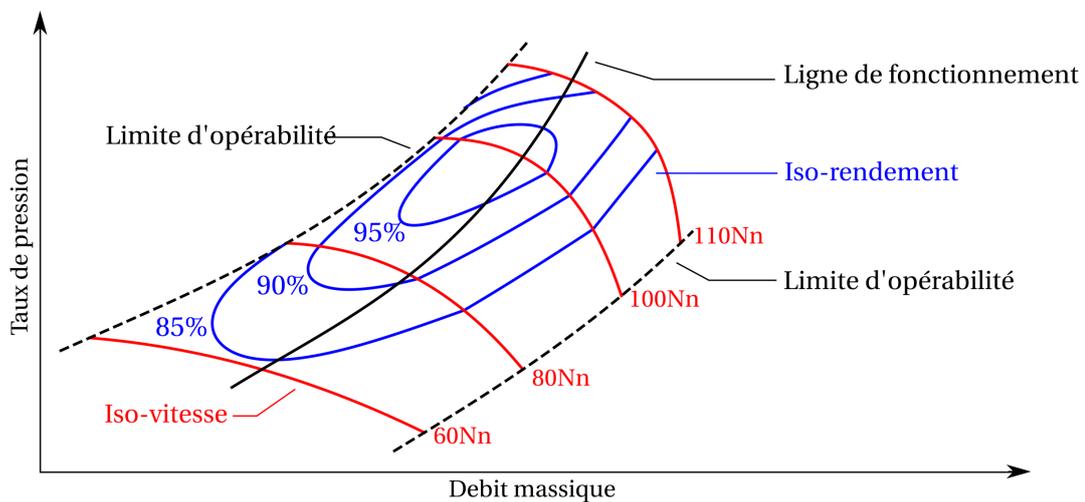


FIGURE 1.2 – Plage de fonctionnement schématique d'un fan

### 1.1.2 Évolution technologique des fans de turboréacteurs

Les architectures de type double flux présentent de nombreux avantages dont les principaux sont une réduction importante du bruit et de la consommation de carburant. Ces architectures sont en particulier caractérisées par le taux de dilution, ou *ByPass Ratio* (BPR). Il définit le rapport entre les débits masse du flux secondaire et du flux primaire. Depuis les premières architectures à double flux, le taux de dilution n'a fait que croître. Par exemple, pour les turboréacteurs équipant la gamme d'avions moyen-courriers (type A320), il est passé de 6 :1 pour un CFM56 dans les années 1980 à 11 :1 pour un LEAP dans les années 2010.

L'efficacité propulsive d'un turboréacteur à double flux augmente avec la diminution de la vitesse du flux secondaire en sortie de tuyère. Celle-ci est déterminée par le taux de pression du fan. Ainsi depuis les années 1960, la tendance est à une diminution du taux de pression généré par le fan [EPSTEIN, 2014]. Afin de conserver un même niveau de poussée, le débit masse à travers le turboréacteur et donc le diamètre du fan doivent être augmentés en proportion. En parallèle,

l'optimisation du poids des turboréacteurs pour réduire la consommation de carburant globale passe par la réduction de celui du fan. Pour cela, de nouvelles méthodes de fabrication des aubes sont utilisées et le nombre d'aubes est réduit.

La figure 1.3 présente un panel de fans de turboréacteurs à haut taux de dilution actuellement en service. Ces turboréacteurs ont des taux de dilution compris entre 9 :1 et 12 :1. Les différents acteurs de la propulsion aéronautique ont appliqué des solutions technologiques différentes, mais qui tendent toutes vers les mêmes évolutions pour les fans : réduction de la vitesse de rotation, réduction du nombre d'aubes, réduction de l'allongement<sup>4</sup> et de l'épaisseur des aubes. Afin d'alléger les fans, leurs aubes ont tendance à être constituées de matériaux composites. Les matériaux composites à base de fibres de carbone ont été introduits par General Electric dans les années 1990 sur les premières versions du GE90. Les propriétés mécaniques de ces matériaux ont permis de diminuer l'épaisseur des aubes. Le GENx, un dérivé plus récent du GE90, montre également une réduction du nombre d'aubes du fan de 22 à 18. Cette évolution s'accompagne également d'une diminution de la vitesse de la tête d'aube. Des technologies similaires sont appliquées au LEAP de CFM International<sup>5</sup> avec l'utilisation d'une matrice de fibres de carbone tissées en 3D ayant permis de réduire le nombre d'aubes de 36 pour le CFM56 à 18. Pratt&Whitney a introduit le premier fan à réducteur de vitesse avec 20 aubes métalliques sur le turboréacteur PW1100G. En effet, les turbines basse pression entraînant le fan nécessitent une vitesse plus élevée que celle du fan pour maximiser leur rendement. Ce réducteur de vitesse permet donc d'optimiser la vitesse de rotation du fan indépendamment de celle des turbines. Les derniers fans mis en service par Rolls-Royce (illustrés ici par le Trent XWB) se basent sur des aubes creuses en titane, mais leur démonstrateur le plus récent, l'Ultrafan<sup>6</sup>, est constitué d'aubes en fibres de carbone pour un taux de dilution de 15 :1. Enfin, toutes les aubes fan présentées en figure 1.3 montrent des géométries 3D complexes, dont l'évolution par rapport aux générations antérieures est illustrée figure 1.4. En particulier, l'allongement de ces aubes tend à se réduire malgré une plus grande envergure.



FIGURE 1.3 – Comparatif de fans de turboréacteurs à haut taux de dilution

Pour atteindre les objectifs environnementaux à long terme, des ruptures technologiques sont nécessaires telles que les open-rotors [EPSTEIN, 2014] ou l'ingestion de couches limites avec des moteurs enfouis dans le fuselage [HALL et al., 2017]. Toutefois ces évolutions posent également des problèmes liés à l'intégration sur l'avion et au traitement acoustique. Elles nécessitent des modifications importantes de l'ensemble de l'architecture de l'avion comme le blindage du fuselage pour les open-rotors. En attendant l'émergence d'une rupture technologique, une solution

4. rapport entre l'envergure et la corde

5. partenariat entre Safran Aircraft Engines et General Electric

6. <https://www.rolls-royce.com/media/our-stories/innovation/2016/advance-and-ultrafan.aspx>



FIGURE 1.4 – Exemples de géométrie d’aubes fan d’ancienne génération (CFM56) et modernes (Leap)

intermédiaire peut être l’emploi d’une architecture carénée à très haut taux de dilution, dite Ultra High Bypass Ratio (UHBR), et d’un fan à basse vitesse couplé à la turbine par un réducteur de vitesse. Des progrès significatifs peuvent encore être accomplis par cette solution. Le potentiel de cette architecture est connu dans le milieu de la recherche aéronautique depuis une trentaine d’années [OWENS et al., 1990], mais sa mise en place est entravée par les défis technologiques et scientifiques à surmonter. Leur taux de dilution pourra atteindre 15 :1 à 20 :1 ce qui permettra une amélioration du rendement global du turboréacteur. Pour cela, les fans vont continuer à évoluer vers des aubes moins nombreuses pour alléger le fan, plus grandes en envergure pour augmenter le débit, plus grandes en corde pour supporter de plus grandes charges aérodynamiques unitaires et plus minces pour les alléger donc moins rigides.

### 1.1.3 Impact sur les interactions fluide-structure

Cette tendance évolutive des fans favorise l’apparition de phénomènes de plus en plus marqués d’interaction fluide-structure, car les aubes sont plus flexibles et peuvent facilement entrer en vibration sous une excitation d’origine aérodynamique. Ainsi ces phénomènes participent de plus en plus à définir les limites d’opérabilité des fans. Si les phénomènes synchrones d’interaction fluide-structure (c’est-à-dire dont la fréquence d’excitation est un multiple de la vitesse de rotation) sont aujourd’hui bien connus, les phénomènes asynchrones restent complexes à prédire. Les phénomènes asynchrones d’interaction fluide-structure peuvent avoir pour source d’excitation une instabilité aérodynamique telle que le décollement tournant<sup>7</sup> ou une fluctuation de l’écoulement causée par la vibration de la roue aubagée. Dans ce second cas, il y a un couplage avec une boucle de rétroaction entre des modes vibratoires de la roue aubagée et l’écoulement autour de cette dernière. Les nouvelles architectures de turboréacteurs UHBR avec des fans à basse vitesse de rotation conduisent à une modification des grandeurs caractéristiques associées aux instabilités, les corrélations empiriques sont ainsi inopérantes.

— Les mécanismes de stabilité aéroélastique sont impactés par l’évolution de la forme des

7. Le décollement tournant est un phénomène aérodynamique caractérisé par une ou plusieurs cellules de fluide décollé réparties autour de la circonférence qui tournent avec une vitesse inférieure à celle du rotor

aubes. L'allongement des aubes est plus faible ce qui modifie les conditions de couplage entre la propagation des fluctuations de l'écoulement et la structure. Les géométries 3D des aubes complexifient les structures de l'écoulement. Ainsi, il a été constaté sur un fan qu'une composante radiale importante de l'écoulement peut jouer un rôle dans l'apparition d'instabilités aéroélastiques [VAHDATI et al., 2012]. Les géométries 3D des aubes complexifient également leurs caractéristiques mécaniques. Par exemple l'avancée axiale du bord d'attaque en tête d'aube, ou *sweep*, est connu pour améliorer les performances aérodynamiques, mais accentue les phénomènes aéroélastiques pour les modes de torsion [STAPELFELDT et BRANDSTETTER, 2020].

- Les fans UHBR opèrent principalement sur des iso-vitesses plus plates que les fans à haute vitesse ce qui les rend plus prompts aux instabilités liées au décrochage [LEE et al., 2018]. Le nombre de Mach relatif en tête et l'intensité des ondes de choc sont plus faibles, modifiant leurs réponses aux mouvements vibratoires des aubes [FERRAND et al., 1998].
- Les fréquences vibratoires sont plus basses, car les aubes sont plus grandes et plus souples. Les traitements acoustiques dans l'entrée d'air qui sont conçus pour atténuer le bruit à des fréquences plus élevées n'affectent pas les modes acoustiques considérés pour les instabilités aéroélastiques.
- Les fans UHBR sont propices à l'apparition de distorsions sur la circonférence. En proportion, l'entrée d'air est plus courte, ce qui peut causer des distorsions plus importantes de l'écoulement amont sur le fan et impacter l'interaction acoustique avec celle-ci [PETERS et al., 2015]. Des interactions fluide-structure liées à de petites variations non linéaires de l'angle de calage ont également été observées pour des fans avec une faible solidité<sup>8</sup> [LU et al., 2019]. Ces variations liées au dévissage avec l'augmentation de la vitesse de rotation peuvent générer des structures d'ondes de choc très différentes entre des canaux adjacents et impacter la stabilité aérodynamique. Les limites de la plage de fonctionnement sont d'autant plus sensibles à ces variations de calage qu'il n'existe pas, à ce jour, de fan à calage variable (contrairement aux hélices et aux stators des premiers étages de compression). De plus, le jeu en tête d'aube est plus faible relativement à la corde et au pas inter-aube, causant une plus grande sensibilité aux disparités géométriques entre les aubes [WILSON et al., 2006].

Les conditions d'apparition de ces instabilités mêlent considérations aérodynamiques, dynamique des structures et propriétés acoustiques, rendant leurs modélisations difficiles et imprécises à cause de la complexité des mécanismes physiques et des simplifications nécessaires dans les simulations numériques. L'émergence des configurations UHBR passe donc par une amélioration de la prédiction des phénomènes d'instabilités asynchrones. Pour cela, des efforts conséquents sont réalisés afin d'améliorer, d'une part, les méthodes de modélisation de ces phénomènes multi-physiques, et d'autre part, leur compréhension pour déterminer les conditions propices d'apparition des instabilités et à terme pouvoir proposer des modifications conceptuelles.

Cette thèse s'inscrit dans cette seconde problématique en se focalisant sur la compréhension des conditions d'apparition des instabilités aéroélastiques de type flottement pouvant se développer sur un fan transsonique. Pour analyser ces phénomènes, le cas d'étude choisi est une nouvelle configuration académique, le fan ECL5, qui sera conçu au cours de mes travaux. À noter que cette thèse abordera uniquement les phénomènes d'instabilité aéroélastique pour des configurations

---

8. rapport de la corde sur le pas inter-aube

accordées, c'est-à-dire que toutes les aubes sont considérées identiques, ce qui correspond au système connu lors de la phase de conception.

#### 1.1.4 Contexte des travaux de thèse : le projet de configuration fan ouverte ECL5

**Objectifs scientifiques** L'existence de configurations tests représentatives de l'état de l'art sans restrictions industrielles est un élément clé pour la communauté scientifique. Cependant, dans le domaine des turbomachines, il n'existe pas de configuration fan ouverte récente. D'une part, les configurations ouvertes les plus communes pour l'étude de l'écoulement des turbomachines (NASA37 [CUNNAN, 1978], NASA67 [CUNNAN, 1978], TUD Rotor 1 [BLAHA et al., 2000]) ont été conçues il y a plus de quatre décennies et leurs caractéristiques aéroélastiques ne sont plus représentatives des fans modernes. De plus, les campagnes d'essais n'ont pas été conduites en mettant l'accent sur les phénomènes de couplage multi-physique et donc ne comprenaient pas d'instrumentation adéquate. D'autre part des configurations standards ont été définies pour l'étude des phénomènes aéroélastiques [FRANSSON et VERDON, 1992]. Ces configurations ont un niveau de complexité allant de plaques planes à des géométries d'aubes vrillées. Elles couvrent les différents types d'écoulements présents dans les turboréacteurs : compresseurs ou turbines, subsoniques ou supersoniques... Cependant l'ensemble de ces configurations sont des grilles d'aubes (linéaires ou annulaires) ce qui limite leur représentativité par rapport à une configuration tournante. Ces configurations standards sont moins complexes que celles des fans modernes. Elles ne couvrent pas les évolutions des grandeurs caractéristiques associées aux instabilités détaillées dans la section précédente. Enfin, des progrès importants ont été réalisés dans le domaine de l'instrumentation depuis les campagnes d'essais de ces configurations.

Dans ce contexte, afin de s'affranchir des contraintes industrielles en matière de conception et de confidentialité, le projet d'une configuration ouverte de fan UHBR, nommée ECL5, pour la recherche académique a été initié au Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA). Le principal objectif scientifique est de développer un moyen expérimental pour la compréhension des mécanismes liés aux phénomènes multi-physiques. Afin d'y parvenir, des méthodes expérimentales de dernière génération développées durant les dernières décennies seront mises en oeuvre pour fournir des données fines sur les phénomènes aérodynamiques, aéroélastiques et aéroacoustiques. Ces données serviront à la compréhension de ces phénomènes et à la confrontation avec des théories et interprétations basées sur des méthodes numériques. Elles pourront également servir de référence pour le développement de méthodes numériques multi-physiques. Le projet est porté par le LMFA en partenariat avec le Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Structures (LTDS). La géométrie et les résultats expérimentaux seront ouverts à la communauté scientifique. La fabrication de la configuration ECL5 et les premières campagnes expérimentales seront réalisées au sein du projet européen Composite Aeroelastics and Aeroacoustics (CATANA)<sup>9</sup>. Ce projet est réalisé en partenariat avec le LTDS pour la caractérisation mécanique expérimentale et le Von Karman Institute (VKI) pour l'instrumentation aérodynamique.

**Environnement d'essai** La configuration ECL5 est prévue pour s'intégrer sur le véhicule d'essai MARLYSA, propriété de Safran Aircraft Engines. Ce véhicule d'essai permet de tester des configurations fan avec un diamètre d'entrée de 508 mm. Ce véhicule d'essai est lui-même monté sur le banc ECL-B3, propriété de l'École Centrale de Lyon (voir figure 1.5). Ce banc fait partie de l'equi-

---

9. [catana.ec-lyon.fr](http://catana.ec-lyon.fr)

pex PHARE <sup>10</sup> et est conçu pour pouvoir tester des étages de compresseur basse pression, y compris des fans à échelle réduite. Il peut produire une puissance maximale de 3 MW et atteindre une vitesse de rotation maximale de 16200 tr/min et un débit maximal de 45 kg/s. Contrairement aux turboréacteurs, le véhicule MARLYSA et le banc ECL-B3 ont une architecture simple flux. Les configurations testées comprennent donc une unique veine dans laquelle est placée un étage de compression constitué d'un fan et d'un OGV.

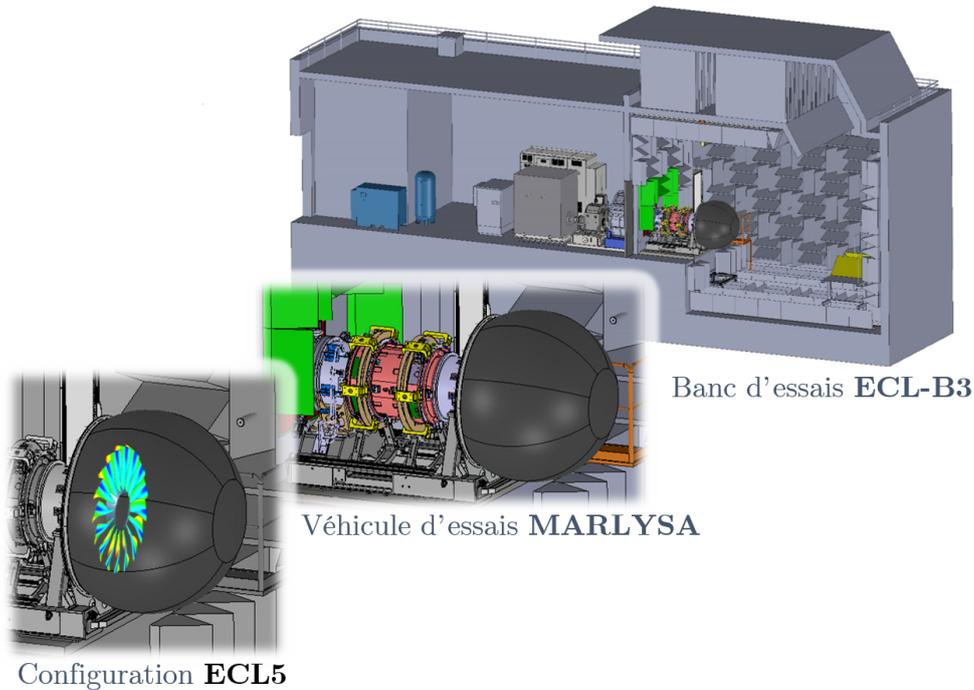


FIGURE 1.5 – Visualisation des constituants du banc d'essai

Le banc d'essai et ses constituants sont instrumentés avec 800 capteurs (pression, température, déplacement, déformation) qui permettent de déterminer non seulement les performances globales du fan, mais aussi d'acquérir des données aérodynamiques et vibratoires synchronisées et résolues en temps et en espace [BRANDSTETTER et al., 2018]. En plus de microphones situés dans le carter, d'autres sont situés dans la chambre anéchoïque sur une antenne pouvant tourner autour de l'entrée d'air afin de caractériser le bruit émis. L'instrumentation pour les performances permet un contrôle et une caractérisation précis du point de fonctionnement. Les mesures de l'écoulement instationnaire, fondamentales pour l'étude des mécanismes de stabilité aéroélastique seront acquises à haute-fréquence par des systèmes synchronisés.

L'élément central du projet ECL5 est l'étude expérimentale d'une nouvelle configuration de recherche ouverte. Sa conception a constitué le premier objectif de cette thèse, afin de pouvoir mener ensuite une analyse numérique de ses mécanismes de stabilité aéroélastique.

## 1.2 Définition du cas d'étude ECL5

Les sections suivantes décrivent les principes suivis pour la conception de cette configuration, le cahier des charges basé sur des critères qualitatifs et/ou quantitatifs et enfin la version prélimi-

10. <https://anr.fr/ProjetIA-10-EQPX-0043>

naire définie par RENDU [2016].

### 1.2.1 Principes de conception

Le fan ECL5 est une configuration entièrement nouvelle directement conçue pour l'environnement d'essai et non la mise à l'échelle d'un fan existant. Les principes de conception doivent permettre de retrouver des structures aérodynamiques propices aux instabilités aéroélastiques ; par exemple des zones soniques sans onde de choc ou au contraire des interactions fortes onde de choc/couche limite pour un écoulement bloqué. De plus, le fan ECL5 doit être représentatif des fans pour la prochaine décennie. Ce principe est réalisé en extrapolant des critères de conception à partir des fans industriels représentatifs de l'état de l'art (voir figure 1.3) et grâce à la collaboration avec le partenaire industriel du projet Safran Aircraft Engines. Il n'est évidemment pas possible de concevoir un fan qui soit représentatif de toutes les familles de fans modernes, notamment en raison des choix technologiques que cela implique. De ce point de vue, la configuration de recherche retenue et qui semble prometteuse, est un étage fan de type UHBR à basse vitesse avec une vitesse nominale périphérique quasi-sonique qui serait destiné à être installé sur des avions moyen-courriers (comme les successeurs des Airbus A320neo). Dans le but d'être globalement représentatif des configurations réelles montées sur les turboréacteurs, de multiples critères doivent être respectés :

1. Les paramètres aérodynamiques globaux doivent être similaires (nombre de Mach, chargement aérodynamique des aubes, rapports d'aspect, rapport moyeu/carter, débit surfacique).
2. La topologie de l'écoulement doit être comparable en raison de l'influence des structures aérodynamiques sur les mécanismes d'instabilité (ondes de choc, écoulement radial, écoulements secondaires, décollements de la couche limite).

La structure du fan sera en nappes composites stratifiées à base de nappes de fibres de carbone et d'époxy pour alléger la structure et être représentatif des fabrications modernes. Cette caractéristique pourra également permettre à terme de réaliser des études de maîtrise des instabilités aérodynamiques et aéroélastiques par le comportement mécanique induit par l'orientation des nappes composites.

### 1.2.2 Éléments constitutifs

La configuration ECL5 est composée de trois éléments principaux représentés sur la figure 1.6.

- Le fan qui est un rotor représentatif des architectures de type UHBR. Il est constitué d'aubes en matériau composite fixées sur un disque en titane.
- L'OGV qui est un stator chargé de redresser l'écoulement dans le sens de l'axe machine pour que l'écoulement soit aligné avec les bras supports en aval. Il est constitué d'aubes en aluminium.
- La veine aérodynamique. Elle est limitée par deux surfaces axisymétriques, le moyeu et le carter, définies dans le plan axe machine - rayon.

Les bras supports du moyeu ne sont pas considérés comme faisant partie de la configuration ECL5. Dans ce document, les pièces d'adaptation des roues aubagées autres que le disque fan et celles définissant la veine aérodynamique ne sont pas abordées.

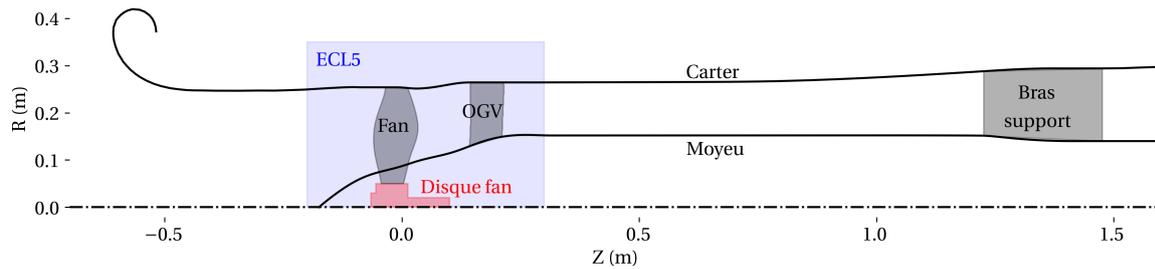


FIGURE 1.6 – Veine du véhicule d'essai MARLYSA et de la configuration ECL5

**Nombre d'aubes** Pour gagner en performance et diminuer le poids du fan, le nombre d'aubes tend à diminuer. Avec l'utilisation de matériaux composites en fibre de carbone, le minimum atteint pour un fan industriel est de 16 pour le fan du GE9X<sup>11</sup>. Le nombre d'aubes  $N_a$  du fan ECL5 est lui aussi fixé à 16.

Concernant le nombre d'aubes de l'OGV, deux possibilités ont été étudiées.

- 32 aubes. Ce nombre permet de favoriser les interactions rotor/stator et leur étude acoustique. De plus, le projet ayant pour vocation d'être un cas de référence pour la simulation numérique, ce rapport 1/2 entre les nombres d'aubes du fan et de l'OGV permet de réaliser des simulations coûteuses de type Large Eddy Scale (LES) en ne simulant qu'un canal du fan et deux de l'OGV sans qu'il soit nécessaire de modifier artificiellement le pas inter-aube.
- 31 aubes. Ce nombre à l'avantage d'être premier avec le nombre d'aubes du fan, ce qui permet de réduire la réponse forcée des sillages du fan sur l'OGV et d'assurer une meilleure tenue mécanique. De plus, les configurations industrielles évitent généralement les nombres multiples l'un de l'autre. Ce nombre permet donc d'améliorer la représentativité des phénomènes physiques observables sur la configuration ECL5. Dans le cadre de cette thèse, cette seconde solution a été retenue pour favoriser une configuration moins risquée pour les moyens d'essais.

### 1.2.3 Critères de conception aérodynamiques

Les paragraphes suivants détaillent les différents critères de conception aérodynamique de la configuration ECL5. Pour plus de détails sur la topologie de l'écoulement dans les fans, le lecteur est invité à se référer à l'annexe A.

#### 1.2.3.1 Point de design

Le point de design de la configuration ECL5 est défini comme étant le point de plus haut rendement à la vitesse de rotation nominale. Les différentes grandeurs caractérisant les performances aérodynamiques d'un compresseur sont détaillées en annexe A.1. Le point de design est caractérisé par :

- une vitesse de rotation nominale à  $100N_n$ ,  $\Omega = 11000$  tr/min,
- un taux de pression objectif  $\Pi_{t-t} = 1.35$ ,
- un débit objectif  $\dot{m} = 36.0$  kg/s.

11. <https://www.geaviation.com/commercial/engines/ge9x-commercial-aircraft-engine>

Le tableau 1.1 recense les principales caractéristiques de la configuration ECL5 et des autres configurations académiques ouvertes les plus communes pour l'étude de l'écoulement dans les turbomachines. Les rotors NASA37 et TUD Rotor 1 sont des configurations de compresseurs basse pression (BP). Le rotor NASA67 est une configuration de fan, dont le nombre d'aubes est significativement supérieur aux fans de type UHBR. Le rapport des rayons moyeu et carter de l'ECL5 est plus faible, ce qui traduit une plus grande envergure relative des aubes. Dans des conditions atmosphériques standard au niveau de la mer, la vitesse de rotation nominale induit un nombre de Mach de la tête de l'aube  $M_{tip}$  égal à 0.86 et plus faible que les autres configurations. Au point de design, la vitesse incidente de l'écoulement en tête d'aube est sonique :  $M_{r,amont} = 1.00$ . Le coefficient de charge  $\Psi_c$  traduit l'énergie transmise au fluide par rapport à l'énergie cinétique de l'aube (voir annexe A.1). Son maximum est de 1. Le coefficient de débit  $\Phi_d$  permet d'adimensionner le débit. Les coefficients de débit et de charge de la configuration ECL5 valent respectivement 0.61 et 0.31 au point de design. L'évolution du coefficient de débit par rapport aux autres configurations est significative : il est plus élevé d'au moins 25%. Les caractéristiques de l'ECL5 correspondent davantage aux conceptions de fans modernes avec une charge par aube plus importante et un débit plus élevé.

Configuration	Configuration	$N_a$	$h_{m/c}$	$M_{tip}$	$\Phi_d$	$\Psi_c$
Rotor NASA37 [REID et MOORE, 1978]	Compresseur BP	36	0.70	1.33	0.42	0.34
Rotor NASA67 [STRAZISAR et al., 1989]	Fan	22	0.38	1.26	0.42	0.24
TUD Rotor 1 [BLAHA et al., 2000]	Compresseur BP	16	0.51	1.17	0.46	0.23
ECL5	Fan UHBR	16	0.24	0.86	0.61	0.31

TABLEAU 1.1 – Comparatif des principales caractéristiques des configurations académiques ( $N_a$  : nombre d'aubes,  $h_{m/c}$  : rapport des rayons moyeu et carter,  $M_{tip}$  : nombre de Mach de la tête de l'aube,  $\Phi_d$  : coefficient de débit,  $\Psi_c$  : coefficient de charge).

### 1.2.3.2 Vitesses d'exploration d'intérêt

Afin d'observer une variété maximale de phénomènes en plus du régime nominal, l'ECL5 sera étudiée pour différentes vitesses de rotation.

- 50Nn (5500 tr/ min). Cette vitesse correspond à une phase d'approche avant l'atterrissage. La principale problématique concerne l'étude du bruit émis par le fan vis-vis des nuisances que cela génère autour des aéroports.
- 80Nn (8800 tr/ min). A cette vitesse, l'écoulement est subsonique alors que les aubes sont optimisées pour fonctionner en régime transsonique. Les profils fins des aubes ne sont plus adaptés et génèrent des décollements importants de la couche limite, et donc potentiellement des instabilités importantes qui limitent l'opérabilité.
- 105Nn (11550 tr/ min). A cette vitesse de rotation, la vitesse amont en tête d'aube est légèrement supersonique. Des interactions onde de choc/couche limite plus fortes pourront donc y être observées. C'est la vitesse maximale à laquelle des essais seront réalisés. Concevoir un fan adapté aux vitesses amont supersoniques permet d'être plus représentatif des configurations industrielles. Pour caractériser cette adaptation, le critère retenu est que le rendement maximal à 105Nn ne doit pas diminuer de plus de 1% par rapport au point de design.

### 1.2.3.3 Critères de conception aérodynamiques complémentaires

En plus des performances au point de design, d'autres critères aérodynamiques sont définis pour la conception de l'ECL5 afin d'assurer une plage de stabilité aérodynamique de la configuration lors des essais. Ces critères permettent d'obtenir une plage de fonctionnement avec un écoulement sain : écoulements secondaires limités et peu de décollements. Les principaux écoulements secondaires présents dans un fan sont l'écoulement de jeu en tête du fan et le décollement de coin sur l'OGV. Les écoulements secondaires génèrent des pertes et limitent le rendement de l'étage. Un rendement élevé est donc le reflet d'un écoulement sain. Plus de détails sur la topologie de l'écoulement d'un fan sont présentés en annexe A.2. L'ensemble de ces critères sont résumés dans le tableau 1.2 et sont développés dans les paragraphes ci-après.

Critères	Valeurs
<b>Point de design</b>	
Taux de pression $\Pi_{t-t}$	1.35
Débit masse $\dot{m}$	36 kg/s
Rendement maximal $\eta_{100Nn}$	> 92%
Angle écoulement aval étage	< 3°
Décollements (hors décollement de coin)	Aucun
<b>Iso-vitesse 100Nn</b>	
Marge de stabilité	> 10%
Décollement de coin	Restreint
<b>Iso-vitesse 105Nn</b>	
Rendement maximal $\eta_{105Nn}$	> $\eta_{100Nn} - 1\%$
Décollement de coin	Restreint
<b>Toutes iso-vitesses</b>	
Limite de stabilité aérodynamique	Fan
Blocage	Fan

TABLEAU 1.2 – Synthèse des critères aérodynamiques cibles de conception

**Topologie de l'écoulement au point de design** L'écoulement dans le fan doit être sain au point de design. En particulier, il ne doit pas présenter de décollements de la couche limite sur l'extrados des aubes pour que le comportement aérodynamique soit similaire à celui observé sur des fans modernes.

**Marge de stabilité** La marge de stabilité renseigne sur la distance entre la ligne de fonctionnement et la limite de stabilité aérodynamique. Elle permet d'assurer un comportement stable du fan le long de la ligne de fonctionnement. Elle doit prendre en compte les incertitudes sur le déclenchement des instabilités et l'augmentation transitoire de la charge lors des phases d'accélération. Pour l'ECL5, l'objectif de marge de stabilité à la vitesse nominale est de 10% du débit nominal entre le point de design et le point de taux de pression maximal (voir figure 1.7). Toutefois, la marge de stabilité n'a pas la même importance que pour une configuration industrielle, étant donné que la ligne de fonctionnement du fan n'est pas imposée par les performances voulues pour le turbo-réacteur.

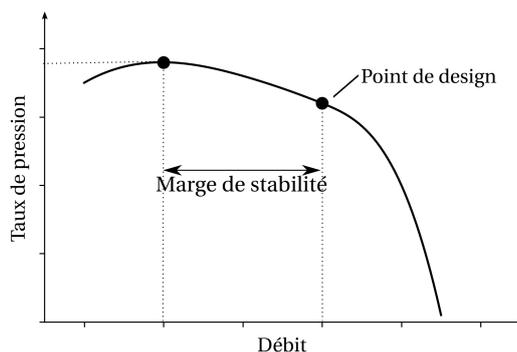


FIGURE 1.7 – Schéma de la marge de stabilité utilisée pour la conception de l'ECL5

**Redressement de l'écoulement** L'écoulement ne doit pas arriver sur les bras supports (voir figure 1.6) avec une giration importante afin de ne pas provoquer de décollements sur ceux-ci. Pour limiter cette giration, le critère retenu est qu'au point de design, l'angle de l'écoulement à l'aval de l'OGV doit avoir un profil radial compris entre  $-3^\circ$  et  $+3^\circ$  par rapport à l'axe de la machine.

**Limite de stabilité aérodynamique et blocage** L'objectif est d'étudier en priorité les instabilités du fan, aérodynamiques ou aéroélastiques. Les instabilités aérodynamiques se déclenchent lorsque le débit tend vers les faibles valeurs. Les phénomènes instationnaires qui les génèrent sont :

- l'ouverture des décollements de coin entre les aubes et les parois de la veine,
- le décollement des couches limites au bord d'attaque,
- le décollement des couches limites à l'aval d'une onde de choc,
- le blocage de l'écoulement en tête à cause des écoulements de jeu.

Ces phénomènes peuvent apparaître dans le fan ou l'OGV. Un critère de conception consiste donc à s'assurer qu'ils deviennent critiques en premier dans le fan.

Lorsque le débit tend vers les hautes valeurs, le blocage apparaît dans l'étage. Pour l'ECL5, il est souhaité pouvoir étudier sur le fan une instabilité aéroélastique particulière associée à cette topologie d'écoulement : le flottement de blocage. Un critère de conception est donc que le blocage apparaisse dans le fan avant l'OGV.

**Décollement de coin** La principale source d'instabilité aérodynamique dans l'OGV est le décollement de coin aux jonctions entre l'aube et la veine (voir annexe A.2.2). L'objectif de conception est que les décollements de coin soient restreints en tout point de la plage de fonctionnement pour ne pas risquer d'empêcher l'observation des instabilités sur le fan. En particulier, le décollement de coin augmente avec l'incidence, il est maximal à faible débit à la plus haute vitesse de rotation : 105Nn.

#### 1.2.4 Contraintes géométriques et mécaniques

La configuration ECL5 doit atteindre les critères aérodynamiques décrits précédemment tout en respectant diverses contraintes. Ces contraintes sont de nature géométrique ou mécanique. Elles permettent d'intégrer l'ECL5 dans le véhicule d'essai tout en assurant son intégrité structurale. Pour plus de détails sur la mécanique des roues aubagées, le lecteur est invité à se référer à

l'annexe B. Dans la suite de cette partie, les principales contraintes de conception relevant d'un processus classique de conception en turbomachine sont décrites. Cependant, les critères associés à ces contraintes ont été définis par Safran Aircraft Engines et ne seront pas détaillés dans ce mémoire pour des raisons de confidentialité. Notons également que la configuration n'est pas conçue pour un montage en vol; les contraintes de conception sont donc limitées à celles pertinentes vis-à-vis de l'environnement d'essai.

### 1.2.4.1 Dimensionnement géométrique

Les contraintes géométriques (position axiale, envergure, ...) permettent d'intégrer l'ECL5 au véhicule d'essai. De plus, afin de limiter le coût du projet, il a été choisi de réutiliser un maximum de pièces de configurations précédentes. Ces pièces définissent en partie la forme de la veine, dont le design est donc contraint. Le disque supportant les aubes fan est également une pièce issue d'une configuration précédente. Il a des rainures rectilignes d'une longueur de 55 mm dans lesquelles les aubes sont glissées.

### 1.2.4.2 Déformation statique - Taille du jeu

La taille du jeu dépend des cinq paramètres suivants :

- du déplacement statique de l'aube et du disque sous les efforts centrifuges et aérodynamiques,
- du déplacement vibratoire de l'aube,
- des tolérances de fabrication des aubes et du banc d'essai,
- de la dilatation thermique des différents éléments,
- de la marge minimale au contact.

Sur une machine industrielle conventionnelle, le fan est conçu pour entrer en contact avec le carter lors des premières rotations suivant la mise en service. La marge au contact est donc nulle ou négative. Le carter en regard du fan est constitué d'un matériau abrasable. Ainsi au contact avec le carter, le fan l'usine ce qui assure un jeu nul à la vitesse de rotation maximale (hors effets dynamiques) et minimise le jeu pour les régimes plus lents. La configuration ECL5 est destinée à la recherche et doit permettre de tester des codes de simulation aérodynamique et aéroélastique. Pour cela, il est nécessaire de maîtriser au mieux l'ensemble des paramètres expérimentaux et notamment la géométrie du jeu. D'une campagne de mesure à l'autre et suivant les essais précédents, la géométrie du jeu pourrait varier en cas de contact rotor/carter. Ainsi, il a été décidé que le fan ne doit pas entrer en contact avec le carter. La marge au contact est fixée à 0.3 mm pour éviter tout contact quelques soient les conditions statiques, vibratoires ou thermiques. Ce choix de conception a pour conséquence que le jeu est plus important que sur une configuration industrielle, ce qui renforce les écoulements de jeu.

Pour que le jeu ne soit pas démesurément grand aux vitesses partielles malgré cette marge au contact positive, un objectif de conception introduit pour le fan ECL5 est de minimiser sa variation en fonction de la vitesse de rotation. Cette variation est définie par le déplacement statique radial en tête d'aube entre la forme de l'aube au repos et à 110Nn.

### 1.2.4.3 Tenue statique et fatigue vibratoire

Soumis au chargement centrifuge et aérodynamique, les aubes du fan ECL5 ne doivent pas se détériorer. Les effets du chargement statique et les outils d'analyse de la fatigue vibratoire sont respectivement détaillés en annexes B.1 et B.4. Les contraintes statiques dans les aubes ne doivent représenter qu'une fraction de la limite d'élasticité du matériau composite utilisé. Plus les contraintes statiques sont faibles et plus les contraintes dynamiques admissibles sont importantes. Les minimiser permet donc de minimiser les risques pour l'étude des phénomènes aéroélastiques instationnaires.

Le fonctionnement aérodynamique d'un fan dépend des conditions génératrices à l'amont. On détermine un débit et une vitesse de rotation standard qui caractérisent les performances dans des conditions atmosphériques standard (voir annexe A.1). La vitesse de rotation de la machine peut ainsi être supérieure à la vitesse standard d'essai. Ainsi, pour permettre de réaliser des essais à 105Nn en toutes conditions, la tenue mécanique sera assurée jusqu'à une vitesse de rotation de 110Nn.

### 1.2.4.4 Balourd maximal admissible

En cas de rupture d'une aube, le centre de masse du montage n'est plus situé sur l'axe de la machine. Ce déséquilibre (balourd) crée des mouvements de déflexion de l'arbre associés à un orbitage qui peuvent le détériorer. L'arbre du véhicule d'essai est conçu pour supporter un balourd maximal. Ce balourd maximal définit un moment statique que les aubes du fan ECL5 ne doivent pas dépasser.

### 1.2.4.5 Placement modal

Les conditions d'apparition des phénomènes aéroélastiques synchrones peuvent être déterminées à partir d'un diagramme de Campbell (voir annexe B.5). L'étude de ces phénomènes n'est pas au coeur du projet ECL5; il est donc nécessaire que les coïncidences entre les harmoniques du régime moteur et les fréquences propres du fan soient éloignées des vitesses d'exploration d'intérêt décrites dans le paragraphe 1.2.3.2. En priorité, les coïncidences doivent être éloignées des vitesses 100Nn et 105Nn pour permettre une exploration aux vitesses maximales. En revanche les vitesses 50Nn et 80Nn sont plus indicatives. Un essai réalisé à une vitesse de rotation légèrement supérieure ou inférieure conserverait son intérêt.

## 1.2.5 État initial - Versions préliminaires du fan ECL5

Une première version du fan, nommée ECL5<sub>v1</sub><sup>12</sup>, a été réalisée au cours des travaux de thèse de RENDU [2016]. Sa conception est focalisée sur les considérations liées à la théorie du blocage acoustique conduisant potentiellement à l'apparition du flottement de blocage. Cette version a fait l'objet de plusieurs études en 2D basées sur une modélisation linéarisée des fluctuations de l'écoulement. Elles ont mis en évidence plusieurs paramètres de conception influençant la stabilité aéroélastique des fans UHBR. Une nouvelle méthodologie d'analyse permettant d'identifier les mécanismes responsables du flottement a été développée sur cette version [RENDU et al., 2020].

12. Cette version est ainsi référencée dans les publications qui y sont associées. La version issue des travaux de thèse décrits dans ce mémoire est nommée ECL5<sub>CATANA</sub>

Elle se base sur la décomposition du profil de l’aube en zones vibrant indépendamment et sur le principe de superposition des petites perturbations. Récemment, une étude systématique du mouvement du profil a montré que les principales sources aéroélastiques liées au flottement de blocage sont situées proches du bord de fuite [DUQUESNE et al., 2019b].

Dans ses travaux de thèse, Rendu définit également une deuxième version du fan, ECL5<sub>v2</sub>, qui n’a pas fait l’objet d’autres publications. Pour la conception de cette version, l’accent a été mis sur les objectifs de performances aérodynamiques afin de se rapprocher des fans UHBR. C’est cette version préliminaire qui est le point de départ du processus de conception réalisé au cours de ces travaux de thèse.

### 1.2.5.1 Description du fan

La version préliminaire ECL5<sub>v2</sub> du fan s’est basée sur des objectifs de performances aérodynamiques et des considérations liées à l’exacerbation de l’apparition du flottement de blocage. Cette aube a été dimensionnée à partir d’un point de design dont les caractéristiques sont listées dans le tableau 1.3. Le point de design diffère de celui finalement retenu (colonne ECL5<sub>CATANA</sub>) et présenté dans la section 1.2.3.1. Les contraintes ayant conduit à ce changement de point de design sont détaillées dans la section suivante. La vitesse de rotation nominale avait été fixée à 10450 tr/min afin d’atteindre un nombre de Mach de la tête d’aube  $M_{tip} = 0.8$ .

Les considérations liées au flottement portaient notamment sur l’obtention d’un écoulement avec une composante de vitesse radiale faible afin de pouvoir réaliser des études instationnaires 2D qui soient représentatives du comportement 3D de l’aube. De plus s’étaient ajoutées des considérations sur la répartition de la charge radiale. La tête de l’aube avait été déchargée afin de limiter au maximum l’écoulement de jeu. Le pied était également déchargé afin d’assurer un bon fonctionnement de l’OGV en limitant le décollement de coin.

Version	ECL5 <sub>v2</sub>	ECL5 <sub>CATANA</sub>
Vitesse de rotation nominale 100Nn	10450 tr/min	11000 tr/min
Nombre d’aubes $N_a$	16	16
Taux de pression totale $\Pi_{t-t}$	1.40	1.35
Débit $\dot{m}$	31.0 kg/s	36.0 kg/s
Coefficient de débit $\Phi_d$	0.55	0.61
Coefficient de charge $\Psi_c$	0.38	0.31

TABEAU 1.3 – Évolution du point de design ECL5

Les profils du fan préliminaire sont présentés figure 1.8. Une augmentation de la pression totale dans un fan peut être réalisée de deux manières différentes : en déviant l’écoulement ou à travers des ondes de choc. Les profils sont beaucoup plus cambrés en milieu de veine (profils bleu et rouge) qu’en tête (magenta) ce qui correspond respectivement à chacune des façons de réaliser un taux de pression. En revanche, le pied de l’aube (noir) est très peu cambré, le taux de pression est donc faible. Comme le débit en pied d’aube est faible à cause du faible rayon, cela n’a que peu d’impact sur les performances de l’étage. En revanche cela permet de moins dévier l’écoulement et d’obtenir un écoulement plus sain sur l’OGV.

La figure 1.9 présente la plage de fonctionnement du fan préliminaire. À la vitesse nominale, le taux de pression atteint est de 1.40 pour un débit masse de 31.0 kg/s. Son point de design objectif est donc respecté. Le rendement maximal est de l’ordre de 0.95 et il a une large plage de

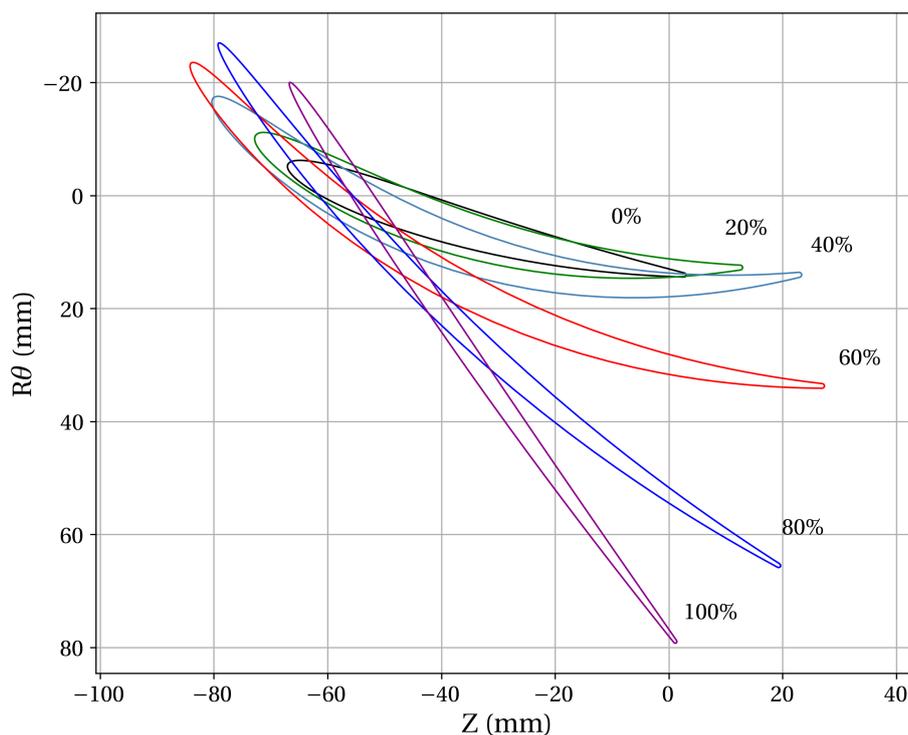


FIGURE 1.8 – Profils fan préliminaire ECL5<sub>v2</sub> (le pourcentage désigne la hauteur de veine. 0% correspond au moyeu et 100% au carter)

fonctionnement.

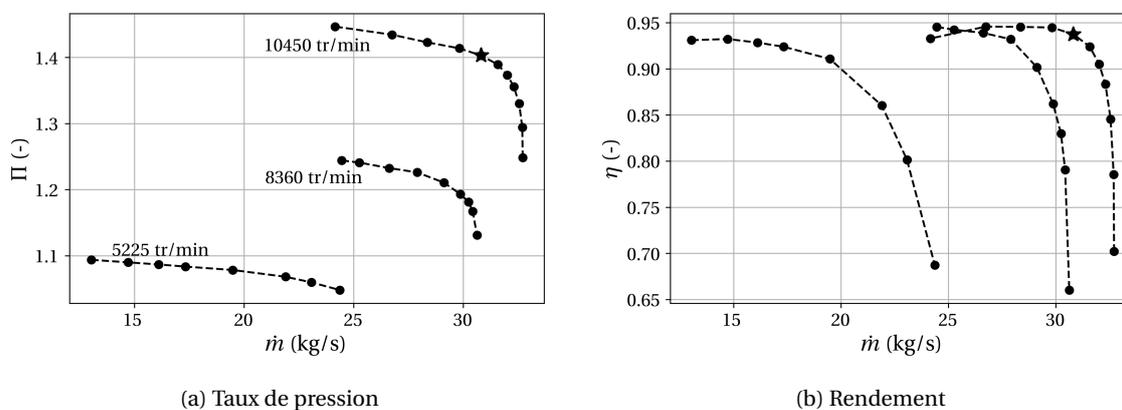


FIGURE 1.9 – Performances du fan préliminaire ECL5<sub>v2</sub> (l'étoile représente le point de design) [RENDU, 2016]

### 1.2.5.2 Limitations de la version préliminaire

La version préliminaire du fan ECL5 ne remplit que partiellement les contraintes liées au banc d'essai et ne permet pas d'en assurer l'intégrité structurelle. Ces critères ont imposé des modifications importantes de la conception. Le moment statique de l'aube ECL5<sub>v2</sub> est la contrainte la plus critique par rapport au critère défini. Il est beaucoup plus important que la limite acceptable pour le banc d'essai. Grossièrement, pour obtenir un moment statique acceptable, la corde doit

être réduite de 20% en moyenne et l'épaisseur de 40%.

Le respect des contraintes mécaniques a donc nécessité la réduction de la corde de l'aube. Cependant c'est un paramètre dont l'influence aérodynamique est très importante, en particulier pour des aubes de fan de type UHBR qui sont peu nombreuses et fortement chargées. Une corde plus petite implique un chargement linéique plus important ce qui favorise les décollements de la couche limite. Les modifications à apporter à l'ECL5<sub>v2</sub> pour respecter les contraintes sont apparues trop importantes pour conserver le point de design. Le niveau de charge  $\Psi_c = 0.38$  était réalisable avec peu d'aubes et une grande corde, mais l'obligation de diminuer cette dernière nécessite de faire évoluer le point de design vers celui défini en section 1.2.3.1.

Enfin dans la version préliminaire, la question de la structure composite et des autres pièces de la configuration et en particulier l'OGV associé au fan n'a pas été abordée.

### 1.3 Problématique et objectifs

La problématique de cette thèse est d'améliorer la compréhension des mécanismes multi-physiques pouvant mener à l'émergence du flottement sur les fans UHBR pour des points de fonctionnement proches des limites de la plage de fonctionnement. Dans cette optique, les travaux portent sur trois objectifs principaux.

- Poursuivre et finaliser la conception de la configuration ECL5 afin qu'elle permette l'étude des instabilités tout en tenant compte des objectifs aérodynamiques et de l'ensemble des contraintes de dimensionnement mécanique.
- Développer une méthodologie spécifique d'analyse des mécanismes multi-physiques pilotant la stabilité en se basant sur les méthodes existantes au LMFA.
- Caractériser numériquement la stabilité aéroélastique auto-induite puis identifier les mécanismes pour différentes conditions, en fonction du mode vibratoire et des structures aérodynamiques.

### 1.4 Organisation du mémoire

Le second chapitre introduit les notions nécessaires à l'analyse multi-physique d'un fan UHBR. Le système couplé fluide-structure est introduit. À partir de celui-ci, les méthodes d'analyse permettant de déterminer la stabilité aéroélastique d'une roue aubagée sont décrites. Un recensement des phénomènes d'instabilité aéroélastique des fans ainsi qu'une revue des principaux paramètres - aérodynamiques, mécaniques et acoustiques - pouvant influencer sur la stabilité.

Le troisième chapitre est consacré aux méthodes numériques pour la conception aéro-mécanique et l'étude de stabilité aéroélastique. La stratégie de modélisation adoptée consiste en un couplage faible entre simulations aérodynamiques stationnaires, mécaniques statiques ou dynamiques et aéroélastiques instationnaires. Les échanges de données sont réalisés en dehors des simulations. Les différentes méthodologies et les post-traitements sont exposés. Les sensibilités aux principaux paramètres numériques de chaque type de simulations sont évaluées avec une attention particulière apportée aux effets de la déformation du maillage dans les simulations linéarisées.

Le quatrième chapitre consiste en une caractérisation détaillée de la configuration ECL5 issue du processus de conception. Le processus itératif est ignoré, seule la version finale ECL5<sub>CATANA</sub>

qui sera testée expérimentalement au cours du projet européen CATANA est présentée. À partir de la géométrie et du détail de la structure composite, les choix de conception sont expliqués. La caractérisation est entièrement numérique. Elle poursuit un double objectif.

- Fournir des éléments de présentation du comportement de ce fan.
- Valider les performances et la viabilité de la configuration pour préparer les campagnes d'essais.

Pour cela, les performances aérodynamiques de l'étage et plus particulièrement la topologie de l'écoulement stationnaire aux limites de la plage de fonctionnement sont décrites. Puis les principaux résultats des analyses mécaniques statiques et dynamiques du fan sont présentés. Enfin, la stabilité aéroélastique du fan est caractérisée pour le régime nominal (transsonique) et un régime partiel (subsonique).

Le cinquième chapitre est dédié à l'étude de la stabilité aéroélastique pour les écoulements transsoniques. Une méthodologie d'analyse de la chaîne de causalité entre la vibration du fan, la modification du champ aérodynamique et la stabilité aéroélastique est proposée. Une analyse détaillée est réalisée pour le mode vibratoire du fan le moins stable (le deuxième) au point de design. En particulier afin d'identifier précisément les sources des fluctuations de l'écoulement, les aubes sont décomposées en deux parties qui vibrent indépendamment. D'après le principe de superposition pour de petites perturbations, les fluctuations de l'écoulement générées par l'aube entière sont égales à la somme des fluctuations générées par la vibration de chaque partie. L'analyse de la chaîne de causalité est ensuite étendue aux premier et troisième modes puis aux différentes topologies d'écoulement transsonique rencontrées : à haute incidence (bas débit) et au blocage sonique (haut débit).

Le sixième chapitre est consacré à l'étude d'une résonance instable observée lors de la caractérisation aéroélastique au régime partiel subsonique et pour une vibration suivant le deuxième mode. Cette configuration aéroélastique est caractérisée par un décollement de la couche limite dans le champ stationnaire, un changement de condition de propagation acoustique et d'un écoulement de jeu important. En se basant sur une analyse de la chaîne de causalité, les principaux mécanismes de stabilité sont identifiés.

Enfin, le mémoire se termine par une synthèse générale des résultats obtenus et des perspectives pour des travaux à venir.



# Etat de l'art sur les mécanismes d'apparition du flottement

## Sommaire

---

<b>2.1 Flottement et autres instabilités aéroélastiques</b> . . . . .	<b>21</b>
<b>2.2 Stabilité du système couplé fluide-structure</b> . . . . .	<b>24</b>
2.2.1 Méthodes de simulation des interactions fluide-structure . . . . .	25
2.2.2 Condition de déclenchement de l'instabilité aéroélastique . . . . .	25
2.2.3 Travail des forces aérodynamiques . . . . .	27
2.2.4 Amortissement aérodynamique . . . . .	28
2.2.5 Bilan . . . . .	29
<b>2.3 Paramètres influençant la stabilité aéroélastique</b> . . . . .	<b>29</b>
2.3.1 Déformée modale et structure composite . . . . .	29
2.3.2 Fréquence réduite . . . . .	31
2.3.3 Couplage inter-aubes . . . . .	32
2.3.4 Propagation et amplification des ondes de pression dans la roue aubagée . . . . .	34
2.3.5 Conditions de propagation acoustique dans la veine . . . . .	35
<b>2.4 Synthèse</b> . . . . .	<b>46</b>

---

L'objectif principal de cette thèse est d'améliorer la compréhension des mécanismes multi-physiques pouvant mener à l'émergence du flottement sur les fans. Ce chapitre présente les phénomènes d'aéroélasticité observés sur les fans puis comment la stabilité aéroélastique d'une roue aubagée peut être évaluée à partir des équations couplées du système fluide-structure. Enfin les différents facteurs mécaniques, aérodynamiques et acoustiques influant sur la stabilité des aubes sont passés en revue.

## 2.1 Flottement et autres instabilités aéroélastiques

Les interactions fluide-structure proviennent du couplage entre forces inertielles, forces aérodynamiques et forces élastiques. Collar a visualisé ces interactions dans un triangle (voir DOWELL [2015]) représenté sur la figure 2.1.

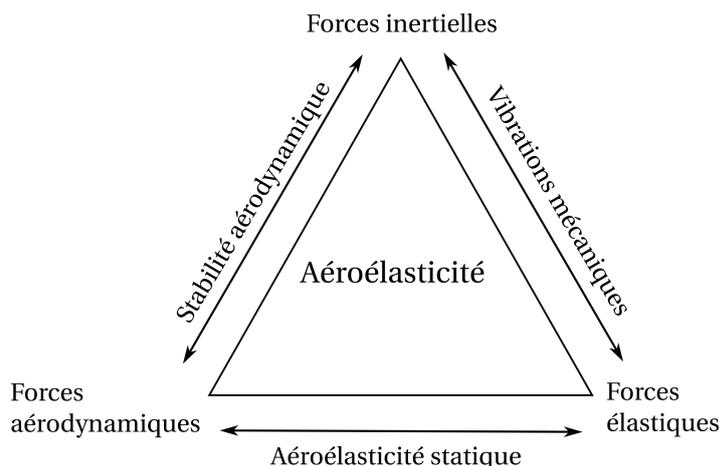


FIGURE 2.1 – Triangle des interactions fluide-structure de Collar

L'aéroélasticité statique correspond au chargement aérodynamique stationnaire déformant l'aube (voir annexe B.1). Usuellement, le terme d'aéroélasticité est restreint aux phénomènes instationnaires qui apparaissent lors de la résonance entre les fluctuations de l'écoulement et les modes propres de la roue aubagée. Les phénomènes aéroélastiques sont classiquement classés entre phénomènes synchrones et asynchrones. Les phénomènes synchrones correspondent aux phénomènes de réponse forcée pour lesquels la source est fixe dans un référentiel et l'excitation provient de la rotation entre référentiels fixe et tournant (voir annexe B.5). Les phénomènes asynchrones regroupent des phénomènes de différentes natures. En particulier, la source d'excitation de ces phénomènes peut être une instabilité aérodynamique, pour laquelle l'instabilité est liée à la structure de l'écoulement, ou une instabilité aéroélastique, pour laquelle l'instabilité réside dans le système couplé fluide-structure.

Si une instabilité aérodynamique se développe, elle génère une fluctuation de la charge qui peut exciter les modes propres des roues aubagées. Ce n'est pas le cas du pompage dont la fréquence est trop basse. Pour les fans, on trouve principalement trois phénomènes de ce type :

- **Le décollement tournant** est un phénomène purement aérodynamique qui apparaît à cause de la surcharge aérodynamique d'une aube. Il s'explique par un décollement de la couche limite sur l'extrados qui produit un blocage aérodynamique du canal inter-aube. Ce blocage génère une augmentation de l'incidence sur l'aube adjacente dont la couche limite se décolle à son tour. Il en résulte des cellules de décollement tournant. Ce phénomène peut très bien exciter la roue aubagée en raison de la forte fluctuation du champ de pression. Cependant pour de petites amplitudes, il n'est pas couplé à la vibration des aubes [DODDS et VAHDATI, 2015].
- **Le buffeting** est un phénomène de couplage entre un décollement de la couche limite et les structures stationnaires de l'écoulement (ondes de choc en particulier). Cette instabilité ne nécessite pas de couplage entre les aubes et son amorçage est aérodynamique [LEE et al., 2018].
- **Les fluctuations convectives dans l'écoulement de jeu** sont un phénomène apparaissant lorsque le débit tend vers les faibles valeurs [KIELB et al., 2003]. Il s'agit de la propagation de distorsions de vorticités dans l'écoulement de jeu qui se déplacent d'aube en aube. Contrairement au décollement tournant, ce phénomène n'est pas associé à une modification du point de fonctionnement ni à un décollement des couches limites.

Contrairement aux phénomènes précédents, **le flottement** est une instabilité aéroélastique dont l'origine des fluctuations de l'écoulement est la vibration de l'aube elle-même. En vibrant, l'aube génère un échange d'énergie avec l'écoulement. Suivant le sens de cet échange d'énergie fluide-structure, il peut avoir un effet stabilisant ou déstabilisant sur la vibration [CARTA, 1967]. Dans le second cas, l'amplitude de la vibration augmente et aboutit à l'apparition du phénomène de flottement. Le flottement est donc un phénomène vibratoire de la roue aubagée auto-induit et auto-entretenu. Puisqu'il s'agit d'un phénomène auto-induit, les fréquences de vibration ne sont pas calées sur celles de mécanismes aérodynamiques extérieurs, mais directement sur les modes propres de la roue aubagée.

Le flottement a été classifié en différents types en fonction des principaux mécanismes aérodynamiques et aéroacoustiques intervenant dans la stabilité de la roue aubagée. Ces mécanismes sont détaillés dans la section 2.3 de ce chapitre. À chaque type de flottement peut être associée une zone de la plage de fonctionnement telle qu'illustrée sur la figure 2.2. Les principaux types de flottement, détaillés par FRANSSON [1999], sont :

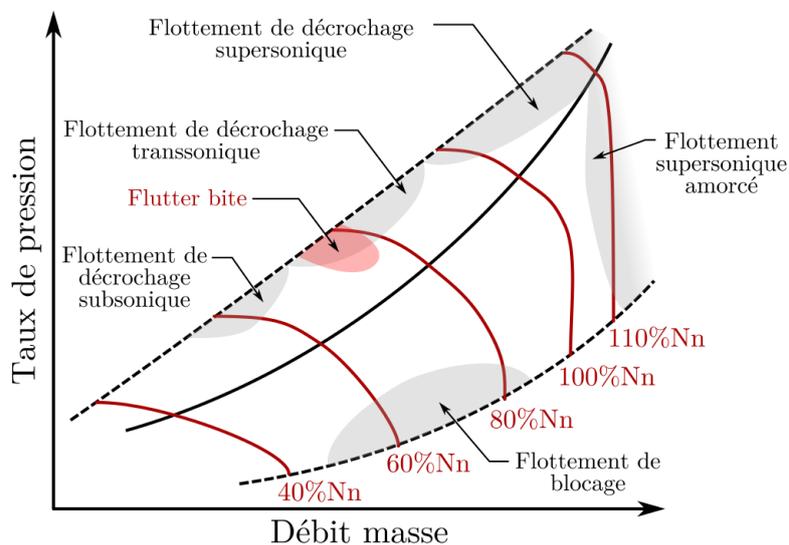


FIGURE 2.2 – Classement des différents types de flottement sur la plage de fonctionnement d'un fan transsonique (d'après BONTEMPS [2021])

- Flottement de décrochage subsonique : il apparaît lorsque la couche limite sur l'extrados est décollée dès le bord d'attaque sous l'effet d'une haute incidence. Ce décollement génère un déphasage par rapport au mouvement de l'aube pouvant être déstabilisant.
- Flottement de décrochage transsonique et supersonique : il apparaît sous l'effet de la fluctuation de l'onde de choc dont l'inertie peut entraîner un effet déstabilisant [SANDERS et al., 2004]. Cette onde de choc peut également générer un décollement susceptible de répondre avec un déphasage déstabilisant [VAHDATI et al., 2011]. La propagation radiale des fluctuations de pression est connue pour jouer un rôle important pour les flottements de décrochage des fans [RENDU et al., 2019].
- Flottement de blocage : il apparaît pour un écoulement présentant un blocage sonique. Le canal inter-aube est traversé par une ou plusieurs ondes de choc. Ce type de flottement est lié à une interaction forte des ondes de choc avec les couches limites décollées créant un déphasage déstabilisant [RENDU, 2016].

- Flottement acoustique : il s'agit d'un flottement lié à la réflexion d'ondes acoustiques dans la veine. Ces ondes, émises par la roue aubagée, reviennent avec un déphasage déstabilisant par rapport à la vibration de l'aube. Pour un fan, le flottement lié à la réflexion acoustique sur l'entrée de la nacelle est appelé *flutter bite* [VAHDATI et al., 2015].

Dans certaines conditions, il arrive que la vibration de l'aube exerce un effet rétroactif sur les instabilités d'origine aérodynamique en faisant émerger une fréquence et une organisation circulaire. On parle alors de *lock-in* en anglais, qui peut être traduit par « accrochage ». Ce phénomène a été observé pour le buffeting [RAVEH et DOWELL, 2011] et les fluctuations convectives dans l'écoulement de jeu (*Convective non-synchronous vibration*, STAPELFELDT et BRANDSTETTER [2020]). Dans ce cas, ces phénomènes peuvent être analysés et interprétés comme du flottement bien que l'amorce de l'instabilité soit d'origine aérodynamique, car l'échange d'énergie entre le fluide et la structure peut augmenter ou diminuer l'amplitude des vibrations [MÖLLER et al., 2017].

Lorsque des effets d'amortissement ou de raideur non-linéaires sont présents dans le système fluide-structure, l'amplitude de la vibration peut augmenter jusqu'à atteindre un cycle limite avec une amplitude de vibration constante. Ces effets non-linéaires peuvent être liés aux fluctuations de l'écoulement ou à des effets mécaniques. Parmi les dispositifs mis en place afin de générer ces effets non-linéaires, on peut citer les joncs de friction au niveau du disque ou les nageoires sur les fans d'ancienne génération (voir figure 1.4a). Lorsque les effets non-linéaires ne sont pas suffisamment importants, la roue aubagée peut être endommagée par fatigue vibratoire.

## 2.2 Stabilité du système couplé fluide-structure

En considérant un système mécanique dont l'ensemble des degrés de liberté de déplacement  $u$  sont regroupés sous le vecteur  $\mathbf{U}$ , l'équation discrétisée du mouvement du système couplé fluide-structure peut être exprimée dans le référentiel tournant suivant l'équation :

$$M\ddot{\mathbf{U}} + D\dot{\mathbf{U}} + K\mathbf{U} = \mathbf{F} \quad (2.1)$$

avec  $\mathbf{F}$  les forces aérodynamiques appliquées à la roue aubagée.  $M$  désigne la matrice de masse,  $D$  la matrice d'amortissement et  $K$  la matrice de raideur du système pré-contraint sous les effets statiques.  $M$  représente l'inertie du système. Pour de l'air, la masse volumique du fluide est négligeable par rapport à la masse volumique de la structure. On peut donc négliger la masse ajoutée par le fluide dans l'inertie du système. Des précisions sur ces différents termes sont données en annexe B. Les trois termes autres que l'amortissement correspondent aux trois sommets du triangle de Collar. Le terme  $\mathbf{F}$  peut être décomposé en un terme de forçage  $\mathbf{F}_{ext}$  indépendant du mouvement de l'aube et un terme auto-induit  $\mathbf{F}_{auto}$  causé par les fluctuations de l'écoulement, elles-mêmes liées à la vibration de la roue aubagée :

$$M\ddot{\mathbf{U}} + D\dot{\mathbf{U}} + K\mathbf{U} = \mathbf{F}_{ext} + \mathbf{F}_{auto}(\mathbf{U}, \dot{\mathbf{U}}, \ddot{\mathbf{U}}) \quad (2.2)$$

Le terme de forçage  $\mathbf{F}_{ext}$  peut être synchrone avec la vitesse de rotation auquel cas il correspond à la réponse forcée ou bien asynchrone auquel cas il peut être causé par du décollement tournant par exemple. Dans les travaux décrits dans ce mémoire, on s'intéresse à l'étude du couplage fluide-structure lorsqu'une boucle de rétroaction apparaît. C'est cette boucle de rétroaction qui peut

générer l'instabilité du système couplé fluide-structure. On suppose donc  $\mathbf{F}_{ext} = 0$ .

### 2.2.1 Méthodes de simulation des interactions fluide-structure

La prédiction des phénomènes aéroélastiques nécessite de résoudre conjointement les équations liées au fluide et celles liées à la structure. Différents niveaux de couplage entre la modélisation du fluide et de la structure peuvent être utilisés. Ces différentes méthodes de couplage sont passées en revue par MARSHALL et IMREGUN [1996]. Le couplage monolithique est la méthode pour laquelle le couplage est le plus fort. Il consiste à résoudre les équations du fluide et de la structure en une unique simulation. Ces simulations demandent un temps de calcul très important et sont donc peu appliquées à des configurations complexes comme les turbomachines. Les méthodes de couplage partitionnées consistent à réaliser le couplage entre la résolution des équations associées au fluide et celles associées à la structure avec deux solveurs distincts. Une description détaillée de ces méthodes est proposée par BENEFIGE [2015]. Au sein des méthodes partitionnées, on distingue en particulier le couplage fort et le couplage faible. Le couplage fort repose sur un échange d'informations entre les solveurs à chaque pas de temps. Le couplage faible consiste en une boucle d'itérations entre simulations fluide et structure. Pour l'étude de la stabilité aéroélastique, les méthodes les plus utilisées sont les stratégies découplées. Elles reposent sur plusieurs hypothèses fortes :

- Les modes propres n'interagissent pas entre eux
- Les fluctuations de l'écoulement ne modifient pas la dynamique de la structure
- Les fluctuations de l'écoulement sont linéaires avec l'amplitude de vibration des aubes
- L'amortissement du système est la somme d'un amortissement aérodynamique et d'un amortissement mécanique

L'analyse du phénomène aéroélastique est donc décomposée en deux analyses linéaires distinctes. On considère généralement ces hypothèses comme vérifiées lorsque les fréquences propres sont éloignées les unes des autres et que la raideur modale est élevée. Ces hypothèses tendent cependant à être de moins en moins vérifiées concernant les fans modernes qui sont composés d'aubes fines à grand diamètre, à large corde et fabriquées en matériaux composites. Ces méthodes permettent d'étudier le déclenchement du phénomène de flottement en déterminant si les vibrations vont s'amplifier ou bien s'amortir. Elles n'apportent en revanche pas d'informations sur l'apparition d'un éventuel cycle limite. Cette information ne peut être obtenue que par des méthodes couplées.

La méthode énergétique formalisée par CARTA [1967] est la méthode découplée la plus répandue. Elle consiste à quantifier le transfert d'énergie entre le fluide et le solide par le calcul du travail sur un cycle de vibration.

### 2.2.2 Condition de déclenchement de l'instabilité aéroélastique

Cette section décrit comment le transfert d'énergie entre le fluide et le solide peut être quantifié. Pour de petites amplitudes de vibration, le mouvement de l'aube peut être décomposé sur une base modale :

$$\mathbf{U}(t) = \text{Re} \left( \sum_{l=1}^{N_{mode}} \Psi_l a_l(t) \right) \quad (2.3)$$

où  $\Psi_l$  désigne la déformée modale d'un mode tournant (vecteur complexe, voir annexe B) et  $a_l(t)$  son amplitude. En projetant sur la base modale, l'équation 2.2 peut se réécrire pour chaque mode :

$$\underbrace{\Psi^H M \Psi}_{\mathcal{M}} \ddot{a}(t) + \underbrace{\Psi^H D \Psi}_{\mathcal{D}_{struct}} \dot{a}(t) + \underbrace{\Psi^H K \Psi}_{\mathcal{K}_{struct}} a(t) = \underbrace{\Psi^H \mathbf{F}_{auto}}_{\mathcal{F}_{auto}} \quad (2.4)$$

où l'exposant  $H$  désigne le hermitien d'une matrice :

$$\Psi^H = \Psi^{*t} \quad (2.5)$$

avec  $\mathcal{M}$  la masse modale,  $\mathcal{D}$  l'amortissement modal,  $\mathcal{K}$  la raideur modale et  $\mathcal{F}$  la force modale (aussi appelées généralisées). Pour un mouvement harmonique de la roue aubagée de faible amplitude, on suppose que les fluctuations de l'écoulement sont également harmoniques. On peut alors définir un amortissement aérodynamique  $\mathcal{D}_{aero}$  et une raideur aérodynamique  $\mathcal{K}_{aero}$  (voir MAY [2012a]) tels que :

$$\mathcal{F}_{auto} = -\mathcal{D}_{aero} \dot{a}(t) - \mathcal{K}_{aero} a(t) \quad (2.6)$$

Ce qui aboutit à l'équation suivante :

$$\mathcal{M} \ddot{a}(t) + \underbrace{(\mathcal{D}_{struct} + \mathcal{D}_{aero})}_{\mathcal{D}} \dot{a}(t) + \underbrace{(\mathcal{K}_{struct} + \mathcal{K}_{aero})}_{\mathcal{K}} a(t) = 0 \quad (2.7)$$

On retrouve l'équation caractéristique d'un oscillateur harmonique amorti. L'application de la méthode énergétique suppose que la raideur aérodynamique  $\mathcal{K}_{aero}$  est négligeable devant la raideur mécanique  $\mathcal{K}_{struct}$  et que les modes propres du système mécanique ne sont pas affectés par le chargement aérodynamique.

Les solutions ( $a = a_0 e^{rt}$ ) de l'équation 2.7 sont obtenues en résolvant le polynôme caractéristique d'inconnue  $r$  :

$$r^2 + 2r\omega_0\zeta + \omega_0^2 = 0 \quad (2.8)$$

avec

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\mathcal{K}}{\mathcal{M}}} \quad (2.9)$$

$$\zeta = \frac{\mathcal{D}}{2\mathcal{M}\omega_0} \quad (2.10)$$

où  $\omega_0$  est la pulsation du mode non amorti et  $\zeta$  le taux d'amortissement. Sous l'hypothèse que la raideur aérodynamique est négligeable ( $\mathcal{K}_{aero} \ll \mathcal{K}_{struct}$ ), la pulsation du mode non amorti reste celle déterminée par analyse modale. Si  $\zeta < 1$ , ce qui est toujours le cas en pratique pour une roue aubagée, l'équation 2.8 a pour solution positive, correspondant à la convention  $a(t) = a_0 e^{+i\omega_0 t}$  :

$$r = -\zeta\omega_0 + i\sqrt{1-\zeta^2}\omega_0 \quad (2.11)$$

et l'amplitude du mouvement est déterminée par l'expression :

$$a(t) = a_0 e^{-\zeta\omega_0 t} e^{i\sqrt{1-\zeta^2}\omega_0 t} \quad (2.12)$$

Si  $\zeta$  est négatif, alors le système est instable et l'amplitude des vibrations croît exponentiellement. Le taux d'amortissement mécanique  $\zeta_{struct}$  est toujours positif. En pratique, l'étude de stabilité aéroélastique consiste à estimer  $\zeta_{aero}$  qui peut être positif ou négatif. On considère que le système devient instable si le taux d'amortissement aérodynamique est négatif.  $\zeta_{struct}$  sert de marge supplémentaire à l'apparition des phénomènes aéroélastiques instables. Cet amortissement mécanique dépend fortement des solutions technologiques retenues pour la fabrication de la roue aubagée. Il est négligeable pour des configurations de disques aubagés monobloc ( $\sim O(10^{-5})$ ) et est plus important ( $\sim O(10^{-3})$ ) pour des configurations avec des frottements entre le pied de l'aube et le disque comme pour les fans.

On introduit le décrément logarithmique  $\delta$  qui quantifie la variation d'amplitude sur une pseudo-période  $\left(T = \frac{2\pi}{\sqrt{1-\zeta^2}\omega}\right)$ :

$$\delta = \ln\left(\frac{a(t+T)}{a(t)}\right) \quad (2.13)$$

soit la relation entre taux d'amortissement  $\zeta$  et décrément logarithmique  $\delta$  :

$$\delta = \frac{2\pi\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \quad (2.14)$$

Le taux d'amortissement  $\zeta$  et le décrément logarithmique  $\delta$  sont des grandeurs adimensionnelles contrairement à  $\mathcal{D}$ . Leur signe est le même et leur évolution est presque proportionnelle pour les systèmes faiblement amortis que sont les aubes. Dans la communauté scientifique, ces deux grandeurs sont utilisées pour quantifier la stabilité aéroélastique d'une roue aubagée. La relation inverse entre ces grandeurs est :

$$\zeta = \frac{\delta}{\sqrt{(2\pi)^2 + \delta^2}} \quad (2.15)$$

Pour une roue aubagée, le taux d'amortissement  $\zeta$  n'excède pas quelques pourcents. On peut donc considérer que la pulsation du système amorti est égale à la pulsation modale non amortie :

$$\omega = \sqrt{1-\zeta^2}\omega_0 \simeq \omega_0 \quad (2.16)$$

Par la suite,  $\omega$  sera utilisé avec  $\omega = \omega_0$ . Dans le cadre d'une analyse de stabilité aéroélastique d'une roue aubagée, le taux d'amortissement sera appelé amortissement aérodynamique ou simplement amortissement.

### 2.2.3 Travail des forces aérodynamiques

Le travail des forces aérodynamiques par cycle de vibration  $\mathcal{W}$  décrit l'énergie échangée de l'aube vers le fluide. Un travail positif indique que l'énergie de l'aube diminue. Il est égal à :

$$\mathcal{W} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \int_0^T \left( \iint_S \mathbf{f}_a(t)^* \cdot \dot{\mathbf{u}}(t) \, dS \right) dt \right) \quad (2.17)$$

où  $\mathbf{f}_a(t)$  désigne la force locale surfacique exercée par le fluide sur l'aube,  $\dot{\mathbf{u}}(t)$  est la vitesse de la peau de l'aube (dans le repère tournant) et  $\oint_S$  la sommation sur toute la peau de l'aube. En reprenant la formulation du système discrétisé équation 2.2, on obtient :

$$\mathcal{W} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \int_0^T \mathbf{F}^H(t) \dot{\mathbf{U}}(t) dt \right) \quad (2.18)$$

Et donc en projetant sur un mode propre d'amplitude  $a_0$  :

$$\mathcal{W} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \int_0^T \mathbf{F}^H(t) (i\omega \Psi a_0 e^{i\omega t}) dt \right) \quad (2.19)$$

Soit :

$$\mathcal{W} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \int_0^T (\Psi^H \mathbf{F})^H (i\omega a_0 e^{i\omega t}) dt \right) \quad (2.20)$$

En combinant avec l'équation 2.6, l'expression du travail devient :

$$\mathcal{W} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \int_0^T ((i\omega \mathcal{D}_{aero} - \mathcal{K}_{aero}) a_0 e^{-i\omega t}) (i\omega a_0 e^{i\omega t}) dt \right) \quad (2.21)$$

Puis en réorganisant les termes :

$$\mathcal{W} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left( \int_0^T a_0^2 (-\omega^2 \mathcal{D}_{aero} - i\omega \mathcal{K}_{aero}) dt \right) \quad (2.22)$$

Et en gardant la partie réelle de l'intégrale :

$$\mathcal{W} = \pi \omega a_0^2 \mathcal{D}_{aero} \quad (2.23)$$

#### 2.2.4 Amortissement aérodynamique

En supposant que l'amortissement est uniquement dû aux efforts aérodynamiques ( $\mathcal{D}_{struct} \ll \mathcal{D}_{aero}$ ), on obtient la relation entre travail et amortissement aérodynamique :

$$\zeta = \frac{\mathcal{D}_{aero}}{2\mathcal{M}\omega} = \frac{\mathcal{W}}{2\pi\omega^2 a_0^2 \mathcal{M}} \quad (2.24)$$

L'énergie cinétique d'un mode propre pour une amplitude  $a_0$  est égale à :

$$\mathcal{E}_c = \frac{1}{2} \mathcal{M} a_0^2 \omega^2 \quad (2.25)$$

L'amortissement aérodynamique s'exprime donc comme le ratio du travail aérodynamique et de l'énergie cinétique modale :

$$\zeta = \frac{\mathcal{W}}{4\pi\mathcal{E}_c} \quad (2.26)$$

L'amortissement aérodynamique et le travail sont de même signe. Si le travail est positif, le transfert d'énergie s'effectue de la structure vers le fluide. La roue aubagée perd de l'énergie et les vibrations sont amorties. Si le travail est négatif, la roue aubagée reçoit de l'énergie ce qui induit

une augmentation de l'amplitude de vibration et déclenche le phénomène de flottement. Dans ce mémoire, on définit une énergie de référence  $\mathcal{U}$  extraite des simulations modales et qui permet de normaliser le travail des forces aérodynamiques :

$$\mathcal{U} = 4\pi\mathcal{E}_c \quad (2.27)$$

### 2.2.5 Bilan

En pratique, la méthode énergétique de Carta revient à appliquer le processus suivant pour déterminer la stabilité aéroélastique d'une roue aubagée :

1. Une analyse modale pré-contrainte de la roue aubagée est réalisée avec le chargement aérodynamique stationnaire et les efforts centrifuges. Cette simulation permet d'obtenir les données modales nécessaires : pulsation  $\omega$ , déformée modale  $\Psi$  et énergie cinétique modale  $\mathcal{E}_c$ .
2. Une simulation aérodynamique instationnaire est effectuée en imposant le déplacement des frontières du domaine suivant le mode propre à étudier. Le travail des forces aérodynamiques est calculé à partir du champ de pression instationnaire sur la peau de l'aube. Le détail de ce calcul est donné dans la section 3.2.1.3 du chapitre 3.

## 2.3 Paramètres influençant la stabilité aéroélastique

La stabilité aéroélastique se définit par le sens de l'échange d'énergie entre le fluide et la structure. Cet échange d'énergie est quantifié par le calcul du travail des forces de pression. La vibration de l'aube génère des fluctuations de l'écoulement qui en retour participent à cet échange d'énergie, en plus du travail lié au champ stationnaire. Les études des phénomènes d'instabilité aéroélastique des roues aubagées ont mis en évidence l'influence de divers paramètres. Les paragraphes suivants présentent une liste non exhaustive des principaux paramètres qui influent sur la stabilité des fans, de la vibration des aubes (mécanique) à leur interaction avec l'environnement fluide immédiat (aérodynamique) et enfin lointain (aéroacoustique).

### 2.3.1 Déformée modale et structure composite

La stabilité aéroélastique est en premier lieu sensible à la déformée modale des aubes. Le travail est réalisé uniquement sur les zones se déplaçant pour une déformée modale donnée. En plus de modifier les zones de l'aube où s'effectue le travail, des déformées modales différentes ne produisent pas les mêmes fluctuations de l'écoulement et n'auront donc pas la même stabilité aéroélastique. Historiquement, l'influence de la déformée modale a été principalement étudiée sur des configurations de grilles d'aubes dans lesquelles le mouvement modal de l'aube était imposé et décomposé entre flexion et torsion [SRINIVASAN, 1997]. En pratique, le mode d'une aube n'est jamais constitué que d'une seule composante élémentaire. Ainsi BENDIKSEN et FRIEDMANN [1982] ont mis en évidence un rôle important du poids de la composante de torsion par rapport à la composante de flexion pour la stabilité des fans. Cependant les géométries des aubes de fans modernes, plus complexes, ont également conduit à des déformées modales plus complexes (voir figure 2.3). Ces modes sont le plus souvent classés de manière conventionnelle (flexion, torsion, ...) mais leur comportement aéroélastique s'en éloigne.

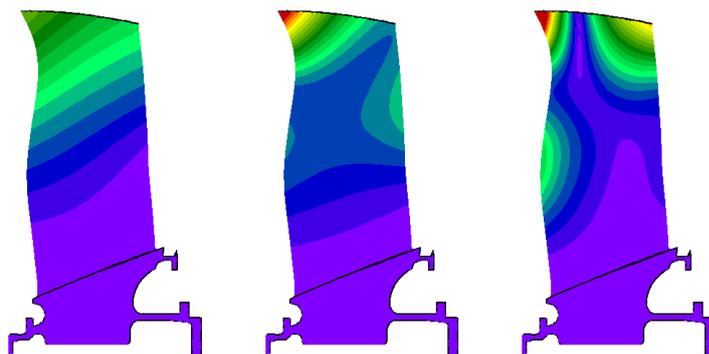


FIGURE 2.3 – Exemples de déformées modales d'aubes de fan illustrées par l'amplitude normalisée de déplacement [MAY, 2012b]

L'utilisation des matériaux composites dans les aubes des fans ouvre des possibilités de contrôle des instabilités aéroélastiques par la structure interne du fan sans modifier la forme. REIBER et BLOCHER [2017] montrent qu'il est possible de modifier la stabilité d'un fan en modifiant la direction des fibres de carbone qui le composent. Sur la figure 2.4, chaque point d'un mode propre (*eigenmode*) correspond à une séquence d'orientation des fibres. Si l'influence sur la stabilité du premier mode de flexion est faible, les autres modes montrent une variation importante de leur stabilité. Pour tous les modes, certaines configurations sont stables et d'autres instables. La modification de la stabilité du fan est la conséquence de la variation de la fréquence (jusqu'à 20% pour chaque mode) et de la variation de la déformée modale.

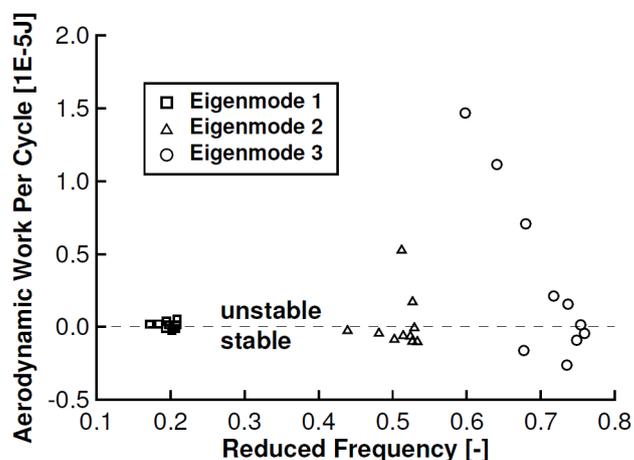


FIGURE 2.4 – Influence de l'orientation de nappes composites sur la stabilité aéroélastique [REIBER et BLOCHER, 2017]. La convention sur le signe de l'amortissement est inversée.

De plus, SCHUFF et al. [2017] ont montré que pour des aubes fan composites souples, la déformation statique a une influence importante sur la stabilité et ne peut pas être négligée. Or il est possible de contrôler le déplacement statique de ces aubes, toujours par l'orientation des fibres. SCHMID et al. [2019] ont réussi à minimiser le déplacement statique d'une aube composite en le divisant par 10 tout en optimisant le placement des fréquences modales vis-à-vis des phénomènes aéroélastiques synchrones. Ainsi les aubes composites offrent différentes possibilités pour influencer sur la stabilité aéroélastique en modifiant la déformée statique et les modes propres des aubes.

### 2.3.2 Fréquence réduite

En plus de la déformée modale, les modes propres sont caractérisés par leur fréquence. La fréquence réduite  $k^r$  a été introduite pour définir le rapport entre un temps caractéristique de l'écoulement (fluide) et un temps caractéristique de la vibration (structure). Suivant la valeur de la fréquence réduite, on peut classer les phénomènes en trois régimes :

- quasi-stationnaire ( $k^r \ll 1$ ) : l'écoulement répond instantanément à une perturbation.
- instationnaire ( $k^r \approx 1$ ) : le couplage entre l'écoulement et la vibration est fort car les temps de réaction des deux sont comparables.
- fortement instationnaire ( $k^r \gg 1$ ) : l'écoulement ne varie presque pas au cours d'un cycle de vibration.

La fréquence réduite dépend des échelles de temps considérées. Le temps vibratoire est celui associé à la fréquence de vibration. Le temps caractéristique choisi pour ces travaux est le temps que met une particule fluide pour traverser la roue aubagée. La fréquence réduite est ainsi définie :

$$k^r = \frac{fc}{W} \quad (2.28)$$

avec  $f$  la fréquence modale,  $c$  la corde de l'aube,  $W$  la vitesse relative à l'amont de l'aube. Ainsi cette fréquence réduite peut être interprétée comme étant le nombre d'oscillations vibratoires réalisées pendant le temps prit par l'écoulement pour traverser la roue aubagée. Cette fréquence réduite est pertinente pour étudier les mécanismes pour étudier les mécanismes d'interactions fluide-structure. Par exemple, RENDU et al. [2017] se sont intéressés à l'influence de la fréquence réduite sur l'interaction onde de choc/couche limite. Un maximum de fluctuations de pression a été observé pour des fréquences réduites entre 0.1 et 0.15. Cette résonance est attribuée aux effets visqueux de l'interaction forte onde de choc/couche limite.

Pour caractériser la situation modale d'une roue aubagée en turbomachine, la grandeur la plus souvent utilisée est la pulsation réduite  $k_\omega^r$  :

$$k_\omega^r = \frac{\omega b}{W} \quad (2.29)$$

avec  $\omega$  pulsation modale et  $b$  la demi-corde. Elle est aussi utilisée comme critère de conception pour éviter l'apparition du flottement [PANOVSKY et KIELB, 2000]. Historiquement, le flottement était observé pour des pulsations réduites inférieures à 0.4 pour les modes avec une composante principale de flexion. Pour les modes avec une composante principale de torsion, le flottement était observé pour des pulsations réduites de 0.4 à 0.7 [SRINIVASAN, 1997]. À partir de ces résultats expérimentaux, des corrélations ont été établies afin de définir des zones de sécurité, notamment en fonction du type de déformée modale [CHI et SRINIVASAN, 1985].

Lorsque le phénomène aéroélastique est quasi-stationnaire, les fluctuations de l'écoulement peuvent être vues comme une succession d'états stationnaires au cours de la vibration de l'aube. KERREBROCK [1977] analyse ainsi la stabilité d'un profil isolé. Considérons un profil vibrant avec un mouvement normal  $\mathbf{u}_\perp$  à l'écoulement stationnaire incident (de vitesse  $\overline{W}$ ). Dans le référentiel du profil, le mouvement vibratoire génère une variation de la vitesse incidente. Lorsque le profil se déplace vers l'intrados (figure 2.5), la composante orthogonale au profil de la vitesse instantanée  $W(t)$  augmente ce qui augmente l'incidence par rapport à l'incidence stationnaire. Sous l'hypothèse quasi-stationnaire, cela implique une fluctuation de pression autour du profil qui cor-

respond à la caractéristique stationnaire de la portance du profil. Tant que le profil ne décroche pas, cette fluctuation est stabilisante.

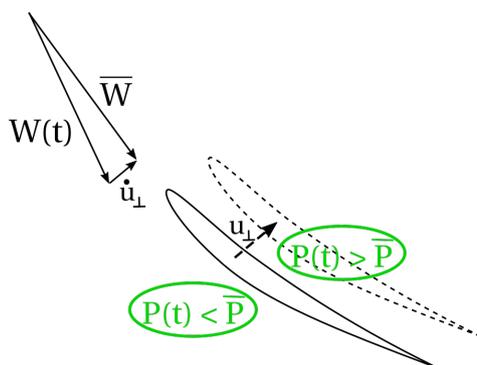


FIGURE 2.5 – Schéma de principe de la variation d'incidence par la vibration de l'aube

### 2.3.3 Couplage inter-aubes

Sur les roues aubagées, les aubes ont la particularité de ne pas être isolées les unes des autres. Elles sont couplées à la fois par la structure via le disque et par l'écoulement dans la roue.

#### 2.3.3.1 Déphasage inter-aube

Les roues aubagées sont des structures cycliques dont le nombre de répétitions est égal au nombre d'aubes  $N_a$ . Cette section présente les principales caractéristiques des modes propres de ces structures, plus de détails sont donnés en annexe B.2. La symétrie cyclique crée une organisation circonférentielle de la déformée modale de la roue aubagée qui est caractérisée par un nombre de diamètres nodaux, noté ND. Il est compris entre 0 et  $N_a/2$  si  $N_a$  est pair et entre 0 et  $(N_a - 1)/2$  si  $N_a$  est impair. Il définit la forme des déformées modales sur la circonférence de la roue aubagée :

- Si  $ND = 0$ , toute la roue aubagée vibre en phase. Les aubes se déplacent toutes de façon identique et simultanément. La déformée modale de ce type de mode est illustrée figure 2.6a.
- Si  $ND = N_a/2$ , les aubes adjacentes vibrent en opposition de phase par rapport à leurs voisines immédiates. La roue aubagée est donc divisée en  $2ND$  secteurs qui subissent des déplacements de manière alternée.
- Pour toutes les autres valeurs de ND, la roue est divisée en  $2ND$  secteurs qui subissent des déplacements alternativement dans un sens et dans l'autre, tel que représenté sur la figure 2.6. Il existe alors ND lignes sur lesquelles le déplacement est nul à un instant donné : les diamètres nodaux. Par exemple, la figure 2.6b présente la déformée modale d'un mode avec un diamètre nodal  $ND = 1$ . De plus, la déformée modale peut tourner suivant les deux sens de rotation pour une même valeur de ND. Pour désigner le sens de rotation du mode considéré, on ajoute un signe au ND. Par convention, il est positif si le mode se propage dans le sens de rotation de la roue aubagée (co-rotatif) et négatif sinon (contra-rotatif).

Le déphasage inter-aube  $\sigma$ , ou *Inter Blade Phase Angle* (IBPA), est le déphasage du mouvement vibratoire entre deux secteurs adjacents de la roue aubagée pour un mode propre tournant. La

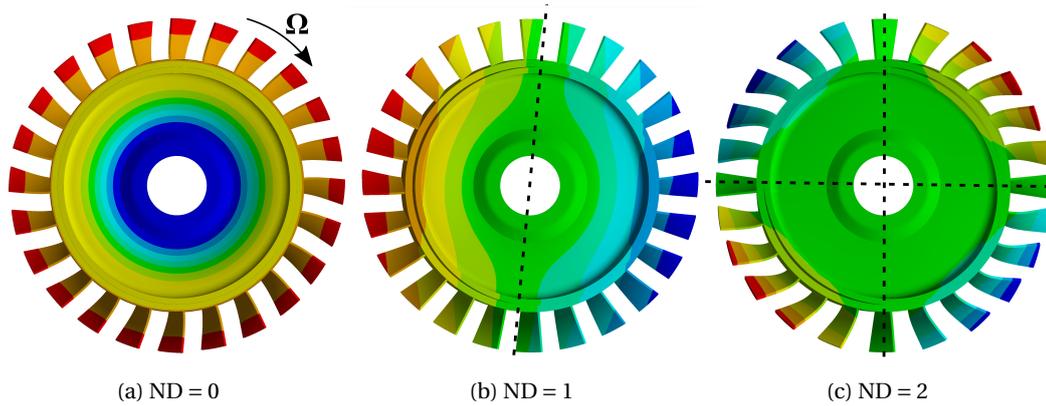


FIGURE 2.6 – Exemple de déformées modales pour différents diamètres nodaux ND, illustrés par le déplacement azimutal normalisé entre -1 et +1

condition de la symétrie cyclique impose que le déphasage  $\sigma$  soit proportionnel au nombre de diamètres nodaux :

$$\sigma = 2\pi \frac{ND}{N_a} \quad (2.30)$$

Ce déphasage est compris entre  $-\pi$  et  $\pi$ .

Par abus de langage, on parle du « diamètre nodal » d'un mode pour désigner son nombre de diamètres nodaux. Une famille de modes propres regroupe un ensemble de modes, un par diamètre nodal. Généralement, ces modes sont regroupés afin que leurs déformées modales soient les plus homogènes possible au sein d'une famille modale. La classification des déformées modales décrite dans la section 2.3.1 s'applique aux familles de modes. Dans le reste du mémoire, le « mode  $i$  » désigne la  $i^{\text{ième}}$  famille modale et le « mode  $iNDj$  » désigne le mode de diamètre nodal  $j$  de la  $i^{\text{ième}}$  famille modale.

### 2.3.3.2 Couplage aérodynamique

Le déphasage est un concept primordial pour déterminer si un échange d'énergie a lieu sur la surface de l'aube. Des fluctuations de pression en phase ou en opposition de phase avec le déplacement produisent un échange d'énergie local nul. Au contraire des fluctuations en quadrature de phase avec le déplacement produisent un échange d'énergie maximal (négatif ou positif). Les modes propres des roues aubagées sont caractérisés par un déphasage inter-aube  $\sigma$  défini suivant l'équation 2.30. Considérons une roue aubagée pour laquelle la vibration d'une seule aube générerait des fluctuations de l'écoulement. Les perturbations créées par cette aube peuvent impacter l'écoulement autour des aubes adjacentes. Le déphasage inter-aube fait varier le déphasage entre les fluctuations de pression générées par cette aube et le mouvement des autres aubes, ce qui en fait un élément clé pour l'étude de la stabilité aéroélastique [CHI et SRINIVASAN, 1985]. Il a été mis en évidence par DUQUESNE et al. [2018a] qu'une source de fluctuations de l'écoulement ponctuelle peut avoir un effet différent sur la stabilité aéroélastique en fonction du déphasage inter-aube.

De nombreuses analyses réalisées par la méthode des coefficients d'influence montrent que les fluctuations de l'écoulement générées par la vibration d'une aube impactent principalement les aubes situées dans les plus proches canaux (HANAMURA et al. [1980], CARTA et ST. HILAIRE

[1980]). En effet, la propagation des ondes de pression générées par ces perturbations est bloquée dans la direction azimutale par les aubes adjacentes. Cependant, MÖLLER et al. [2017] ont analysé une configuration pour laquelle les phénomènes convectifs peuvent se propager sur de nombreux canaux via l'écoulement de jeu. Dans tous les cas, la vibration d'une aube génère au minimum des fluctuations de pression dans les canaux adjacents (côté intrados et extrados) et donc la stabilité aéroélastique est sensible au déphasage inter-aube.

De même que pour la structure, l'écoulement respecte la condition de symétrie cyclique. Une grandeur aérodynamique  $q(z, r, \theta, t)$  avec une fluctuation temporelle harmonique peut s'écrire sous la forme :

$$q(z, r, \theta, t) = \operatorname{Re} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{q}_m(z, r) e^{i(\omega t - m\theta)} \right) \quad (2.31)$$

avec  $\tilde{q}_m$  l'amplitude complexe des fluctuations d'ordre  $m$ . L'ordre azimutal  $m$  correspond au nombre de lobes sur la circonférence de la même façon que pour les modes à diamètres nodaux (voir figure 2.6). Suivant son signe, les lobes tournent dans le sens co-rotatif ou contra-rotatif. Contrairement à la structure mécanique divisée en secteurs, il n'y a pas de limite à l'ordre azimutal  $m$ . Dans le cadre d'une analyse de stabilité aéroélastique, les fluctuations de l'écoulement générées par la vibration d'une roue aubagée ne peuvent avoir une cohérence spatio-temporelle qu'avec le diamètre nodal du mode considéré. Le couplage aérodynamique est donc lié au couplage mécanique entre les aubes. L'ordre azimutal des fluctuations de l'écoulement est aussi restreint au nombre de diamètres nodaux modulo le nombre d'aubes :

$$m = ND + pN_a = \frac{\sigma + 2\pi p}{2\pi} N_a \text{ avec } p \in \mathbb{Z} \quad (2.32)$$

### 2.3.4 Propagation et amplification des ondes de pression dans la roue aubagée

Les fluctuations de l'écoulement autour des aubes causées par leur vibration génèrent des ondes de pression qui se propagent dans le canal inter-aube. Différents modèles ont été développés sur des configurations simplifiées afin d'identifier les mécanismes susceptibles de produire une forte réponse de l'écoulement et surtout avec quel déphasage.

**Modulation de l'amplitude des ondes de pression dans la roue aubagées** Une onde de pression se propageant dans un écoulement subsonique voit son amplitude modulée [CANDEL, 1975] :

- Une onde progressive se propage à la vitesse  $V + a_s$  et est atténuée d'un facteur proportionnel à  $\frac{1}{\sqrt{M_{src}(1+M_{obs})}}$  avec  $M_{src}$  et  $M_{obs}$  le nombre de Mach respectivement au point source de la fluctuation et au point d'observation.
- Une onde régressive se propage à la vitesse  $V - a_s$  et est amplifiée d'un facteur proportionnel à  $\frac{1}{\sqrt{M_{src}(1-M_{obs})}}$ . Ainsi lorsque le nombre de Mach tend vers 1 au point d'observation, l'amplification de l'onde régressive tend vers l'infini [ATASSI et al., 1995].

Les zones sur la peau des aubes pour lesquelles la vitesse de l'écoulement est quasi-sonique sont donc susceptibles d'être primordiales pour la stabilité aéroélastique.

Cette caractéristique favorise également l'apparition de sources provenant de l'aval. Pour le buffeting, il a été mis en évidence que la fluctuation de la couche limite proche du bord de fuite génère des fluctuations de pression qui remontent jusqu'à l'onde de choc et sont responsables de son mouvement [LEE, 2001]. Pour une configuration avec un blocage sonique, DUQUESNE et al.

[2019b] ont également mis en évidence l'existence de sources très localisées et proches du bord de fuite dont la contribution dans l'excitation de l'onde de choc est prépondérante.

$$\frac{\tilde{P}_{av}}{P_{am}} = \frac{2\gamma M_{am}}{\gamma + 1} \left( \underbrace{\frac{3 + \gamma - 2M_{am}^2}{2 + (\gamma - 1)M_{am}^2} \frac{\partial M_{am}}{\partial x}}_{(1)} - \underbrace{2ik^r}_{(2)} \right) \tilde{u}_{choc} \quad (2.33)$$

Les indices *av* et *am* désignent les grandeurs stationnaires juste à l'amont et à l'aval de l'onde de choc. Cette relation établit un lien entre le gradient du champ du nombre de Mach et le déplacement de l'onde de choc. Plus il est important et moins l'onde de choc se déplace pour la même fluctuation en aval. De même, le déplacement de l'onde de choc est inversement proportionnel à la fréquence réduite. Un point situé dans la zone de déplacement de l'onde de choc subit un saut de pression au passage de l'onde de choc. Ces fluctuations de pression sont en phase avec le déplacement de l'onde de choc. En revanche ce dernier a une phase variable par rapport aux fluctuations à l'aval. Si le terme (2) est négligeable devant le terme (1), le mouvement de l'onde de choc est en phase. Si au contraire le terme (1) est négligeable devant le terme (2), alors le déplacement de l'onde de choc est en quadrature de phase. Ces analyses restent valables pour des écoulements visqueux auquel cas le déplacement de l'onde de choc est amorti par rapport au cas non visqueux. TIJDEMAN [1977] montre que pour une configuration quasi-stationnaire, cet amortissement est similaire à celui observé en stationnaire.

Le mouvement de l'onde de choc impacte également l'intensité de celle-ci. En quasi-stationnaire, lorsque l'onde de choc se déplace dans le sens de l'écoulement, la différence de pression à travers elle augmente en phase. Cependant, une autre contribution intervient si la vitesse de déplacement de l'onde de choc n'est pas négligeable. Lorsque l'onde de choc se déplace dans le sens de l'écoulement, la vitesse relative du fluide dans le référentiel de l'onde de choc diminue, affaiblissant son intensité. À l'inverse, lorsque l'onde de choc remonte l'écoulement, son intensité augmente. La fluctuation de pression associée est en opposition de phase avec la vitesse de déplacement de l'onde de choc, elle-même en quadrature de phase par rapport au déplacement. Au cours d'une oscillation sinusoïdale, cet effet aura tendance à créer une hystérésis sur le saut de pression à travers l'onde de choc, la valeur lors du passage en position moyenne n'étant pas la même au cours des phases montantes ou descendantes du cycle.

## 2.3.5 Conditions de propagation acoustique dans la veine

### 2.3.5.1 Description des ondes acoustiques dans la veine

Les ondes de pression émises par les aubes ne s'arrêtent pas à la zone de la roue aubagée mais peuvent aussi se propager vers l'amont et l'aval. Dans la veine, qui est une conduite annulaire, la propagation des ondes de pression a été historiquement étudiée dans le cadre d'analyses acoustiques. Il s'agit physiquement du même phénomène. La différence sémantique réside dans les différences d'amplitude et de fréquence. « Ondes de pression » s'appliquera plutôt à l'étude de fluctuations de l'écoulement (fortes amplitudes, faibles fréquences) tandis qu'« ondes acoustiques » aura pour objectif l'étude du bruit (faibles amplitudes, hautes fréquences).

La symétrie cyclique et les conditions limites aux parois moyeu et carter imposent des topologies particulières aux ondes acoustiques sous la forme de modes repérés par un couple d'entiers ( $m, \mu$ ) avec  $m$  l'ordre azimutal et  $\mu$  l'ordre radial. Des exemples de modes de conduite sont illus-

trés figure 2.7. L'ordre azimutal correspond au nombre de diamètres nodaux et l'ordre radial au nombre de cercles nodaux.

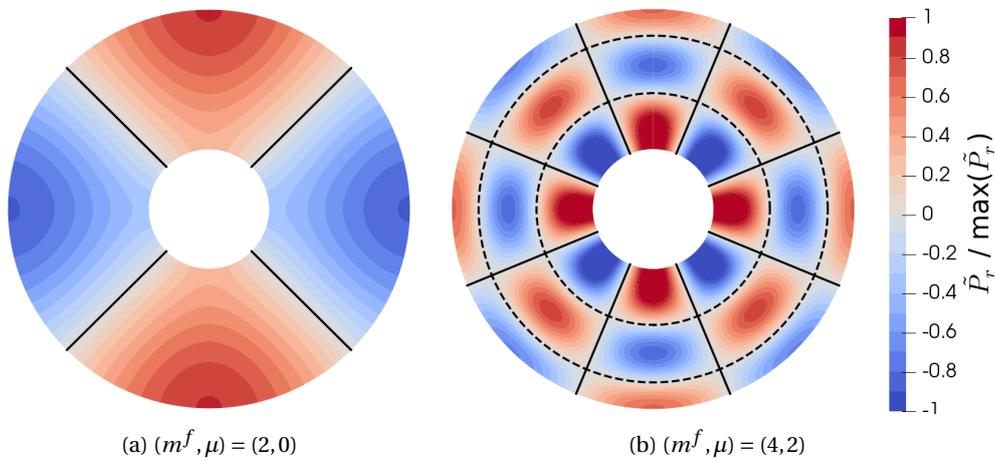


FIGURE 2.7 – Exemples de modes acoustiques dans une conduite annulaire illustrés par les fluctuations de pression normalisées (d'après BONTEMPS [2021])

Si l'ordre azimutal d'un mode acoustique est non nul, les fronts d'onde sont inclinés par rapport à l'axe de rotation. Le mode acoustique se propage avec une structure hélicoïdale dont le sens de rotation est déterminé par le signe de  $m$ . Cette propagation est illustrée figure 2.8. Lorsque l'ordre azimutal est nul, les fronts d'onde sont orthogonaux à l'axe de rotation. On parle alors de mode plan.

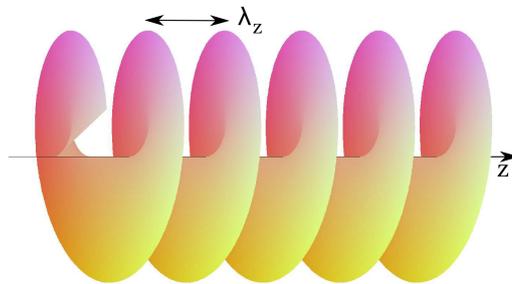


FIGURE 2.8 – Structure hélicoïdale de propagation d'un mode acoustique de conduite illustré par une isophas des fluctuations de pression (d'après RIENSTRA [2015])

Les modes acoustiques peuvent soit se propager axialement sans amortissement dans la machine, soit être fortement amortis [TYLER et SOFRIN, 1962]. Les modes se propageant sont dits cut-on (ou passants), tandis que les modes amortis sont dits cut-off (ou coupés). Un mode acoustique se propage si sa fréquence est supérieure à une fréquence de cut-on  $f^c$  (ou fréquence de coupure). La conduite peut s'analyser comme un filtre passe-haut de fréquence  $f^c$ .

### 2.3.5.2 Influence des conditions de propagation sur la stabilité aéroélastique

Les conditions de propagation acoustique à l'aval et à l'amont peuvent influencer significativement sur la stabilité aéroélastique. FERRIA et al. [2012] ont étudié une configuration de turbine pour laquelle les transitions entre modes acoustiques cut-on et cut-off marquaient des discontinuités nettes dans l'évolution de l'amortissement aérodynamique en fonction du déphasage inter-

aube. Une interprétation possible pour expliquer cette influence est que pour un mode cut-on, de l'énergie est évacuée sous la forme d'une onde acoustique contrairement à un mode cut-off.

Lorsque les ondes acoustiques peuvent se propager, elles sont susceptibles de se réfléchir sur d'autres éléments du système et revenir impacter la stabilité de la roue aubagée considérée. Comme elles ont été émises par la vibration de la roue aubagée, elles ont forcément une cohérence spatio-temporelle avec elle. ZHAO et al. [2016] ont mis en évidence que la réflexion des ondes acoustiques sur les stators adjacents à un rotor de compresseur sujet au flottement modifie significativement l'amortissement. La propagation des ondes acoustiques dans la veine peut donc coupler la stabilité aéroélastique d'une roue aubagée à son environnement.

Dans une série de publications (SAYMA et al. [2001], VAHDATI et al. [2015], VAHDATI et CUMPSTY [2015]), un type de flottement particulier aux fans lié aux conditions de propagation et à la réflexion des ondes sur l'entrée d'air, le flutter bite, a été mis en évidence. Pour ce type de flottement, il a été identifié et confirmé par BONTEMPS [2021] que le mode acoustique devait être cut-off à l'aval et cut-on à l'amont. L'onde émise à l'amont se propage jusqu'au bord de la nacelle, où elle est réfléchiée et revient modifier la stabilité du fan.

Il existe plusieurs modèles pour déterminer les conditions de propagation. Ces modèles sont détaillés dans la section 2.3.5.3. Ils se placent dans le référentiel fixe lié à la veine. Dans le cas du flottement fan, les ondes acoustiques sont générées par les modes vibratoires de la roue aubagée, qui sont définis dans le référentiel tournant (voir section 2.3.3.1). La section 2.3.5.4 décrit donc le passage du référentiel tournant au référentiel fixe d'une fluctuation de pression harmonique en temps.

### 2.3.5.3 Modèles pour la détermination de la propagation des modes acoustiques

Cette section décrit sous quelles conditions les modes acoustiques peuvent se propager dans une conduite annulaire. Pour une description détaillée, le lecteur est renvoyé au cours de RIENSTRA [2015]. On considère un mode acoustique généré à la pulsation  $\omega^f = 2\pi f^f$  et avec ordre azimutal  $m^f$  dans le référentiel fixe. Ce mode a la forme générale :

$$P_{m^f, \mu}^{\pm}(z, r, \theta, t) = \tilde{A}_{m^f, \mu}^{\pm}(r) e^{i(\omega^f t - m^f \theta - k_z^{\pm} m^f z)} \quad (2.34)$$

avec  $\tilde{A}_{m^f, \mu}^{\pm}$  l'amplitude complexe du mode acoustique et  $k_z^{\pm}$  le nombre d'onde axial, auquel correspond la longueur d'onde axiale  $\lambda_z = \frac{2\pi}{k_z}$  telle qu'illustrée figure 2.8.  $P_{m^f, \mu}^+$  désigne une onde se propageant vers l'aval et  $P_{m^f, \mu}^-$  une onde se propageant vers l'amont. La propagation des ondes acoustiques est régie par la relation de D'Alembert :

$$\nabla P = \frac{1}{a_s^2} \frac{D^2 P}{Dt^2} \quad (2.35)$$

avec  $\frac{D}{Dt}$  la dérivée particulière. En considérant une veine de section lentement variable et une impédance nulle aux parois, il est possible de résoudre l'équation 2.35 afin d'obtenir le vecteur d'onde axial  $k_z^{\pm}$  du mode acoustique en fonction du nombre d'onde  $k$  :

$$k = \frac{\omega^f}{a_s} \quad (2.36)$$

D'après RIENSTRA [1999], le nombre d'onde axial  $k_z^{\pm}$  pour un écoulement axial uniforme s'écrit :

$$k_z^\pm = \frac{-M_z k \mp \sqrt{k^2 - (1 - M_z^2) k_{r_{m^f, \mu}}^2}}{1 - M_z^2} \quad (2.37)$$

avec  $k_{r_{m^f, \mu}}$  le nombre d'onde radial du mode acoustique qui dépend du rayon au carter  $r_c$  et du rapport des rayons moyeu et carter  $h_{m/c}$ . Ce nombre d'onde radial peut être déterminé en résolvant l'équation de Bessel (pour plus de détails sur la résolution de l'équation de Bessel, se référer à l'annexe A de RIENSTRA [2015]).

La résolution de l'équation 2.35 dans une veine cylindrique 2D permet de déterminer le nombre d'onde axial  $k_z^\pm$  pour un écoulement en rotation :

$$k_z^\pm = \frac{-M_z \left( k - M_\theta \frac{m^f}{r} \right) \mp \sqrt{\left( k - M_\theta \frac{m^f}{r} \right)^2 - (1 - M_z^2) \left( \frac{m^f}{r} \right)^2}}{1 - M_z^2} \quad (2.38)$$

avec  $r$  le rayon considéré,  $M_z$  le nombre de Mach axial et  $M_\theta$  le nombre de Mach azimutal. Les développements permettant d'obtenir l'équation 2.38 sont détaillés en annexe E.

Le modèle 2D est bien équivalent au cas annulaire 3D limite lorsque le rayon du moyeu tend vers le rayon du carter et en l'absence d'écoulement rotatif, car :

$$\lim_{h_{m/c} \rightarrow 1} k_{r_{m^f, \mu}}(r_c, h_{m/c}) = \frac{|m^f|}{r} \quad (2.39)$$

Les deux formules 2.37 et 2.38 du nombre d'onde axial  $k_z^\pm$  peuvent être regroupées sous la formule :

$$k_z^\pm = \frac{-M_z (k \mp M_\theta k_r) \mp \sqrt{(k \mp M_\theta k_r)^2 - (1 - M_z^2) k_r^2}}{1 - M_z^2} \quad (2.40)$$

avec :

- $k_r = \frac{|m^f|}{r}$  dans le cas du modèle 2D.
- $k_r = k_{r_{m^f, \mu}}(r_c, h_{m/c})$  solution des équations de Bessel et  $M_\theta = 0$  dans le cas du modèle 3D.

Le signe devant la racine dépend que l'on considère le mode se propageant vers l'amont (-) ou vers l'aval (+). Le signe devant  $M_\theta$  dépend du sens de rotation dans le référentiel fixe. Le signe est - si le mode est co-rotatif et + s'il est contra-rotatif.

### Fréquence de cut-on $f^c$

D'après l'équation 2.34, la condition de propagation d'un mode acoustique dépend du nombre d'onde axial  $k_z^\pm$  :

- S'il est réel, le mode se propage dans la direction axiale sans amortissement.
- S'il est complexe, le mode est amorti de manière exponentielle dans la direction axiale par un terme  $e^{\text{Im}(k_z^\pm)}$ .

Le nombre d'onde de cut-on  $k^c$ , au-dessus duquel les modes se propagent, est égal au nombre d'onde tel que le terme sous la racine carrée dans l'équation 2.40 s'annule. Soit :

$$k^c = k_r \left( \sqrt{1 - M_z^2} \pm M_\theta \right) \quad (2.41)$$

Le signe devant  $M_\theta$  est + si le mode acoustique est co-rotatif dans le référentiel fixe. On en déduit la fréquence de cut-on  $f^c$  :

$$f^c = \frac{k_r a_s}{2\pi} \left( \sqrt{1 - M_z^2} \pm M_\theta \right) \quad (2.42)$$

avec pour rappel  $M_z < 1$ . La condition pour qu'un mode soit cut-on s'écrit alors :

$$f^f > f^c \quad (2.43)$$

La figure 2.9 illustre la relation entre le nombre d'onde axial  $k_z^\pm$  et le nombre d'onde  $k$  pour un cas 2D et pour différentes configurations aérodynamiques. Les courbes sont des hyperboles dont les branches correspondent aux ondes acoustiques se propageant respectivement vers l'amont ( $k_z^-$ ) et vers l'aval ( $k_z^+$ ).

Pour un écoulement au repos (figure 2.9a), les deux branches sont symétriques : les ondes amont et aval se propagent suivant le même nombre d'onde. Elles ont donc la même longueur d'onde ( $\frac{2\pi}{k}$ ) et la même vitesse de propagation ( $\frac{\omega^f}{k}$ ). Pour le cas  $m^f = 0$ , les ondes acoustiques sont toujours cut-on. Quel que soit le nombre d'onde du phénomène, il existe deux solutions réelles  $k_z^\pm$  égales au nombre d'onde :  $k_z^\pm = \pm k$ . Pour  $m^f \neq 0$ , il n'existe pas de solution réelle pour un nombre d'onde inférieur au nombre d'onde de cut-on. Le mode acoustique est alors cut-off. Au-dessus de la fréquence de cut-on, le mode acoustique peut se propager à la fois vers l'aval et vers l'amont.

Pour un écoulement axial,  $M_z = 0.5$  (figure 2.9b), l'influence de l'écoulement se manifeste de deux manières :

- Les nombres d'onde de cut-on sont réduits par rapport au cas sans écoulement par le terme  $\sqrt{1 - M_z^2}$  (équation 2.41). Les modes peuvent donc se propager pour de plus faibles fréquences, à l'aval et à l'amont.
- Lorsque le mode est passant, le nombre d'onde axial n'est plus le même vers l'amont et vers l'aval ce qui traduit des longueurs d'onde et des vitesses de propagation différentes.

L'ajout d'une composante azimutale à l'écoulement  $M_\theta = +0.5$  (figures 2.9c et 2.9d), ne modifie pas les asymptotes des hyperboles qui restent d'équation  $k_z^\pm = \frac{\pm k}{1 \pm M_z}$ . En revanche dans le cas illustré comme l'écoulement est co-rotatif avec l'onde acoustique, les nombres d'onde de cut-on sont augmentés.

### Mode amont inverse

Sur les figures 2.9b et 2.9d, on remarque que le nombre d'onde axial  $k_z^+$  prend des valeurs négatives pour la branche de l'hyperbole correspondant aux modes se propageant vers l'aval pour des nombres d'onde  $k$  compris entre  $k^c$  et  $k^i$ . D'après l'équation 2.34, le signe du nombre d'onde axial définit le sens de propagation des fronts d'onde. En réalité comme pour toute onde, il est possible de définir deux vitesses de propagation de l'onde. D'une part, la vitesse de phase qui définit la vitesse de défilement des fronts d'onde dans le référentiel fixe. D'autre part, la vitesse de groupe qui définit la vitesse de transport de l'énergie associée à l'onde. Ces deux vitesses ne sont pas égales en présence d'un écoulement axial. Pour les modes dont le nombre d'onde est compris entre  $k^c$  et  $k^i$ , la vitesse de phase axiale est négative, mais la vitesse de groupe demeure positive, car l'onde acoustique est emportée par l'écoulement [BONTEMPS, 2021]. Ces modes acoustiques particuliers sont passants et sont appelés modes « amont inverse ».

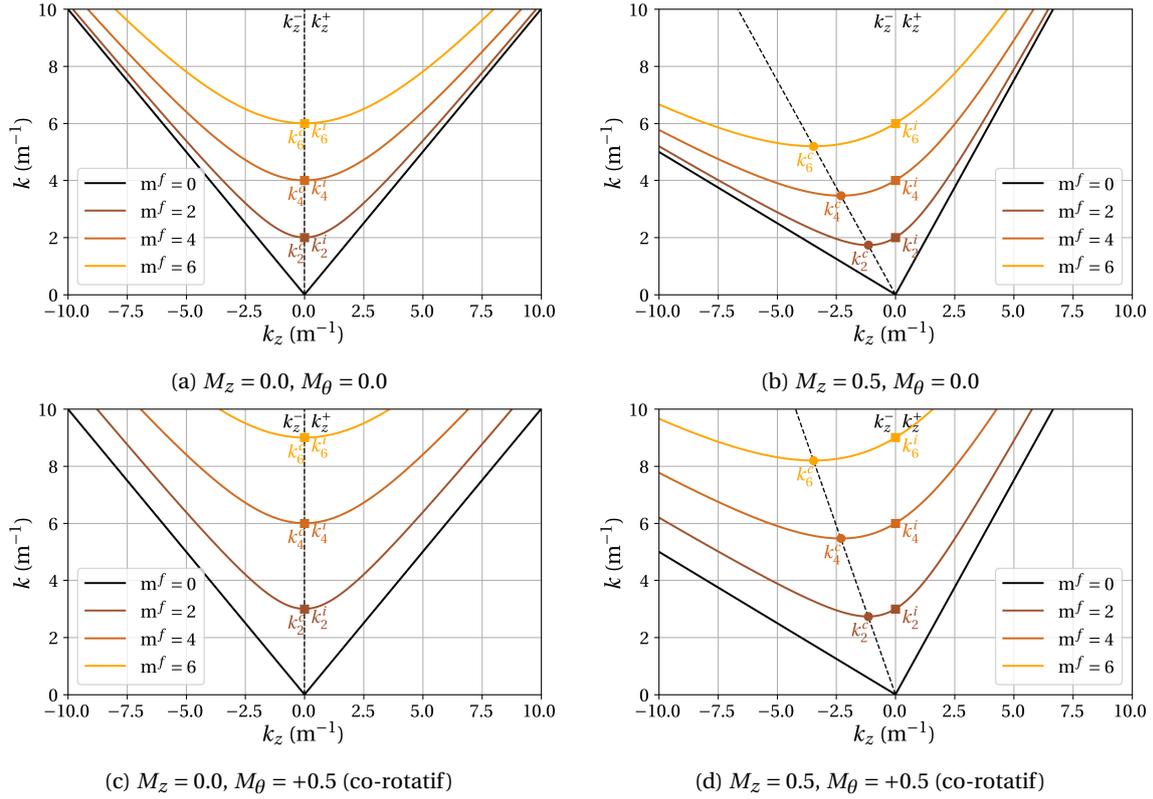


FIGURE 2.9 – Relation entre nombre d'onde  $k$  et nombre d'onde axial  $k_z$  dans un cas 2D pour les modes  $m^f = 0, 2, 4, 6$  ( $\mu = 0, r_c = 1.0\text{m}$  et  $h_{m/c} = 1.0$ )

Il est possible de déterminer le nombre d'onde amont inverse  $k^i$  qui définit la limite d'apparition de ce mode en cherchant la racine de l'équation 2.40 :

$$k^i = k_r (1 \pm M_\theta) \quad (2.44)$$

À noter que l'on a toujours  $k^i > k^c$  que le mode soit co-rotatif ou contra-rotatif. On en déduit la fréquence amont inverse  $f^i$  :

$$f^i = \frac{k_r a_s}{2\pi} (1 \pm M_\theta) \quad (2.45)$$

### Application à un fan

Dans la suite de ces travaux, le modèle 3D sera utilisé pour caractériser la propagation d'un mode à l'amont du fan, car l'écoulement est purement axial dans le référentiel fixe et le rayon moyen est nul. BONTEMPS [2021] a montré que la propagation dans l'entrée d'air d'un fan est bien prédite par ce modèle. Le modèle 2D sera utilisé à l'aval même si l'hypothèse 2D n'est pas exacte. Le rapport entre les rayons moyen et carter est d'environ 50%. On mentionnera qu'il existe également des modèles plus complexes développés par GOLUBEV et ATASSI [1998] et COOPER et PEAKE [2000] permettant de déterminer la propagation dans un écoulement 3D en rotation suivant un profil de vitesse de corps rigide et/ou de tourbillon libre. Pour l'étude menée ici, les résultats ont montré qu'un modèle 2D est satisfaisant à l'aval du fan.

Pour chaque point de fonctionnement, les conditions de propagation acoustique à l'amont

et à l'aval d'un fan peuvent se représenter suivant le diagramme de la figure 2.10. Chaque onde acoustique, caractérisée par le couple  $(f^f, m^f)$  est représentée par un point dans ce diagramme.

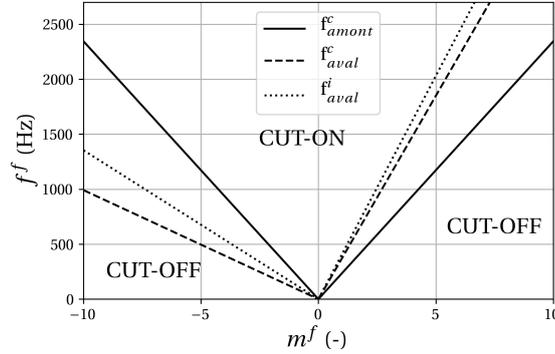


FIGURE 2.10 – Exemple des conditions de propagation en fonction de l'ordre azimutal pour un point de fonctionnement donné ( $M_z = 0.5$ ,  $M_\theta = 0.5$ ,  $h_{m/c} = 1.0$ )

#### 2.3.5.4 Passage du référentiel tournant au référentiel fixe

On considère des fluctuations de pression générées à la fréquence  $f$  dans le référentiel tournant qui s'écrivent suivant l'expression 2.31. Pour passer dans le référentiel fixe, on réalise le changement de variable  $\theta^f = \theta + 2\pi\Omega t$  :

$$P(z, r, \theta^f, t) = \text{Re} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{P}_m(z, r) e^{i((\omega+2\pi m\Omega)t - m\theta^f)} \right) \quad (2.46)$$

avec  $\Omega$  exprimé en tr/s. On introduit la fréquence relative dans le référentiel fixe  $f_r^f$  (qui peut prendre des valeurs négatives) :

$$f_r^f = f + m\Omega \quad (2.47)$$

La fréquence  $f$  et la vitesse de rotation  $\Omega$  sont positives par convention. L'expression des fluctuations de pression avec  $\omega_r^f = 2\pi f_r^f$  dans le référentiel fixe devient :

$$P(z, r, \theta^f, t) = \text{Re} \left( \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{P}_m(z, r) e^{i(\omega_r^f t - m\theta^f)} \right) \quad (2.48)$$

On trace la relation 2.47 sur la figure 2.11. On a  $f = f_r^f$  pour  $m = 0$  et  $f_r^f$  est négative pour  $m < \frac{-f}{\Omega}$ .

Pour un mode acoustique d'ordre azimutal  $m$  donné, on peut représenter dans le plan  $(\theta^f, t)$  l'évolution des fronts d'onde sur la circonférence dans le référentiel fixe au cours du temps. Dans ce plan, les fronts d'onde sont des droites de pente  $\alpha^f = \frac{dt}{d\theta^f}$  (voir figure 2.12). Cette pente est telle que  $\omega_r^f dt - m d\theta^f = 0$ . On obtient en combinant avec l'équation 2.47 :

$$\alpha^f = \frac{m}{\omega_r^f} = \frac{m}{2\pi f_r^f} = \frac{m}{2\pi(f + m\Omega)} \quad (2.49)$$

À l'inverse, la vitesse de rotation du mode dans le référentiel fixe  $\Omega^f$  en tr/s est :

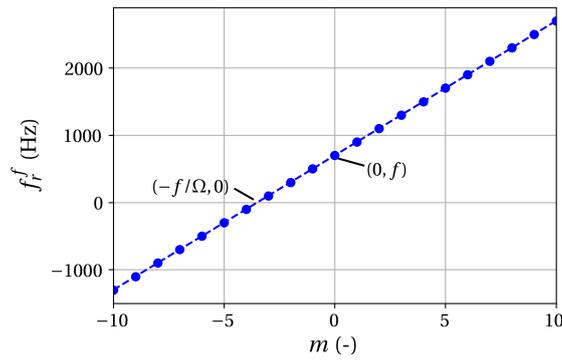


FIGURE 2.11 – Exemple de la relation entre l'ordre azimutal dans le référentiel tournant et la fréquence relative dans le référentiel fixe ( $f = 700$  Hz,  $\Omega = 200$  tr/s).

$$\Omega f = \frac{f_r^f}{m} = \frac{f}{m} + \Omega \quad (2.50)$$

où  $\frac{f}{m}$  correspond à la vitesse de rotation du mode dans le référentiel tournant et  $\Omega$  est la vitesse de rotation de la roue aubagée.

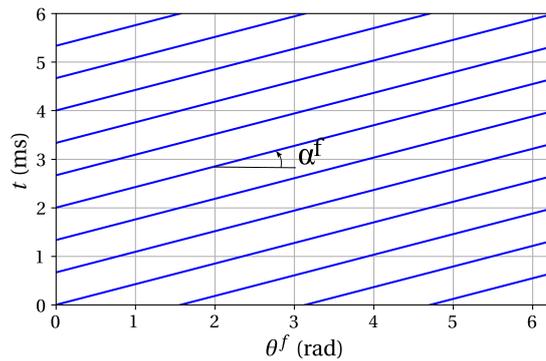


FIGURE 2.12 – Fronts d'onde acoustique au cours du temps sur la circonférence dans le référentiel fixe ( $f=700$ Hz,  $\Omega=200$  tr/s,  $m=4$ )

Si  $\alpha^f > 0$ , alors le mode est co-rotatif dans le référentiel fixe. Si  $\alpha^f < 0$ , il est contra-rotatif. La relation 2.49 est tracée sur la figure 2.13 pour  $\Omega$  et  $f$  fixées. Les différents cas numérotés sur cette figure sont illustrés sur la figure 2.14. Dans le cas ①, le mode est co-rotatif ( $m > 0$ ) dans le référentiel tournant.  $f_r^f$  est positive donc le mode est co-rotatif dans le référentiel fixe. La vitesse de rotation du mode s'ajoute à la vitesse de rotation de la roue. Dans le cas ②, le mode est plan ( $m = 0$ ) et est indépendant du référentiel. Dans les cas ③, ④ et ⑤, le mode est contra-rotatif ( $m < 0$ ) dans le référentiel tournant. La vitesse de rotation du mode est opposée à la vitesse de rotation de la roue. Dans le cas ③,  $f_r^f$  est positive et le mode est également contra-rotatif dans le référentiel fixe. La vitesse de rotation du mode dans le référentiel tournant est plus élevée que celle de rotation de la roue. Dans le cas ④,  $f_r^f$  est nulle et le mode est stationnaire dans le référentiel fixe. Les deux vitesses de rotation s'annulent. Dans le cas ⑤,  $f_r^f$  est négative et le mode est co-rotatif dans le référentiel fixe. La vitesse de rotation du mode dans le référentiel tournant est plus faible que celle de rotation de la roue. On remarquera que les plages de l'inclinaison des fronts d'onde dans le référentiel fixe ne se recouvrent pas entre les cas ① et ⑤. Elles sont séparées par l'asymptote  $\frac{1}{2\pi\Omega}$ .

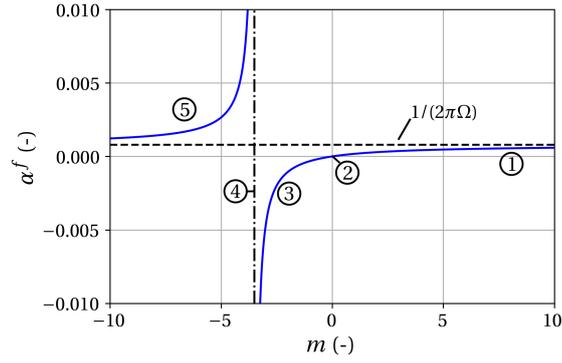


FIGURE 2.13 – Relation entre la pente  $\alpha^f$  des fronts de pression dans le référentiel fixe et l'ordre azimutal  $m$  des fluctuations de pression ( $f=700\text{Hz}$ ,  $\Omega=200\text{ tr/s}$ )

En résumé, un mode acoustique contra-rotatif dans le référentiel tournant est co-rotatif dans le référentiel fixe si son ordre azimutal est inférieur à  $\frac{-f}{\Omega}$ . Dans le cas contraire, le sens de rotation est le même dans le référentiel fixe et le référentiel tournant.

#### Application à un fan

Pour le flottement fan, on étudie des fluctuations de pression générées par les modes vibratoires de la roue aubagée. Une famille modale peut générer des modes acoustiques sur l'ensemble des ordres azimutaux  $m$  dans le référentiel tournant (voir équation 2.32). Pour déterminer si ces modes peuvent se propager dans la veine, on les exprime dans le référentiel fixe. Chaque mode est alors caractérisé par un couple  $(f^f, m^f)$  tel que la fréquence  $f^f$  est positive et le signe de l'ordre azimutal  $m^f$  indique s'il est contra-rotatif ou co-rotatif dans le référentiel fixe<sup>1</sup>. Les relations avec le couple  $(f, m)$  dans le référentiel tournant sont :

$$f^f = |f + m\Omega| \quad (2.51)$$

$$m^f = m \text{ si } m > \frac{-f}{\Omega}, \text{ sinon } m^f = -m \quad (2.52)$$

La figure 2.15 permet de visualiser les conditions de propagation des modes acoustiques pouvant être générés par une famille modale. Pour l'exemple, elle a une fréquence unique  $f$ . La figure reprend le diagramme introduit figure 2.10 dans lequel ont été placés les points  $(f^f, m^f)$ . L'ensemble des modes présente alors deux branches :

- les modes tels que  $m > \frac{-f}{\Omega}$  dont le sens de rotation est le même dans les référentiels fixe et tournant.
- les modes tels que  $m < \frac{-f}{\Omega}$  dont le sens de rotation est contra-rotatif dans le référentiel tournant et co-rotatif dans le référentiel fixe.

Dans cet exemple, le mode d'ordre azimutal  $m = -1$  est cut-on à l'amont et à l'aval, celui d'ordre  $m = -2$  est cut-off à l'amont et cut-on à l'aval, et tous ceux d'ordre  $m < -3$  sont cut-off à l'amont et à l'aval.

1. L'expression des fluctuations de pression avec  $\omega^f = 2\pi f^f$  devient :  $P(z, r, \theta^f, t) = \text{Re} \left( \sum_{m=-\infty}^{\lfloor \frac{-f}{\Omega} \rfloor} \tilde{P}_m^*(z, r) e^{i(\omega^f t - m^f \theta^f)} + \sum_{m=\lceil \frac{-f}{\Omega} \rceil}^{+\infty} \tilde{P}_m(z, r) e^{i(\omega^f t - m^f \theta^f)} \right)$

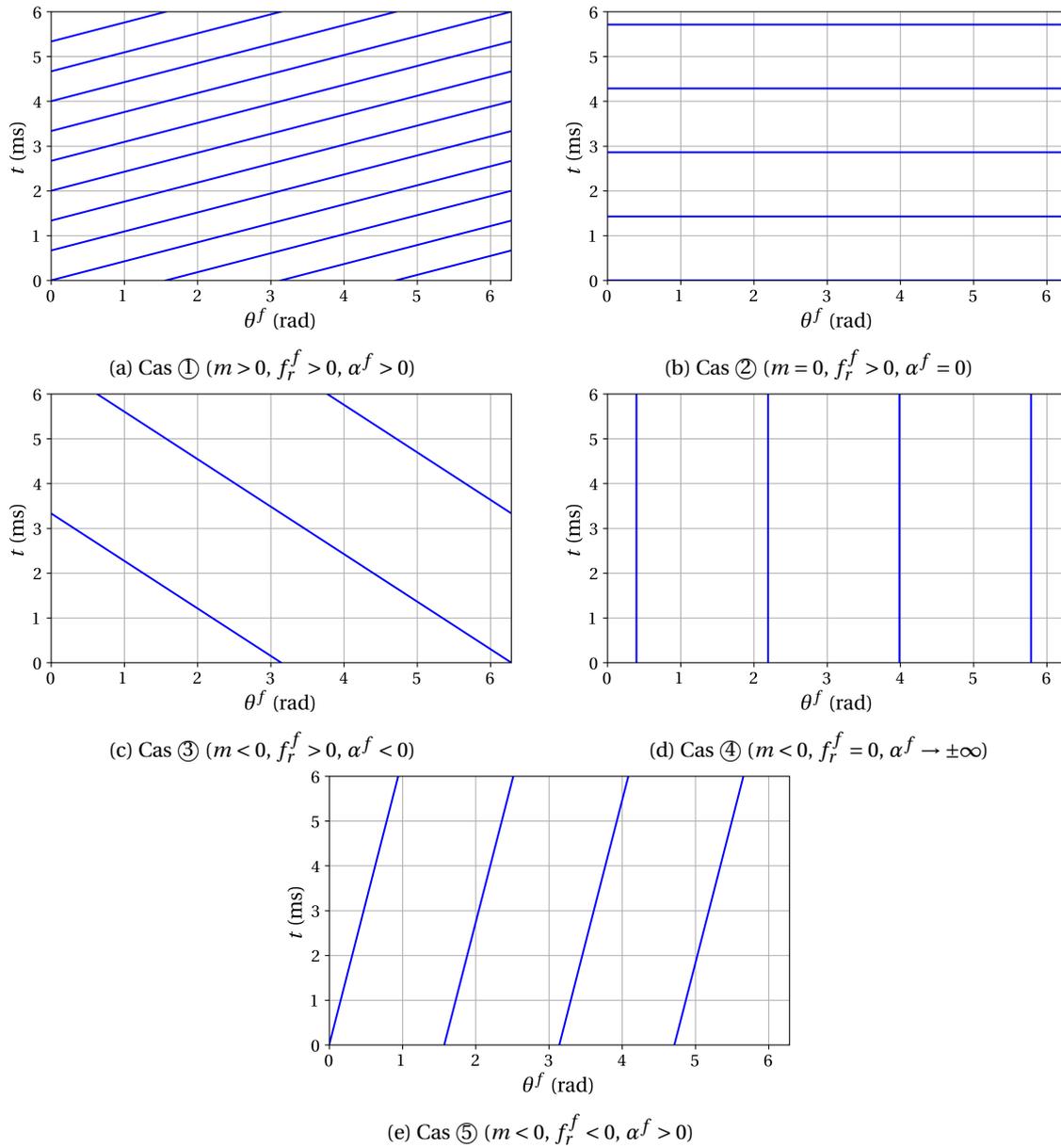


FIGURE 2.14 – Fronts d'onde acoustique au cours du temps sur la circonférence dans le référentiel fixe pour les différents cas de la figure 2.13

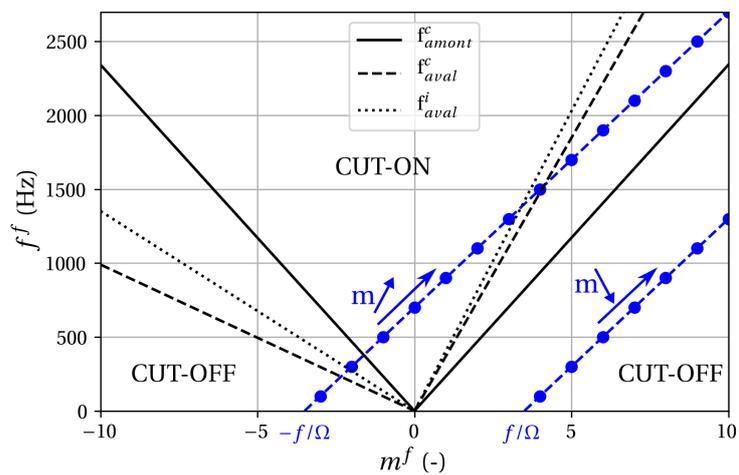


FIGURE 2.15 – Illustration des conditions de propagation des modes acoustiques générés par une famille modale en fonction de l'ordre azimutal ( $M_z = 0.5$ ,  $M_\theta = 0.5$ ,  $h_{m/c} = 1.0$ ,  $f = 700\text{Hz}$ ,  $\Omega = 200\text{ tr/s}$ )

## 2.4 Synthèse

Dans ce chapitre les éléments nécessaires à l'analyse de la stabilité aéroélastique d'un fan ont été introduits. La méthode énergétique de Carta permet de déterminer par une approche découplée cette stabilité. Elle fait appel à une simulation modale et une simulation aérodynamique instationnaire avec déplacement de l'aube. La stabilité est caractérisée par la grandeur intégrée de l'amortissement aérodynamique  $\zeta$ . S'il est positif la roue aubagée est stable et s'il est négatif, elle est instable. La stabilité aéroélastique d'un fan dépend de nombreux paramètres faisant intervenir un ou plusieurs phénomènes physiques : fréquence réduite, propagation des ondes acoustiques dans la roue aubagée et dans la veine, topologie de l'écoulement... Ces différents éléments permettront d'analyser les principaux mécanismes de stabilité aéroélastique sur une configuration fan dans les chapitres 5 et 6.

# Méthodologie numérique

## Sommaire

---

<b>3.1 Méthodes de simulation pour la conception aéro-mécanique</b> . . . . .	<b>48</b>
3.1.1 Processus de conception . . . . .	48
3.1.2 Simulations de l'écoulement stationnaire . . . . .	50
3.1.3 Simulations mécaniques statiques et dynamiques du fan . . . . .	55
3.1.4 Synthèse . . . . .	60
<b>3.2 Méthodologie de simulation pour l'étude de la stabilité aéroélastique</b> . . . . .	<b>60</b>
3.2.1 Description des méthodes linéarisées . . . . .	60
3.2.2 Configuration numérique de référence Turb'Flow/Turb'Lin et solution de référence . . . . .	66
3.2.3 Configuration numérique d'étude elsA/Turb'Lin . . . . .	72
3.2.4 Mise en évidence et préconisations pour limiter l'erreur numérique liée à la déformation du maillage proche paroi . . . . .	75
<b>3.3 Application 3D au fan ECL5</b> . . . . .	<b>80</b>
3.3.1 Configuration numérique . . . . .	81
3.3.2 Déformation du maillage dans le jeu . . . . .	81
3.3.3 Détermination des conditions de propagation acoustique dans la veine . . . . .	81
<b>3.4 Analyse de la réponse instationnaire sur un maillage déformable</b> . . . . .	<b>84</b>
3.4.1 Décomposition de la réponse instationnaire . . . . .	84
3.4.2 Importance du référentiel de visualisation du champ linéarisé pour l'analyse du flottement . . . . .	85
3.4.3 Influence de la déformation du maillage sur la validité des simulations en turbulence figée . . . . .	87
<b>3.5 Synthèse</b> . . . . .	<b>89</b>

---

Ce chapitre regroupe l'ensemble des informations concernant la modélisation numérique de l'étage de la configuration ECL5. Dans un premier temps les outils de modélisation sont décrits. La section 3.1 présente la méthodologie numérique pour la conception de l'étage. C'est un processus reposant sur la prédiction du comportement aérodynamique stationnaire et du comportement mécanique statique et dynamique du fan composite. La section 3.2 présente la méthodologie utilisée pour l'étude de la stabilité aéroélastique. La stratégie de simulation choisie est l'utilisation d'une méthode de résolution des équations de Navier-Stokes linéarisées, ou Linearized Reynolds

Averaged Navier Stokes (LRANS). La sensibilité de cette méthode aux différents paramètres numériques est évaluée, en particulier à la déformation du maillage.

Dans un second temps, l'application de la méthode LRANS au fan ECL5 et l'analyse de la réponse sont détaillées. La section 3.3 présente des simulations 3D du fan ainsi que les post-traitements associés. La section 3.4 décrit les particularités de l'analyse des résultats instationnaires sur un maillage se déformant.

### 3.1 Méthodes de simulation pour la conception aéro-mécanique

La conception d'un étage de compression de turbomachine est un processus itératif faisant évoluer la forme des aubes jusqu'à obtenir le comportement aéro-mécanique souhaité et détaillé dans la section 1.2. La caractérisation d'une géométrie en vue de sa validation nécessite trois types de données :

- Le champ aérodynamique stationnaire de l'étage.
- La réponse mécanique statique des aubes au chargement aérodynamique et aux efforts centrifuges.
- Le comportement vibratoire pré-contraint de la roue aubagée.

Dans un processus de conception, le coût des simulations nécessaires pour obtenir ces données doit être limité afin de pouvoir réaliser un grand nombre d'itérations de conception. L'obtention de ces données est réalisée avec une approche découplée des différentes simulations. La méthode numérique ayant évolué au cours des travaux de conception, celle décrite dans cette partie est la version finale. Par souci de clarté, les éléments méthodologiques présentés sont tous illustrés sur le design final de l'ECL5 qui sera détaillé dans le chapitre 4.

#### 3.1.1 Processus de conception

##### 3.1.1.1 Processus global

Le processus de conception de la configuration ECL5 est un processus itératif alternant simulations aérodynamiques et mécaniques. D'une version à l'autre, les changements de géométrie des différents éléments sont choisis en fonction des résultats des itérations précédentes.

Les principaux efforts statiques appliqués à un fan sont les efforts centrifuges et le chargement aérodynamique. En négligeant les efforts visqueux, le chargement aérodynamique peut être restreint aux forces de pression sur la surface de l'aube. En théorie, la forme de l'aube que voit l'écoulement est donc différente en chaque point de la plage de fonctionnement. En pratique, on fait l'hypothèse que la forme des aubes du fan est peu sensible à la variation des efforts aérodynamiques le long d'une iso-vitesse. Une seule géométrie de l'aube est donc utilisée par vitesse de rotation.

- La forme à froid est la forme de l'aube manufacturée, au repos et sans sollicitation externe.
- Les formes à chaud sont déterminées en fonction du chargement aérodynamique et centrifuge le long d'une ligne de fonctionnement.

L'OGV est uniquement soumis au chargement aérodynamique. De plus les aubes sont maintenues aux deux extrémités. Ainsi elles sont considérées invariantes sur toute la plage de fonctionnement. Une seule forme d'aube de l'OGV est donc définie.

Une itération commence par la définition de la veine (lignes carter et moyeu) et la génération des deux aubes, fan et OGV avec le mode « BladeGen » du programme TurboConcept. TurboConcept est un logiciel de conception de roues aubagées de turbomachines en cours de développement au sein du groupe turbomachines du LMFA [BUISSON, 2020]. Ce mode a été développé afin de pouvoir générer de nombreux types d'aubes [PAGÈS, 2017] : compresseurs subsoniques et supersoniques, turbines subsoniques et ventilateurs. La paramétrisation des aubes est détaillée dans l'annexe C. Le fan ainsi généré est la forme à chaud au régime nominal. Le processus global d'analyse d'une version comporte cinq étapes.

1. **Simulations aérodynamiques de l'étage au régime nominal.** Cette étape permet de tracer l'iso-vitesse nominale et de vérifier l'ensemble des critères aérodynamiques associés.
2. **« Mise à froid » du fan.** La mise à froid du fan consiste à déterminer sa forme au repos, c'est-à-dire sans les déformations induites par les efforts centrifuges et aérodynamiques. Cette forme est donc celle qui sera fabriquée.
3. **Analyse mécanique du fan.** A partir de la forme à froid du fan, les formes à chaud sont déterminées pour les différentes vitesses de rotation. La mise à chaud est réalisée en prenant en compte les efforts centrifuges et aérodynamiques. Le comportement statique et vibratoire de la roue aubagée est entièrement caractérisé.
4. **Analyse mécanique de l'OGV.** L'analyse de l'OGV permet de vérifier l'ensemble des critères mécaniques qui y sont associés. Cette analyse n'est pas décrite dans ce document. Sa modélisation mécanique ne sera donc pas non plus abordée.
5. **Simulations aérodynamiques de l'étage pour tous les régimes.** Une forme à chaud est utilisée par vitesse de rotation. L'ensemble de ces simulations permet de déterminer la plage de fonctionnement et les performances complètes de l'étage.

### 3.1.1.2 Processus de mise à froid

La mise à froid est un processus itératif multiphysique couplant aérodynamique, mécanique et thermique [MAHAJAN, 1993] permettant de déterminer la forme à froid d'une aube à partir d'une forme à chaud. Il est possible de réaliser la mise à froid avec différents niveaux de couplage entre les processus physiques. Le processus utilisé pour la conception du fan ECL5 est un processus de couplage faible pour lequel seul le champ de pression pariétal est considéré. Ce chargement aérodynamique n'est calculé qu'une seule fois à l'initialisation du processus itératif. Sur le fan NASA67, YANG et al. [2014] montrent que cette méthode donne des résultats comparables à des méthodes de couplage plus fort entre solveurs mécaniques et aérodynamiques pour un coût largement inférieur. Un fan étant un compresseur axial basse pression avec un unique étage, les effets thermiques sont négligés.

Le processus de mise à froid est résumé figure 3.1. Son initialisation ① est faite en appliquant l'ensemble du chargement mécanique et aérodynamique à la forme à chaud de référence  $C^R$ . Le résultat de cette opération ② est une aube à laquelle on aurait appliqué deux fois le chargement. En ③, l'opposé du déplacement de la structure depuis la forme à chaud vers la forme doublement chargée est appliqué à la forme à chaud  $C^R$  ce qui permet d'obtenir une première forme à froid estimée  $F^i$ . Sur cette forme à froid ④, le chargement aéro-mécanique est ensuite appliqué. Les déplacements calculés ⑤ conduisent à une forme à chaud estimée  $C^i$ . L'écart ⑥ entre la forme à chaud de référence  $C^R$  et la forme à chaud estimée  $C^i$  est évalué. Si l'écart est suffisamment

faible, alors le processus de mise à froid est terminé ⑦ et la forme à froid estimée  $F^i$  est acceptée comme étant la forme à froid  $F^R$ . Dans le cas contraire, l'opposé du déplacement de la forme à froid estimée vers la forme à chaud estimée en ⑤ est appliqué à la forme à chaud  $C^R$  pour obtenir une nouvelle forme à froid estimée  $F^i$  ③. Le processus est répété jusqu'à obtenir la convergence voulue.

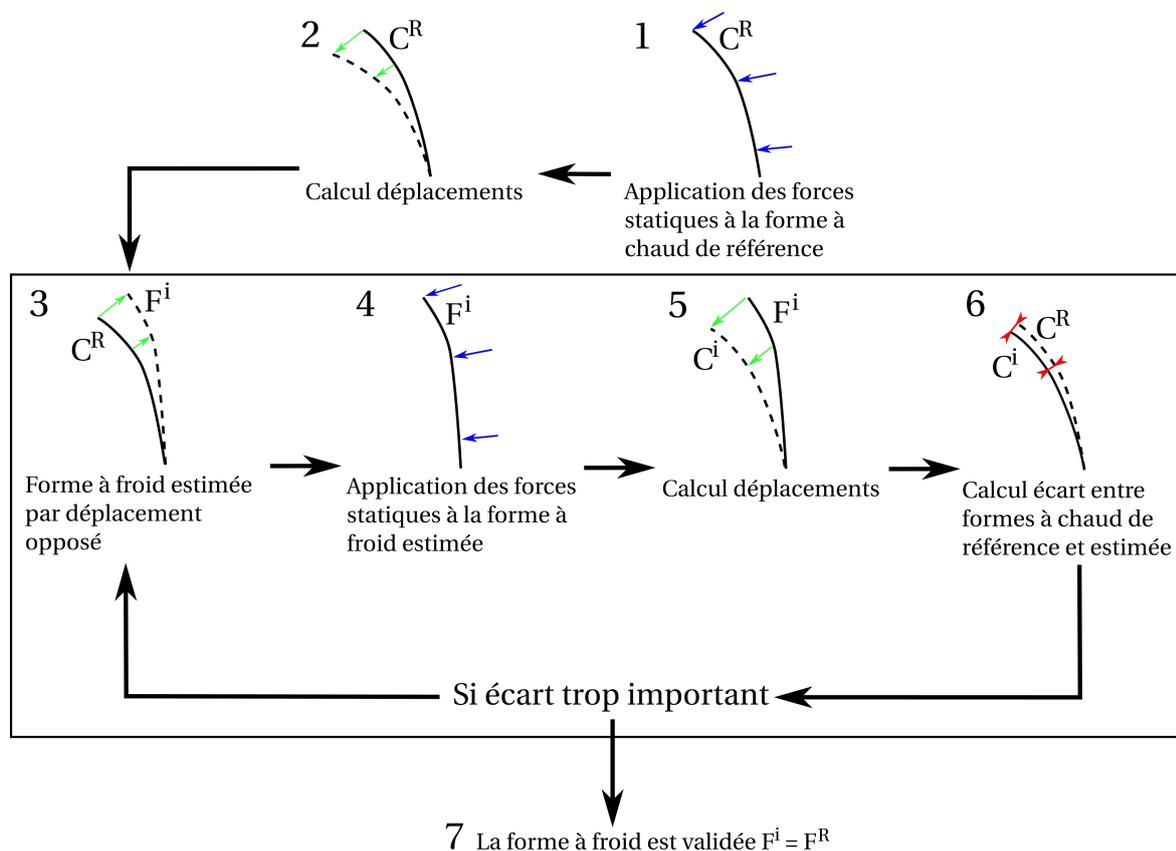


FIGURE 3.1 – Principe de processus de mise à froid

### 3.1.2 Simulations de l'écoulement stationnaire

#### 3.1.2.1 Modélisation de l'écoulement

Le fluide considéré est un gaz parfait newtonien dont l'écoulement est modélisé par les équations de Navier-Stokes. Le tenseur des contraintes est modélisé par l'hypothèse de Stokes et le flux de chaleur par la loi de Fourier. La conductivité thermique est calculée à partir du nombre de Prandtl  $P_r$ . La viscosité dynamique est calculée en fonction de la température en suivant la loi de Sutherland. La résolution directe des équations de Navier-Stokes ainsi définies pour toutes les échelles de turbulence (Direct Numerical Simulation (DNS)) est bien trop coûteuse pour une application à l'échelle d'un étage de turbomachine. La LES permet de réduire le temps de calcul en modélisant les plus petites échelles de la turbulence. Ce type de simulation commence à être utilisé dans un cadre d'études sur des turbomachines transsoniques. Cette méthode est particulièrement adaptée dans le cadre des écoulements complexes comme les décollements de coin ou l'écoulement de jeu pour lesquels la modélisation de la turbulence est régulièrement mise en défaut. Cependant le coût de ces simulations reste très élevé et n'est pas envisageable dans

le cadre d'un processus de conception. Les méthodes Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) sont aujourd'hui utilisées par l'ensemble de la communauté scientifique et des industriels pour l'étude des turbomachines. Elles reposent sur la résolution du champ moyen statistique et la modélisation complète de la turbulence. Chaque grandeur aérodynamique (pression, température, masse volumique...) est décomposée en la somme d'une valeur moyenne statistique et d'une valeur fluctuante turbulente. On obtient alors les équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (RANS). La résolution des équations RANS pour les écoulements compressibles est réalisée par l'introduction d'un opérateur de moyenne pondéré par la masse (dit moyenne de Favre). Le tenseur de Reynolds et le flux diffusif d'enthalpie turbulente sont modélisés par l'hypothèse de Boussinesq. Le détail de la modélisation d'un écoulement turbulent par les méthodes RANS est décrit dans le chapitre 1 de la thèse de SMATI et al. [1998]. Les paramètres de la modélisation physique de l'écoulement sont répertoriés tableau 3.1.

L'hypothèse de Boussinesq fait apparaître un terme de viscosité turbulente  $\mu_t$ . Les équations RANS s'accompagnent de modèles permettant la modélisation de ce terme. De nombreux modèles de turbulence existent. Aujourd'hui, les plus répandus sont les modèles à une équation (Spalart-Allmaras) ou deux équations (qui se classent en fonction des variables turbulentes calculées :  $k - \epsilon$ ,  $k - l$ ,  $k - \omega$ ). Il a été constaté par RODRIGUES et al. [2020] que le modèle  $k - \omega$  avec la formulation proposée par KOK [1999] donne des résultats en meilleurs accord avec les résultats expérimentaux qu'un modèle de type  $k - l$  sur une autre configuration fan testée sur le même banc d'essai que la configuration ECL5. Le choix du modèle de turbulence s'est donc porté sur une formulation en énergie cinétique turbulente ( $k_t$ ) et taux de dissipation temporel ( $\omega$ ). Les principaux modèles de turbulence de type  $k - \omega$  sont détaillés dans la thèse de RENDU [2016].

Paramètre	Valeur
Rapport de chaleurs spécifiques $\gamma$	1.4
Capacité thermique à volume constant $c_v$	717.62 K
Loi de sutherland	$T_t = 288.15 \text{ J/kg/K}$ $c_s = 110.4 \text{ K}$ $\mu = 1.789 \times 10^{-5} \text{ Pa.s}$
Nombre de Prandtl $P_r$	0.72
Nombre de Prandtl turbulent $P_{rt}$	0.9
Modèle de turbulence	$k - \omega$ SST
Formulation de la production de $k_t$	A partir du tenseur des contraintes

TABLEAU 3.1 – Paramètres de modélisation du fluide pour les simulations aérodynamiques

Pour résoudre les équations liées au comportement du fluide, différentes méthodes numériques permettent d'obtenir une solution sous certaines hypothèses. La méthode numérique la plus répandue pour ces simulations est celle des volumes finis. Cette méthode repose sur une discrétisation de l'espace en un maillage constitué de noeuds et de cellules. A partir de ce maillage, des volumes de contrôle sont définis. On fait l'hypothèse que chaque grandeur aérodynamique  $q$  est constante sur chaque volume de contrôle. Cette hypothèse est d'autant plus vérifiée que ces volumes sont petits et les gradients aérodynamiques faibles. Une seule valeur par grandeur est donc stockée par volume de contrôle et on aboutit ainsi à la discrétisation du problème. La formulation des volumes finis repose sur l'évaluation des flux aux interfaces des volumes de contrôle. Chaque interface hors conditions aux limites est commune à deux volumes. Tout flux sortant d'un volume est donc entrant à un autre. Ce principe permet d'assurer la conservativité de la méthode.

Le solveur peut être centré sur les cellules (*cell-centered*) ou centré sur les noeuds (*node-centered*). Ces deux types de volumes de contrôle sont illustrés figure 3.2. Dans le cas d'un solveur centré sur les cellules, les volumes de contrôle sont les cellules du maillage. Les grandeurs aérodynamiques sont donc stockées pour chaque cellule du maillage. Dans le cas d'un solveur centré sur les noeuds, les grandeurs sont stockées pour chaque noeud du maillage et les volumes de contrôle ne correspondent pas aux cellules du maillage. Les volumes de contrôle sont créés autour des noeuds. Dans ce cas, diverses méthodes peuvent être utilisées pour construire ces volumes.

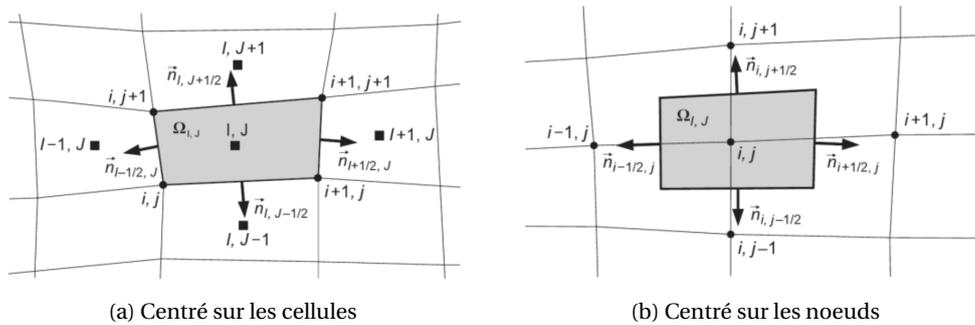


FIGURE 3.2 – Volumes de contrôle [BLAZEK, 2015]

L'évaluation des flux convectifs et diffusifs aux interfaces repose sur la définition de schémas spatiaux. La rapidité et la précision de la simulation dépendent du schéma spatial. Pour les méthodes RANS, les schémas spatiaux pour le calcul des flux convectifs les plus utilisés se divisent en deux catégories : les schémas centrés (JST, ...) et les schémas décentrés (Roe, AUSM+, ...). Ces méthodes reposent sur une évaluation mono-dimensionnelle des flux qui est décrite en détail par SOULAT [2010].

Dans le cadre du processus de conception de la configuration ECL5, les simulations numériques aérodynamiques stationnaires sont réalisées avec le logiciel FineTurbo 11.2 développé par Numeca. FineTurbo est un solveur RANS reposant sur la méthode des volumes finis centré sur les cellules. Les calculs sont réalisés avec une simulation 3D RANS compressible. La formulation de Kok n'étant pas disponible sur FineTurbo, la turbulence est modélisée par le modèle  $k - \omega$  avec la formulation Shear Stress Transport (SST) proposée par MENTER [1994].

### 3.1.2.2 Domaine de simulation

Le domaine de simulation est un domaine monocanal comprenant l'étage complet. La veine d'essai et le domaine de simulation sont illustrés figure 3.3. Le domaine de simulation est prolongé à l'amont jusqu'à la limite de la lèvre de la manche afin de générer une couche limite incidente au niveau du fan qui soit similaire à celle observée sur le banc. A l'aval, le domaine considéré s'étend jusqu'à 40 cm à l'aval de l'OGV, soit environ 5 cordes axiales, afin de limiter l'impact de la sortie sur l'écoulement autour de l'aube car elle impose une pression uniforme selon la direction azimutale. Le domaine de simulation est divisé en deux parties : un domaine tournant incluant le fan et un domaine fixe incluant l'OGV. L'interface rotor/stator ( $R/S$ ) entre les deux domaines assure la conservation de la moyenne azimutale des grandeurs aérodynamiques conservatives. Les bras supports ne sont pas intégrés au domaine de simulation car ils sont situés à trop grande distance pour avoir un impact sur l'écoulement de l'étage. Toutes les parois présentes dans le domaine de calcul sont adiabatiques et adhérentes.

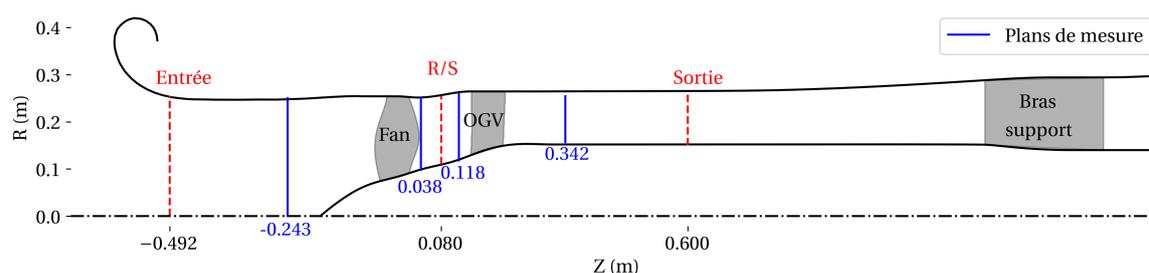


FIGURE 3.3 – Vue méridienne de la veine d'essai avec le domaine de simulation CFD étage complet (rouge)

### 3.1.2.3 Maillage

Le maillage du domaine de simulation utilisé est un maillage structuré multi-bloc avec un bloc en O autour des aubes. Il est réalisé sous Autogrid. Le caractère structuré du maillage permet de définir des nappes de maillage. Elles correspondent au maillage 2D dans le plan aube à aube. Deux maillages ont été utilisés.

- Un maillage standard construit suivant les pratiques habituelles pour la simulation de l'écoulement d'un étage fan. Le maillage global est constitué de 5.0 millions de points : 3.3 millions pour le domaine tournant du fan et 1.7 millions pour le domaine fixe de l'OGV. La différence de taille entre les deux parties du maillage s'explique par l'absence de jeu sur l'OGV et la largeur du canal inter-aube qui est deux fois plus petite en raison du plus grand nombre d'aubes.
- Un maillage raffiné constitué de 9.5 millions de points.

Les caractéristiques principales des deux maillages sont présentées dans le tableau 3.2. Le seul paramètre n'ayant pas été augmenté pour le maillage raffiné est le nombre de nappes dans le jeu, 40 nappes étant déjà une valeur élevée. Le maillage est un maillage dit « bas Reynolds » pour permettre la résolution de la couche limite avec condition d'adhérence. La taille des mailles à la paroi n'est pas modifiée entre les deux maillages et la valeur de  $y^+$  à la paroi est comprise entre 0.5 et 1 sur la quasi-totalité des parois. Le solveur de FineTurbo permet de réaliser la simulation d'un point de fonctionnement sur le maillage standard sur 16 processeurs (Intel Xeon, 2.20GHz) en 30 minutes. Les paramètres de simulation de l'écoulement stationnaire sont récapitulés dans le tableau 3.3.

Nombre de noeuds	Standard	Raffiné
Total	5.0M	9.5M
Domaine fan	3.3M	6.1M
Domaine OGV	1.7M	3.4M
Nappe fan	20k	34k
Nappe OGV	16k	28k
Profil	248	328
Canal inter-aube fan	112	136
Canal inter-aube OGV	96	128
Nombre de nappes sur les aubes	100	120
Nombre de nappes dans le jeu du fan	40	40

TABLEAU 3.2 – Tableau récapitulatif des simulations CFD pour la conception

La figure 3.4 présente les performances (voir annexe A.1) de la configuration ECL5 à la vi-

tesse de rotation nominale obtenues pour les deux maillages. Le taux de pression diffère au maximum de 0.002 (soit 0.15%) et le rendement de 0.5%. Pour les débits supérieurs à 33 kg/s, il n'y a aucune différence notable entre les performances prédites par les deux maillages. A bas débit, l'écoulement de l'étage présente de nombreux décollements (choc fort, décollement de coin...) qui rendent les prédictions des modèles RANS peu fiables. La différence constatée entre les deux maillages est négligeable dans le cadre d'un processus de conception. De plus le maillage standard avec 5M de noeuds est conservatif car il prédit des performances inférieures. Il est donc suffisamment précis pour réaliser la conception.

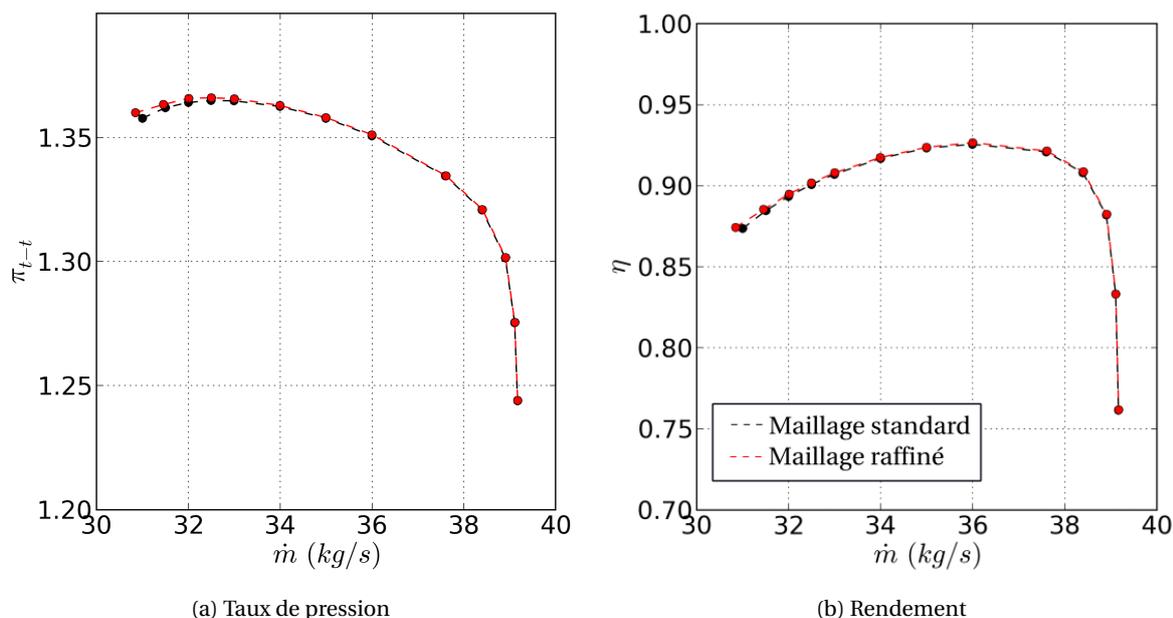


FIGURE 3.4 – Comparaison des performances en fonction de la taille du maillage

Paramètre numérique	Valeur
Type de simulation	RANS
Logiciel	FineTurbo
Schéma spatial	JST (Jameson-Schmidt-Turkel, JAMESON et al. [1981])
Domaine	Monocanal
Conditions d'entrée	Conditions atmosphériques standard ( $P_t = 101325$ , $T_t = 288.15$ K) Turbulence uniforme ( $Tu = 1\%$ , $\frac{\mu_t}{\mu} = 50$ )
Conditions de sortie	Loi de vanne et équilibre radial
Parois	Adhérentes et adiabatiques
Interface rotor/stator	Conservation de la moyenne azimutale des grandeurs conservatives

TABLEAU 3.3 – Paramètres numériques des simulations aérodynamiques pour la conception

### 3.1.2.4 Post-traitement des performances

**Plans de mesure** Les performances aérodynamiques sont déterminées par intégration sur les plans de mesure expérimentaux indiqués en bleu sur la figure 3.3. Ces plans de mesure permettent au choix d'obtenir les performances de l'étage ou d'une roue aubagée uniquement. Celles de l'étage sont calculées entre les plans  $-0.243\text{m}$  et  $0.342\text{m}$ , celles du fan entre  $-0.243\text{m}$  et  $0.038\text{m}$  et celles de l'OGV entre  $0.118\text{m}$  et  $0.342\text{m}$ .

**Débit masse** Le débit masse  $\dot{m}$  est déterminé par intégration de la quantité de fluide en mouvement à la vitesse  $V_z$  passant à travers une section notée  $S_p$  orthogonale à l'axe machine :

$$\dot{m} = \oint_{S_p} \rho V_z dS \quad (3.1)$$

**Grandeurs moyennées** Pour analyser les performances de la configuration fan, les grandeurs aérodynamiques sont moyennées sur différentes sections  $S_p$  de la veine. Les grandeurs statiques moyennes sont obtenues en pondérant par la surface de la section. Il s'agit par exemple de la pression statique et de la température statique. L'expression de cette moyenne est la suivante :

$$\bar{q}^{S_p} = \frac{\oint_{S_p} q dS}{S^{S_p}} \quad (3.2)$$

Les grandeurs totales moyennes sont obtenues en pondérant par le débit masse à travers la section. Il s'agit par exemple de la pression totale et de la température totale. Ces grandeurs sont notamment utilisées pour définir le taux de pression  $\Pi_{t-t}$  et le rendement isentropique  $\eta$ . L'expression de cette moyenne est la suivante :

$$\bar{q}^{S_p} = \frac{\oint_{S_p} \rho q V_z dS}{\dot{m}} \quad (3.3)$$

**Nombre de Mach isentropique** Le nombre de Mach isentropique  $M_{is}$  est défini sur la peau des aubes. Il représente le nombre de Mach dans le repère relatif à l'aube si l'écoulement était non visqueux et isentropique. Sur une coupe à hauteur de veine  $H$  donnée, le nombre de Mach isentropique est défini comme :

$$M_{is} = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left( \left( \frac{\max_H(P)}{P} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right)} \quad (3.4)$$

où  $\max_H(P)$  est la pression statique au point d'arrêt. Cette pression est égale à la pression totale relative de l'écoulement à l'amont du bord d'attaque de l'aube pour la hauteur considérée.

### 3.1.3 Simulations mécaniques statiques et dynamiques du fan

Toutes les simulations mécaniques du processus de conception sont réalisées à l'aide du module Mechanical de la société Ansys. Il permet la simulation par la méthode des éléments finis (Finite Element Method (FEM)) de structures à symétrie cyclique, soumises à des effets non linéaires (contacts et grandes déformations).

#### 3.1.3.1 Structure simulée et conditions aux limites

Le système modélisé pour déterminer le comportement du fan comprend les aubes et le disque. Le comportement mécanique du système est déterminé en supposant que le fan est parfaitement accordé, c'est à dire que toutes les aubes sont identiques et ont les mêmes caractéristiques mécaniques. De même que pour les simulations aérodynamiques, un seul secteur de l'ensemble est modélisé (voir figure 3.5). Une condition de symétrie cyclique est imposée sur les faces du sec-

teur de disque (figurées en violet). La méthode de simulation mécanique des roues aubagées avec symétrie cyclique est détaillée dans le chapitre 4 des travaux de thèse de LAXALDE [2007]. L'arbre de la machine et les pièces d'adaptation ne sont pas modélisés. Pour représenter le contact avec l'arbre de la machine, le disque est encastré sur la zone bleue et le déplacement axial de la zone verte est nul. Le champ de pression aérodynamique stationnaire est appliqué sur la surface figurée en rouge correspondant à la veine aérodynamique et le fan est soumis aux effets centrifuges dûs à la rotation (flèche jaune).

Pour les simulations statiques, la solution est obtenue à partir d'une résolution non linéaire des équations du mouvement prenant en compte l'assouplissement centrifuge. Pour les simulations modales, la pré-contrainte statique est prise en compte, mais pas les effets gyroscopiques qui auraient nécessité des simulations sans symétrie cyclique et donc bien plus coûteuses. Cette hypothèse tend à être de moins en moins vérifiée concernant les fans modernes avec des géométries 3D (PLATZER et CARTA [1988], RUFFINI [2016]).

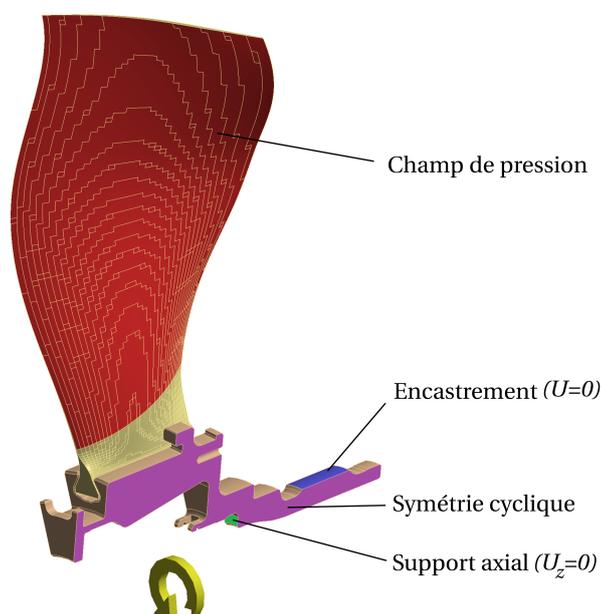


FIGURE 3.5 – Conditions aux limites des simulations mécaniques du fan

### 3.1.3.2 Matériau composite

Le fan ECL5 est fabriqué en composite stratifié avec des nappes pré-imprégnées unidirectionnelles en fibre de carbone et epoxy. Les nappes de composite utilisées sont de type Hexply<sup>®</sup> 8552. La matrice de conformité, liant déformation et contraintes des éléments, peut s'écrire suivant l'équation 3.5. Les grandeurs indicées par une direction (1, 2, 3) sont liées à la traction/compression suivant cette direction. Celles indicées par deux chiffres (12, 23, 13) sont liées au cisaillement dans le plan défini par les deux directions. Ce matériau composite est un matériau orthotrope. Le comportement mécanique est décrit par les six constantes répertoriées dans le tableau 3.4 fournies par le fabricant. Dans une nappe, la direction 1 correspond à la direction des fibres de carbone. La direction 2 est la direction orthogonale à la direction 1 dans le plan de la nappe et la direction 3 est la direction orthogonale à la nappe. Les deux autres sont des directions orthogonales.  $E$  désigne le module d'élasticité longitudinal,  $G$  le module de cisaillement et  $\nu$  le coefficient

de contraction. Le tableau présente également les limites d'élasticité du matériau (Re) en traction (t), en compression (c) et en cisaillement.

$$\begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_{23} \\ \epsilon_{13} \\ \epsilon_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{E_1} & -\frac{G_{12}}{E_1} & -\frac{G_{13}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{G_{12}}{E_1} & \frac{1}{E_1} & -\frac{G_{23}}{E_1} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{E_1}{-G_{13}} & \frac{E_2}{-G_{23}} & \frac{E_2}{1} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{E_1}{E_1} & \frac{E_2}{E_2} & \frac{E_3}{E_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\nu_{23}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\nu_{13}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{\nu_{12}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

<b>Masse volumique</b>	$\rho$	1560 kg/m <sup>3</sup>
<b>Propriétés élastiques</b>	$E_1$	123.0 GPa
	$E_2 = E_3$	9.3 GPa
	$\nu_{23}$	0.3
	$\nu_{12} = \nu_{13}$	0.26
	$G_{23}$	5.0 GPa
	$G_{12} = G_{13}$	4.5 GPa
<b>Limites élastiques</b>	$Re_1^t$	1600 MPa
	$Re_2^t = Re_3^t$	73 MPa
	$Re_1^c$	-1161 MPa
	$Re_2^c = Re_3^c$	-268 MPa
	$Re_{23}$	87 MPa
	$Re_{12} = Re_{13}$	87 MPa

TABLEAU 3.4 – Propriétés mécaniques des nappes composites

La résistance du fan à la fatigue vibratoire est caractérisée par un modèle de Goodman sur un diagramme de Haigh (figure 3.6). La limite d'endurance du modèle de Goodman est définie pour un nombre de cycles de  $10^7$  ce qui est considéré comme étant une durée de vie infinie. La limite d'endurance est de 300 MPa. On remarque en particulier que si les contraintes statiques n'excèdent pas  $\pm 400$  MPa, la contrainte alternée maximale est d'au moins 200 MPa. La conception a été réalisée en cherchant à obtenir des contraintes statiques inférieures à  $\pm 400$  MPa pour assurer un niveau de vibration admissible important.

### 3.1.3.3 Matériau disque

Le disque est une pièce en titane. Il s'agit d'un matériau isotrope dont les propriétés mécanique sont détaillées dans le tableau 3.5. Par comparaison avec le matériau composite, le titane est trois fois plus dense pour un module d'élasticité équivalent dans la direction des fibres.

### 3.1.3.4 Modélisation de l'aube composite

L'aube du fan est modélisée par éléments finis 3D hétéraédriques à l'aide du module Ansys Composite PrepPost et de processus développés spécifiquement pour prendre en compte le processus de fabrication. Le maillage est défini par des éléments 2D sur la surface médiane (surface avec une

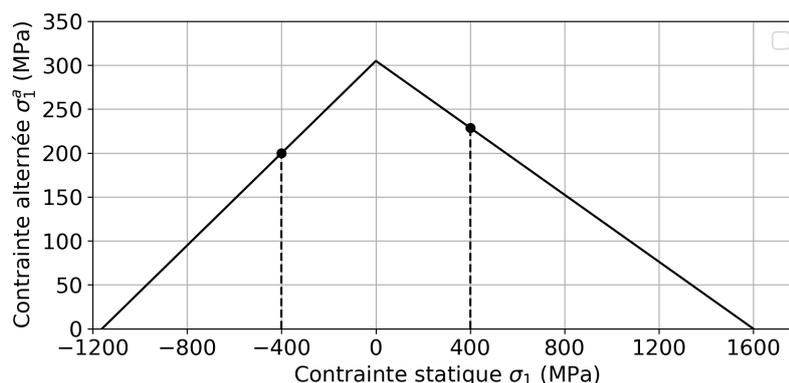


FIGURE 3.6 – Diagramme de Haigh du composite Hexply® 8552 dans la direction 1 des fibres de carbone avec limite d'endurance suivant un modèle de Goodman

Propriété	Titane
Masse volumique $\rho$	4450 kg/m <sup>3</sup>
Module de Young $E$	119.6 GPa
Coeff. de poisson $\nu$	0.286

TABLEAU 3.5 – Propriétés mécaniques du titane

forme 3D située à équidistance de l'intrados et de l'extrados, voir figure 3.7a) qui sont ensuite extrudés en fonction de l'épaisseur locale pour créer les éléments 3D. Il existe deux possibilités pour cette extrusion :

- Créer un élément par nappe de composite (voir figure 3.7b). Les propriétés du matériau (tableau 3.4) sont appliquées à chaque élément en fonction de l'orientation locale des fibres de carbone.
- Créer un élément pour l'ensemble des nappes de composite (voir figure 3.7c). Les propriétés mécaniques du matériau équivalent sont déduites à partir de l'orientation de toutes les nappes qui le composent [BARREAU et GUEDRA DEGEORGES, 2004]. Cette méthode aboutit à une aube discrétisée en deux éléments dans le sens de l'épaisseur, un pour l'extrados et un pour l'intrados.

Les deux méthodes ont été testées pour une mise à chaud à 100Nn avec un même champ de pression uniforme de 0.10 MPa sur l'intrados et 0.07 MPa sur l'extrados et une analyse modale à ND3. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 3.6. La différence est inférieure à 2% pour la déformation statique et au maximum de 3% pour les fréquences modales. En revanche le temps de calcul de la méthode de modélisation nappe par nappe est 12 fois plus important. La méthode de modélisation de l'ensemble des nappes d'une demi-épaisseur par un unique élément est donc choisie pour déterminer le comportement mécanique du fan.

Le niveau de raffinement du maillage de la nappe à partir de laquelle sont extrudés les éléments 3D de l'aube a également été testé. Le maillage standard est illustré sur la figure 3.7a. Le second maillage utilisé est un maillage raffiné dans les deux directions avec le double d'éléments au total. Le chargement appliqué est le même que pour l'étude de sensibilité au maillage de l'épaisseur. Les résultats sont détaillés dans le tableau 3.7. Les différences entre les deux maillages sont faibles, le déplacement varie de 6% ce qui ne représente que 0.08 mm d'écart. Les écarts des fréquences modales sont négligeables. Le maillage standard est jugé suffisamment fin pour les simu-

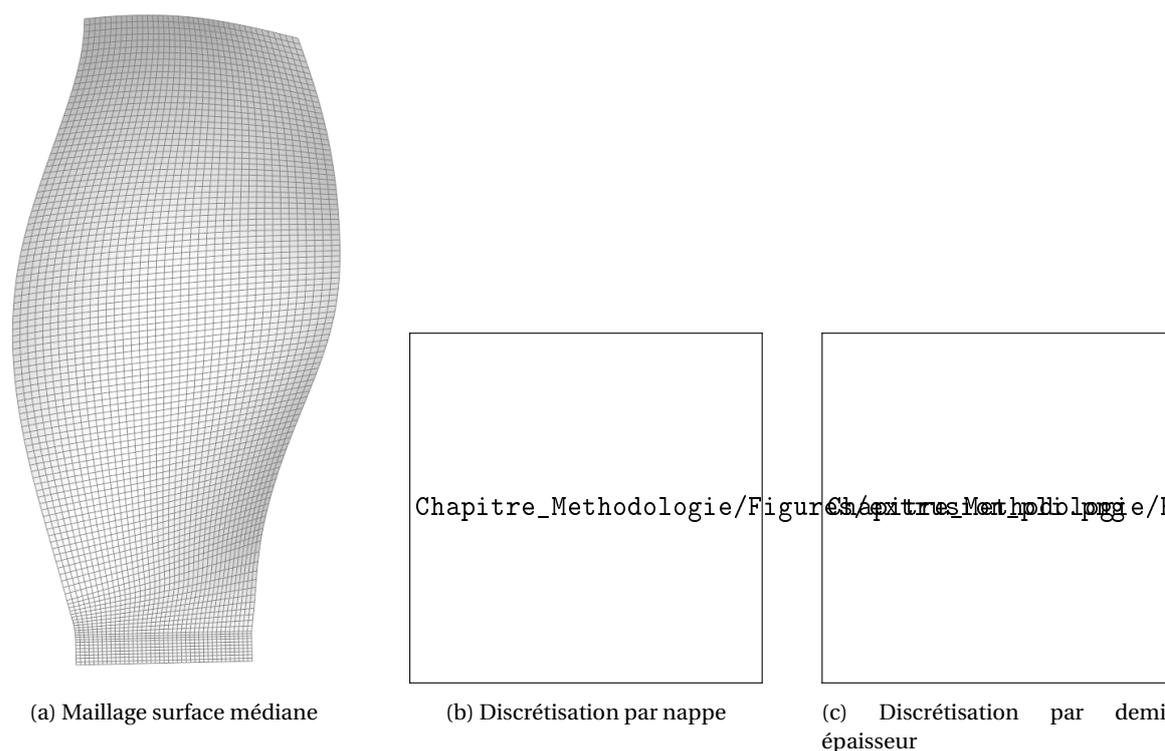


FIGURE 3.7 – Détail du maillage du fan pour les simulations mécaniques

Discrétisation	Par demi-épaisseur	Par nappe	Ecart relatif (%)
Déplacement total maximum $u$	1.36 mm	1.37 mm	< 1%
Déplacement radial maximum $u_r$	0.70 mm	0.70 mm	< 1%
Déplacement azimutal maximum $u_{r\theta}$	1.32 mm	1.33 mm	< 1%
Déplacement axial maximum $u_z$	0.51 mm	0.51 mm	< 1%
Fréquence Modale $f_1$	283 Hz	275 Hz	3%
Fréquence Modale $f_2$	694 Hz	684 Hz	1%
Fréquence Modale $f_3$	893 Hz	877 Hz	1%
Nombre d'éléments (aube seule)	10 k	200 k	+2000%
Temps de calcul (16 cpu Intel Xeon, 2.20GHz)	~ 15 min	~ 3 h	+1200%

TABLEAU 3.6 – Sensibilité au type de discrétisation de l'épaisseur

lations mécaniques.

Discrétisation	Standard	Raffiné	
Déplacement total maximum $u$	1.36 mm	1.44 mm	6%
Déplacement radial maximum $u_R$	0.70 mm	0.69 mm	1%
Déplacement azimutal maximum $u_{R\theta}$	1.32 mm	1.40 mm	6%
Déplacement axial maximum $u_Z$	0.51 mm	0.52 mm	2%
Fréquence Modale $f_1$	283 Hz	284 Hz	< 1%
Fréquence Modale $f_2$	694 Hz	695 Hz	< 1%
Fréquence Modale $f_3$	893 Hz	894 Hz	< 1%
Nombre d'éléments (surface médiane)	4480	9540	+100%
Temps de calcul (16 cpu Intel Xeon, 2.20GHz)	~ 15 min	~ 30 min	+100%

TABLEAU 3.7 – Sensibilité au maillage de la surface médiane

### 3.1.3.5 Contacts

Le contact entre l'aube et le disque est réalisé par un matériau adhésif résistant à la friction appelé « wearstrip ». Il a également pour effet de lisser les pics de contraintes du contact. Ce matériau est modélisé par un coefficient de frottement du contact de 0.1 et un écart initial entre les deux surfaces de 0.3 mm. Les contacts sont modélisés par la formulation de Lagrange augmentée [KANNAN et KRAMER, 1994] et en permettant une inter-pénétration entre les deux constituants. Le tableau 3.8 présente les résultats avec une modélisation permettant ou non la pénétration. Les résultats en amplitude de déplacement et en fréquences modales sont proches. Cependant, alors que la pression de contact moyenne est également proche, le maximum présente une différence importante de 25%. Le cas avec inter-pénétration lisse mieux le maximum de contrainte maximale et est retenu car il est ainsi plus représentatif du comportement du wearstrip.

Contact	Sans pénétration	Avec pénétration
Déplacement total maximum	1.13 mm	1.16 mm
Déplacement radial maximum	0.92 mm	0.90 mm
Déplacement azimutal maximum	0.78 mm	0.74 mm
Déplacement axial maximum	0.41 mm	0.44 mm
Pression de contact maximale	243 MPa	174 MPa
Pression de contact moyenne	70 MPa	64 MPa
Pénétration maximale	N/A	0.05 mm

TABEAU 3.8 – Sensibilité au type de modélisation des contacts

### 3.1.4 Synthèse

Les méthodes numériques pour les simulations aérodynamiques stationnaires, mécaniques statiques et dynamiques permettant de réaliser le processus de conception ont été présentées. La convergence en maillage en particulier a été validée. A l'exception de la modélisation du matériau composite, ces simulations relèvent de pratiques classiques pour l'étude des turbomachines.

## 3.2 Méthodologie de simulation pour l'étude de la stabilité aéroélastique

Cette section décrit la méthode LRANS utilisée pour l'étude des mécanismes de stabilité aéroélastique du fan. Elle permet de déterminer les fluctuations de l'écoulement pour des petites amplitudes de vibration et de mettre en oeuvre la méthode énergétique pour évaluer le travail des forces de pression.

### 3.2.1 Description des méthodes linéarisées

#### 3.2.1.1 Simulation d'un écoulement soumis à une excitation périodique

En notant  $\mathbf{q}(\rho, \rho\mathbf{V}, \rho E, \rho k_t, \rho\omega_t)$  les variables aérodynamiques moyennées au sens de Reynolds, le système d'équations locales RANS peut s'écrire sous la forme générale :

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{q}) + \mathbf{S}(\mathbf{q}) = 0 \quad (3.6)$$

avec  $\mathbf{F}$  les termes de flux convectifs et diffusifs,  $\mathbf{S}$  les termes sources.

L'application du théorème de la divergence de Green-Ostrogradski sur un volume de contrôle fermé permet d'obtenir la formulation conservative forte :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_D \mathbf{q} d\mathcal{V} + \iint_S \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} dS + \iiint_D \mathbf{S} d\mathcal{V} = 0 \quad (3.7)$$

La méthode des volumes finis consiste à discrétiser ces équations sur un maillage spatial. Le champ est considéré uniforme dans chaque volume de contrôle. Le champ aérodynamique  $\mathbf{q}$  est donc ramené à une valeur  $\mathbf{q}_m$  par volume de contrôle  $m$ . L'équation 3.7 discrétisée pour chaque volume devient :

$$\frac{\partial \mathcal{V}_m \mathbf{q}_m}{\partial t} + \sum_n \mathbf{F}_{m,n} \cdot (\mathbf{n}_{m,n} S_{m,n}) + \mathcal{V}_m \mathbf{S}_m = 0 \quad (3.8)$$

avec  $n$  parcourant les faces du volume de contrôle.  $\mathbf{F}_{m,n}$  indique les flux à travers la face  $n$  du volume  $m$ , de normale sortante  $\mathbf{n}_{m,n}$  et de surface  $S_{m,n}$ .  $\mathcal{V}_m$  est le volume et  $\mathbf{S}_m$  les termes sources.

En définissant les résidus  $\mathbf{R}_m$  :

$$\mathbf{R}_m = \sum_n \mathbf{F}_{m,n} \cdot (\mathbf{n}_{m,n} S_{m,n}) + \mathcal{V}_m \mathbf{S}_m \quad (3.9)$$

L'équation 3.8 se réécrit :

$$\frac{\partial \mathcal{V}_m \mathbf{q}_m}{\partial t} + \mathbf{R}_m = 0 \quad (3.10)$$

Il est à noter que les termes de l'équation 3.10 dépendent des coordonnées spatiales  $\mathbf{x}$  et des grandeurs aérodynamiques  $\mathbf{q}$  mais également de la vitesse de déplacement du maillage  $\dot{\mathbf{x}}$  dans la formulation Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) des équations RANS [HIRT et al., 1974] permettant de prendre en compte la déformation du maillage :

$$\mathcal{V} = \mathcal{V}(\mathbf{x}) \quad \mathbf{R} = \mathbf{R}(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{q}) \quad (3.11)$$

Pour les simulations de l'écoulement stationnaire, on utilise une méthode itérative en ajoutant une discrétisation temporelle à la discrétisation spatiale à ces équations. On dit qu'une méthode converge si la variation des grandeurs aérodynamiques est inférieure à un seuil de précision désiré. En effet, la solution stationnaire notée  $\bar{\mathbf{q}}$  est obtenue lorsque l'équation 3.12 est vérifiée sur l'ensemble du maillage et ne dépend plus du temps. Il est possible d'améliorer la vitesse de convergence d'une simulation stationnaire en définissant un pas de temps local. La méthode la plus répandue consiste à imposer un Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) constant sur l'ensemble du maillage. Le CFL représente le rapport entre le pas de temps et le temps nécessaire à l'onde la plus rapide pour parcourir le volume de contrôle. L'information est donc propagée plus rapidement dans les grandes mailles.

$$\mathbf{R}(\bar{\mathbf{x}}, 0, \bar{\mathbf{q}}) = 0 \quad (3.12)$$

Les simulations instationnaires de l'écoulement, nommées Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS), consistent à résoudre l'équation 3.10 pour chaque instant. Pour celles-ci,

contrairement aux simulations stationnaires, il est nécessaire d'imposer un pas de temps global sur l'ensemble du domaine afin de garantir la cohérence spatio-temporelle des résultats. Le pas en temps utilisé détermine la fréquence maximale qu'il est possible d'étudier avec un calcul URANS. Dans le cas d'une instabilité aéroélastique, le problème se pose sous la forme inverse. La fréquence à étudier est celle de la vibration de l'aube et le pas de temps nécessaire en est déduit. Il doit être suffisamment faible pour ne pas impacter la solution. Typiquement, la convergence est atteinte pour un nombre d'itérations par période de vibration supérieur à 200 [BONTEMPS, 2021]. Plus le pas de temps ainsi défini est faible et plus l'évacuation d'un transitoire jusqu'à obtenir une solution périodique est long et rend la simulation coûteuse.

Une autre méthode de résolution de l'écoulement instationnaire pour les interactions fluide-structure consiste à se placer dans l'hypothèse des petites perturbations pour linéariser les équations RANS. La méthode LRANS repose sur la décomposition des coordonnées du maillage et de la solution aérodynamique en une partie stationnaire notée  $\bar{\alpha}$  (dépendant uniquement de l'espace) et une partie perturbation instationnaire notée  $\delta\alpha$  (dépendant du temps et de l'espace) :

$$\begin{aligned}\mathbf{x}_m(t) &= \bar{\mathbf{x}}_m + \delta\mathbf{x}_m(t) \\ \mathbf{q}_m(t) &= \bar{\mathbf{q}}_m + \delta\mathbf{q}_m(t)\end{aligned}\tag{3.13}$$

Dans le cadre de petites perturbations des coordonnées du maillage, le volume et le résidu sont approchés par les développements limités à l'ordre 1 suivants :

$$\mathcal{V}_m(\mathbf{x}) = \bar{\mathcal{V}}_m(\bar{\mathbf{x}}_m) + \left(\frac{\partial\bar{\mathcal{V}}}{\partial\mathbf{x}}\right)_m \delta\mathbf{x}_m\tag{3.14}$$

$$\mathbf{R}_m(\mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}, \mathbf{q}) = \bar{\mathbf{R}}_m(\bar{\mathbf{x}}, 0, \bar{\mathbf{q}}) + \left(\frac{\partial\bar{\mathbf{R}}}{\partial\mathbf{x}}\right)_m \delta\mathbf{x}_m + \left(\frac{\partial\bar{\mathbf{R}}}{\partial\dot{\mathbf{x}}}\right)_m \delta\dot{\mathbf{x}}_m + \left(\frac{\partial\bar{\mathbf{R}}}{\partial\mathbf{q}}\right)_m \delta\mathbf{q}_m\tag{3.15}$$

En utilisant l'équation 3.12 et en substituant  $\mathbf{R}$  et  $\mathcal{V}$  par leur linéarisation dans l'équation 3.10, en négligeant les termes d'ordre supérieur  $\delta\mathbf{x}\delta\mathbf{q}$ , on obtient les équations RANS linéarisées liant les fluctuations  $\delta\mathbf{q}$  au mouvement du maillage  $\delta\mathbf{x}$  :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \bar{\mathcal{V}} \delta\mathbf{q} + \bar{\mathbf{q}} \frac{\partial\bar{\mathcal{V}}}{\partial\mathbf{x}} \delta\mathbf{x} \right) + \frac{\partial\bar{\mathbf{R}}}{\partial\mathbf{x}} \delta\mathbf{x} + \frac{\partial\bar{\mathbf{R}}}{\partial\dot{\mathbf{x}}} \delta\dot{\mathbf{x}} + \frac{\partial\bar{\mathbf{R}}}{\partial\mathbf{q}} \delta\mathbf{q} = 0\tag{3.16}$$

Pour l'étude de la stabilité aéroélastique, on se place dans le cas d'un déplacement du maillage complexe et harmonique à la pulsation  $\omega = 2\pi f$ , avec  $f$  la fréquence modale. L'utilisation de simulations linéarisées pour l'étude des interactions aéroélastiques causées par la vibration d'aubes a été mise en oeuvre et validée sur diverses configurations (CLARK et HALL [2000], SAYMA et al. [2001], FREY et al. [2019], KERSKEN et al. [2012]). Dans le cas du flottement fan, BONTEMPS [2021] a montré que les résultats obtenus avec une méthode URANS peuvent être étudiés à l'aide d'une analyse linéarisée, validant ainsi que des petites perturbations harmoniques de l'aube entraînent des perturbations harmoniques de l'écoulement à la même fréquence. Les coordonnées du maillage et la solution aérodynamique peuvent donc s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \delta \mathbf{x}_m(t) &= \tilde{\mathbf{x}}_m e^{i\omega t} \\
 \delta \mathbf{q}_m(t) &= \tilde{\mathbf{q}}_m e^{i\omega t} \\
 \dot{\mathbf{x}}_m(t) &= \tilde{\dot{\mathbf{x}}}_m e^{i\omega t} = i\omega \tilde{\mathbf{x}}_m e^{i\omega t}
 \end{aligned} \tag{3.17}$$

avec  $\tilde{\mathbf{x}} = \tilde{\mathbf{u}}_{mode}$  à la paroi de l'aube,  $\tilde{\mathbf{u}}_{mode}$  étant le déplacement d'amplitude  $a_{LRANS}$  de la paroi de l'aube suivant la déformée modale tournante complexe  $\Psi_{mode}$  :  $\tilde{\mathbf{u}}_{mode} = a_{LRANS} \Psi_{mode}$ .

La simulation LRANS nécessite alors de résoudre le système linéaire suivant :

$$\left( i\omega \overline{\mathcal{V}} + \frac{\partial \overline{\mathbf{R}}}{\partial \mathbf{q}} \right) \tilde{\mathbf{q}} = - \left( \frac{\partial \overline{\mathbf{R}}}{\partial \mathbf{x}} + i\omega \frac{\partial \overline{\mathbf{R}}}{\partial \dot{\mathbf{x}}} + i\omega \tilde{\mathbf{q}} \frac{\partial \overline{\mathcal{V}}}{\partial \mathbf{x}} \right) \tilde{\mathbf{x}} \tag{3.18}$$

La solution locale  $\tilde{\mathbf{q}}_m$  obtenue représente la variation des grandeurs aérodynamiques en un point du domaine se déplaçant avec le mouvement  $\tilde{\mathbf{x}}_m$ .

Pour construire ce système linéaire, les différentes dérivées partielles doivent être évaluées. Elles sont calculées à partir d'un outil de dérivation automatique appliqué au solveur RANS Turb'Flow [SMATI, 1997]. Le solveur linéarisé Turb'Lin utilise ces dérivées pour assembler le système linéaire 3.18 qui peut alors être résolu grâce à des algorithmes itératifs du type méthodes de Krylov [BALAY et al., 2015]. Le solveur linéarisé Turb'Lin a été validé par PHILIT et al. [2012] et RENDU et al. [2015] pour des écoulements transsoniques décollés.

### 3.2.1.2 Modélisation de la turbulence

La détermination de la stabilité aéroélastique par une méthode linéarisée se fait en deux temps. La première étape consiste à déterminer le champ stationnaire tel que l'équation 3.12 soit vérifiée. La seconde étape consiste à résoudre le système linéaire de l'équation 3.18.

Le découplage entre solveurs stationnaire et instationnaire permet de modifier les équations RANS suivant la méthode dite de la « turbulence figée ». Cette méthode consiste à ne pas résoudre les équations liées au modèle de turbulence pour la partie instationnaire. Les variables turbulentes sont prises en compte dans les équations des variables conservatives mais leur valeur est fixée. Cette méthode est largement utilisée par la communauté scientifique (SAYMA et al. [2001], REIBER et BLOCHER [2017]) afin de faciliter la résolution du système linéaire. En effet l'introduction de deux équations supplémentaires agrandit la taille du système de 50%. Surtout, on constate que les termes sources turbulents rendent le problème plus raide.

Plusieurs études ont évalué l'impact de la turbulence figée sur la prédiction du flottement. PHILIT [2013] et RENDU [2016] ont montré que la résolution des équations turbulentes permet d'obtenir des résultats similaires aux méthodes URANS et qui sont en accord avec les résultats expérimentaux, y compris pour des cas d'interaction forte onde de choc/couche limite avec décollement de cette dernière. En revanche, dans le cas de la turbulence figée, les résultats diffèrent significativement. FREY et al. [2019] et DUQUESNE et al. [2018a] ont étudié l'impact de la turbulence figée sur des roues aubagées respectivement de turbine et de compresseur. Des différences ont été constatées avec les simulations en turbulence variable mais celles-ci sont relativement faibles.

Pour les travaux de ce mémoire, il été décidé d'utiliser la méthode de la turbulence variable. Pour la configuration fan étudiée, la fréquence réduite basée sur la corde du premier mode de

flexion est de l'ordre de 0.1. A ces fréquences, il n'est pas raisonnable de supposer que la fréquence de vibration est élevée devant la fréquence d'adaptation de la turbulence. De plus l'écoulement peut présenter des décollements importants aux limites de la plage de fonctionnement. Pour prévenir des cas où la couche limite jouerait un rôle important, il a été jugé préférable de modéliser la turbulence variable.

### 3.2.1.3 Détermination du travail aérodynamique à partir de simulations LRANS

Le travail  $\mathcal{W}$  échangé de l'aube vers le fluide sur un cycle de vibration est égal à :

$$\mathcal{W} = - \int_0^T \left( \iint_S \mathbf{f}_a(t) \cdot \dot{\mathbf{u}}(t) dS \right) dt \quad (3.19)$$

où  $\mathbf{f}_a(t)$  désigne la force locale surfacique exercée par le fluide sur l'aube et  $\dot{\mathbf{u}}(t)$  la vitesse de la peau de l'aube (dans le repère tournant). En négligeant les efforts de frottement,  $\mathbf{f}_a = -P \mathbf{n}$  avec  $\mathbf{n}$  la normale dirigée de l'aube vers le fluide. En utilisant l'algèbre complexe pour représenter l'évolution temporelle du premier harmonique, l'équation 3.19 devient :

$$\mathcal{W} = -\text{Re} \left( \frac{1}{2} \int_0^T \iint_S \mathbf{f}_a(t)^* \cdot \dot{\mathbf{u}}(t) dS dt \right) \quad (3.20)$$

Le travail des forces aérodynamiques est calculé à partir de la somme des travaux élémentaires  $\mathcal{W}_{elem}$  pour chaque face sur l'aube des volumes de contrôle :

$$\mathcal{W} = \sum_{aube} \mathcal{W}_{elem} \quad (3.21)$$

Pour obtenir le travail élémentaire, on intègre au cours d'un cycle de vibration la puissance complexe élémentaire. Soit :

$$\mathcal{W}_{elem} = -\frac{1}{2} \text{Re} \left( \int_0^T \mathcal{P}(t) dt \right) \quad (3.22)$$

avec :

$$\mathcal{P}(t) = -[P(t) \mathbf{S}(t)]^* \cdot \dot{\mathbf{u}}(t) \quad (3.23)$$

où  $\mathbf{S} = S \mathbf{n}$  et  $S$  la surface élémentaire. Pour l'étude du flottement, on se place dans le cas d'un déplacement du maillage complexe  $\tilde{\mathbf{u}}_{mode} = \mathbf{u}_R + i \mathbf{u}_I$  et harmonique à la pulsation  $\omega = 2\pi f$ , avec  $f = \frac{1}{T}$  la fréquence modale. Les paramètres géométriques et la solution aérodynamique peuvent donc s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{S}(t) &= \bar{\mathbf{S}} + \tilde{\mathbf{S}} e^{i\omega t} \\ P(t) &= \bar{P} + \tilde{P} e^{i\omega t} \\ \dot{\mathbf{u}}(t) &= \tilde{\mathbf{u}} e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (3.24)$$

où  $\tilde{\mathbf{u}}$  la vitesse de la peau de l'aube imposée par la déformée modale est telle que  $\tilde{\mathbf{u}} = i\omega \tilde{\mathbf{u}}_{mode}$ . La puissance complexe se réécrit :

$$\mathcal{P}(t) = -\left[\left(\bar{P} + \tilde{P}e^{i\omega t}\right)\left(\bar{\mathbf{S}} + \tilde{\mathbf{S}}e^{i\omega t}\right)\right]^* \cdot \left(\tilde{\mathbf{u}}e^{i\omega t}\right) \quad (3.25)$$

on obtient l'expression de la puissance par les développements suivants :

$$\mathcal{P}(t) = -\left(\bar{P}\bar{\mathbf{S}} + \tilde{P}\bar{\mathbf{S}}e^{i\omega t} + \bar{P}\tilde{\mathbf{S}}e^{i\omega t} + \tilde{P}\tilde{\mathbf{S}}e^{2i\omega t}\right)^* \cdot \left(\tilde{\mathbf{u}}e^{i\omega t}\right) \quad (3.26)$$

$$\mathcal{P}(t) = -\left(\bar{P}\bar{\mathbf{S}} + \tilde{P}^*\bar{\mathbf{S}}e^{-i\omega t} + \bar{P}\tilde{\mathbf{S}}^*e^{-i\omega t} + \tilde{P}^*\tilde{\mathbf{S}}^*e^{-2i\omega t}\right) \cdot \left(\tilde{\mathbf{u}}e^{i\omega t}\right) \quad (3.27)$$

$$\mathcal{P}(t) = -\left(\bar{P}\bar{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}e^{i\omega t} + \tilde{P}^*\bar{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \bar{P}\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{P}^*\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}e^{-i\omega t}\right) \quad (3.28)$$

Comme l'intégrale sur un cycle de  $e^{i\omega t}$  est nulle, seuls deux termes sont non nuls lors du calcul de l'intégrale de l'équation 3.22. L'expression du travail élémentaire devient :

$$\mathcal{W}_{elem} = -\frac{1}{2}\text{Re}\left[-\frac{2\pi}{\omega}\left(\tilde{P}^*\bar{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{u}} + \bar{P}\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}\right)\right] \quad (3.29)$$

Le terme  $\bar{P}\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}$  représente le travail des efforts stationnaires lors de la déformation harmonique de l'aube. On le nommera travail de déformation. Le terme  $\tilde{P}^*\bar{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}$  représente le travail des efforts instationnaires lors du déplacement harmonique de l'aube. On le nommera travail de déplacement.

On peut également réécrire l'équation 3.29 en fonction du déplacement modal :

$$\mathcal{W}_{elem} = \text{Re}\left[i\pi\left(\tilde{P}^*\bar{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{mode} + \bar{P}\tilde{\mathbf{S}}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{mode}\right)\right] \quad (3.30)$$

ou encore en développant les termes de fluctuation complexe :

$$\mathcal{W}_{elem} = \pi\left(-P_R\bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_I + P_I\bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R - \bar{P}\mathbf{S}_R \cdot \mathbf{u}_I + \bar{P}\mathbf{S}_I \cdot \mathbf{u}_R\right) \quad (3.31)$$

**Travail local** On définit le travail local surfacique  $\mathcal{W}_{loc}$  en  $W/m^2$  dont l'analyse de la cartographie du travail local servira à situer sur l'aube les zones où les échanges d'énergie sont les plus importants :

$$\mathcal{W}_{loc} = \frac{\mathcal{W}_{elem}}{\bar{S}} \quad (3.32)$$

On définit également le travail linéique  $\mathcal{W}_{lin}$  en  $W/m$  en intégrant le travail local sur l'abscisse curviligne du profil par unité de hauteur. Par la suite, travail, travail linéique et travail local seront indistinctement notés  $\mathcal{W}$  en fonction du contexte. Tous trois seront adimensionnés suivant l'équation 2.27 en utilisant toujours l'énergie de référence  $\mathcal{U}$  de l'aube entière.

### 3.2.1.4 Compatibilité des solveurs RANS et LRANS

Le solveur Turb'Lin est issu de la linéarisation du solveur Turb'Flow. Ce dernier, développé au sein du laboratoire, est précis mais moins stable et plus lent que d'autres solveurs industriels. Il a donc été choisi de réaliser les simulations stationnaires sur un solveur externe en profitant du

fait que les simulations linéarisées sont menées après les simulations stationnaires. En première intention, il avait été choisi d'utiliser directement la solution stationnaire issue de FineTurbo et déterminée lors de la conception (voir section 3.1). Cependant les résultats instationnaires obtenus étaient clairement non-physiques. Comme peu de paramètres numériques sont accessibles à l'utilisateur sur FineTurbo, il a été choisi d'utiliser elsA [GAZAIX et al., 2002] pour l'obtention du champ stationnaire.

Chacune des deux simulations (stationnaire et linéarisée) peut être réalisée à partir des équations RANS turbulentes comme présenté précédemment mais aussi avec des systèmes d'équations plus simples tels que les équations d'Euler ou RANS non-turbulentes. La seule contrainte est que le solveur stationnaire génère les grandeurs aérodynamiques nécessaires à la détermination du champ porteur du solveur linéarisé. En particulier, cela permet de réaliser des simulations linéarisées avec des méthodes numériques plus simples que celles utilisées par le solveur stationnaire afin de faciliter la résolution du système linéaire. La turbulence figée fait partie de ces méthodes de simplification (voir section 3.2.1.2).

MAY et GRUBER [2011] comparent les résultats obtenus pour la prédiction du flottement transsonique entre une solution issue de la linéarisation des équations Euler et une autre issue de la linéarisation des équations RANS. Dans les deux cas, le champ stationnaire est identique et déterminé par une méthode RANS. Les deux méthodes permettent d'obtenir des résultats semblables sur la ligne de fonctionnement. En revanche, proche de la limite de la plage de fonctionnement, les résultats diffèrent significativement. Ces différences ne concernent pas seulement le niveau des fluctuations de pression à la paroi mais également leur phase. Certaines zones sont stabilisantes dans le cas du solveur Euler linéarisé tandis qu'elles sont déstabilisantes dans le cas LRANS.

DUQUESNE et al. [2019a] testent la sensibilité de la solution linéarisée avec un modèle de turbulence  $k - \omega$  à partir de champs stationnaires obtenus avec un modèle de turbulence de type  $k - l$  ou  $k - \omega$ . Il est constaté que le choix du modèle de turbulence pour la solution stationnaire peut fortement modifier la solution linéarisée alors même que les champs stationnaires sont très proches.

La modélisation utilisée sur le solveur stationnaire (elsA) peut donc impacter significativement les résultats des simulations linéarisées (Turb'Lin). L'objectif est de parvenir à valider une configuration numérique dite « d'étude » elsA/Turb'Lin applicable à des cas 3D. Pour ce faire, on part d'une première configuration numérique dite « de référence ». Elle fait appel au solveur Turb'Flow pour les champs stationnaires. Ce solveur utilise le même coeur numérique et donc la même modélisation que Turb'Lin. A partir de cette configuration numérique validée expérimentalement par PHILIT [2013], on obtient une solution « de référence » (voir section 3.2.2). Ensuite, les paramètres de simulation de la configuration numérique d'étude sont adaptés afin de minimiser l'écart avec la solution de référence (voir section 3.2.3).

## 3.2.2 Configuration numérique de référence Turb'Flow/Turb'Lin et solution de référence

### 3.2.2.1 Cas test

L'étude de la configuration numérique pour les simulations LRANS est réalisée sur un cas test 2D. La figure 3.8 présente le domaine de calcul considéré. Il s'agit de l'écoulement autour d'un profil de corde 10 cm issu de l'aube du fan ECL5 et situé à 80% de hauteur de veine.

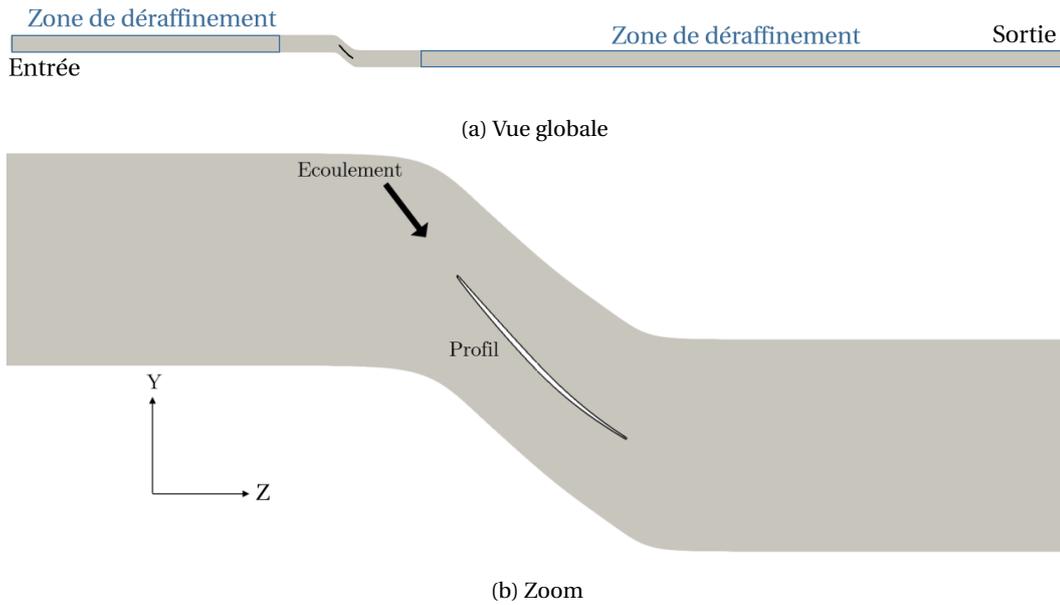


FIGURE 3.8 – Domaine de simulation 2D

Paramètre	Valeur
Conditions d'entrée	$V_y = 246 \text{ m/s}$ $P_t = 138652 \text{ Pa}$ $T_t = 320 \text{ K}$ $Tu = 10\%$ ( $Tu = 0.8\%$ à $x = -0.54 \text{ m}$ ) $\frac{\mu_t}{\mu} = 98$ ( $\frac{\mu_t}{\mu} = 61$ à $z = -0.54 \text{ m}$ )
Conditions de sortie	$P = 111780 \text{ Pa}$

TABLEAU 3.9 – Conditions aux limites du cas test

Les paramètres de simulation sont identiques pour les solveurs RANS et LRANS et sont récapitulés dans le tableau 3.10. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle  $k - \omega$  de Kok car il permet un meilleur accord avec l'expérience [RODRIGUES et al., 2020]. Les conditions aux limites amont/aval (voir tableau 3.9) ont été ajustées afin d'obtenir un écoulement représentatif de celui au point de design. Contrairement aux simulations 3D, le domaine est fixe. L'équivalent de la vitesse de rotation est imposé par une vitesse azimutale  $V_y$  en entrée. L'entrée du domaine se situe bien plus loin de l'aube que pour le domaine utilisé pour la conception. Les niveaux de turbulence injectés à l'entrée sont donc très élevés pour compenser la décroissance de la turbulence. Dans le plan d'entrée du domaine 3D ( $z = -0.54 \text{ m}$ ), on retrouve des valeurs turbulentes comparables à celles du tableau 3.3.

Pour ce cas test, la vibration du profil imposée est un mouvement de translation suivant l'axe machine ( $z$ ) et en phase sur tout le profil. La fréquence de vibration du profil est de 290 Hz et la fréquence réduite  $k^r$  associée est égale à 0.08. Les aubes vibrent en phase ( $ND = 0$ ) et le déplacement est sur la partie réelle, soit  $\mathbf{u}_1 = 0$  (voir section 3.2.1.3). Il n'y a donc pas de déphasage entre les conditions périodiques côté intrados et côté extrados.

Le maillage est déraffiné dans la direction axiale progressivement à l'amont et à l'aval de l'aube afin de limiter l'impact des conditions aux limites sur les résultats instationnaires. Le déraffinement a une raison géométrique de 1.2 et les plus grandes cellules ont une taille selon  $z$  de l'ordre

Type de simulation	RANS	LRANS
Logiciel	Turb'Flow	Turb'Lin
Discrétisation spatiale	Vertex-centered	
Modèle de turbulence	$k - \omega$ de Kok	
Formulation de la production de $k$	Basée sur la vorticité	
Domaine	Monocanal	
Maillage	26k noeuds	
Maillage profil	248 noeuds	
Parois	Adiabatiques	
Schéma spatial	Roe ordre 2 (y compris pour les grandeurs turbulentes)	
Limiteur de flux	Van Albada	

TABLEAU 3.10 – Configuration numérique de référence Turb'Flow/Turb'Lin

du quart de la longueur d'onde de la fréquence modale considérée (290Hz). L'ensemble du maillage dans la zone raffinée se déplace en bloc avec l'aube (voir figure 3.8a).

Pour analyser les résultats des simulations aéroélastiques LRANS, on s'intéresse principalement aux fluctuations de pression à la paroi de l'aube (ou du profil)   partir desquelles la stabilité aéroélastique est quantifiée comme décrit dans la section 3.2.1.3. Dans l'ensemble de ce mémoire, les fluctuations de l'écoulement sont présentées pour un déplacement normalisé tel que  $\max(\mathbf{u}_{mode}) = 1$  m. Dans le cas d'un déplacement réel de l'aube sans déformation comme pour cette étude, l'expression l'équation 3.31 du travail élémentaire se résume à :

$$\mathcal{W}_{elem,R} = \pi \left( P_I \bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R \right) \quad (3.33)$$

On remarque qu'il ne dépend pas de la partie réelle des fluctuations de pression. On peut définir le travail imaginaire comme étant la partie imaginaire du terme de droite de l'équation 3.20. Ce terme n'a pas d'influence sur la stabilité. Dans le cas d'un mouvement réel sans déformation, il ne fait intervenir que la partie réelle des fluctuations de pression et permet donc de vérifier cette deuxième composante :

$$\mathcal{W}_{elem,I} = \pi \left( P_R \bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R \right) \quad (3.34)$$

Pour la validation de la méthode numérique LRANS, on utilisera l'amortissement réel et l'amortissement imaginaire issus de l'adimensionnement suivant l'équation 2.26. Ils permettront de quantifier les écarts en fonction des paramétrisations. Ils seront indiqués sous la forme d'un couple  $\zeta_C = (\zeta_R, \zeta_I)$ . Par ailleurs, on rappelle que pour quantifier la stabilité du fan dans le reste du mémoire, seul l'amortissement réel sera utilisé et  $\zeta_R = \zeta$ .

### 3.2.2.2 Influence du maillage

L'influence du maillage est évaluée à partir de deux maillages. Le maillage standard est constitué de 248 noeuds sur l'aube et d'un total de 26k noeuds. Il s'agit d'une nappe du maillage 3D présenté section 3.1. Le maillage raffiné est deux fois plus dense dans chaque direction. Le nombre de noeuds total est multiplié par 4 et atteint 105k. Le nombre de noeuds sur le profil est de 498.

La figure 3.9 présente le champ du nombre de Mach stationnaire. Le nombre de Mach est

de 0.94 à l'amont de l'aube. Le champ présente une zone supersonique sur l'extrados avec un nombre de Mach maximal de 1.3 proche du bord d'attaque et de 1.2 à l'amont de l'onde de choc. Aucun décollement des couches limites n'apparaît sur le profil. Le nombre de Mach isentropique est comparé pour les deux maillages sur la figure 3.10. Les profils de grandeurs aérodynamiques autour de l'aube sont tracés en abscisse curviligne normalisée  $s/c$  en tournant autour de l'aube. Les abscisses  $-1$  et  $1$  correspondent au bord de fuite. Le bord d'attaque est situé à l'abscisse  $0$ . L'intrados est compris entre  $-1$  et  $0$ , l'extrados entre  $0$  et  $1$ . L'onde de choc est plus droite pour le maillage raffiné ce qui est attendu grâce à la meilleure discrétisation. De plus le nombre de Mach isentropique est légèrement inférieur à l'aval de l'onde de choc ce qui traduit des pertes plus élevées dans le cas raffiné. En conclusion, il est jugé que les différences entre les champs stationnaires des deux maillages sont faibles.

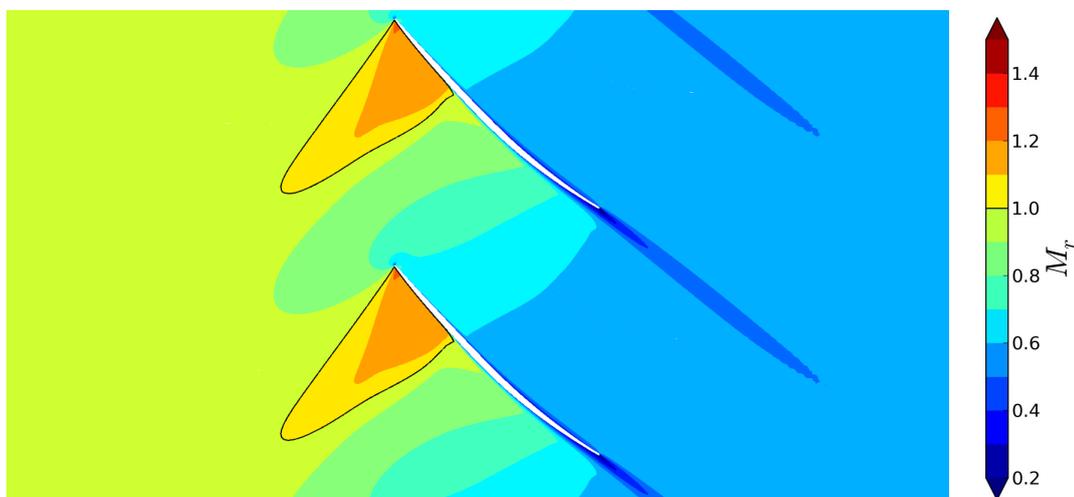


FIGURE 3.9 – Nombre de Mach stationnaire (maillage standard)

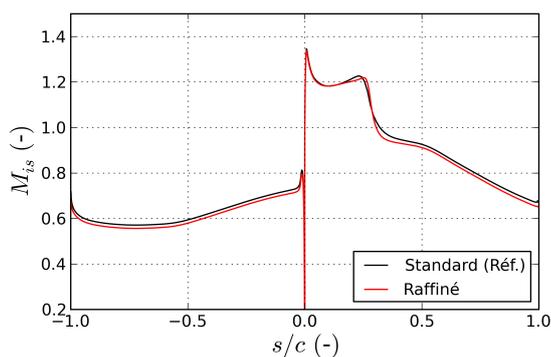


FIGURE 3.10 – Comparaison du nombre de Mach isentropique stationnaire pour les maillages standard et raffiné

La figure 3.11 présente l'amplitude et la phase des fluctuations de pression sur le profil pour les deux maillages. Les fluctuations de pression sont faibles sur l'intrados et plus élevées sur l'extrados. On constate que les fluctuations sont un ordre de grandeur supérieures au niveau de l'onde de choc par rapport au reste de l'aube. En terme d'amplitude des fluctuations, la seule différence notable constatée entre les deux maillages se situe au niveau de l'onde de choc. Sur le maillage plus raffiné, les fluctuations atteignent 6.0 MPa contre 4.0 MPa dans le cas déraffiné. De plus ce

pic de fluctuations a une plus faible amplitude ce qui est cohérent avec une meilleure discrétisation de l'onde de choc. Concernant la phase de ces fluctuations, on constate un très bon accord entre les deux maillages. La zone supersonique avec une phase d'environ  $-45^\circ$  est similaire dans les deux cas. La seule différence notable est au niveau de l'onde de choc. A cet endroit, la phase des fluctuations présente une discontinuité de l'ordre de  $135^\circ$ . Elle est plus fine pour le maillage raffiné, ce qui reste cohérent avec les observations précédentes. En définitive, on constate que les différences entre les deux calculs linéarisés sont directement liées aux différences observables sur le champ stationnaire et que les écarts d'amortissement sont négligeables. Le maillage standard est donc bien suffisant à la fois pour le calcul stationnaire et le calcul instationnaire. La solution obtenue sur ce maillage est retenue comme solution de « référence » pour la suite.

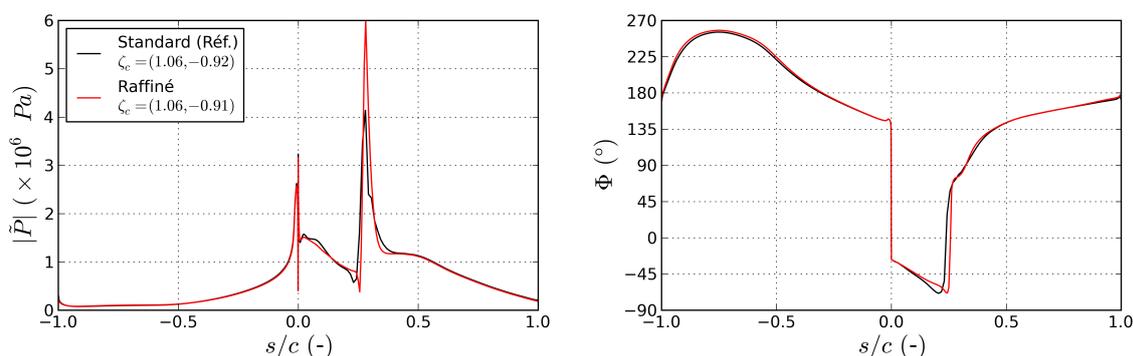


FIGURE 3.11 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi pour les maillages standard et raffiné

### 3.2.2.3 Influence du schéma spatial

La solution de référence a été déterminée avec le schéma décentré de Roe avec un limiteur de Van Albada car la convergence stationnaire avec ce schéma est bien meilleure sur Turb'Flow qu'avec le schéma schéma de Jameson-Schmidt-Turkel (JST) centré. Cependant le système linéaire associé est moins bien conditionné avec le schéma de Roe qu'avec le schéma JST. Dans un cas 2D, ce problème peut être outre-passé car la taille de la matrice reste relativement petite. En revanche, il n'est pas possible d'utiliser le schéma de Roe en 3D sur Turb'Lin à cause de ce mauvais conditionnement.

A partir du champ stationnaire obtenu avec le schéma de Roe, la simulation LRANS est réalisée avec le schéma JST. Ce schéma est introduit par JAMESON et al. [1981] pour les variables  $\rho$ ,  $\rho\mathbf{V}$ ,  $\rho E$ . Pour les variables turbulentes, on distingue également un flux convectif et un flux diffusif [SOULAT, 2010]. Les flux convectifs des variables turbulentes  $\mathbf{F}_c^{turb}$  peuvent être déterminés par le même schéma centré ou bien avec un schéma décentré. L'utilisation d'un schéma décentré pour les flux convectifs turbulents permet d'améliorer la stabilité numérique de la simulation. Les flux convectifs turbulents ont donc été testés avec le schéma centré JST et un schéma décentré d'ordre 0.

On constate sur la figure 3.12 que les résultats sont très similaires pour les trois schémas spatiaux. Aucune différence n'est observable sur les fluctuations de pression à la paroi entre une formulation centrée ou décentrée pour les flux convectifs turbulents. Entre le schéma JST et le schéma de Roe, la principale différence est observée au niveau de l'onde de choc. L'amplitude des

fluctuations de pression est proche. En revanche la phase avec le schéma JST présente un motif pair-impair à l'amont de l'onde de choc stationnaire qui est caractéristique du schéma centré reposant sur un senseur de pression, et non un limiteur de flux. Ces différences impactent faiblement les amortissements qui varient de moins de 0.05% par rapport à la solution de référence.

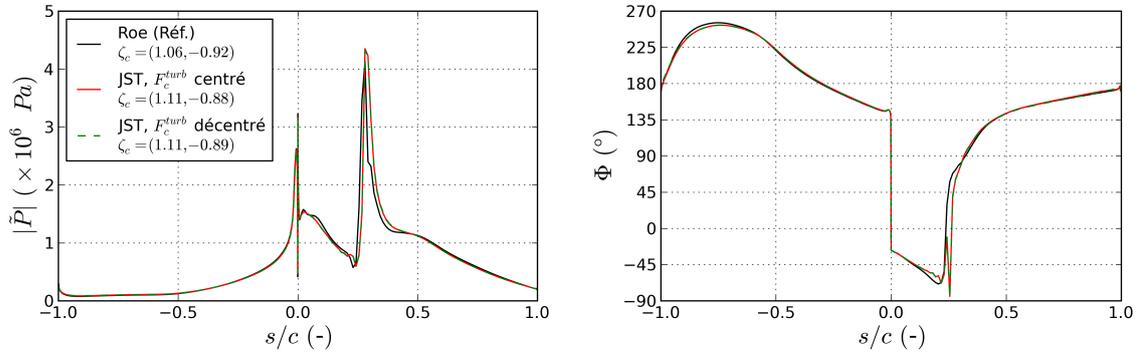


FIGURE 3.12 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi pour les schémas de Roe et JST ( $\epsilon_2 = 1/32$  et  $\epsilon_4 = 4$ )

Le schéma de Roe est utilisé avec un limiteur de Van Albada. Le schéma JST, quant à lui, est utilisé avec une dissipation artificielle caractérisée par deux grandeurs :  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_4$  pour les dissipations respectivement d'ordre 2 et d'ordre 4 [BLAZEK, 2015]. Contrairement au limiteur de Van Albada, cette dissipation peut être réglée à plusieurs niveaux. Une étude systématique de l'influence de  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_4$  a été menée. Sur la figure 3.13 sont présentés les résultats obtenus avec le niveau de dissipation minimal supprimant le motif pair-impair à l'amont de l'onde de choc (en vert). On constate que seule la réponse au niveau de l'onde de choc est impactée et que les amortissements restent identiques.

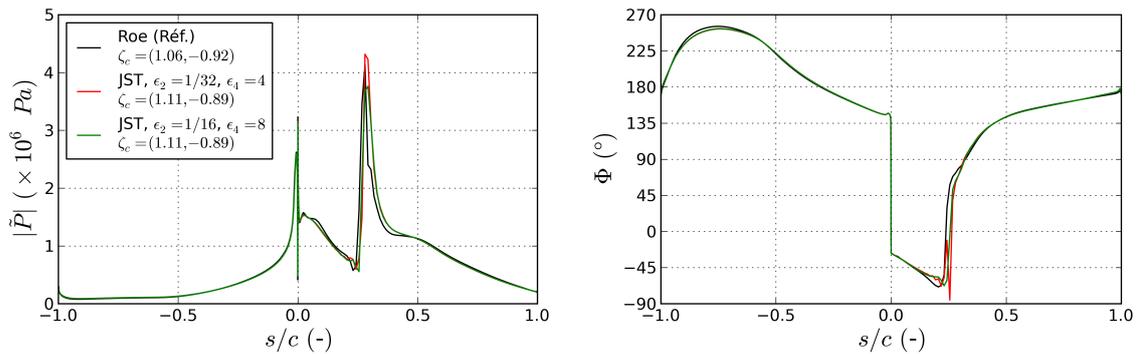


FIGURE 3.13 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi pour différents niveaux de dissipation numérique du schéma de JST

### 3.2.2.4 Conclusion

Une configuration numérique de référence avec les solveurs Turb'Flow et Turb'Lin a permis d'obtenir une solution de référence pour le cas test. Cette configuration utilise en particulier le schéma de Roe pour le calcul des flux. De plus, l'utilisation de Turb'Flow a imposé l'utilisation du schéma de Roe alors que celui-ci rend la résolution d'un cas 3D trop coûteuse. La sensibilité de la

solution au schéma spatial dans le solveur LRANS a donc été testée. Il en ressort que la solution est peu sensible aux paramètres suivants :

- schéma de Roe ou JST pour les flux,
- schéma centré ou décentré pour les flux turbulents,
- niveaux de dissipation du schéma JST  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_4$ . Il est néanmoins possible de faire varier ces paramètres pour supprimer les oscillations numériques.

### 3.2.3 Configuration numérique d'étude elsA/Turb'Lin

elsA est un solveur RANS plus robuste et permettant de réaliser des simulations beaucoup plus rapidement que Turb'Flow. Pour un cas 2D, le facteur de temps est d'environ 40. C'est un solveur centré sur les cellules. Entre le solveur stationnaire et le solveur linéarisé, plusieurs différences peuvent amener à des résultats différents. Elles sont de quatre types : le modèle physique, les métriques (dont la définition du volume de contrôle), le schéma spatial et la mise en oeuvre. Les paramètres d'elsA ont été choisis afin d'assurer la meilleure cohérence entre les modèles physiques des deux solveurs. elsA est donc utilisé avec un modèle de turbulence  $k-\omega$  de Kok dont la formulation de la production d'énergie cinétique turbulente repose sur la vorticité. Le schéma spatial des flux convectifs pour toutes les variables est un schéma JST. Dans les paragraphes suivants, on cherche à obtenir la solution la plus proche possible de la solution de référence par linéarisation du champ issu de elsA et en jouant sur les paramètres de Turb'Lin

Le nombre de Mach isentropique stationnaire obtenu par elsA est comparé à celui de la solution de référence (Turb'Flow) sur la figure 3.14. On constate que les champs stationnaires sont proches. En particulier, le nombre de Mach isentropique maximal et la position de l'onde de choc sont identiques. L'onde de choc calculée par elsA est légèrement plus forte que celle calculée par Turb'Flow.

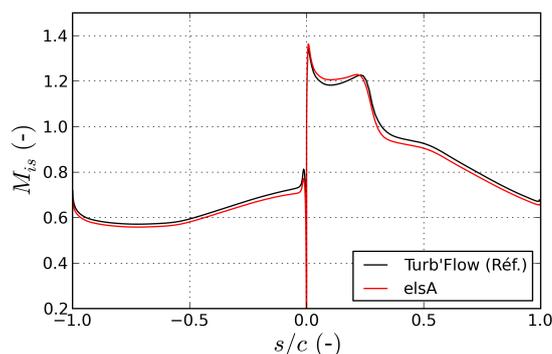


FIGURE 3.14 – Comparaison du nombre de Mach isentropique stationnaire entre les solveurs elsA et Turb'Flow

#### 3.2.3.1 Influence du schéma spatial des grandeurs turbulentes

Sur le solveur linéarisé Turb'Lin, les flux convectifs des variables  $(\rho, \rho\mathbf{V}, \rho E)$  sont discrétisés suivant le schéma JST (centré) pour permettre une application à des cas 3D. En revanche, il est possible de faire converger ces calculs avec un schéma centré ou décentré sur les flux convectifs turbulents  $F_{turb}^c$ . Il a été montré que ce changement n'avait pas d'impact pour la configura-

tion de référence avec Turb'Flow (voir figure 3.12). Contrairement à la linéarisation du champ issu de Turb'Flow, le schéma spatial centré produit des perturbations non physiques dans le champ, proche des parois de l'aube. Les plus fortes perturbations sont observées au niveau du bord d'attaque (voir figure 3.15). En revanche, le schéma décentré ne fait pas apparaître ces perturbations. La figure 3.16 présente les fluctuations de pression à la paroi obtenues pour ces deux façons de déterminer  $F_{turb}^c$  avec Turb'Lin. Cet écart n'est pas très significatif à la paroi, tant en terme de fluctuations que d'amortissement, même si l'écart avec la référence est plus faible pour le schéma décentré. Le calcul de  $F_{turb}^c$  avec un schéma décentré dans Turb'Lin a donc été retenu.

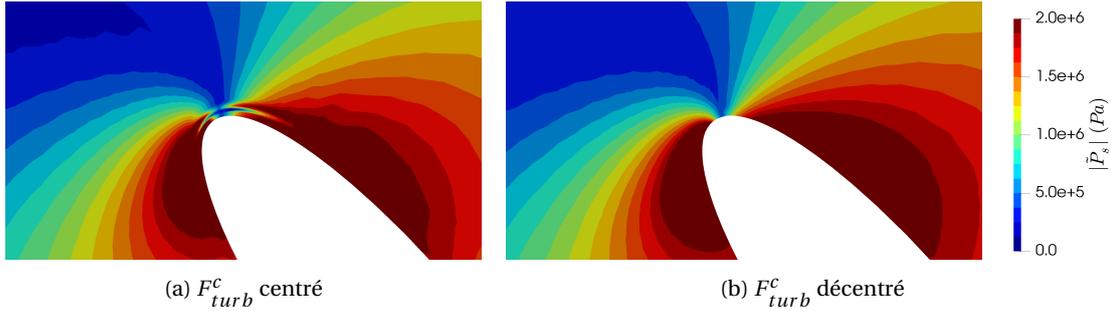


FIGURE 3.15 – Amplitude des fluctuations de pression au bord d'attaque en fonction du schéma spatial des grandeurs turbulentes

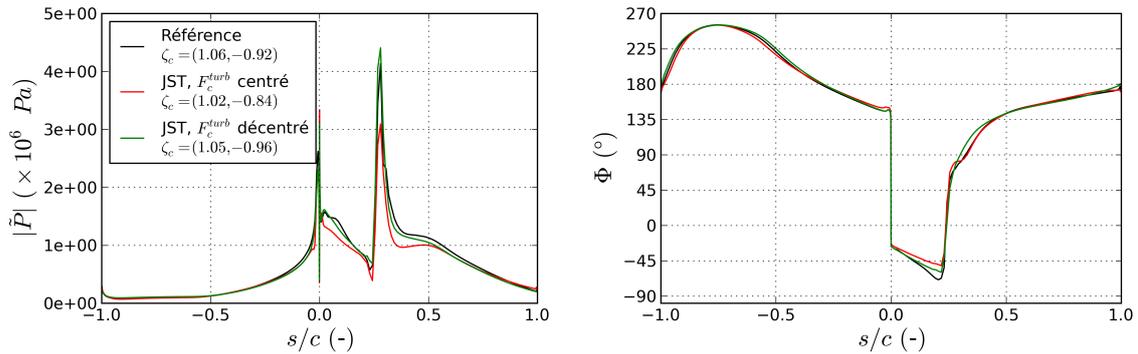


FIGURE 3.16 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction du schéma spatial des grandeurs turbulentes (JST,  $\epsilon_2 = 1/16$  et  $\epsilon_4 = 8$ )

### 3.2.3.2 Influence de l'extrapolation de $\omega$ à la paroi

Une attention particulière est apportée à la valeur de  $\omega$  à la paroi ( $\omega_{wall}$ ), qui tend théoriquement vers l'infini. En effet, elsA est un solveur centré sur les cellules. La valeur de  $\omega$  la plus proche de la paroi qui est déterminée par le solveur est donc celle au centre de la cellule adjacente de la paroi. En revanche Turb'Lin est un solveur centré sur les noeuds, la valeur de  $\omega_{wall}$  est donc stockée directement à la paroi. Elle doit donc être extrapolée à partir des valeurs calculées par elsA. La valeur reconstruite par elsA au noeud adjacent à la paroi est multipliée par une constante pour obtenir  $\omega_{wall}$ . Sur la figure 3.17, les résultats sont présentés pour différents niveaux de  $\omega_{wall}$  allant de l'ordre de  $10^{10}$  s à  $10^{13}$  s. A titre de comparaison, la valeur de  $\omega$  au noeud adjacent à la paroi est de l'ordre de  $10^9$  s. On remarque que les résultats de la simulation linéarisée sont sensibles à la valeur de  $\omega_{wall}$ . L'ordre de grandeur à  $10^{13}$  s induit un comportement non physique. Des écarts d'amortissement conséquents sont constatés pour les ordres de grandeur  $10^{10}$  s et  $10^{11}$  s. L'ordre

de grandeur de  $\omega_{wall}$  retenu est  $10^{12}$  s car c'est la valeur s'accordant le mieux avec la solution de référence.

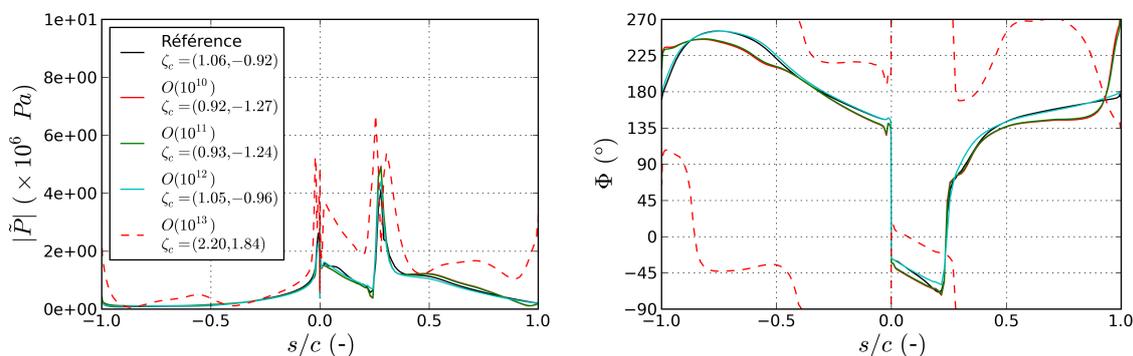


FIGURE 3.17 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de l’extrapolation de  $\omega_{wall}$  (JST,  $\epsilon_2 = 1/16$  et  $\epsilon_4 = 8$ ,  $F_{turb}^c$  décentré)

### 3.2.3.3 Influence de la fréquence

Le recalage de la configuration numérique d’étude elsA/Turb’Lin sur la solution de référence a été réalisé pour une fréquence de 290 Hz. Les fréquences modales du fan étudié varient sur une plage comprise entre 200 Hz et 900 Hz. La figure 3.18 synthétise les résultats obtenus pour toute cette gamme de fréquences. On constate que l’écart avec ceux issus de la configuration numérique de référence Turb’Flow/Turb’Lin augmente lorsque la fréquence diminue. Pour la fréquence de 200 Hz, l’écart est de 0.09%. Il est acceptable comparé aux variations observées en fonction des paramètres numériques (dans les cas où les résultats sont physiques).

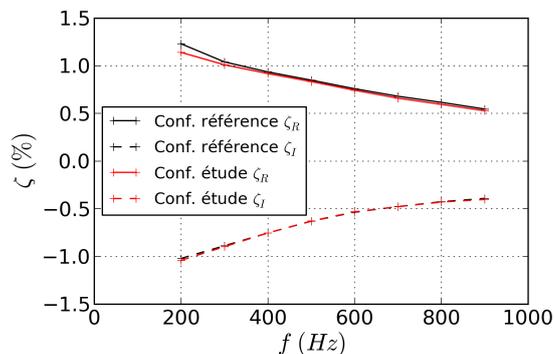


FIGURE 3.18 – Amortissement en fonction de la fréquence déterminé avec les configurations numériques de référence Turb’Flow/Turb’Lin et d’étude elsA/Turb’Lin

### 3.2.3.4 Conclusion

Une configuration numérique d’étude elsA/Turb’Lin permettant d’obtenir des résultats similaires à la configuration de référence Turb’Flow/Turb’Lin a été mise en place. Cette configuration numérique sera utilisée pour l’étude de la stabilité aéroélastique du fan ECL5. Les paramètres retenus pour les deux solveurs sont récapitulés dans le tableau 3.11. Il a été mis en évidence que le changement de solveur entre la simulation stationnaire et la simulation linéarisée peut produire

d'importants problèmes numériques conduisant à des résultats non-physiques. Deux paramètres ont été identifiés comme ayant une forte influence : l'extrapolation de  $\omega_{wall}$  du champ stationnaire et l'utilisation ou non d'un schéma décentré pour les flux convectifs turbulents pour le calcul LRANS. On notera que ces deux paramètres sont liés à la modélisation de la turbulence. La sensibilité de la solution linéarisée aux problématiques de la modélisation de la turbulence entre solveur stationnaire et solveur instationnaire avait déjà été observée dans le cas d'un changement de modèle de turbulence par DUQUESNE et al. [2019a] entre des modèles de type  $k-l$  et  $k-\omega$ . Ici, la sensibilité de la réponse a été observée pour un même modèle de turbulence ( $k-\omega$  de Kok). Des études complémentaires, non détaillées ici, ont montré que la solution issue de elsA/Turb'Lin est peu sensible aux paramètres suivants :

- raffinement du maillage,
- schéma spatial du solveur elsA,
- niveaux de dissipation  $\epsilon_2$  et  $\epsilon_4$  du schéma spatial JST pour le solveur Turb'Lin.

Type de simulation	RANS	LRANS
Logiciel	elsA	Turb'Lin
Discrétisation spatiale	Cell-centered	Vertex-centered
Modèle de turbulence	$k-\omega$ de Kok	
Formulation de la production de $k$	Basée sur la vorticité	
Domaine	Monocanal	
Maillage	26k noeuds	
Maillage profil	248 noeuds	
Parois	Adiabatiques	
Schéma spatial	JST	JST
Dissipation numérique	$\epsilon_2 = 1/50; \epsilon_4 = 1$	$\epsilon_2 = 1/16; \epsilon_4 = 8$
Flux convectifs turbulents	JST	Décentré ordre 0
$\omega_{wall}$	Extrap. exponentielle	$O(10^{12})$

TABLEAU 3.11 – Paramètres de simulation de la configuration numérique d'étude elsA/Turb'Lin

### 3.2.4 Mise en évidence et préconisations pour limiter l'erreur numérique liée à la déformation du maillage proche paroi

Dans le cas précédemment considéré, toutes les aubes vibrent avec un mouvement uniforme de translation et en phase. Il est donc possible d'imposer un mouvement de maillage global de translation sur l'ensemble du domaine. Pour des cas plus complexes (y compris une rotation) et a fortiori en 3D, il est nécessaire d'adapter le mouvement du maillage afin de propager en volume le déplacement de la déformée modale. Il est possible d'adopter diverses stratégies de déformation de maillage. Des processus d'interpolation sur l'ensemble du domaine de calcul à partir du déplacement aux conditions aux limites comme les « Radial Basis Functions » [DE BOER et al., 2007] peuvent être utilisés. Ces méthodes ont l'avantage principal de permettre des grandes déformations du maillage en conservant un maillage régulier. Dans le cas de l'étude du flottement par une simulation linéarisée, les déplacements vibratoires de la surface de l'aube (fréquence, amplitude et phase) sont connus à l'avance et on étudie des déplacements de faible amplitude autour de la position d'équilibre. Ces caractéristiques permettent de résoudre le problème de la déformation du maillage par une méthode locale en définissant une zone d'amortissement du déplacement

autour de l'aube comme proposé par HE [1990]. Dans ces travaux, le maillage est structuré multi-bloc avec un bloc en O englobant le profil. Pour simplifier l'implémentation, la déformation du maillage est restreinte à ce bloc (représenté en jaune sur la figure 3.19a). Cette méthode permet également d'être indépendant du reste de la topologie du maillage. L'amortissement est déterminé le long des lignes de maillage sécantes à la paroi de l'aube. Le noeud sur la paroi a le déplacement imposé par le mode étudié  $\tilde{\mathbf{x}} = \tilde{\mathbf{u}}_{mode}$ ; le noeud à l'autre extrémité a un déplacement nul  $\tilde{\mathbf{x}} = 0$ . Entre les deux, quatre noeuds ont un déplacement égal à celui de la paroi et deux noeuds ont un déplacement nul. Les autres noeuds ont un déplacement égal à une fraction du déplacement à la paroi. Cette fraction est déterminée suivant une loi d'amortissement. Deux lois ont été testées.

- La loi d'amortissement indicielle, classiquement utilisée sur Turb'Lin, consiste à créer un amortissement du déplacement du maillage reposant sur l'indice des noeuds.
- La loi d'amortissement spatiale consiste à déplacer les points du maillage en fonction de leur distance à la paroi.

Ces lois d'amortissement sont illustrées figure 3.19b dans le cas d'un bloc en O constitué de 36 cellules d'épaisseur et dont le taux d'expansion des cellules dans la direction sécante à la paroi est de 1.2. Pour la loi indicielle, l'amortissement est principalement réalisé à moins d'un millimètre de distance de la paroi. Tandis que l'amortissement avec la loi spatiale est principalement réalisé entre 1 mm et 4 mm.

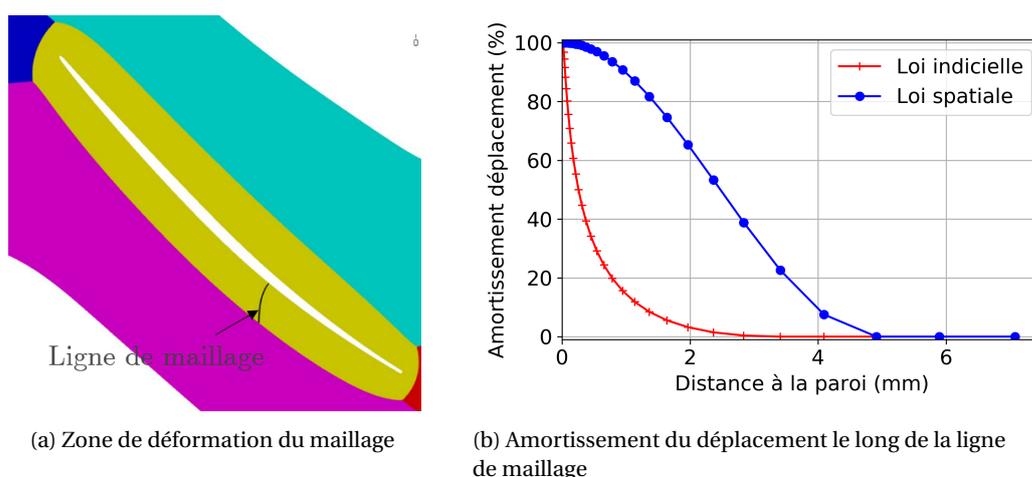
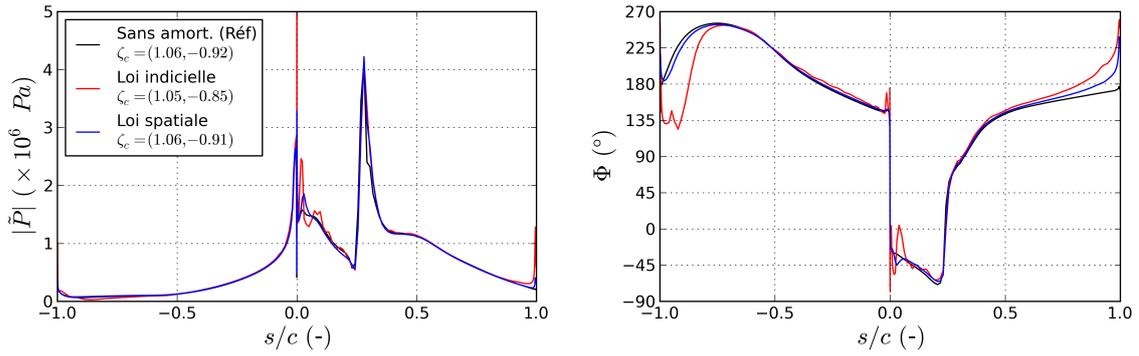
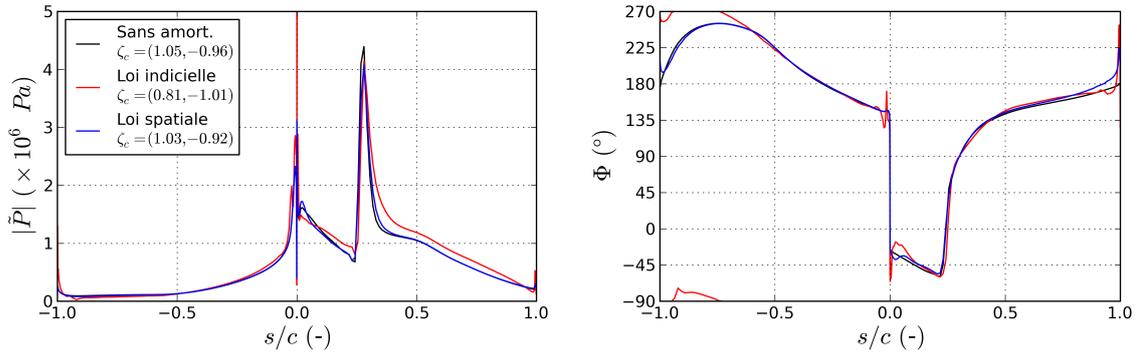


FIGURE 3.19 – Lois de déformation du maillage du bloc en O

Sur la figure 3.20 sont comparés les résultats obtenus avec les différentes lois d'amortissement du déplacement du maillage par rapport aux résultats avec un déplacement global (sans amortissement). Pour la configuration numérique de référence, figure 3.20a, on constate que la loi indicielle génère une erreur numérique non négligeable. En amplitude et en phase, les différences sont principalement des oscillations localisées au bord d'attaque et au bord de fuite. La loi spatiale influe également sur les résultats au bord d'attaque et au bord de fuite mais dans des proportions beaucoup plus modérées et acceptables. Pour la configuration numérique d'étude, figure 3.20b, on constate que la loi indicielle génère également des écarts par rapport à la solution avec un déplacement global. En revanche leur distribution est différente. L'amplitude des fluctuations de pression est plus importante sur tout l'extrados. La déformation du maillage suivant la loi spatiale produit des résultats également acceptables avec cette configuration numérique, en particulier en termes d'amortissements.



(a) Configuration numérique de référence Turb'Flow/Turb'Lin



(b) Configuration numérique d'étude elsA/Turb'Lin

FIGURE 3.20 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de la déformation du maillage

La loi indicielle produit une erreur numérique qui dépend de la configuration numérique utilisée. Ainsi, la réponse instationnaire obtenue par une simulation LRANS sur un maillage se déformant est sensible à la manière dont il se déforme autour du profil. Ce constat n'est pas intuitif car pour une analyse linéaire, on se place dans l'approximation des petits déplacements. On aurait donc pu s'attendre à ce que la façon dont se déforme le maillage ait peu d'impact sur la solution.

Concernant la déformation du maillage pour les méthodes linéarisées, il est recommandé dans plusieurs publications d'utiliser une déformation régulière du maillage. Ainsi FANION et al. [2000] mentionnent l'importance d'avoir une telle déformation. Cependant, la méthode de résolution du problème linéaire qu'il utilise est une méthode temporelle et non fréquentielle (avec résolution matricielle) comme pour Turb'Lin. La déformation régulière est présentée comme étant un élément nécessaire à la stabilité numérique de la résolution. A partir de la décomposition de l'équation 3.13, CLARK et HALL [2000] écrit la décomposition au premier ordre des termes de flux des équations RANS. Il montre que la partie fluctuante des flux (et donc des résidus  $\delta \mathbf{R}$ ) se décompose en trois termes distincts causés par :

- les perturbations harmoniques des variables aérodynamiques,
- le déplacement des noeuds du maillage dans un champ non uniforme,
- la déformation des volumes de contrôle du maillage. Ce terme est fonction du gradient de la déformation du maillage et du gradient des grandeurs aérodynamiques moyennes.

Clark mentionne également que le terme de perturbation des flux dû à la déformation des volumes de contrôle du maillage peut être négligé en imposant une déformation régulière en dehors

des zones de fort gradient du champ stationnaire (onde de choc, couche limite, décollements...) sans impacter la solution (CLARK et HALL [1995]). Concernant le solveur Turb'Lin, les flux sont linéarisés automatiquement et l'ensemble des termes de la partie fluctuante sont inclus. Cette source d'erreur est donc exclue.

On fait l'hypothèse que les écarts constatés figure 3.20 sont liés à l'erreur de discrétisation du schéma spatial utilisé. Pour valider cette hypothèse, on réalise des simulations Turb'Flow/Turb'Lin sur le maillage raffiné de 105k points (contre 26k pour le maillage standard, voir section 3.2.2). La figure 3.21 présente l'écart des fluctuations de pression à la paroi entre la solution avec un déplacement global du maillage et celle avec la loi indicielle. La figure 3.22 présente la même information pour la loi spatiale. Dans les deux cas, le maillage raffiné permet de diminuer l'écart avec la solution avec un déplacement global. On remarque que pour la loi indicielle, cela ne se reflète pas dans l'amortissement, ce qui est probablement dû à des compensations entre zones plus et zones moins stabilisantes. Ces résultats valident l'hypothèse que les termes sources d'erreur sont liés à l'erreur de discrétisation du schéma spatial utilisé. Afin de la réduire, trois possibilités ont été identifiées.

- Adopter un schéma spatial d'ordre plus élevé. Cette solution n'a pas été retenue car ces schémas ont une molécule de calcul autour du volume de contrôle plus grande. Il a été constaté pour les schémas d'ordre 3 et d'ordre 4 développés par SOULAT [2010] qu'ils détériorent le conditionnement de la matrice. La résolution du système linéaire pour des cas complexes 3D est rendue trop coûteuse.
- Raffiner le maillage. Cette solution n'a pas été retenue en raison des moyens numériques à disposition pour les simulations 3D lors de ces travaux.
- Déformer le maillage sur un plus grand volume et dans des zones de gradient du champ stationnaire plus faible. En effet, les perturbations harmoniques physiques et le déplacement des noeuds du maillage autour du profil sont identiques entre la loi indicielle et la loi spatiale. Les différences entre les résultats obtenus avec ces deux lois pointent donc vers un défaut de discrétisation porté par le troisième terme mis en évidence par CLARK et HALL [2000]. C'est cette solution qui a été retenue avec l'utilisation systématique de la loi spatiale de déplacement des noeuds du maillage.

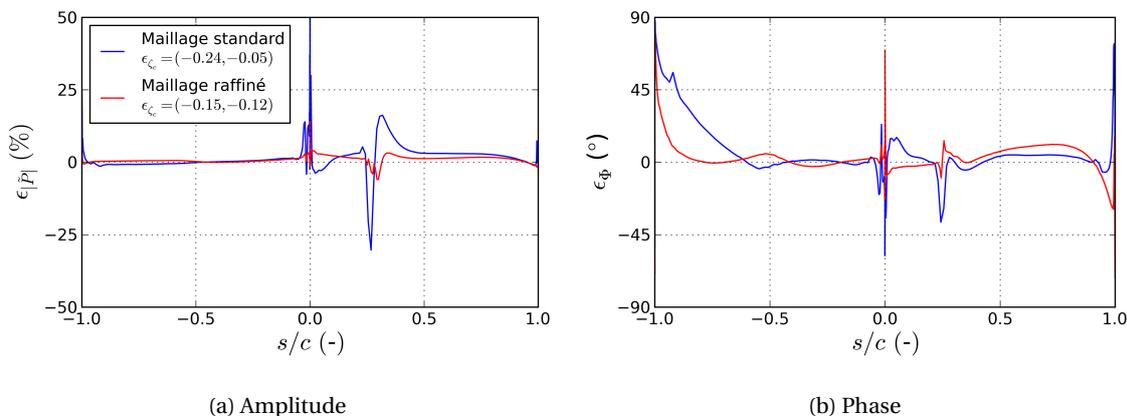


FIGURE 3.21 – Ecart des fluctuations de pression à la paroi entre la loi indicielle et le déplacement global du maillage (configuration numérique d'étude)

Sur la figure 3.23), les deux lignes blanches délimitent la zone entre 10% et 90% de déplacement pour la loi spatiale. Le cas test étudié jusqu'à présent présente une interaction onde de choc/-

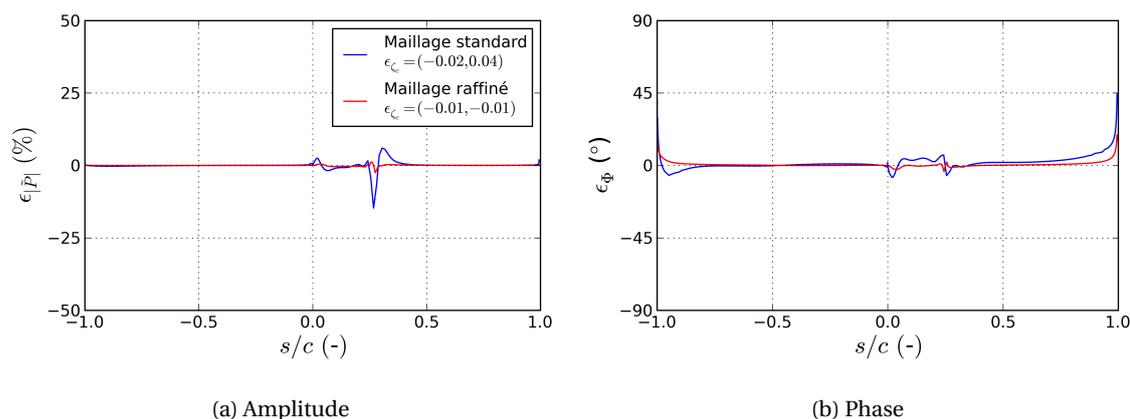


FIGURE 3.22 – Écart des fluctuations de pression à la paroi entre la loi spatiale et le déplacement global du maillage (configuration numérique d'étude)

couche limite faible. Afin de valider la déformation des volumes de contrôle dans le cas d'une interaction onde de choc/couche limite forte et une couche limite plus épaisse, un deuxième cas test présentant un écoulement avec un blocage sonique et un décollement de la couche limite à l'aval de l'onde de choc sur l'extrados a été testé (figure 3.23b). Le déplacement du profil est identique (translation suivant l'axe machine) au premier cas test. Ce cas permet d'évaluer l'impact de la déformation du maillage en présence de gradients plus importants du champ stationnaire. La figure 3.24 présente les fluctuations de pression à la paroi pour les différents types de déformation du maillage. On constate que l'erreur numérique pour une déformation par loi indicielle est plus forte que dans le premier cas test (voir figure 3.20). En revanche, la loi spatiale permet d'obtenir une réponse similaire à l'absence de déformation.

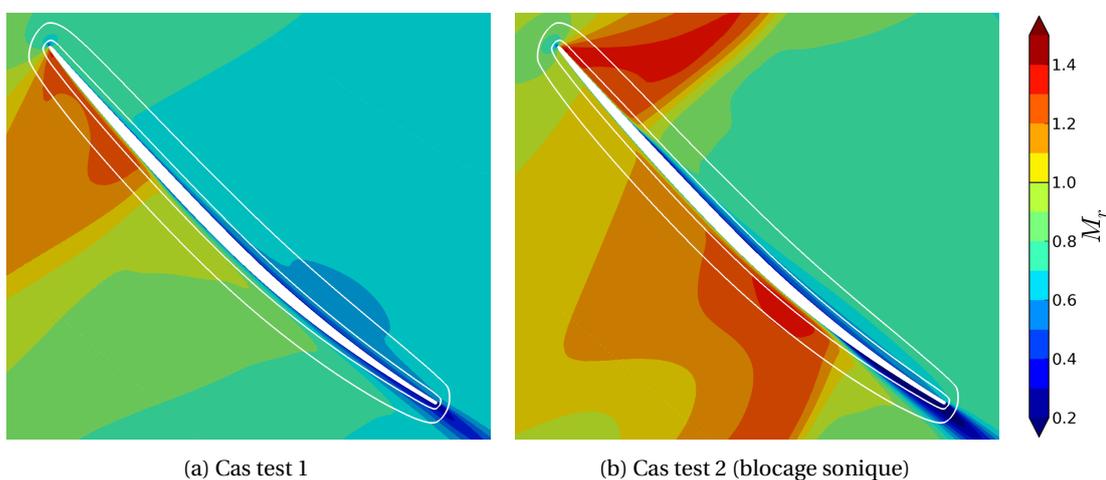


FIGURE 3.23 – Zone de déformation du maillage pour la loi spatiale par rapport aux structures de l'écoulement stationnaire. Les lignes blanches délimitent la zone entre 10% et 90% de déplacement

L'expression des flux convectifs pour une formulation ALE fait intervenir la vitesse de déplacement du maillage qui est proportionnelle à la fréquence de vibration. On vérifie donc que la loi d'amortissement spatiale est valide pour l'ensemble de la gamme de fréquences considérée. La figure 3.25 présente la partie réelle et la partie imaginaire de l'amortissement en fonction de la fréquence pour les deux cas tests, avec déformation suivant la loi spatiale et avec un mouvement global. On constate que l'écart l'influence de la déformation du maillage augmente lorsque la fré-

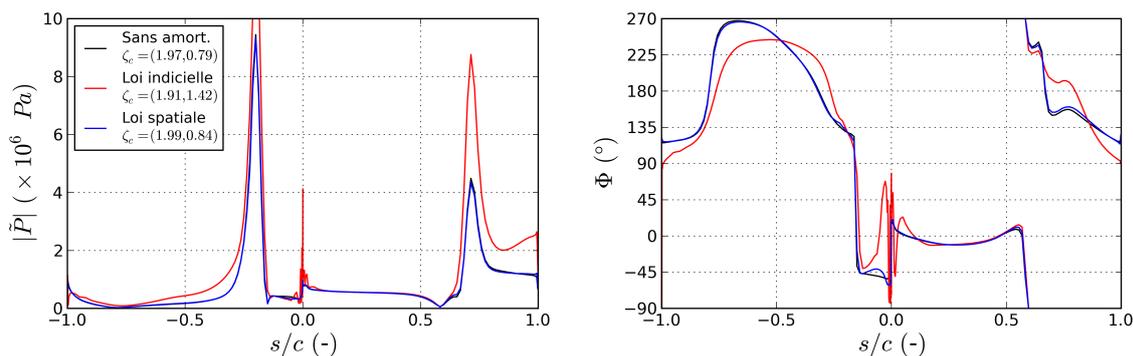


FIGURE 3.24 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de la déformation du maillage pour le cas test avec blocage sonore (configuration numérique d’étude)

quence diminue. Pour la fréquence de 200 Hz, l’écart est de 0.09% pour le cas test 1 et de 0.11% pour les cas test 2.

En synthèse, la déformation du maillage suivant la loi d’amortissement spatiale crée de légères perturbations des fluctuations de l’écoulement par rapport au cas avec le mouvement global. Ces perturbations sont négligeables pour l’analyse de la réponse des structures aérodynamiques à la vibration du profil (détermination des structures présentant les plus grandes amplitudes, de leur phase...). Elles ont également un impact inférieur à 0.1% sur l’amortissement, ce qui est plus faible que la précision qui peut être attendue des méthodes numériques permettant de déterminer la stabilité aéroélastique. Cela conclut la validation de la configuration numérique d’étude elsA/Turb’Lin en vue de son application à l’analyse de la stabilité du fan ECL5.

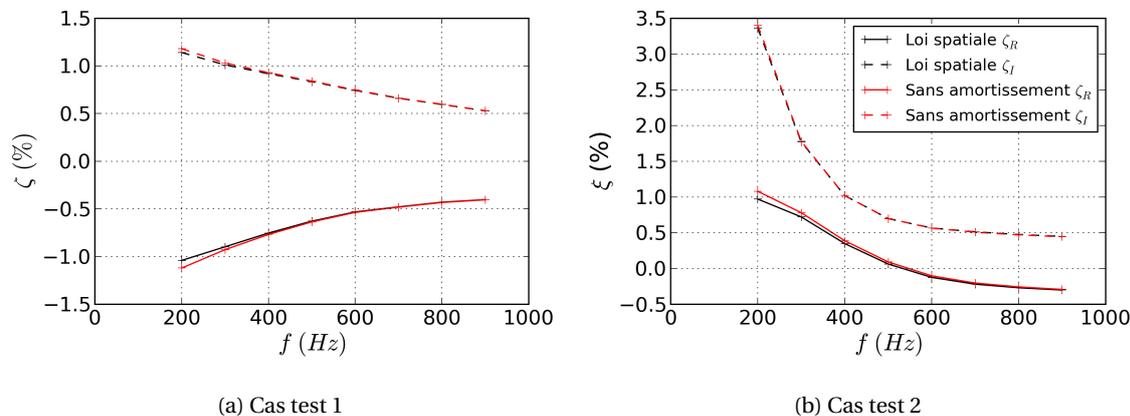


FIGURE 3.25 – Amortissement en fonction de la fréquence pour les deux cas tests (configuration numérique d’étude)

### 3.3 Application 3D au fan ECL5

L’analyse des mécanismes de stabilité aéroélastique du fan est réalisée à partir de simulations 3D. Cette section détaille les éléments méthodologiques propres à ces simulations par rapport aux simulations 2D introduits dans la section 3.2.

### 3.3.1 Configuration numérique

L'étude de stabilité du fan est réalisée dans le but de déterminer la chaîne de causalité entre la vibration du fan, la modification du champ aérodynamique et la stabilité aéroélastique. Afin de limiter les interactions éventuelles qui viendraient complexifier l'analyse, le fan est considéré isolé des autres parties de la machine : entrée de la manche et OGV notamment. Pour l'étude de petites fluctuations de l'écoulement, les différentes perturbations s'additionnent d'après le principe de superposition. Ainsi la stabilité du fan dans son environnement est la somme de la stabilité propre (fan isolé), de la stabilité due aux réflexions sur l'entrée de la manche, de la stabilité due aux réflexions sur l'OGV. . . Les mécanismes de stabilité propre sont toujours présents tandis que les réflexions sont spécifiques à certains cas, comme par exemple la réflexion à l'entrée de la manche pour le flutter bite [VAHDATI et al., 2015].

Les simulations sont réalisées avec la configuration numérique dite « d'étude » elsA/Tur'Flow détaillée dans le tableau 3.11. Le maillage 3D pour les simulations aéroélastiques est constitué de 2.5 M de points. Par rapport au maillage utilisé pour la conception et détaillé dans la section 3.1, le nombre de nappes de maillage a été abaissé de 141 à 101 sur la hauteur de la veine et de 41 à 21 dans le jeu. L'impact du changement de maillage et de solveur sur l'écoulement stationnaire est quantifié en annexe D. Cet impact est faible pour les différents points de fonctionnement de l'analyse de stabilité aéroélastique. Pour les simulations LRANS, le maillage est extrudé et déraffiné à l'amont et à l'aval de la même façon que pour les simulations 2D (voir figure 3.8).

### 3.3.2 Déformation du maillage dans le jeu

La déformation du maillage autour de l'aube est traitée dans le plan aube à aube avec la loi d'amortissement spatiale détaillée dans la section 3.2.4. Le déplacement de l'aube pour une simulation 3D nécessite de gérer l'amortissement du déplacement dans le jeu entre l'aube mobile et le carter immobile. Contrairement au plan aube à aube, l'espace pour amortir le déplacement est restreint. La taille du jeu est d'environ 1mm. De plus, l'écoulement présente des forts gradients dans cette zone favorisant l'apparition d'erreurs numériques.

Afin de limiter la déformation du maillage, un mouvement au carter suivant une condition de glissement dans la direction azimutale est autorisé. Ainsi les noeuds du maillage sur le carter se déplacent sans modifier la forme de la veine. La figure 3.26 présente le déplacement du maillage sur une coupe axiale à mi-corde en tête d'aube pour un mode de flexion. Le déplacement modal est normalisé avec une amplitude maximale de 1. Le déplacement azimutal au carter est imposé égal au déplacement de la nappe de maillage en tête d'aube (en pointillés). Les composantes axiales et radiales du déplacement sont amorties suivant la loi spatiale.

### 3.3.3 Détermination des conditions de propagation acoustique dans la veine

Les conditions de propagation des ondes acoustiques à l'aval et à l'amont du fan peuvent influencer significativement sur la stabilité aéroélastique. Ces conditions ont été développées dans la section 2.3.5. Cette section présente le post-traitement réalisé pour les déterminer à partir des simulations. Pour chaque simulation aéroélastique, les modes acoustiques se propageant à l'amont et à l'aval sont extraits par transformée de Fourier spatiale en azimut à 90% de hauteur de veine. En plus de l'ordre azimutal égal au nombre de diamètres nodaux du mode mécanique, on considère également les ordres azimutaux résultants de la modulation d'ordre  $p$  du diamètre nodal avec le

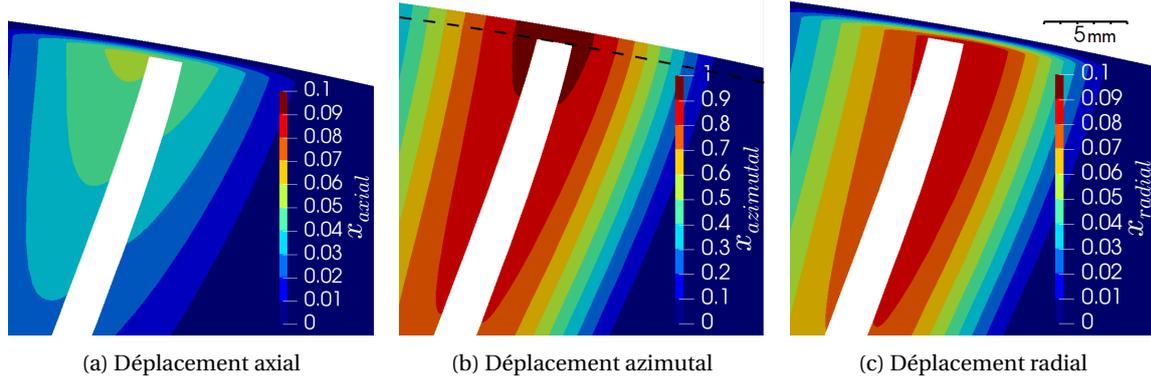


FIGURE 3.26 – Déplacement du maillage dans le jeu pour un mode de flexion et pour une coupe axiale à mi-corde

nombre d'aube (voir section 2.3.3.2), pour rappel :

$$m = ND + pN_a = \frac{\sigma + 2\pi p}{2\pi} N_a \text{ avec } p \in \mathbb{Z} \quad (3.35)$$

D'après l'équation 2.40 donnant le nombre d'onde axial, plus l'ordre azimutal augmente en valeur absolue, plus la longueur d'onde axiale est petite. Capturer les modes acoustiques pour les ordres azimutaux élevés augmente le coût des simulations. La taille des cellules dans la veine a été calibrée afin d'assurer un minimum de 10 cellules par longueur d'onde axiale pour les ordres azimutaux  $m \in [-24, \dots, 24]$  pour tous les modes mécaniques et tous les points de fonctionnement considérés. Ces ordres azimutaux correspondent aux modulations d'ordre  $p \in [-1, 0, +1]$ .

On illustre maintenant les différents types de résultats obtenus. Les deux premières colonnes de la figure 3.27 montrent des exemples de l'amplitude et de la phase des fluctuations de pression dans la veine. La phase n'est représentée que pour les modes cut-on. La troisième colonne représente les fréquences de cut-on  $f^c$  et amont-inverse  $f^i$  issues des modèles de propagation acoustique et ainsi que les ondes acoustiques dans le référentiel fixe caractérisées par le couple  $((f^f, m^f))$ . Pour rappel, les modes dont la fréquence est située au-dessus de  $f^c$  sont cut-on.

- Sur les figures 3.27a à 3.27c, le mode d'ordre azimutal 4 correspondant au diamètre nodal imposé est cut-on à l'amont et cut-off à l'aval tandis que les modulations d'ordre sont cut-off. Les fronts ondes acoustiques se propagent dans le sens des phases décroissantes [GEZORK et al., 2016], c'est-à-dire vers l'amont et en s'éloignant du fan. Les conditions de propagation observées dans les simulations sont cohérentes avec les modèles. A l'aval, les modes d'ordres azimutaux  $-12$  et  $20$  sont prédits cut-off par le modèle mais ne sont de toute façon pas générés par la vibration de l'aube car leurs amplitudes sont négligeables proche du fan.
- Sur les figures 3.27d à 3.27f, le mode d'ordre azimutal  $-2$  correspondant au diamètre nodal imposé est cut-off à l'amont. En revanche la modulation d'ordre supérieure 14 est cut-on à l'amont. La diminution d'amplitude vers l'amont constatée est due au sous-échantillonnage spatial qui dissipe le mode acoustique. Ainsi de l'énergie est évacuée sous forme d'ondes acoustiques vers l'amont bien que le mode acoustique directement cohérent avec le mode mécanique soit cut-off. A l'aval, seul le mode d'ordre azimutal  $-2$  est émis et celui-ci est cut-on. Les conditions de propagation observées dans les simulations sont cohérentes avec les modèles.
- Sur les figures 3.27g à 3.27i, le mode d'ordre azimutal 6 correspondant au diamètre nodal

imposé est cut-on à l'amont, ainsi que l'ordre azimutal supérieur 22. A l'aval, seul le mode d'ordre 6 est cut-on. On constate que la phase des fluctuations de pression augmente en s'éloignant du fan. Ce comportement est confirmé par la figure 3.28 qui représente la phase des fluctuations de pression dans le plan aube à aube. Ce cas est conforme au modèle de propagation des ondes acoustiques qui prédit que ce mode se propage à l'aval et qu'il s'agit d'un mode amont inverse car  $f^c_{aval} < f^f_{m=6} < f^i_{aval}$ .

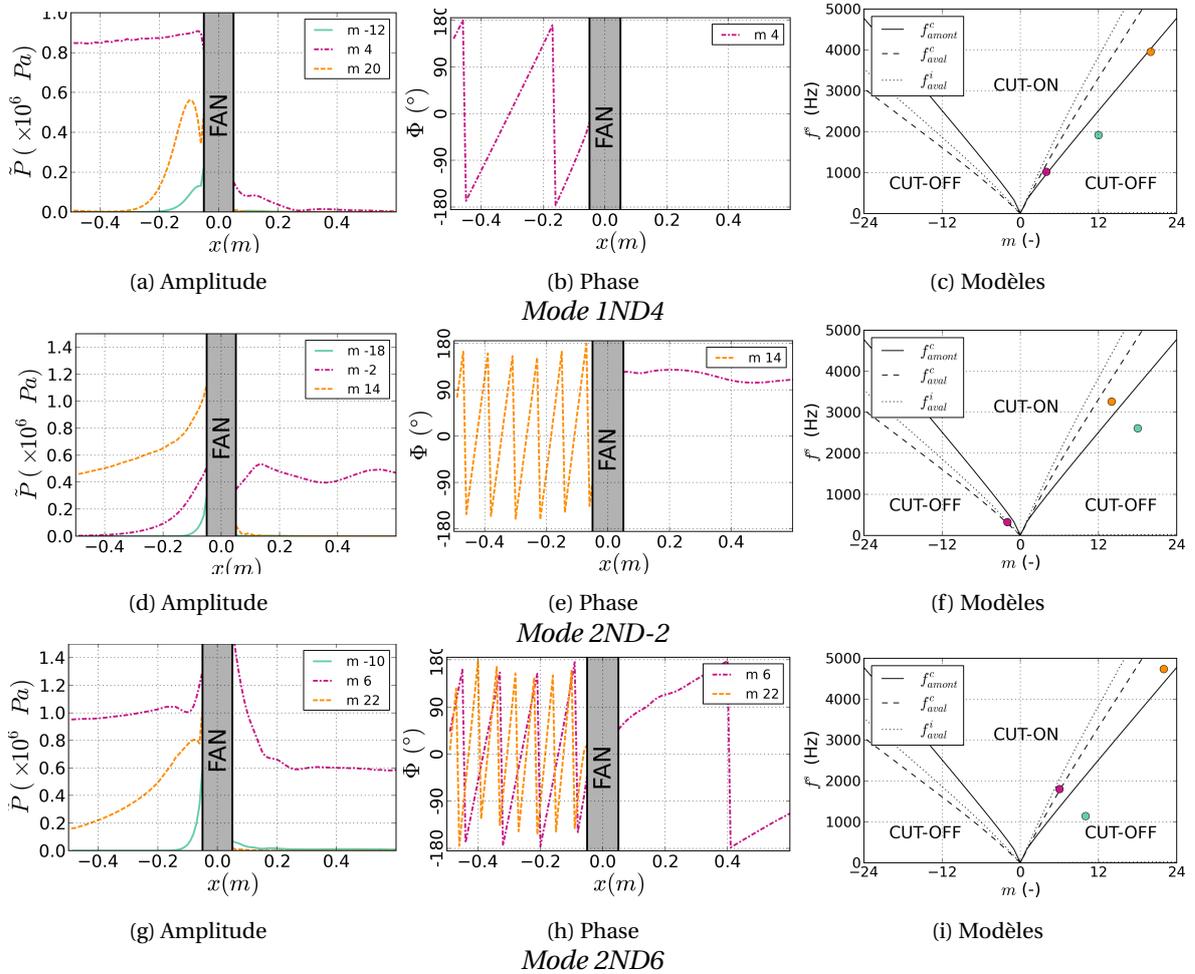


FIGURE 3.27 – Exemples de différents comportements de propagation des ondes acoustiques dans la veine au point de design à 100Nn

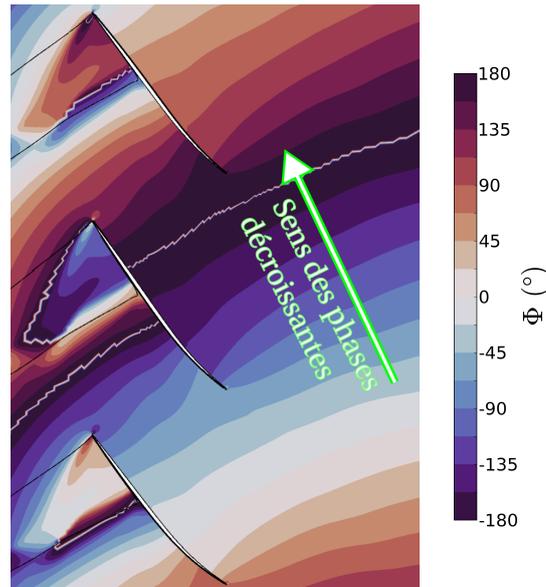


FIGURE 3.28 – Illustration d'un mode acoustique amont inverse. Phase des fluctuations de pression à l'aval du fan à 90%H pour le mode 2ND6 au point de design à 100Nn

### 3.4 Analyse de la réponse instationnaire sur un maillage déformable

Dans la section 3.2 pour la description de la méthode LRANS, il a été mis en évidence que la déformation du maillage pouvait induire une erreur numérique sur la solution. Au cours des investigations, d'autres effets du déplacement du maillage ont été identifiés. Ces effets sont décrits dans cette section.

#### 3.4.1 Décomposition de la réponse instationnaire

La résolution des équations décrivant l'écoulement d'un fluide par une formulation ALE permet d'obtenir la solution en chaque point  $m$  d'observation du champ au cours du temps. Ainsi pour un solveur centré sur les noeuds, le champ obtenu  $\mathbf{q}_m$  est associé à des coordonnées qui varient en temps  $\mathbf{x}_m(t)$  :

$$\mathbf{q}_m(t) = \mathbf{q}(\mathbf{x}_m(t), t) \quad (3.36)$$

Dans ce mémoire, le maillage se déplace suivant une fluctuation harmonique. La réponse attendue est donc périodique en temps. Le champ aérodynamique se décompose alors en série de Fourier :

$$\mathbf{q}_m(t) = \bar{\mathbf{q}}(\mathbf{x}_m(t)) + \tilde{\mathbf{q}}(\mathbf{x}_m(t)) e^{i\omega t} + \sum_{k=2}^{\infty} {}^k \mathbf{q}(\mathbf{x}_m(t)) e^{ik\omega t} \quad (3.37)$$

avec  ${}^k \mathbf{q}$  la contribution des harmoniques  $k$  supérieurs à 2.

En combinant les équations 3.13, 3.17 et 3.37 on obtient :

$$\mathbf{q}_m(t) = \bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m + \tilde{\mathbf{x}}_m e^{i\omega t}) + \tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m + \tilde{\mathbf{x}}_m e^{i\omega t}) e^{i\omega t} + \sum_{k=2}^{\infty} {}^k \mathbf{q}(\bar{\mathbf{x}}_m + \tilde{\mathbf{x}}_m e^{i\omega t}) e^{ik\omega t} \quad (3.38)$$

Dans le cas d'une approche linéarisée, seul le premier harmonique est considéré. Le développement en espace au premier ordre des termes  $\bar{\mathbf{q}}$  et  $\tilde{\mathbf{q}}$  aboutit à la décomposition de la réponse instationnaire suivante :

$$\mathbf{q}_m(t) = \underbrace{\bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m)}_{\tilde{\mathbf{q}}_m} + \underbrace{(\nabla \bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m) \cdot \tilde{\mathbf{x}}_m + \tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m))}_{\tilde{\mathbf{q}}_m} e^{i\omega t} + \underbrace{\nabla \tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m) \cdot \tilde{\mathbf{x}}_m e^{2i\omega t} + \sum_{k=2}^{\infty} k \mathbf{q}(\bar{\mathbf{x}}_m + \tilde{\mathbf{x}}_m e^{i\omega t}) e^{ik\omega t}}_{\text{Harmoniques négligées en LRANS}} e^{ik\omega t} \quad (3.39)$$

À droite, le premier terme est la solution stationnaire de l'écoulement obtenue par la méthode RANS. Le second terme correspond à la solution obtenue par la méthode LRANS. Les termes d'ordre supérieur correspondent à l'erreur commise en ne considérant qu'un seul harmonique. Ces termes sont par contre pris en compte par les simulations de type URANS. Dans ce cas, un filtrage sur  $e^{i\omega t}$  permet d'extraire l'harmonique d'intérêt pour la stabilité aéroélastique.

Le terme des fluctuations des grandeurs aérodynamiques calculé par la méthode LRANS se décompose en deux.  $\nabla \bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m) \cdot \tilde{\mathbf{x}}_m$  correspond au déplacement du point d'observation dans un champ de gradient stationnaire.  $\tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m)$  quantifie le terme des fluctuations au point stationnaire  $\bar{\mathbf{x}}_m$ . Alors que le terme  $\tilde{\mathbf{q}}_m$  dépend de la déformation du maillage,  $\tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m)$  est indépendant du déplacement du maillage et ne dépend que du déplacement vibratoire de la paroi.

### 3.4.2 Importance du référentiel de visualisation du champ linéarisé pour l'analyse du flottement

Le mouvement  $\tilde{\mathbf{x}}$  est imposé de façon à suivre la déformation modale de l'aube à la paroi et à s'amortir dans le canal inter-aube afin de pouvoir gérer des déformées non uniformes de la roue. La solution  $\tilde{\mathbf{q}}$  obtenue est donc dépendante de la déformation du maillage imposée. Pour une visualisation temporelle des fluctuations du champ, les noeuds du maillage sont déplacés au cours du temps en même temps que les grandeurs aérodynamiques fluctuent. Il est donc possible de faire des « instantanés » du champ aérodynamique au fur et à mesure de l'oscillation. Cependant l'information présentée ainsi est partielle en étant restreinte à l'écoulement pour un instant donné. Dans le cadre d'une analyse linéaire, il est possible de présenter la solution aérodynamique complète en traçant les parties imaginaires et réelles des fluctuations. Afin de gagner en clarté, on préfère illustrer les résultats sous la forme de champs d'amplitude et de phase comme fait précédemment. L'intégralité de l'information dont on dispose à l'issue de la simulation est ainsi représentée. Cependant dans ce cas, les coordonnées du maillage sont fixes. Il est donc nécessaire de choisir un référentiel dans lequel tracer les résultats.

- Le référentiel de calcul. Il s'agit de tracer directement la solution  $\tilde{\mathbf{q}}$  de la simulation. Cette méthode est la plus simple, car elle ne nécessite pas l'évaluation du gradient du champ aérodynamique stationnaire, mais est la moins pertinente, car la visualisation dépend de la façon dont a été déformé le maillage.
- Le référentiel stationnaire. Il s'agit de tracer la solution  $\tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}})$  dans le référentiel de la simulation du champ stationnaire. Dans le cas d'un rotor, ce référentiel tourne à la vitesse de la roue aubagée.

- Le référentiel vibratoire. Il s'agit de tracer la solution dans le référentiel se déplaçant avec le mouvement vibratoire des aubes par rapport au référentiel stationnaire. C'est dans ce référentiel que les fluctuations de pression à la paroi sont extraites afin de déterminer l'amortissement aérodynamique. Lorsque l'aube vibre avec un mouvement de corps rigide, il est possible de définir ce référentiel pour l'ensemble du domaine de calcul. Il permet notamment d'identifier comment varie le champ aérodynamique au voisinage de l'aube. En revanche, ce référentiel est défini de façon locale si l'aube n'a pas un mouvement de corps rigide. De plus, dans un cas avec un déphasage inter-aube non nul, ce référentiel est propre à chaque aube. On considère un point fixe  $\bar{\mathbf{x}}_m^v$  dans le référentiel vibratoire, de coordonnées stationnaires  $\bar{\mathbf{x}}_m$ , qui a pour coordonnées instationnaires dans le référentiel stationnaire :

$$\bar{\mathbf{x}}_m^v(t) = \bar{\mathbf{x}}_m + \tilde{u}_{mode} e^{i\omega t} \quad (3.40)$$

La décomposition réalisée dans la section 3.4.1 peut également être appliquée à  $\mathbf{q}(\bar{\mathbf{x}}^v(t), t)$ . On obtient :

$$\begin{aligned} \mathbf{q}(\bar{\mathbf{x}}^v(t), t) = & \underbrace{\bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m)}_{\bar{\mathbf{q}}_m} + \underbrace{(\nabla \bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m) \cdot \tilde{u}_{mode} + \tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m))}_{\tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m^v)} e^{i\omega t} + \\ & \underbrace{\nabla \bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m) \cdot \tilde{u}_{mode} e^{2i\omega t} + \sum_{k=2}^{\infty} k \mathbf{q}(\bar{\mathbf{x}}_m + \tilde{u}_{mode} e^{i\omega t}) e^{ik\omega t}}_{\text{Harmoniques négligées en LRANS}} \end{aligned} \quad (3.41)$$

$\tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m^v)$  correspond à la fluctuation de l'écoulement dans le référentiel vibratoire. En combinant les équations 3.39 et 3.41, on peut le lier à  $\tilde{\mathbf{q}}_m$  déterminé par le solveur ALE :

$$\tilde{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}_m^v) = \nabla \bar{\mathbf{q}}(\bar{\mathbf{x}}) \cdot (\tilde{u}_{mode} - \bar{\mathbf{x}}_m) + \tilde{\mathbf{q}}_m \quad (3.42)$$

Les figures 3.29 et 3.30 présentent les champs d'amplitude et de phase des fluctuations de pression du premier cas test avec la configuration numérique de référence Turb'Flow/Turb'Lin (voir section 3.2.2.1) avec la loi d'amortissement spatiale (voir section 3.2.4) pour les différents référentiels. Les visualisations dans le référentiel du calcul apparaissent comme un mixte des deux autres. Proche de l'aube, les fluctuations correspondent à celles dans le référentiel vibratoire tandis qu'à plus grande distance elles correspondent à celles dans le référentiel stationnaire. Entre ces deux référentiels, les résultats ont une allure très différente.

Dans le référentiel vibratoire, les fluctuations de pression sont principalement localisées au niveau de l'onde de choc. Elles sont presque nulles au bord de fuite et faibles au bord d'attaque. Cela correspond bien avec les résultats présentés figure 3.20a. Ainsi l'écoulement autour de l'aube est peu perturbé en dehors de l'onde de choc. En revanche, dans le référentiel stationnaire, les fluctuations au niveau de l'onde de choc sont moins importantes et des fluctuations prédominantes apparaissent au bord d'attaque. Ces poches de fortes fluctuations de pression au bord d'attaque ne sont pas liées à un changement de topologie de l'écoulement, mais au déplacement de l'aube par rapport au point d'observation. De façon analogue, la visualisation de la phase présente de fortes disparités. Les référentiels stationnaire et vibratoire permettent des analyses différentes. Le référentiel stationnaire permet de visualiser la propagation des ondes loin des parois, d'une aube à l'autre par exemple. Tandis que le référentiel vibratoire permet de visualiser la fluctuation de structures locales de l'écoulement comme au niveau de l'onde de choc. Les fortes variations de

phase proche du bord de fuite sont de l'erreur numérique due à la déformation du maillage et au calcul du gradient permettant de passer d'un référentiel à l'autre. Ces variations de phase sont importantes, car l'amplitude des fluctuations de pression y sont faibles. Sauf mention contraire, les visualisations du champ aérodynamique instationnaire (hors résultats pariétaux) seront présentées dans le référentiel stationnaire dans la suite de ce rapport afin d'être indépendantes du déplacement du maillage.

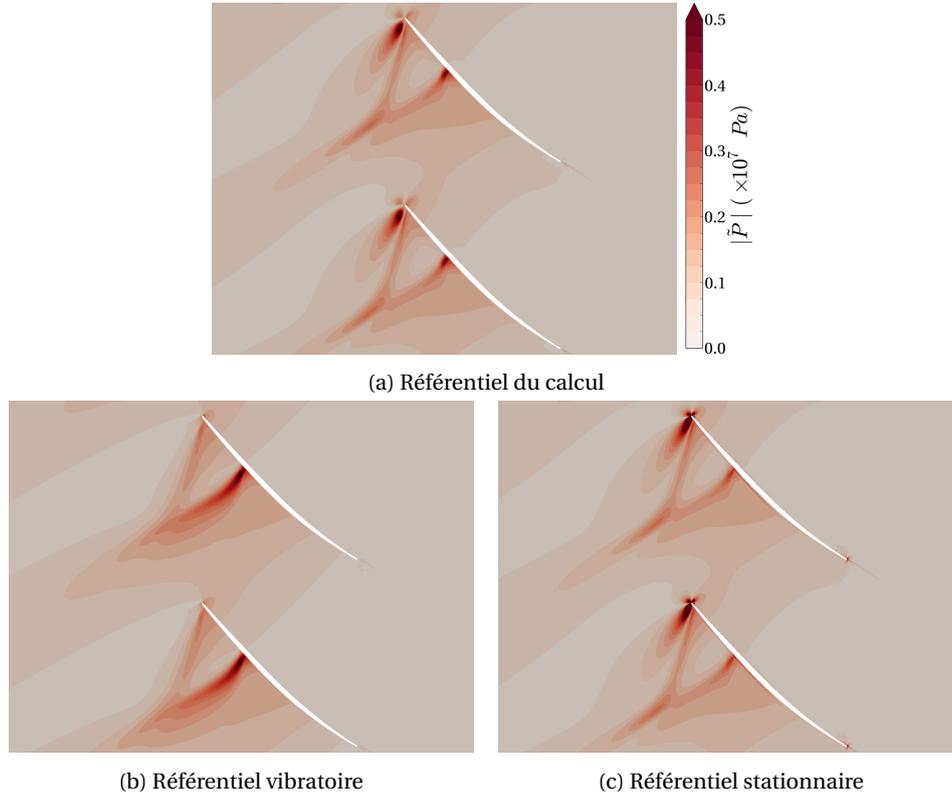


FIGURE 3.29 – Influence du référentiel de visualisation sur la représentation de l'amplitude des fluctuations de pression

### 3.4.3 Influence de la déformation du maillage sur la validité des simulations en turbulence figée

Les variables turbulentes ont un impact sur l'écoulement principalement dans les zones d'écoulement visqueux. En particulier, les couches limites se caractérisent par des profils de  $k$  et de  $\omega$  présentant des gradients importants. L'hypothèse de turbulence figée revient à supposer que les variables turbulentes ne s'adaptent pas instantanément à l'écoulement [PHILIT, 2013] et que les structures associées ne fluctuent pas. Afin d'appliquer l'hypothèse de la turbulence figée, la méthode utilisée revient à imposer une variation nulle des grandeurs turbulentes dans le référentiel de calcul :

$$\tilde{\mathbf{q}}_m^{turb} = 0 \quad (3.43)$$

Cependant d'après l'équation 3.42, cela revient à imposer une fluctuation dans le référentiel vibratoire en fonction du déplacement du maillage :

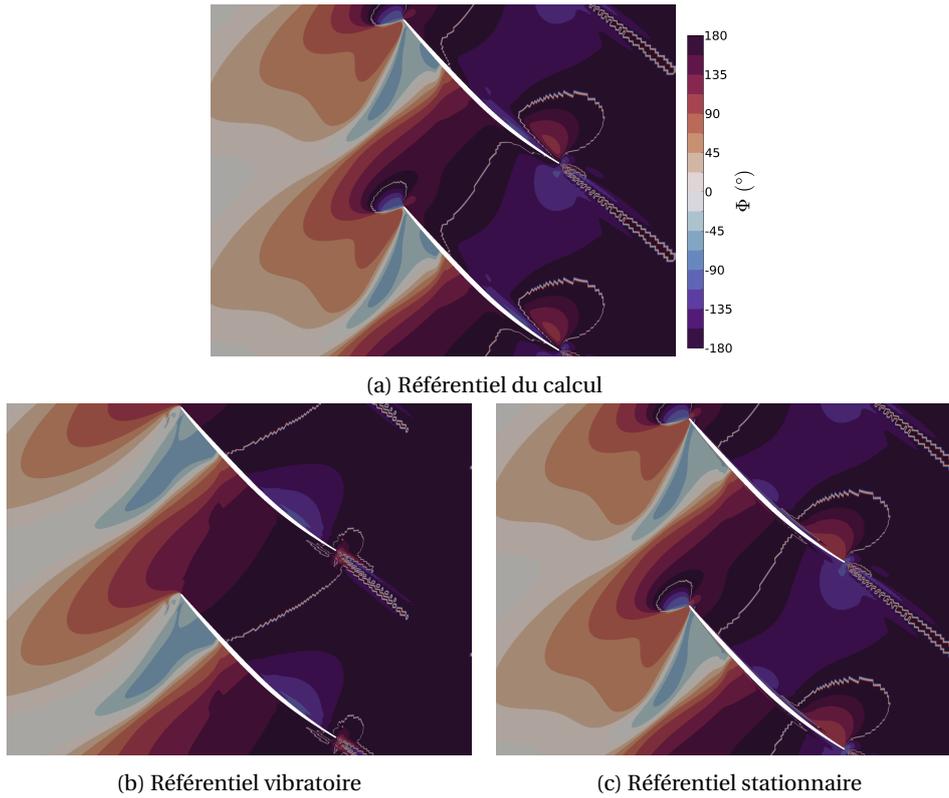


FIGURE 3.30 – Influence du référentiel de visualisation sur la représentation de la phase des fluctuations de pression

$$\tilde{\mathbf{q}}^{turb}(\bar{\mathbf{x}}_m^v) = \nabla \bar{\mathbf{q}}^{turb}(\bar{\mathbf{x}}_m) \cdot (\tilde{\mathbf{u}}_{mode} - \tilde{\mathbf{x}}_m) \quad (3.44)$$

La figure 3.31 présente des résultats obtenus avec la configuration numérique de référence. Elle reprend les résultats obtenus en turbulence variable en y ajoutant ceux obtenus avec l'utilisation de la turbulence figée implémentée suivant l'équation 3.43. Pour la loi indicelle, l'hypothèse de la turbulence figée produit des résultats non physiques tandis que sans amortissement du déplacement, les écarts sont mineurs. L'équation 3.44 permet d'interpréter ces résultats.

- Pour la loi indicelle, le déplacement du maillage revient à imposer une fluctuation artificielle des grandeurs turbulentes dans la couche limite.
- Sans amortissement, l'hypothèse de turbulence figée est respectée, car le maillage se déplace en bloc avec la paroi dans les zones où le gradient des grandeurs turbulentes  $\nabla \bar{\mathbf{q}}^{turb}(\bar{\mathbf{x}}_m)$  n'est pas négligeable.

Ainsi il a été montré que l'hypothèse de la turbulence figée appliquée suivant l'équation 3.43 peut produire des résultats non physiques importants en fonction du déplacement du maillage autour des aubes. Pour limiter son impact, il faut que les zones de fort gradient des grandeurs turbulentes soient distinctes des zones de déformation du maillage.

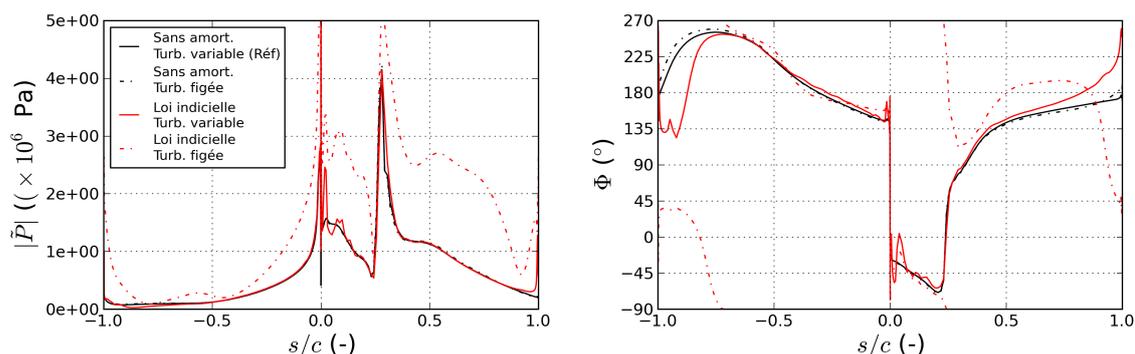


FIGURE 3.31 – Comparaison des fluctuations de pression (amplitude et phase) à la paroi en fonction de la modélisation de la turbulence et loi de déformation du maillage

### 3.5 Synthèse

La méthode numérique dédiée à la conception de la configuration ECL5 repose sur des simulations RANS de l'écoulement et des simulations FEM de la structure. La méthode FEM est en particulier adaptée à la structure composite carbone/époxy des aubes du fan. Les deux simulations sont découplées et s'alimentent successivement au cours du processus de conception.

La méthode utilisée pour l'analyse de la stabilité aéroélastique du fan est une méthode LRANS associant deux solveurs : elsA et Turb'Lin. La géométrie 3D du fan est simulée et le modèle de turbulence est linéarisé. Afin d'identifier les mécanismes de stabilité propres au fan, ce dernier est considéré isolé des autres éléments de la veine. Il a été mis en évidence que la solution LRANS est très sensible à certains paramètres portant sur le modèle de turbulence en fonction de celui utilisé pour les simulations RANS. Ces paramètres ont été réglés par comparaison des résultats avec ceux issus d'une configuration numérique de référence sans erreur.

Il ressort des analyses réalisées que le mouvement du maillage autour des aubes en vibration influe sur les résultats de trois façons différentes.

- Bien que le solveur soit linéaire et suppose des mouvements infinitésimaux, la déformation du maillage dans des zones de fort gradient du champ stationnaire produit une erreur numérique liée à la discrétisation en espace et au schéma spatial.
- L'application de l'hypothèse de la turbulence figée nécessite que les zones de fort gradient des grandeurs turbulentes soient distinctes des zones de déformation du maillage pour ne pas générer une fluctuation non physique.
- Les fluctuations linéarisées de l'écoulement peuvent être tracées sous le formalisme des nombres complexes. Dans les zones de fort gradient, les résultats peuvent apparaître significativement différents suivant qu'ils sont observés dans le référentiel stationnaire ou vibratoire. En particulier, la formulation ALE génère des résultats bruts mélangeant ces deux référentiels, car la fluctuation du champ aérodynamique en un noeud du maillage dépend de son déplacement, indépendamment de l'instationnarité de l'écoulement en lui-même.



# Configuration ECL5 : résultat du processus de conception

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Caractéristiques principales</b>	<b>92</b>
4.1.1	Description des aubes	92
4.1.2	Définition de la partie profilée des aubes	94
4.1.3	Méthode de fabrication du fan	95
<b>4.2</b>	<b>Description et spécificités de la configuration ECL5</b>	<b>97</b>
4.2.1	Détail de la vue méridienne de l'étage	97
4.2.2	Géométrie fan	98
4.2.3	Orientation des nappes du composite	101
4.2.4	Géométrie OGV	102
<b>4.3</b>	<b>Caractérisation aérodynamique stationnaire</b>	<b>105</b>
4.3.1	Plage de fonctionnement et performances	106
4.3.2	Description de l'écoulement à 100Nn	107
4.3.3	Description de l'écoulement du fan à 105Nn sur la ligne de fonctionnement	112
4.3.4	Limites de la plage de fonctionnement à faible débit	114
4.3.5	Limites de la plage de fonctionnement à haut débit	117
4.3.6	Bilan	118
<b>4.4</b>	<b>Caractérisation mécanique du fan</b>	<b>120</b>
4.4.1	Déplacement statique	120
4.4.2	Contraintes statiques	124
4.4.3	Analyse dynamique	125
4.4.4	Bilan	131
<b>4.5</b>	<b>Étude de la stabilité du fan sur la plage de fonctionnement</b>	<b>131</b>
4.5.1	Stratégie d'étude	131
4.5.2	Influence de la configuration numérique sur le champ stationnaire	133
4.5.3	Amortissement aérodynamique du fan	133
4.5.4	Influence de la fréquence et de la déformation modale sur l'amortissement	134
4.5.5	Influence du point de fonctionnement à 80Nn	135
4.5.6	Comparaison du travail de déplacement et du travail de déformation	135

4.5.7 Bilan .....	136
4.6 Synthèse .....	137

Ce chapitre présente la configuration ECL5 issue du processus de conception détaillé dans la section 3.1. Le fan (figure 4.1) a été conçu pour être représentatif des fans de type UHBR, permettre l'étude des phénomènes aéroélastiques tout en assurant l'intégrité du véhicule d'essai et du banc d'essai. La géométrie des aubes, le comportement aérodynamique de l'étage, le comportement mécanique et enfin la stabilité aéroélastique du fan sont décrits au regard des objectifs et des contraintes définis dans la section 1.2. Les éléments présentés dans ce chapitre se focalisent sur le fan dont les mécanismes de stabilité aéroélastique sont analysés en détail dans les chapitres 5 et 6. L'OGV est traité de manière plus succincte en se concentrant sur les possibles limites de la plage de fonctionnement qui peuvent y être liées.

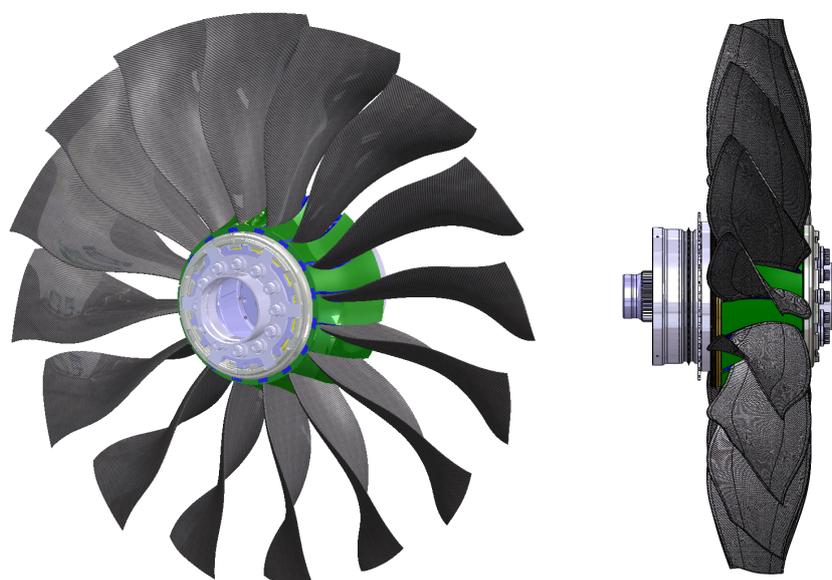


FIGURE 4.1 – Vue du fan ECL5 monté sur le disque (en gris) avec les plate-formes (en vert)

## 4.1 Caractéristiques principales

### 4.1.1 Description des aubes

Tous les éléments de la configuration ECL5 ont été conçus pour pouvoir s'intégrer sur le véhicule d'essai MARLYSA, propriété de Safran Aircraft Engines. Ce véhicule est installé sur le banc ECL-B3, propriété de l'Ecole Centrale de Lyon (ECL). Cette intégration est assurée par des pièces d'adaptation et des contraintes géométriques qui ont été prises en compte lors de la conception.

#### 4.1.1.1 Fan

Une aube du fan se décompose en trois parties qui sont illustrées figure 4.2.

- Le corps de l'aube est la partie immergée dans la veine et pour laquelle il y a des considérations aérodynamiques.

- Le bulbe est la partie inférieure de l'aube qui s'insère dans une rainure du disque. Le disque maintient l'ensemble des aubes du fan et assure la jonction à l'arbre du véhicule d'essai. Les portées sont les surfaces du bulbe en contact avec le disque qui supportent les efforts centrifuges. Le disque utilisé impose la géométrie du bulbe : celui-ci est droit et mesure 55 mm de long.
- L'échasse fait la jonction entre les deux autres parties.

Le bulbe et l'échasse interviennent pour des considérations mécaniques. Le pied de l'aube désigne la zone proche du moyeu et la tête de l'aube la zone proche du carter. Des plates-formes sont situées entre les aubes et en pied du fan (figure 4.1). Elles définissent la forme du moyeu. Il y a la présence d'un jeu fonctionnel entre la tête de l'aube et le carter.

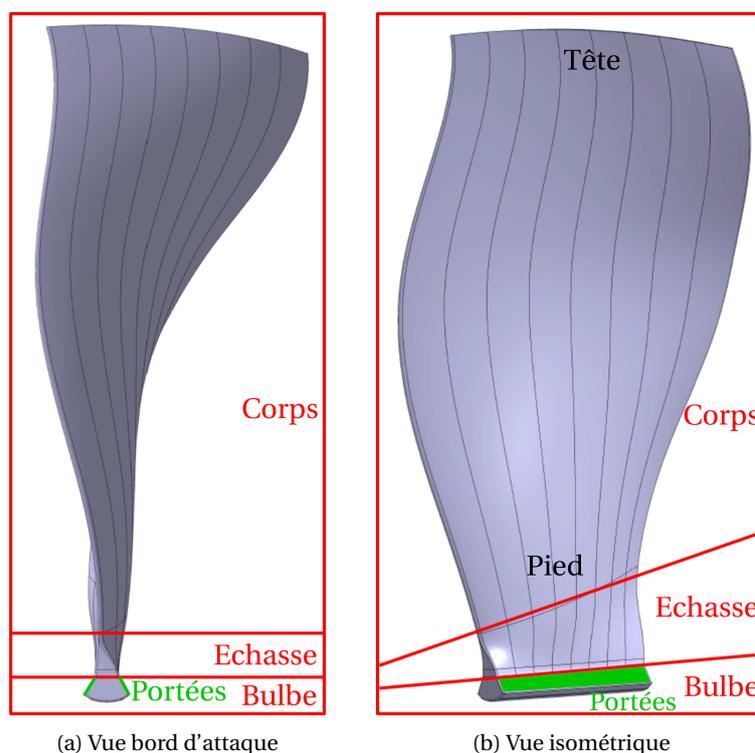


FIGURE 4.2 – Visualisation des différentes parties des aubes fan

#### 4.1.1.2 OGV

Une aube de l'OGV se décompose en deux parties qui sont illustrées figure 4.3.

- Le corps est la partie immergée dans la veine et pour laquelle il y a des considérations aérodynamiques.
- La plate-forme est la partie supérieure de la pièce. Elle permet de définir une partie de la géométrie du carter et de fixer l'OGV sur la machine.

Au niveau de l'OGV, le moyeu ne tourne pas et présente des encoches dans lesquelles sont glissées les aubes. Le contact entre l'encoche et une aube est assuré par une « chaussette » en silicone. Il n'y a donc pas de jeu ni de cavité en tête et en pied. Comme pour le fan, le pied de l'aube désigne la zone proche du moyeu et la tête de l'aube la zone proche du carter.

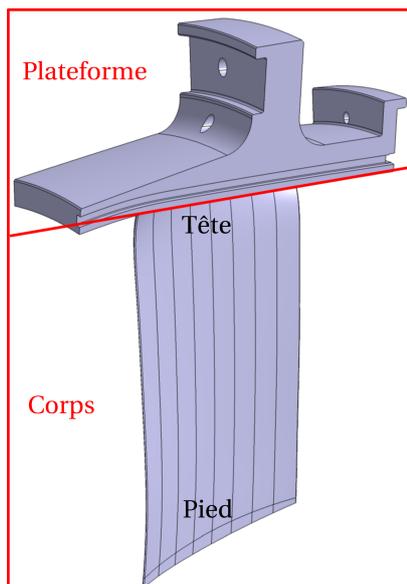


FIGURE 4.3 – Visualisation des différentes parties des aubes de l'OGV (vue isométrique)

#### 4.1.2 Définition de la partie profilée des aubes

La géométrie d'une aube est définie à partir d'un empilement de sections à différentes hauteurs de veine. La hauteur de veine ( $H$ ) est exprimée en pourcentage de la hauteur totale de la veine.  $0\%H$  correspond au moyeu et  $100\%H$  au carter.

A chaque section est associé un profil aérodynamique. La définition d'un profil repose sur une décomposition en loi de cambrure et loi d'épaisseur, paramétrisées avec des grandeurs géométriques. Un exemple de décomposition pour un profil NACA2412 est donné figure 4.4. La paramétrisation adoptée suit sur celle proposée par ROGALSKY [2004] et adaptée pour pouvoir définir des profils transsoniques et les profils de l'échasse [PAGÈS, 2017]. Elle est détaillée en annexe C.

La figure 4.5 illustre les paramètres principaux d'une section - et du profil associé. Elle se caractérise par sa corde  $c$  qui est la distance entre le Bord d'Attaque (BA) et le Bord de Fuite (BF). La section est inclinée avec un calage  $\gamma$  par rapport à l'axe machine ( $Z$ ). Le centre de gravité de la section est placé à des coordonnées  $(G_Z, G_{R\theta})$  dans le plan défini par la hauteur de veine. La loi de cambrure est caractérisée par un angle au bord d'attaque  $\gamma_{BA}$  et un angle au bord de fuite  $\gamma_{BF}$  dont la somme correspond à la cambrure  $\Delta\gamma$ . La cambrure détermine principalement la déflexion de l'écoulement générée par la section. La somme du calage avec respectivement les angles  $\gamma_{BA}$  et  $\gamma_{BF}$  correspond respectivement aux angles  $\beta_{BA}$  et  $\beta_{BF}$  par rapport à l'axe machine, appelés « angles métaux ». La loi de cambrure est décrite également par la flèche maximale  $f_{max}$  et sa position  $xf_{max}$ , exprimées en pourcentage de corde. La loi d'épaisseur est caractérisée par l'épaisseur maximale  $e_{max}$ , également exprimée en pourcentage de corde.

Chaque paramètre est défini à certaines hauteurs (typiquement  $0\%H$ ,  $20\%H$ ,  $40\%H$ ,  $60\%H$ ,  $80\%H$  et  $100\%H$ ). L'évolution continue du paramètre suivant la hauteur est déterminée par une interpolation de type spline cubique.

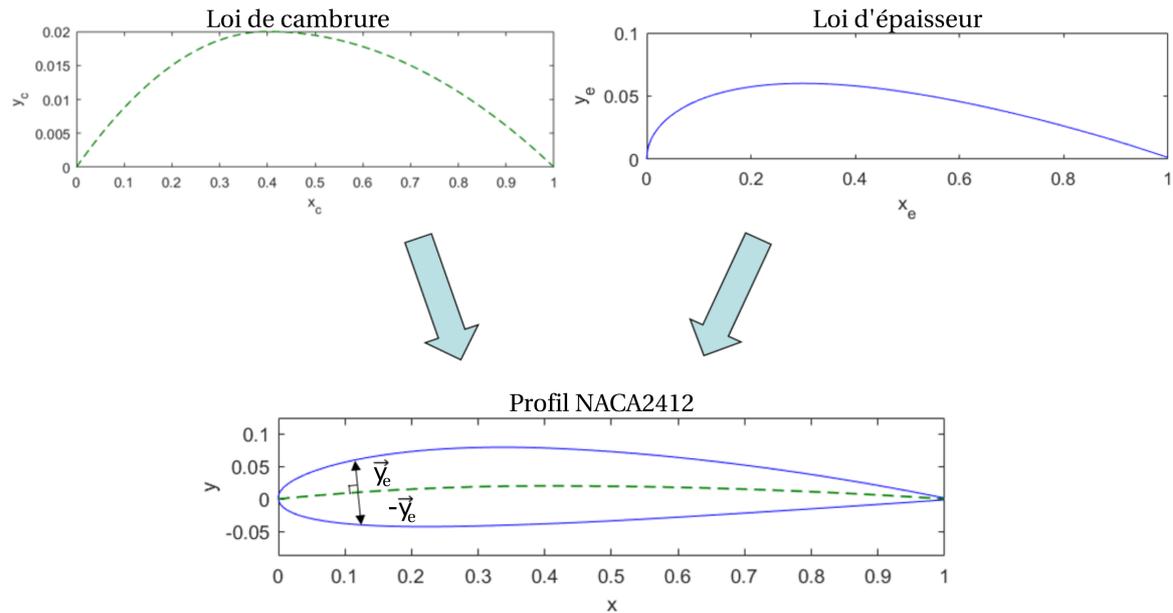


FIGURE 4.4 – Construction à partir de lois d'épaisseur et de cambrure du profil NACA2412

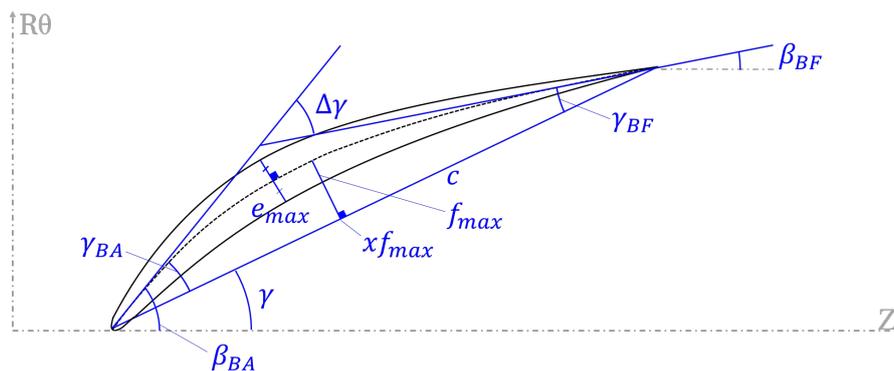


FIGURE 4.5 – Paramètres principaux des sections des aubes

### 4.1.3 Méthode de fabrication du fan

Le fan est fabriqué par l'entreprise Duc Helices<sup>1</sup> qui est spécialisée dans la conception et la production d'hélices en composite. Le processus de fabrication consiste à découper, orienter puis assembler des nappes de carbone imprégnées d'époxy dans deux demi-moules, un pour l'intrados et un pour l'extrados. La forme des nappes et leur nombre créent l'épaisseur locale de l'aube. Les deux moules sont ensuite assemblés et mis sous presse avant d'effectuer la polymérisation de l'époxy à chaud.

Le fan est constitué de nappes de 0.15 mm d'épaisseur. Les caractéristiques mécaniques du matériau ont été détaillées section 3.1. Dans une nappe, les fibres de carbone sont principalement orientées dans une direction privilégiée (99% du total). Les fibres restantes servent à renforcer les nappes dans les autres directions<sup>2</sup>. Chaque nappe peut être orientée dans une direction choisie afin d'obtenir le comportement souhaité de la structure. L'utilisation des nappes composites unidirectionnelles ajoute donc de nombreux degrés de liberté lors de la conception. À partir de la

1. <http://www.duc-helices.com>

2. <https://www.hexcel.com/Products/Fabrics-Reinforcements/Unidirectional-Fabrics>

géométrie à chaud des aubes, l'orientation des nappes permet en particulier d'influer sur les contraintes statiques et les modes propres sans modifier l'aérodynamique à la vitesse nominale. Les orientations de toutes les nappes sont définies par rapport à une direction de référence. Dans le cas d'objets non-plats et a fortiori avec une géométrie complexe comme le fan, cette orientation est imposée en un point de référence. L'orientation locale des fibres de carbone dans le reste de l'aube est déterminée en fonction de la courbure de la structure par la technique de drapage, ou *draping* [WANG et al., 1999]. Dans le cas de l'ECL5, l'angle d'orientation  $\delta$  est défini par rapport à la projection de la direction radiale sur la surface médiane (voir section 3.1.3), qui est aussi la collection des lignes de cambrure. Son signe est fixé comme sur la figure 4.6. Le point de référence est placé sur la surface médiane au centre du bulbe. Ce point est choisi car le bulbe n'a pas de cambrure ni de calage, ce qui facilite son utilisation comme référence.

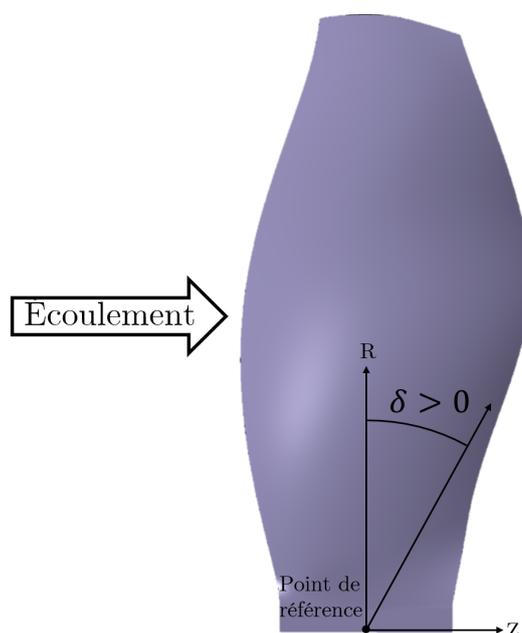


FIGURE 4.6 – Définition de l'orientation des nappes de composite

Les nappes sont numérotées de la plus grande à la plus petite en surface sur chaque demi-épaisseur. Elles sont classées en deux catégories : les nappes de corps et les nappes de coeur. Les nappes de corps sont les 18 plus grandes sur chaque demi-épaisseur (numérotées de 1 à 18), soit 36 nappes sur un total d'une centaine dans l'aube. Elles correspondent globalement aux nappes qui composent la partie aérodynamique de l'aube. Les nappes de coeur sont toutes les nappes plus petites. Elles permettent principalement de réaliser l'épaisseur du pied qui assure la jonction avec le disque. La figure 4.7 illustre quelques-unes de ces nappes. En particulier, la première nappe de corps (figure 4.7b) englobe la totalité de l'aube. Elle est située sur l'extrados et l'intrados afin d'assurer le meilleur état de surface possible au contact du fluide. La nappe de la figure 4.7d est la plus grande nappe de coeur. Les nappes sont empilées pour chaque demi-épaisseur suivant un ordre précis alternant nappes de corps et nappes de coeur (voir figure 4.7a) afin d'homogénéiser les contraintes.

Les nappes intrados et extrados vont par paire : la  $i^{\text{ème}}$  nappe à l'intrados a la même orientation que la  $i^{\text{ème}}$  nappe extrados. Cette caractéristique est nécessaire pour deux raisons. D'une part à cause du processus de fabrication : l'époxy est polymérisé à température élevée, l'aube se rétracte en refroidissant et ce processus n'est pas maîtrisé avec précision. Avoir des nappes de même orien-

tation à l'intrados et à l'extrados permet d'avoir des contraintes liées au refroidissement qui soient symétriques entre l'intrados et l'extrados et de ne pas déséquilibrer l'aube. D'autre part cette caractéristique permet d'éviter les effets de membrane et d'avoir des contraintes plus homogènes par rapport à la surface médiane [BARREAU et GUEDRA DEGEORGES, 2004].

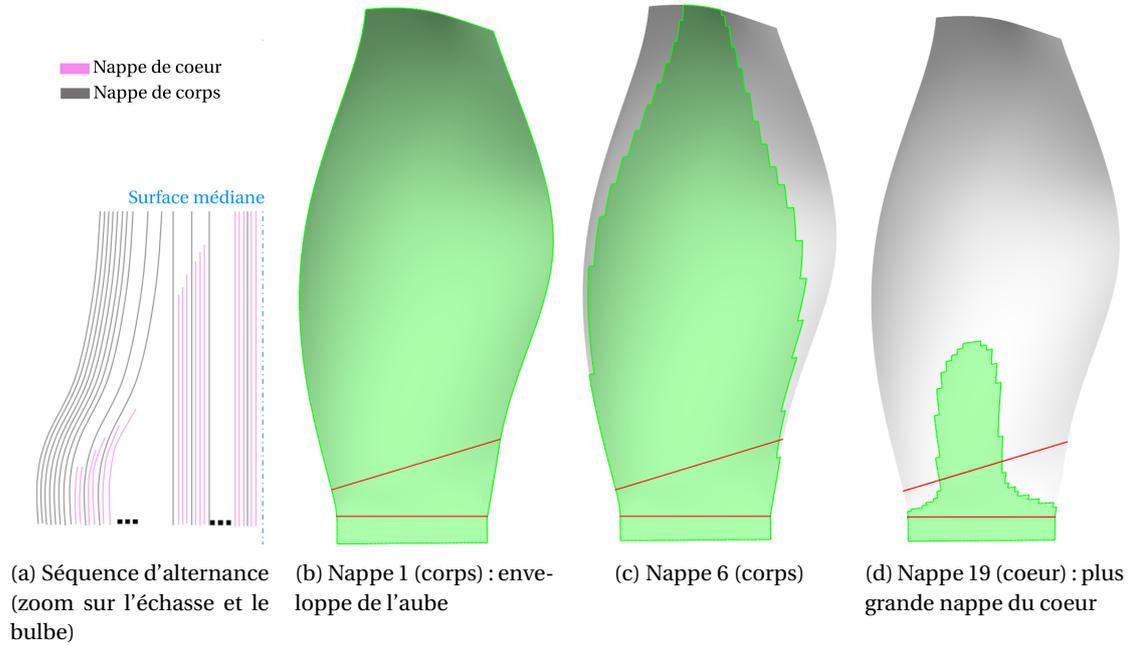


FIGURE 4.7 – Exemples de nappes de l'extrados du fan (colorées en vert)

## 4.2 Description et spécificités de la configuration ECL5

### 4.2.1 Détail de la vue méridienne de l'étage

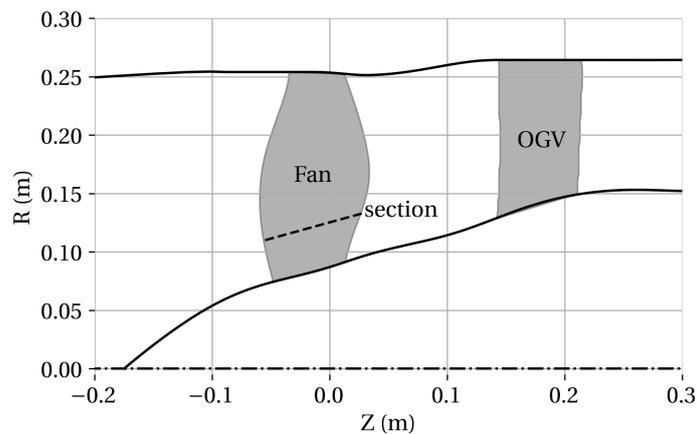


FIGURE 4.8 – Veine méridienne de l'ECL5

La figure 4.8 présente la vue méridienne détaillée de la configuration ECL5. La veine est constituée d'éléments propres cette configuration et d'autres réutilisés d'autres projets ce qui explique les ondulations du moyeu. Le carter est incliné au niveau du bord de fuite du fan pour réduire l'in-

ténacité de l'écoulement de jeu. Le rapport des rayons moyeu/carter au bord d'attaque du fan est de 0.29 ce qui est caractéristique des fans à fort taux de dilution. À titre de comparaison, le CFM56 (taux de dilution de 5) a un rapport des rayons moyeu/carter de 0.37. Le fan et l'OGV sont éloignés au minimum de 11 cm (soit plus d'une corde du fan) ce qui diminue l'amplitude des excitations d'ordre azimutal  $m = 16$  des sillages du fan sur l'OGV par effet de mélange [OLIVIERA, 1999]. La veine dans l'OGV est fortement convergente, le rapport des rayons moyeu/carter au bord de fuite de l'OGV est de 0.56. Cela permet d'étendre la plage de fonctionnement de l'OGV vers les faibles débits masse en réduisant le décollement de coin, mais cela abaisse le débit masse maximal par blocage sonique en réduisant la section du canal inter-aube.

## 4.2.2 Géométrie fan

La géométrie du fan est le résultat de nombreux compromis entre objectifs aérodynamiques et contraintes géométriques ou mécaniques. Cette section détaille les principales caractéristiques de l'aube en expliquant les raisonnements ayant conduit à ces choix.

### 4.2.2.1 Description générale

Les sections du fan à différentes hauteurs de veine sont présentées sur la figure 4.9. Le terme « Echasse » désigne la section raccordant l'échasse au bulbe (voir figure 4.2). Les principaux paramètres de ces sections sont tracés en fonction de la hauteur sur la figure 4.10.

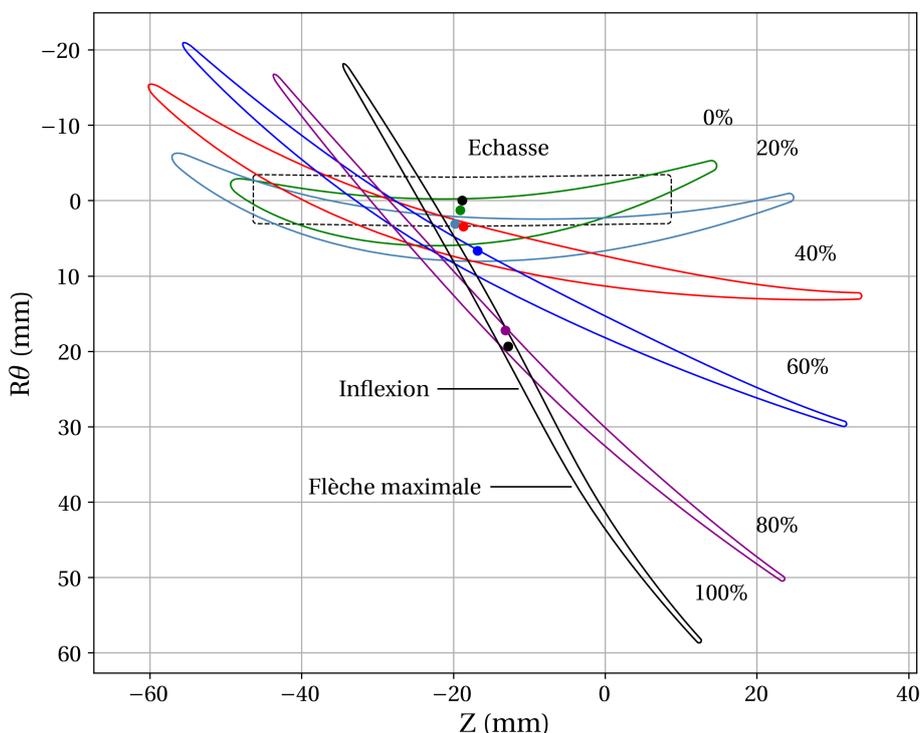


FIGURE 4.9 – Sections fan à froid. Les points indiquent leur centre de gravité

**Pied de l'aube - Raccord bulbe** La géométrie du pied de l'aube à 0%H est déterminée à partir des contraintes géométriques et mécaniques liées au bulbe. En effet, le disque impose un bulbe sans

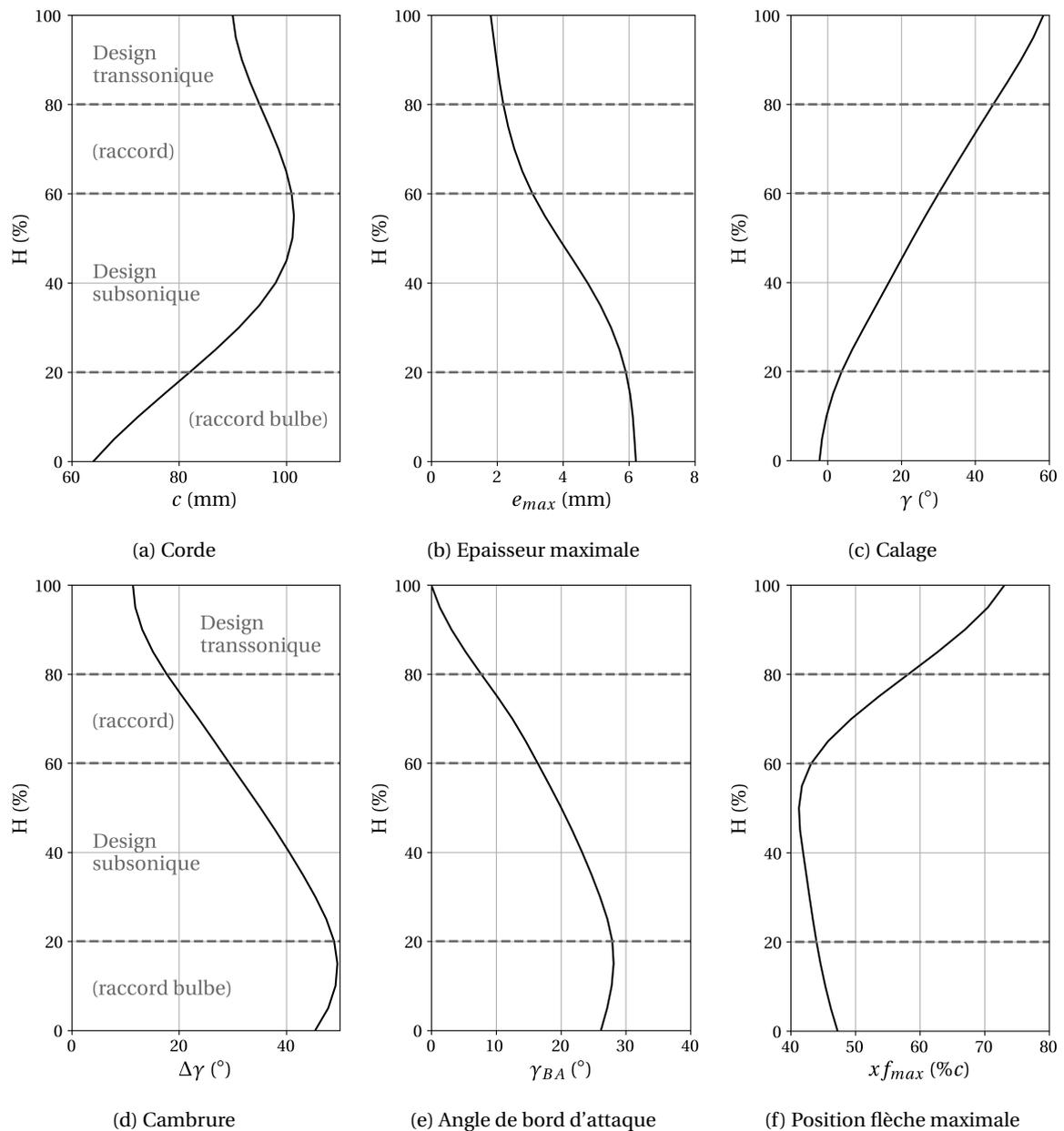


FIGURE 4.10 – Paramètres du fan à froid en fonction de la hauteur de veine

courbure, court et d'épaisseur constante. Dans le même temps, le pied de l'aube est peu significatif du point de vue des performances aérodynamiques, car le débit qui y passe est faible. Les formes de l'échasse et du pied de l'aube ont été optimisées pour éviter les concentrations de contraintes statiques qui pourraient diminuer les contraintes dynamiques admissibles. La corde (figure 4.10a), la cambrure (figure 4.10d) et l'angle au bord d'attaque (figure 4.10e) de l'aube sont ainsi réduits en pied pour que la transition avec le bulbe soit la plus régulière possible.

**Mi-hauteur de l'aube - Design subsonique** A mi-hauteur de l'aube, de 20% $H$  et 60% $H$ , les profils sont adaptés à l'écoulement qui est principalement subsonique au point de design : ils ont une cambrure importante (figure 4.10d) et la position de la flèche maximale est légèrement en amont de la mi-corde (figure 4.10f). A 20% $H$ , la cambrure est maximale pour générer l'augmentation de

pression totale en déviant l'écoulement. La corde est déterminée afin d'atteindre cette déflexion voulue sans faire apparaître de décollement de la couche limite (figure 4.10a). Plus le profil est placé haut dans la veine et moins il est cambré. En effet, l'écoulement devient progressivement transsonique et le taux de pression est réalisé de plus en plus par l'onde de choc. Un profil trop cambré générerait un décollement de la couche limite.

**Tête de l'aube - Design transsonique** En tête d'aube, de 80%H et 100%H, les profils sont peu cambrés (figure 4.10d) pour s'adapter à l'écoulement transsonique au point de design. La position de la flèche maximale recule vers le bord de fuite (figure 4.10f) et l'angle au bord d'attaque atteint 0° à 100%H (figure 4.10e). Cela crée l'apparition d'un point d'inflexion entre le bord d'attaque et la position de la flèche maximale (figure 4.9) et donc une courbure négative de l'extrados. Elle génère un gradient de pression adverse plus faible qui diminue le décollement de la couche limite lié à l'onde de choc. Ceci est caractéristique des profils pouvant fonctionner à des régimes supersoniques.

La corde diminue en tête. Ce choix est lié à deux considérations.

- La manière dont est produit le taux de pression. A cette hauteur de veine au point de fonctionnement nominal, le taux de pression est principalement dû à l'onde de choc plutôt qu'à la déflexion de l'écoulement. Une corde importante, permettant à courbure constante de réduire le gradient de pression adverse pour se prémunir contre le décollement de la couche limite, n'est donc pas nécessaire.
- La taille du jeu en tête d'aube, détaillée dans le paragraphe suivant.

**Jeu en tête** Afin de maîtriser le jeu en tête tout au long des campagnes d'essais, la tête d'aube ne doit pas entrer en contact avec le carter. Ce choix de conception a pour conséquence que le jeu est plus important que sur une configuration industrielle, ce qui renforce les écoulements de jeu, néfastes pour les performances et la stabilité. Un objectif de conception introduit pour le fan ECL5 est que cet écoulement soit minimal, en particulier aux vitesses partielles.

Du point de vue mécanique, il est nécessaire de minimiser la variation du jeu avec la vitesse de rotation pour atteindre cet objectif. Une solution pour la limiter est de réduire le moment statique en tête pour réduire les efforts centrifuges qui ferment le jeu<sup>3</sup>. Ainsi, la corde est réduite en tête par rapport à la mi-hauteur de veine (figure 4.10a).

Du point de vue aérodynamique, il est possible de réduire la différence de pression statique intrados/extrados pour limiter l'écoulement de jeu. Il faut alors décharger la tête en réduisant le taux de pression. Ainsi la tête de l'aube réalise un taux de pression moins important (voir section 4.3.2), ce qui est compatible avec la réduction de la corde. En revanche, pour atteindre l'objectif global  $\Pi_{t-t} = 1.35$ , il faut reporter à des hauteurs de veine intermédiaires la charge, d'où une corde plus importante entre 40%H et 80%H.

La taille du jeu est déterminée après analyse aéro-mécanique et en tenant compte les déplacements statiques et vibratoires de l'aube, les tolérances de fabrication, les dilatations thermiques et la marge minimale au contact (0.3mm). Le tableau 4.1 détaille le jeu pour les vitesses de rotation principales.

3. Une autre solution serait de rigidifier l'aube, mais ce ne serait pas applicable au fan sans dégrader fortement les performances aérodynamiques

Vitesse de rotation (Nn)	Jeu (mm)		Jeu (% $c_{100\%H}$ )	
	BA	BF	BA	BF
0	1.00	1.50	1.12	1.69
50	0.98	1.30	1.10	1.46
80	0.87	1.12	0.98	1.26
100	0.78	0.99	0.88	1.11
105	0.77	0.92	0.86	1.03

TABLEAU 4.1 – Jeu au bord d’attaque et au bord de fuite en fonction de la vitesse de rotation (exprimé en mm et en pourcentage de la corde en tête)

#### 4.2.2.2 Autres paramètres

**Calage** Le fan est fortement vrillé : le calage varie de  $-2^\circ$  en pied à  $58^\circ$  en tête (figure 4.10c). C’est une conséquence du rapport des rayons moyeu/carter faible. En effet la vitesse d’entraînement  $U_e$  varie linéairement avec le rayon. Au point de design, elle est donc de 292 m/s en tête contre 86 m/s seulement en pied.

**Épaisseur** L’épaisseur maximale des profils (figure 4.10b) décroît en fonction de la hauteur. En particulier, l’épaisseur en tête est minimale afin de réduire au maximum les efforts centrifuges. Ce choix est également adapté aux écoulements transsoniques et permet de réduire l’intensité des ondes de choc.

De plus, la décroissance en fonction de la hauteur assure qu’aucune nappe n’est un « poids mort » : elles descendent toutes jusqu’au bulbe et contribuent à la raideur de l’aube là où les contraintes sont les plus élevées. Afin d’assurer une résistance maximale face au phénomène de délaminage, l’aube a été conçue de façon à être toujours constituée d’un minimum de 4 nappes (2 par demi-épaisseur) qui peuvent donc être orientées dans des directions orthogonales. Ainsi, l’épaisseur minimale est de 0.67 mm à un 1.0 mm du bord d’attaque et de 0.62 mm à un 1.0 mm du bord de fuite.

**Position des sections** La position du centre de gravité des sections dans le plan  $(Z, R\theta)$  est indiquée sur la figure 4.9. Chaque centre de gravité de section est positionné pour que le torseur global des sollicitations en flexion - dans la section - dû au centrifuge et au chargement aérodynamique soit minimisé par compensation des moments. Pour cela, le centre des sections est décalé du côté de l’extrados. En effet, le moment dû au centrifuge génère alors un moment de l’intradados vers l’extrados, tandis que les forces aérodynamiques génèrent un moment de l’extrados vers l’intradados comme l’illustre la figure 4.11 pour la section à 60%H. Une fois les moments équilibrés, la principale sollicitation restante à reprendre est celle des efforts radiaux : les contraintes dans la matière sont minimisées ce qui permet d’obtenir un meilleur compromis entre masse des sections et déplacement statique.

#### 4.2.3 Orientation des nappes du composite

L’orientation des nappes a été optimisée afin d’obtenir le comportement mécanique voulu. En effet, le comportement aérodynamique à la vitesse de rotation nominale ne dépend pas de ces orientations, car la géométrie de référence est directement définie à cette vitesse. Par contre, plus

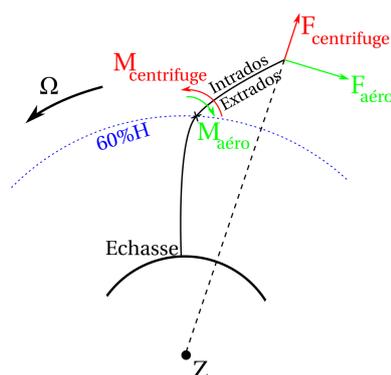


FIGURE 4.11 – Schéma des moments créés par les efforts aérodynamiques et centrifuges en tête d'aube sur la section à 60%H

l'écart avec la vitesse nominale est grand et plus l'orientation des nappes aura un impact sur l'aérodynamique stationnaire en modifiant la façon dont se déforme l'aube. Par ailleurs, l'orientation des nappes peut avoir un impact important sur les modes propres de la roue aubagée [SCHMID et al., 2019]. Les degrés de liberté apportés par les nappes composites permettent de découpler en partie les contraintes mécaniques des objectifs aérodynamiques. Leur orientation a été choisie en deux temps : tout d'abord pour limiter la déformée et les contraintes statiques, puis pour de positionner au mieux les coïncidences dans le diagramme de Campbell. Il a été constaté que les nappes de coeur ont une influence négligeable sur le comportement global de l'aube du fait de leur faible extension radiale (voir figure 4.7d). Leur orientation a été fixée à 0° qui est la direction principale des contraintes sous efforts centrifuges. L'orientation des 18 nappes de corps, présentée dans le tableau 4.2, a été choisie spécifiquement pour atteindre le comportement aéro-mécanique voulu. Les 2 nappes extérieures sont orientées à 90° d'écart pour limiter au maximum les risques de délaminage dans les zones les plus fines où il n'y a que quatre nappes : le bord d'attaque et le bord de fuite en tête d'aube. L'orientation  $\pm 45^\circ$  assure que les deux nappes participent à la tenue aux efforts statiques contrairement à une orientation 0°/90°. En effet dans ce cas, la participation d'une des deux nappes aurait été négligeable sous les efforts statiques. L'orientation des nappes 3 à 18 a été optimisée par essais/erreurs pour maximiser les écarts entre les fréquences des modes et les harmoniques de la vitesse de rotation à 110Nn (voir section 4.4.3).

## 4.2.4 Géométrie OGV

### 4.2.4.1 Présentation générale

La contrainte principale de conception de l'OGV est d'assurer un écoulement aval aligné sur l'axe de la machine tout en limitant les phénomènes de décollement et de blocage sonique pour assurer la plage de fonctionnement la plus large possible. La déflexion réalisée par l'OGV est donc importante, de l'ordre de 40°, au point de design. La figure 4.12 présente les sections de l'OGV et la figure 4.13 les paramètres principaux qui y sont associés. A l'exception de la section à 100%H, les autres sections varient peu. La corde (figure 4.13a) est supérieure à celle trouvée sur des configurations industrielles (voir figure 1.1) pour limiter le chargement linéique de la section. Cet OGV n'ayant pas pour objectif d'être représentatif d'une configuration pouvant être montée sur un turboréacteur et n'étant pas en rotation, son poids n'est pas un facteur dimensionnant. L'épaisseur (figure 4.13b) est faible en pied afin d'augmenter la largeur du canal inter-aube et donc d'aug-

	Nappe	Orientation
Extérieur de l'aube	1	45°
	2	-45°
	3	-15°
	4	-30°
	5	15°
	6	-15°
	7	70°
	8	0°
	9	0°
	10	-15°
	11	0°
	12	0°
	13	60°
	14	-60°
	15	0°
	16	0°
Intérieur de l'aube	17	60°
	18	-60°

TABLEAU 4.2 – Orientation des nappes composites de corps dans le fan

menter le débit de blocage. L'épaisseur augmente avec la hauteur afin de rigidifier l'aube vis-à-vis des contraintes mécaniques. De même, la flèche (figure 4.13e) est réduite au maximum afin d'augmenter cette section débitante sans générer de décollement. L'OGV fonctionne dans des conditions d'écoulement haut subsonique au point de design, la flèche maximale est donc placée proche de la moitié de la corde.

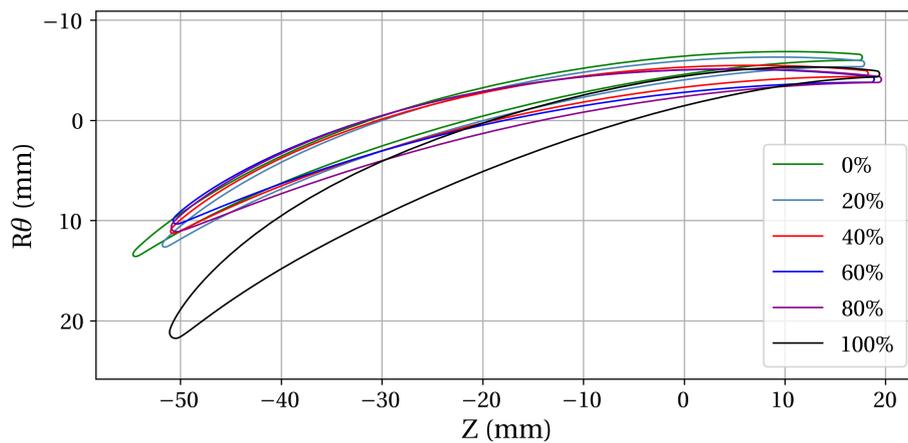


FIGURE 4.12 – Profils de l'OGV

L'angle métal du bord de fuite  $\beta_{BF}$  (figure 4.13f) par rapport à l'axe machine est presque constant à  $-3^\circ$  sur toute la hauteur de la veine afin d'assurer un écoulement aval axial. Cet angle n'est pas nul pour prendre en compte la déviation du fluide par rapport à l'angle métal.

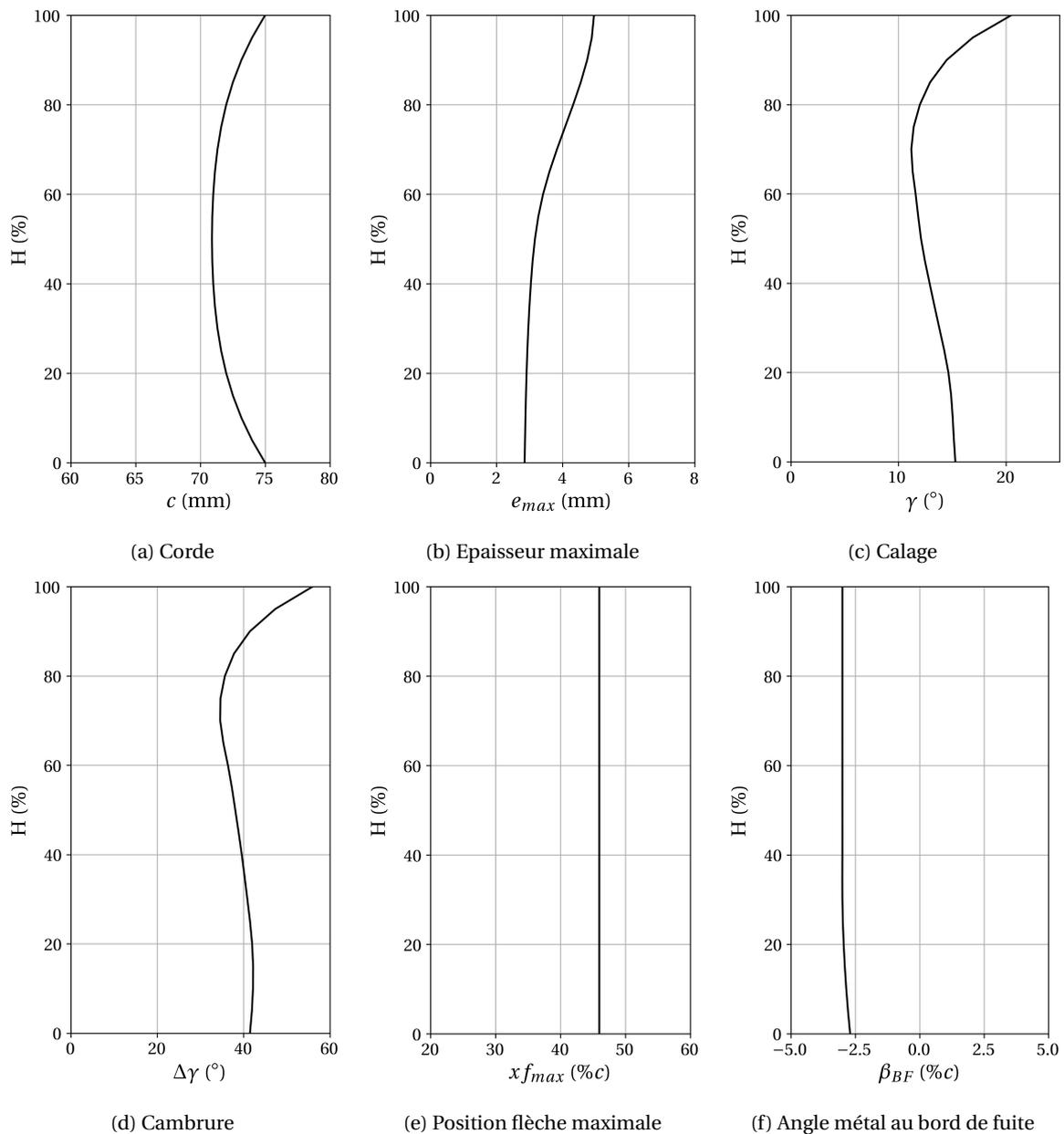


FIGURE 4.13 – Paramètres de l’OGV en fonction de la hauteur de veine

#### 4.2.4.2 Tête de l’aube

En tête, la section diffère de celles des autres hauteurs. Le calage (4.13c) et la cambrure (4.13d) augmentent fortement entre 80% et 100% de hauteur. Ce changement brusque permet d’adapter l’aube à l’écoulement à l’aval du jeu du fan qui se caractérise par une vitesse axiale plus faible que pour le reste de la veine, ce qui entraîne une incidence plus élevée. L’angle au bord de fuite  $\beta_{BF}$  étant fixé à  $-3^\circ$ , la cambrure et le calage sont augmentés en conséquence pour avoir une incidence optimale au point de design.

#### 4.2.4.3 Pied de l'aube

En pied de l'OGV, le phénomène de décollement de coin joue un rôle très important dans la conception. Plus la déflexion imposée à l'écoulement est importante et plus le décollement de coin l'est aussi. Pour l'ECL5, l'augmentation du rayon du moyeu à l'amont de l'OGV (figure 4.8) permet d'augmenter la vitesse axiale par conservation du débit ce qui diminue la déflexion que doit faire l'OGV. Cependant, la cambrure nécessaire du profil en pied est de  $42^\circ$  au point de design (figure 4.13d) ce qui reste une valeur importante.

Le décollement de coin est également sensible à la position des sections les unes par rapport aux autres suivant la direction de calage ou sa normale, respectivement appelées *sweep* et *lean* en anglais [SASAKI et BREUGELMANS, 1998]. Ces directions d'empilement sont illustrées figure 4.14b. L'ajout de lean et de sweep sur les aubes de l'OGV permet de limiter le décollement de coin (GALLIMORE et al. [2002], BAKHTIARI et al. [2015]).

Dans le cas de la configuration ECL5, les sections en pied sont empilées avec très peu de variation de position d'une section à l'autre, les sections à 0%H et 20%H se superposent dans le plan  $(Z, R\theta)$  (voir figure 4.12). Cependant dans le référentiel tangent au moyeu, le bord d'attaque présente une inclinaison semblable au sweep et au lean. En effet comme le moyeu à l'amont de l'OGV est incliné de  $17^\circ$  (voir figure 4.14a), l'écoulement rencontre le bord d'attaque à 0%H en premier. On peut donc définir un sweep et un lean équivalents en pied de l'OGV dans le repère local  $(R', R'\theta, Z')$  tangent à la surface du moyeu, car les lignes de courant hors couche limite suivent la paroi proche moyeu. Dans ce repère, les sections qui se superposaient dans le repère de la machine apparaissent décalées comme représenté sur la figure 4.14b. Le sweep et le lean ainsi définis et calculés entre les sections 0%H et 5%H sont respectivement de  $19.8^\circ$  et  $4.4^\circ$ .

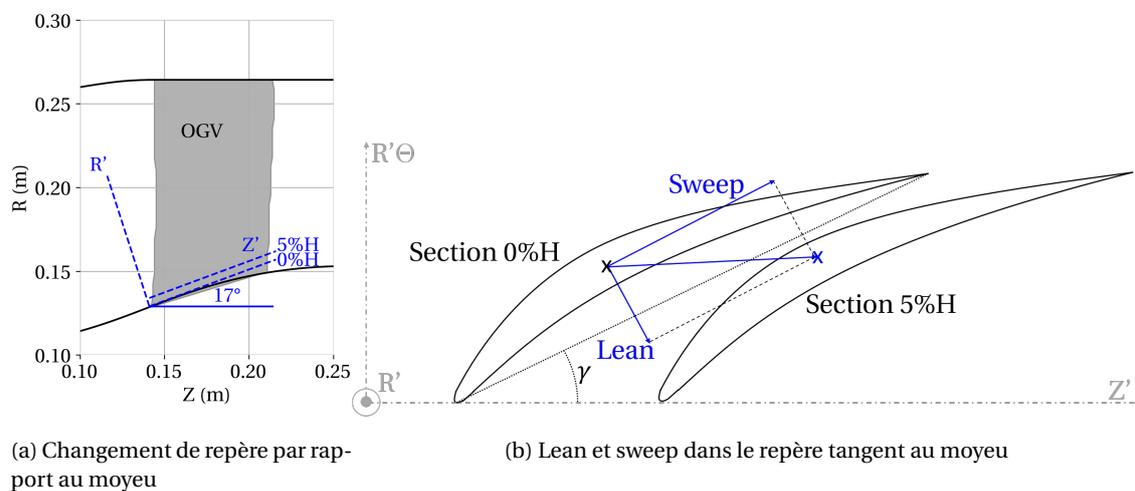


FIGURE 4.14 – Inclinaison de l'OGV par rapport au moyeu

### 4.3 Caractérisation aérodynamique stationnaire

Cette section décrit le comportement aérodynamique en cherchant à valider l'ensemble des critères établis dans le tableau 1.2. Après une présentation globale des performances, cette section suit les différents blocs de critères du tableau - point de design, 100Nn, 105Nn et limites de la plage de fonctionnement - auxquels s'ajoutent des analyses complémentaires.

### 4.3.1 Plage de fonctionnement et performances

La plage de fonctionnement aérodynamique de l'ECL5 est présentée figure 4.15 pour les régimes compris entre 50Nn et 105Nn. Pour chaque vitesse de rotation, une géométrie à chaud du fan a été obtenue à partir des champs de pression calculés le long de la ligne de fonctionnement (voir sections 3.1.1.2 et 3.1.2). Les lignes de niveau correspondent au rendement isentropique  $\eta$  qui caractérise le coût énergétique de la compression réelle par rapport à une compression adiabatique réversible. Un rendement élevé indique un écoulement avec des écoulements secondaires limités et peu de décollements. Pour chaque vitesse de rotation, une dizaine de points de fonctionnement ont été calculés. Les calculs ont été menés jusqu'à atteindre l'instabilité numérique pour les plus bas débits de chaque iso-vitesse.

Le point de design à 36.0 kg/s est bien le point de plus haut rendement de l'iso-vitesse 100Nn et le taux de pression atteint est  $\Pi_{t-t} = 1.353$ . De plus, il s'agit du point de plus haut rendement de l'ensemble de la plage de fonctionnement. Le rendement  $\eta$  est de 92.6%, ce qui est élevé pour un étage de compression axial. La configuration ECL5 est donc bien optimisée pour fonctionner au point de design.

La zone de rendement supérieur à 90% s'étend sur l'ensemble des régimes simulés. On peut en déduire que l'ECL5 présente un écoulement sain pour toutes les vitesses de rotation, ce qui est une condition nécessaire pour pouvoir accéder sans risque aux plus hautes vitesses lors des essais. La plage de fonctionnement peut être divisée en deux parties distinctes : les basses vitesses (de 50Nn à 70Nn) et les hautes vitesses (de 80Nn à 105Nn). Pour les basses vitesses, les iso-vitesses sont monotones et de faibles pentes. La plage de haut rendement  $\eta$  est plus restreinte que pour les hautes vitesses. Elles présentent toutes un écoulement subsonique sur l'ensemble des points de fonctionnement. Pour les hautes vitesses, les iso-vitesses se décomposent en trois sections : une partie centrale étendue, une rupture de pente à droite caractéristique du phénomène de blocage vers les hauts débits et une pente positive à gauche entre la limite de stabilité des simulations et le point de taux de pression maximal.

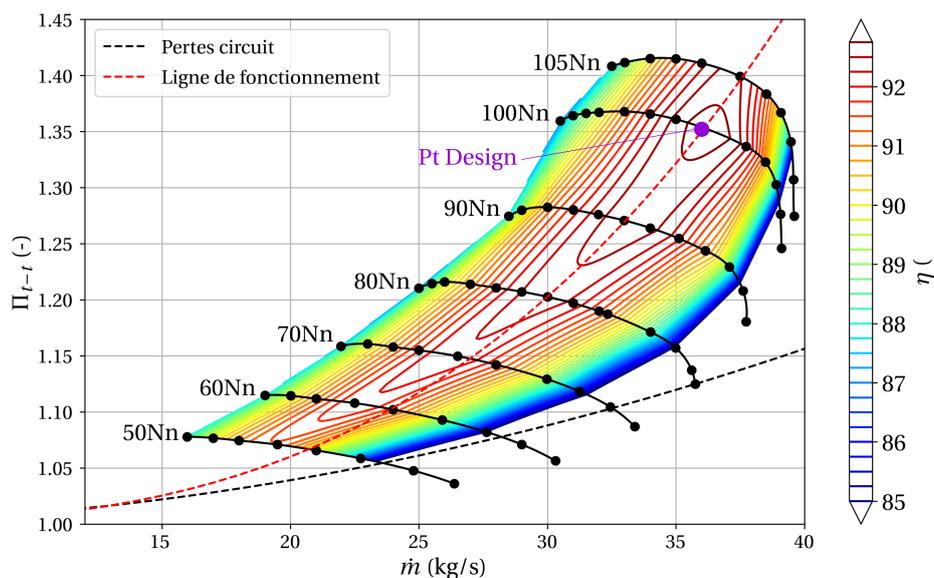


FIGURE 4.15 – Plage de fonctionnement de l'étage

### 4.3.2 Description de l'écoulement à 100Nn

#### 4.3.2.1 Comparaison des performances

Il est possible de décomposer l'iso-vitesse 100Nn en trois parties illustrées figure 4.16.

- La section à faible débit, en deçà du point OP-B, dans laquelle le taux de pression total à total diminue. Dans cette zone, les décollements de couche limite sont significatifs et l'écoulement de jeu est important.
- La section à haut débit, au-delà du point OP-C, pour laquelle toute ou partie de la veine est bloquée. Il est réparti entre le fan proche carter et l'OGV proche moyeu. Le blocage sonique se caractérise par des ondes de choc intenses qui produisent des décollements de couche limite.
- La section centrale autour du point de design OP-A. Elle se caractérise par un écoulement avec peu de décollements et d'écoulements secondaires. La variation de débit de cette zone de rendement supérieur à 90% représente 19% du débit nominal. Cette marge de part et d'autre de la ligne de fonctionnement permet d'assurer l'opérabilité de la configuration ECL5 pour les essais.

Les performances du fan seul sont caractérisées par la répartition radiale du taux de pression  $\Pi_{t-t}$  et du rendement isentropique  $\eta$ . Ces courbes permettent de comparer l'état du fluide entre l'amont et l'aval d'une aube. Elles sont tracées en considérant que les lignes de courant dans le plan méridien suivent des hauteurs de veine constantes. Pour rappel, les performances du fan et de l'OGV sont analysées à partir des plans définis sur la figure 3.3. La figure 4.17 présente ces performances pour les trois points de fonctionnement à la vitesse nominale introduits sur la figure 4.16. Le taux de pression est maximal entre 40%H et 60%H. Il diminue en pied à cause de la jonction avec le bulbe. Le rendement est élevé sur une large portion de la hauteur : plus de 95% entre 5%H et 85%H.

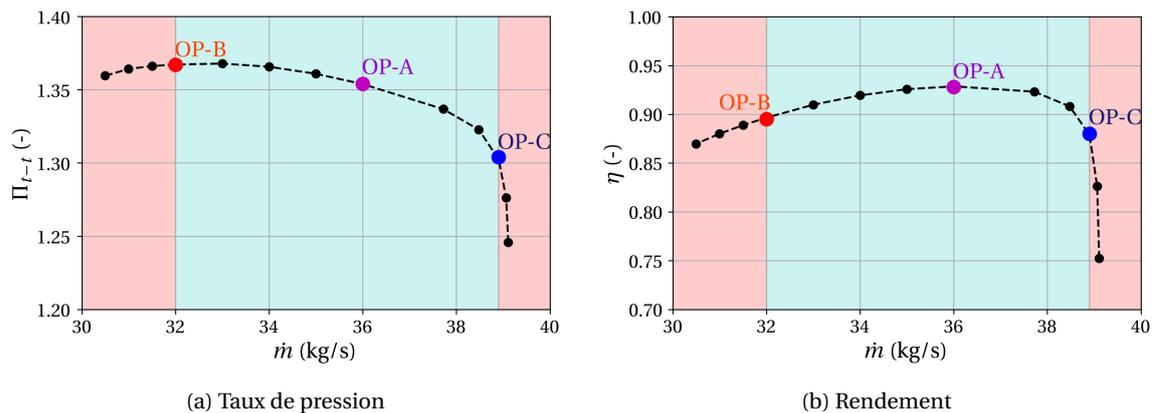


FIGURE 4.16 – Performances de l'étage à 100Nn

La figure 4.18 caractérise l'écoulement entre le fan et l'OGV. Pour rappel, l'écoulement incident sur le fan est uniforme et sans giration ( $\alpha = 0^\circ$ ). L'angle de l'écoulement incident sur l'OGV est donc produit par le fan et la forme de la veine. Entre 5%H et 80%H, cet angle varie peu. En pied, il a des valeurs comprises entre  $36^\circ$  et  $43^\circ$  en fonction du point de fonctionnement. Cet angle élevé favorise les décollements de coin. La quantité de mouvement débitante (figure 4.18b) est également réduite en pied ce qui favorise encore les décollements de coin. Au-delà de 80%H, on

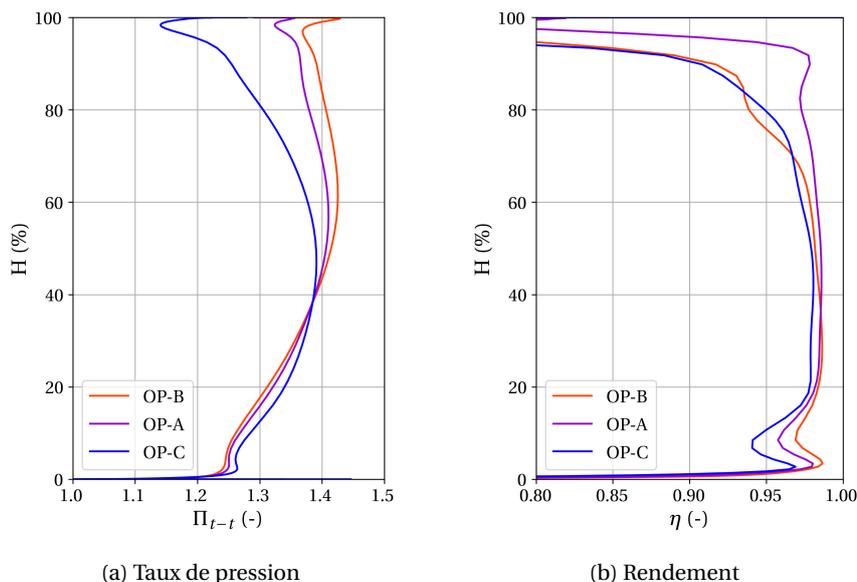


FIGURE 4.17 – Performances du fan à 100Nn

constate que l'écoulement est fortement impacté par le jeu en tête du fan : le débit diminue et l'angle de l'écoulement augmente rapidement.

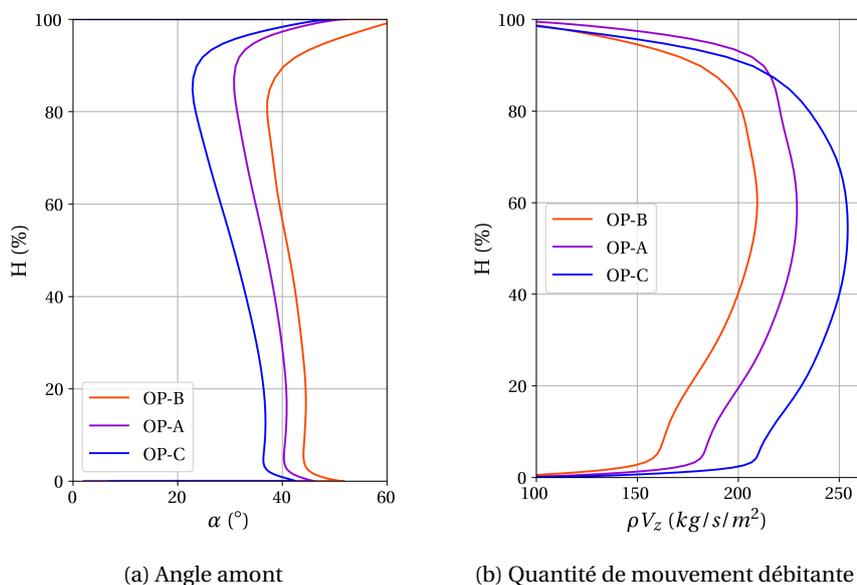


FIGURE 4.18 – Caractéristiques de l'écoulement incident sur l'OGV à 100Nn

La figure 4.19 présente les pertes relatives de pression totale entre l'amont et l'aval de l'OGV et l'angle de l'écoulement à l'aval pour les trois points considérés. Ces grandeurs permettent de caractériser l'OGV qui doit générer le minimum de pertes, en minimisant les décollements, tout en ayant la capacité de redresser l'écoulement. Les variations positives de la pression totale en dessous de 5% $H$  et au-dessus de 90% $H$  sont dues à l'approximation qui consiste à raisonner à hauteur de veine constante entre amont et aval. Cette approximation est acceptable tant que l'écoulement suit des lignes de courant à hauteur constante, mais pas en présence d'effet 3D importants comme les décollements de coin en pied et en tête. Les pertes dans l'OGV sont faibles au centre de la veine.

Des bras structuraux maintenant l'arbre de la machine sont présents à l'aval de la configuration ECL5. L'écoulement ne doit pas arriver sur ces bras avec une giration importante afin de ne pas provoquer de décollements sur ceux-ci. L'orientation de l'écoulement à l'aval par rapport à l'axe machine est inférieure à  $3^\circ$  pour tous les points de fonctionnement sauf proche moyeu. Dans la couche limite, l'angle augmente, car la vitesse axiale tend vers 0 m/s plus rapidement que la vitesse azimutale. Le point OP-B présente un angle de  $6^\circ$  à 20%H où l'écoulement est fortement impacté par le décollement de coin. Le redressement de l'écoulement par l'OGV est jugé acceptable en considérant la distance OGV/bras structuraux et les faibles valeurs de  $\alpha$  au-delà de 30%H.

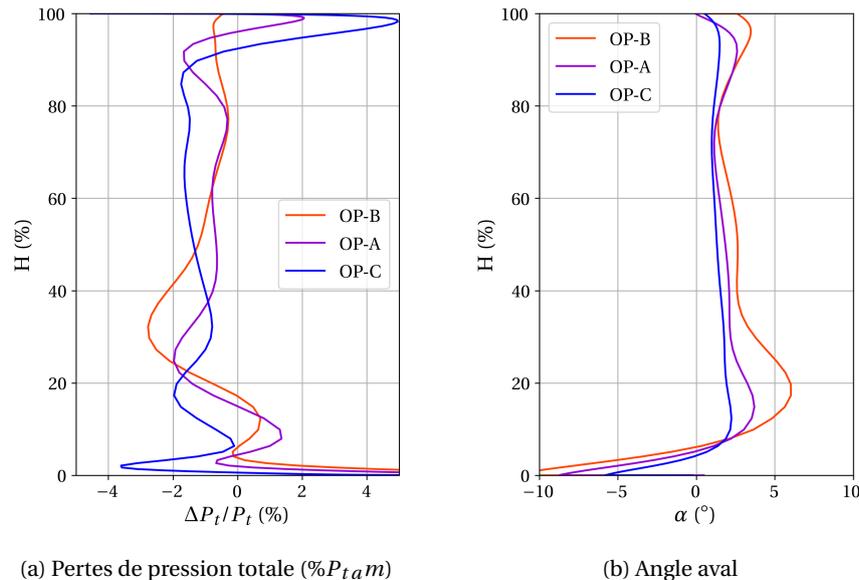


FIGURE 4.19 – Performances de l'OGV à 100Nn

Les paragraphes suivants décrivent le comportement aérodynamique aux trois points de fonctionnement OP-A, OP-B et OP-C. La description en se focalise principalement sur le fan, car l'analyse de stabilité aéroélastique à 100Nn (section 4.5) est menée sur ces points et en isolant de l'OGV (voir section 3.3). Les topologies d'écoulement observées à ces points sont représentatives de l'ensemble de celles observées le long de l'iso-vitesse.

#### 4.3.2.2 OP-A - Point de design (100Nn, 36.0 kg/s)

D'après la figure 4.17, le taux de pression à OP-A est maximal en milieu de veine ce qui est conforme aux critères de conception. Il est limité en pied par l'utilisation du disque préexistant qui impose une corde courte et limite la cambrure du profil (voir figure 4.10). Le taux de pression en tête est également un peu réduit afin de limiter les écoulements de jeu. Le rendement à OP-A est supérieur à 97% sur l'ensemble de la hauteur du fan, à l'exception du pied et de la tête. En dessous de 20%H, le rendement est réduit de 3% par la couche limite se développant sur le moyeu et par le décollement de coin, visualisable par les lignes de friction pariétales sur la figure 4.20b. L'impact du jeu sur le rendement se fait au-dessus de 90%H. La figure 4.20a montre les niveaux de nombre de Mach relatif isentropique sur l'extrados de l'aube. La ligne sonique  $M_{is} = 1$  est indiquée par un trait noir. La figure 4.22 présente également le nombre de Mach relatif dans le plan aube à aube à 80%H. Pour toute hauteur de veine, le nombre de Mach relatif en amont de l'onde de choc n'excède pas 1.3. En conséquence, cette onde ne génère aucun décollement comme cela peut être vérifié sur

la figure 4.20b. Les lignes de friction montrent également une migration radiale de l'écoulement, homogène sur la hauteur avec un angle méridien maximal de  $70^\circ$  proche du bord de fuite, mais l'absence d'écoulement de retour. Cet écoulement radial est la conséquence du chargement élevé de l'aube. L'écoulement est donc sain, malgré le jeu important et le chargement important à mi-hauteur de veine.

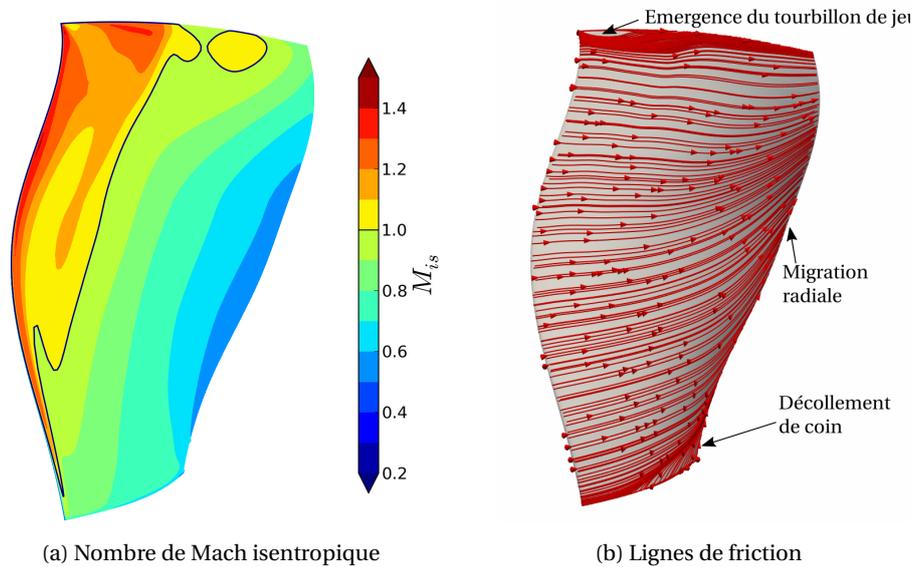


FIGURE 4.20 – Écoulement sur l'extrados du fan à OP-A

La figure 4.21 présente l'écoulement sur l'extrados de l'OGV à OP-A. L'écoulement est subsonique à l'exception d'une très petite poche supersonique proche du bord d'attaque. Les décollements de coin en pied et en tête sont limités.

Sur le fan comme sur l'OGV, l'écoulement sur l'intrados est subsonique ( $M_r < 0.8$ , voir figure 4.22) sur toute la hauteur de veine. Il ne présente pas de décollement de la couche limite, car l'incidence est positive.

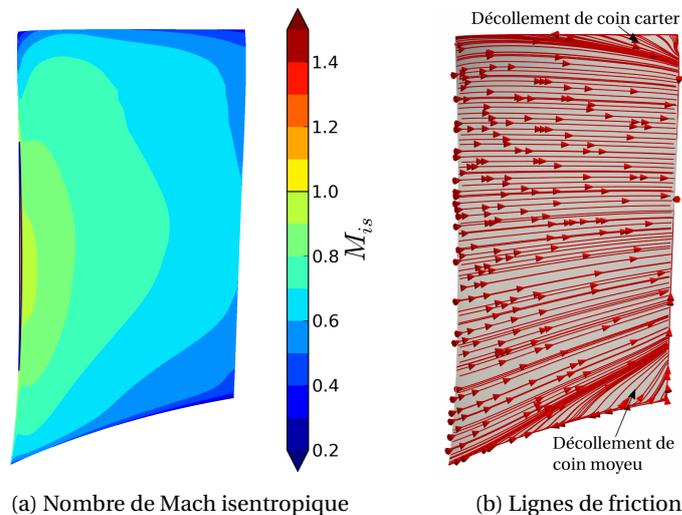


FIGURE 4.21 – Écoulement sur l'extrados de l'OGV à OP-A

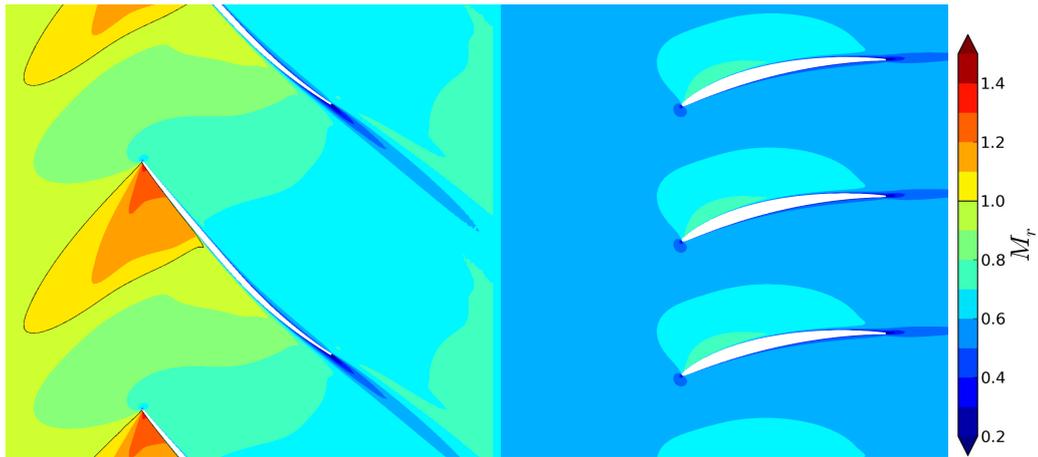


FIGURE 4.22 – Vue aube à aube du nombre de Mach relatif à 80%H à OP-A

#### 4.3.2.3 OP-B - Maximum du taux de pression (100Nn, 32.0 kg/s)

A plus faible débit, à OP-B, le taux de pression augmente dans la partie supérieure de l'aube (figure 4.17a) à cause de l'augmentation de l'intensité des ondes de choc (figure 4.23a). Le nombre de Mach relatif atteint à l'amont de l'onde de choc génère des bulles de décollement (figure 4.23b) à l'aval qui s'étendent au maximum sur 13% de la corde axiale avant que la couche limite recolle à la paroi. Le rendement est plus faible au-delà 70%H (figure 4.17b) à cause des pertes liées au décollement et à l'intensification de l'écoulement de jeu. Sur le reste de la hauteur, il est supérieur ou égal à celui d'OP-A. Enfin, au-dessus de 95%H sur la figure 4.23b, on observe des lignes de friction circulaires à l'amont de l'onde de choc qui traduisent l'émergence d'un tourbillon de jeu plus intense qu'à OP-A (figure 4.20b).

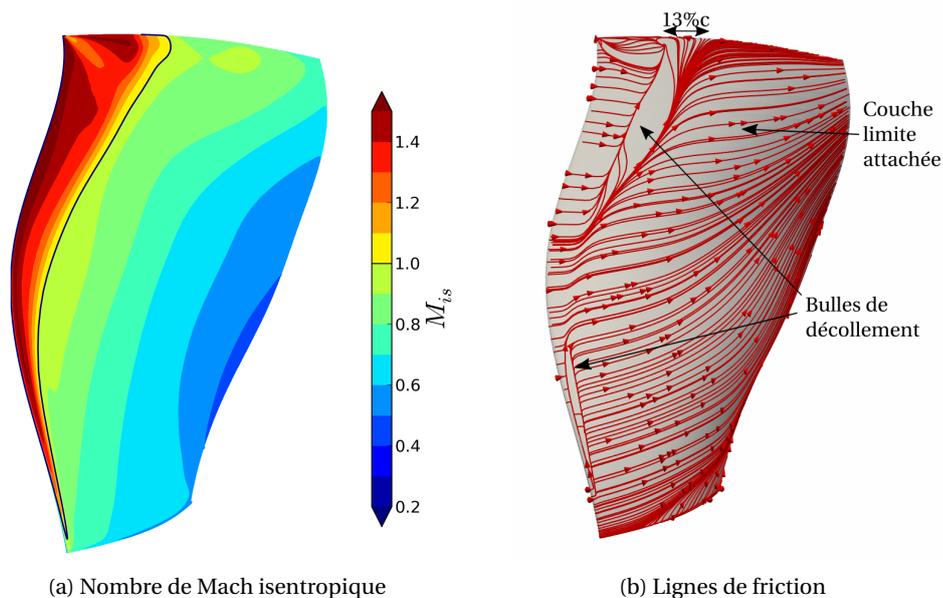


FIGURE 4.23 – Écoulement sur l'extrados du fan à OP-B

#### 4.3.2.4 OP-C - Proche blocage (100Nn, 38.9 kg/s)

Proche blocage, à OP-C, le taux de pression au-dessus de 40%H chute (figure 4.17a) en raison du blocage du canal inter-aube et de la génération de décollements par des ondes de choc fortes (voir figure 4.24). Le rendement de l'aube sur cette gamme de hauteur diminue en conséquence. Le pied de l'aube, en dessous de 40%H, garde un fonctionnement sain et un rendement élevé, car son chargement est plus faible que pour la tête de l'aube. Le blocage dans le stator est abordé plus en détail dans la section 4.3.5.

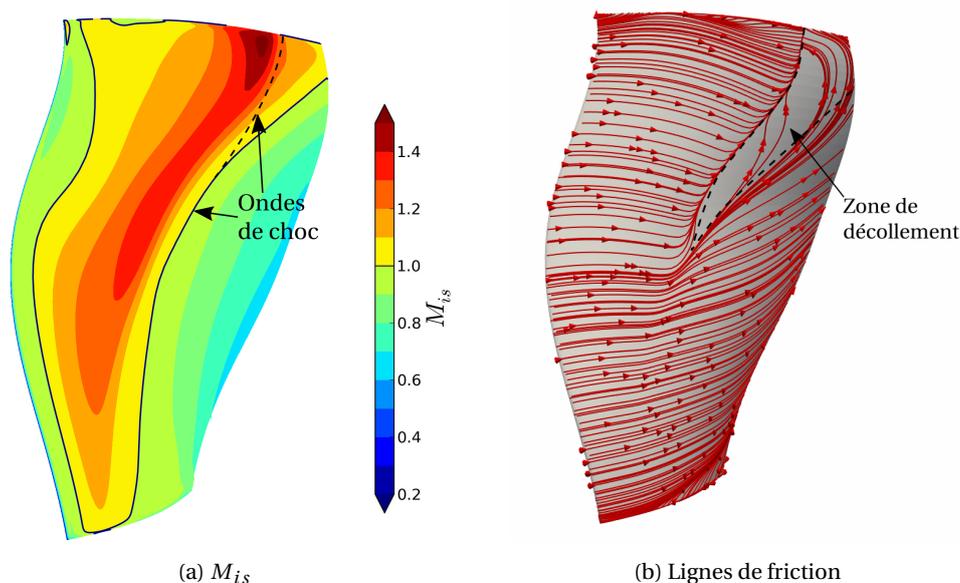


FIGURE 4.24 – Écoulement sur l'extrados du fan à OP-C

#### 4.3.3 Description de l'écoulement du fan à 105Nn sur la ligne de fonctionnement

On s'intéresse ici au point sur la ligne de fonctionnement à 105Nn, dont le débit est . Le nombre de Mach relatif amont en tête y est  $M_r = 1.08$ . Ce qui correspond aux fans modernes qui sont conçues pour fonctionner à des régimes supersoniques en tête. Pour rappel, à OP-A,  $M_r = 1.0$ . La figure 4.25 permet de comparer la topologie de l'écoulement à 90%H le long de la ligne de fonctionnement à 100Nn et 105Nn. Dans le premier cas, la poche supersonique sur l'extrados s'étend sur environ une corde à l'amont de l'aube et est située loin du bord d'attaque de l'aube adjacente si bien que celle-ci l'influence peu. Dans le second cas, l'écoulement amont est supersonique et l'onde de choc est plus influencée par l'aube adjacente. En effet, on peut constater la courbure de l'onde de choc due aux effets potentiels remontants du bord d'attaque de l'aube adjacente.

A 100Nn, l'onde de choc se situe à 35% de la corde alors que le maximum de flèche est à 65% de la corde et le nombre de Mach à l'amont de l'onde de choc est de 1.24. Pour éviter les décollements et obtenir des performances élevées, placer le maximum de flèche si proche du bord de fuite n'est donc pas nécessaire à cette vitesse de rotation. En revanche à 105Nn, le nombre de Mach relatif atteint 1.36 sur l'extrados et l'onde de choc se situe à 53% de la corde. Cette topologie de l'écoulement est plus représentative d'un fan industriel à son point de design et a justifié l'utilisation des profils en « S » avec une inflexion et une flèche maximale positionnée proche du bord de fuite. La flèche maximale ainsi reculée permet de présenter une surface quasi plane au niveau de l'onde de

choc et d'éviter un décollement de couche limite qui aurait été favorisé par une surface convexe.

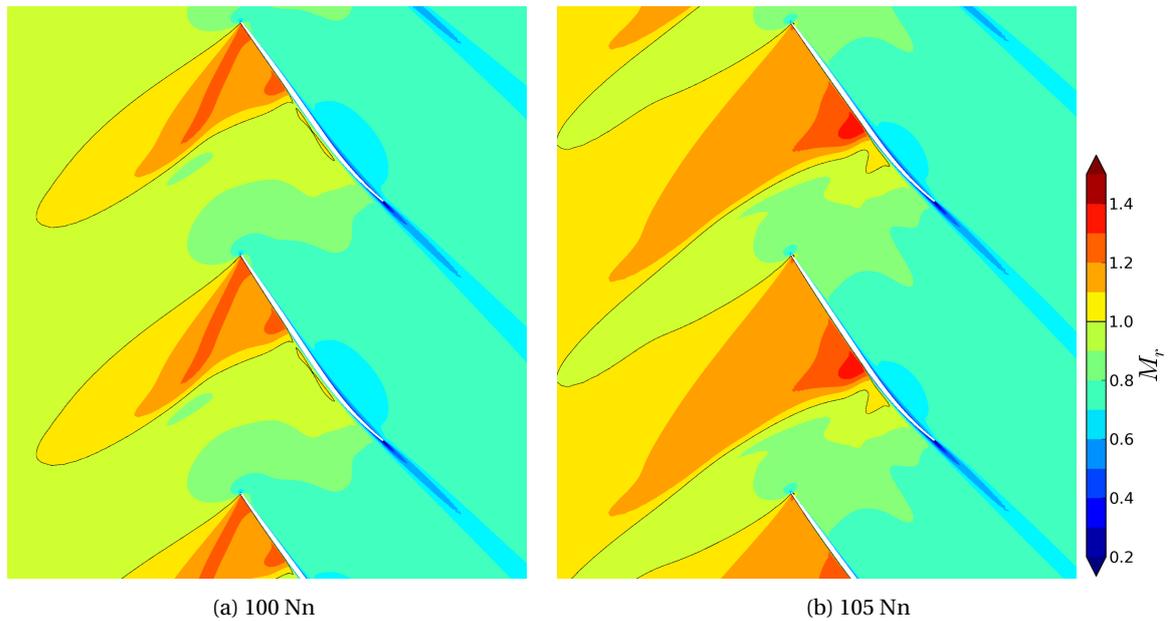


FIGURE 4.25 – Nombre de Mach relatif à 90%H le long de la ligne de fonctionnement

Le rendement de l'étage à ce point de fonctionnement est de 92.2% (voir figure 4.15). Ce rendement élevé est obtenu grâce à l'absence de décollements sur l'extrados de l'aube comme le montre la figure 4.26 malgré un nombre de Mach relatif supérieur à 1.3 en tête. Les profils aérodynamiques avec une inflexion en tête (voir figure 4.9) sont donc bien adaptés à des vitesses faiblement supersoniques et permettent d'améliorer la représentativité de la configuration ECL5.

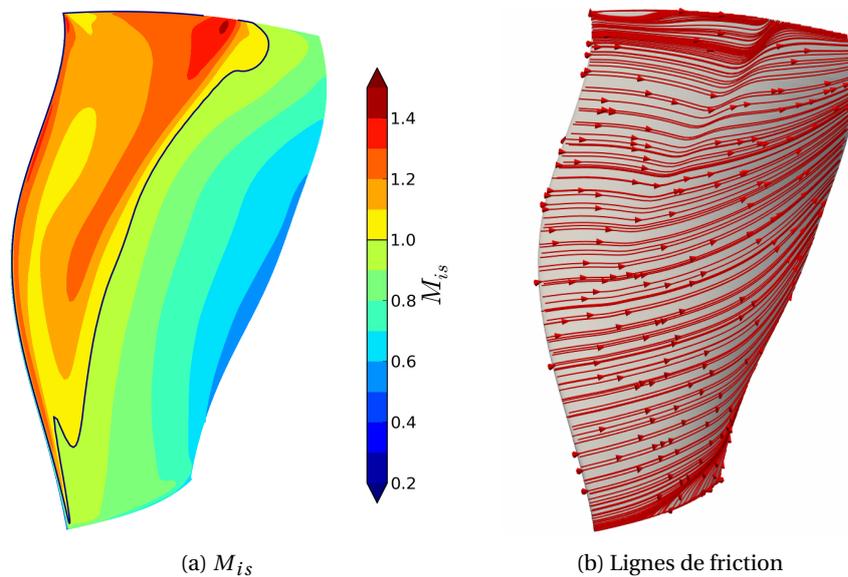


FIGURE 4.26 – Écoulement sur l'extrados du fan sur la ligne de fonctionnement à 105Nn

#### 4.3.4 Limites de la plage de fonctionnement à faible débit

Dans le cadre de simulation avec une méthode RANS, l'apparition des phénomènes instationnaires lorsque le débit tend vers les faibles valeurs va empêcher la convergence du calcul autour d'une représentation moyenne. Cette non-convergence est interprétée comme la limite de fonctionnement de l'étage à faible débit. Dans la réalité, d'autres phénomènes comme le décollement tournant et le pompage vont s'ajouter aux précédents et entraîner l'instabilité du système entier. Les calculs RANS monocanal ne permettent pas de reproduire ce type de phénomènes. Les paragraphes suivants ont pour objectif d'identifier les phénomènes responsables de la limite de stabilité aérodynamique.

##### 4.3.4.1 Décomposition du critère de stabilité

Sur la base des simulations effectuées, l'objectif est de déterminer si la stabilité du système est atteinte à cause du fan ou bien de l'OGV. Un critère admis pour s'assurer de la stabilité d'un étage de compresseur se base sur la pente du taux de pression totale à statique. Le système est considéré comme stable si cette pente est négative (voir équation 4.1).

$$\frac{\partial \Pi_{t-s}^{etage}}{\partial \dot{m}} < 0 \quad (4.1)$$

Ce critère permet de définir la contribution des composants à la stabilité de l'étage. Le taux de pression total à statique de l'étage peut être décomposé en une contribution de chacun de ses composants et peut s'écrire selon l'équation 4.2.

$$\Pi_{t-s}^{etage} = \Pi_{t-s}^{fan} \Pi_{s-s}^{OGV} \quad (4.2)$$

Cette décomposition a initialement été introduite par DEAN [1974] pour les compresseurs centrifuges. Par différentiation logarithmique, la participation de chaque composant à la stabilité peut être explicitée suivant l'équation 4.3. Le fan aura donc un comportement stabilisant si la pente de son taux de pression totale à statique est négative et l'OGV si la pente de son taux de pression statique à statique est négative.

$$\frac{\partial \Pi_{t-s}^{etage}}{\partial \dot{m}} = \frac{\Pi_{t-s}^{etage}}{\Pi_{t-s}^{fan}} \frac{\partial \Pi_{t-s}^{fan}}{\partial \dot{m}} + \frac{\Pi_{t-s}^{etage}}{\Pi_{s-s}^{OGV}} \frac{\partial \Pi_{s-s}^{OGV}}{\partial \dot{m}} \quad (4.3)$$

La figure 4.27 présente le taux de pression  $\Pi_{t-s}^{etage}$  et la décomposition entre le fan et l'OGV pour les iso-vitesses de 80Nn à 105Nn. Les limites des iso-vitesses sont bien atteintes lorsque la pente de  $\Pi_{t-s}^{etage}$  est nulle. On constate que l'OGV a une contribution stabilisante pour l'ensemble de la plage de fonctionnement. En particulier, la pente augmente proche de la limite de stabilité à 90Nn et 100Nn. Le fan a une contribution déstabilisante pour l'étage sur les points de fonctionnement à plus faible débit. Ce résultat indique que les phénomènes limitant la stabilité aérodynamique de la configuration ECL5 apparaissent dans le fan ce qui valide son design, l'ECL5 étant conçu pour étudier les instabilités du fan et non de l'OGV.

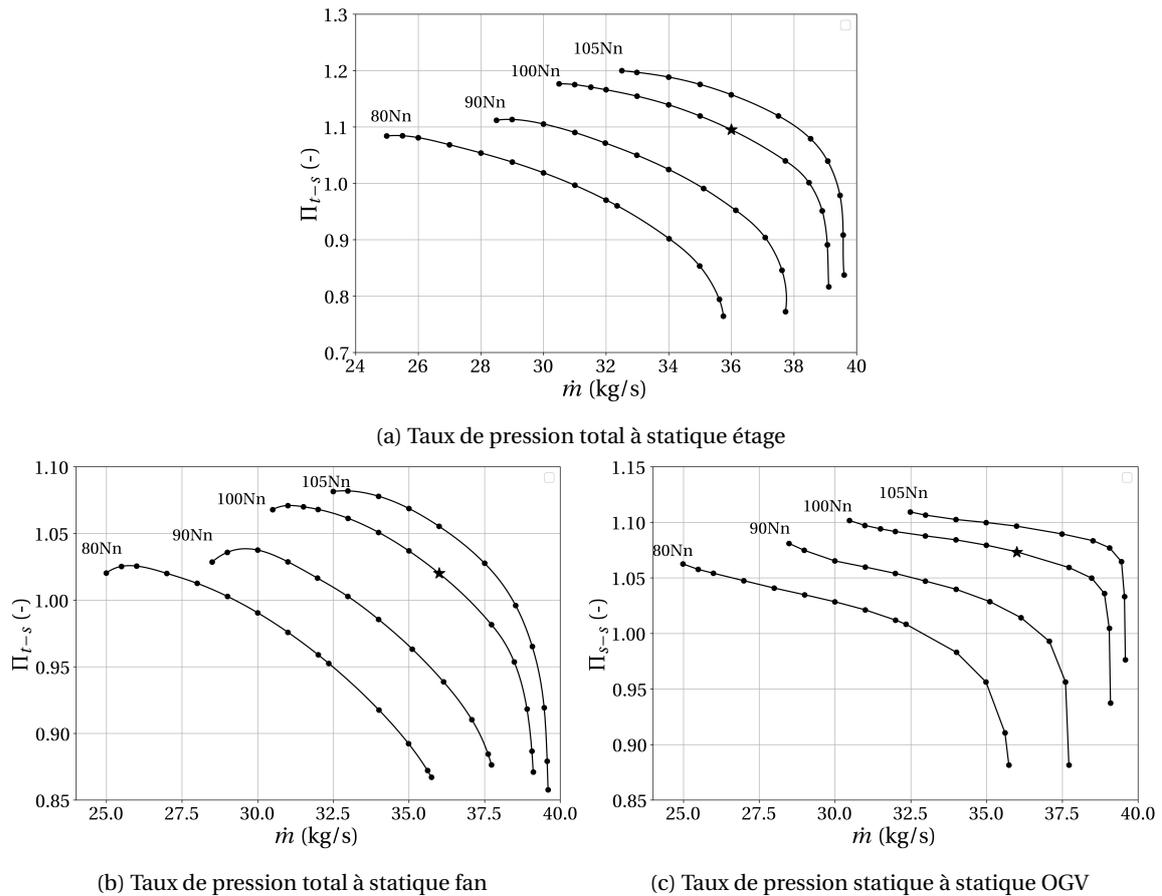


FIGURE 4.27 – Décomposition du taux de pression total à statique de l'étage

#### 4.3.4.2 Décollement de coin de l'OGV

Dans le cas de l'ECL5, le décollement de coin est observé en trois zones de l'écoulement : aux interfaces fan/moyeu (voir figure 4.20b), OGV/carter et OGV/moyeu (voir figure 4.21b). En effet, l'OGV est encastré dans la veine aux deux extrémités. Le décollement de coin le plus important se produit à la jonction entre l'OGV et le moyeu. Il peut produire de fortes instabilités qui limitent la plage de fonctionnement d'un compresseur. Comme l'objectif est d'étudier les instabilités du fan en priorité, on a cherché à obtenir le restreindre au maximum proche de la limite de stabilité pour ne pas risquer de perturber des mesures d'instabilités sur le fan.

Le décollement de coin est maximal lorsque l'incidence l'est aussi. Sur l'ensemble de la plage de fonctionnement, cela correspond au point de plus faible débit à la plus haute vitesse de rotation. Les lignes de friction pariétales sur l'extrados de l'OGV sont présentées pour ce point de fonctionnement sur la figure 4.28a. On observe trois poches de décollement sur l'aube : les décollements de coin au moyeu et au carter et également un décollement au bord d'attaque. Le décollement de coin au carter est bien plus petit que celui au moyeu. Le décollement au bord d'attaque est causé par l'incidence fortement positive de l'écoulement par rapport à l'aube. Ce décollement n'est pas significatif dans la limitation de la plage de fonctionnement, car les lignes de friction pariétale recollent rapidement à la paroi de l'aube. Dans cette configuration, seul le décollement de coin au niveau du moyeu peut causer une limitation de la plage de fonctionnement.

Le décollement de coin au moyeu se caractérise par une remontée des lignes de friction pa-

riétale du moyeu sur l'extrados jusqu'à une hauteur de veine de 35%H au niveau du bord de fuite. La figure 4.28b présente les lignes de friction à la jonction avec le moyeu et les lignes de courant 3D s'échappant du moyeu sous l'effet du décollement de coin. Ces lignes délimitent la surface de séparation du décollement. On observe que cette surface reste proche de l'aube. Il existe plusieurs indicateurs liés à une augmentation critique du décollement de coin.

- GBADEBO et al. [2005] montrent une corrélation entre l'augmentation rapide de la taille du décollement de coin et le nombre de points critiques.
- TAYLOR et MILLER [2017] montrent que le décollement de coin risque d'augmenter brusquement si les lignes de courant dans le décollement de coin ont une courbure importante et se dirigent vers l'amont.

Ici, peu de points critiques liés à la structure de décollement de coin sont observés sur l'extrados de l'aube et les lignes de friction sont plus orientées dans la direction radiale que vers l'amont. Bien que le décollement de coin sur l'OGV soit important, il ne devrait donc pas générer un blocage aérodynamique limitant pour la plage de fonctionnement, ce qui conforte l'analyse du taux de pression statique à statique de l'OGV dans la section 4.3.4.1.

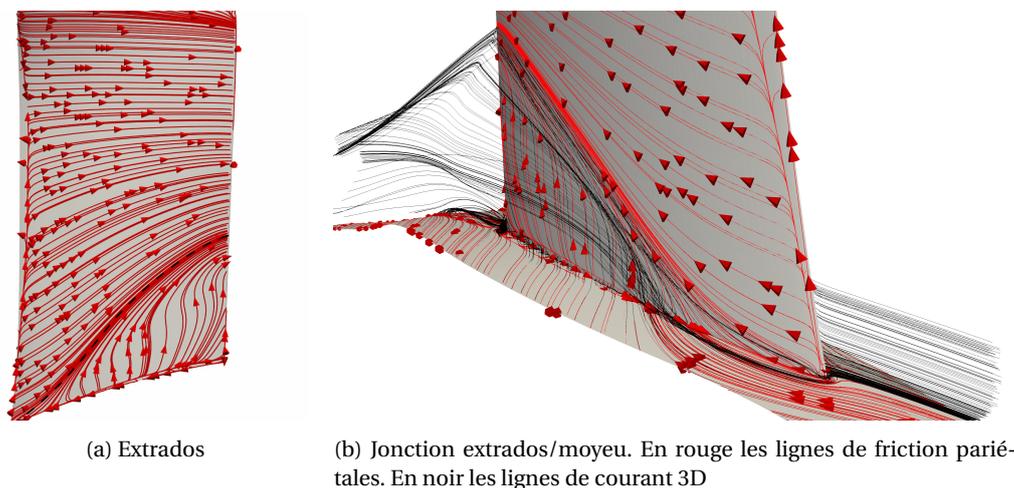


FIGURE 4.28 – Lignes de friction pariétale sur l'OGV au dernier point stable à bas débit à 105Nn

#### 4.3.4.3 Écoulement limite du fan

Sur les points à la limite de stabilité des simulations, le fan présente deux types de topologie d'écoulement distincts.

La première topologie se rencontre pour l'ensemble des vitesses de rotation inférieures à 100Nn. Elle est illustrée figure 4.29 pour la vitesse de rotation à 90Nn pour le dernier point de fonctionnement stable numériquement. Cet écoulement présente un décollement de la couche limite sur l'extrados au niveau du bord d'attaque sur la hauteur de 20%H à 100%H. En dessous de 60%H, les profils sont relativement épais et cambrés. Ils sont donc adaptés à des écoulements subsoniques en sur incidence et la couche limite recolle rapidement. En tête d'aube en revanche, les profils sont quasi plans avec des bords d'attaque très fins pour s'adapter aux régimes supersoniques. La couche limite est par conséquent détachée de l'aube jusqu'au bord de fuite.

La seconde topologie est observée pour les iso-vitesses au-delà du régime nominal. Elle est illustrée figure 4.30 pour la vitesse 90Nn. Comme pour la première topologie, le contournement

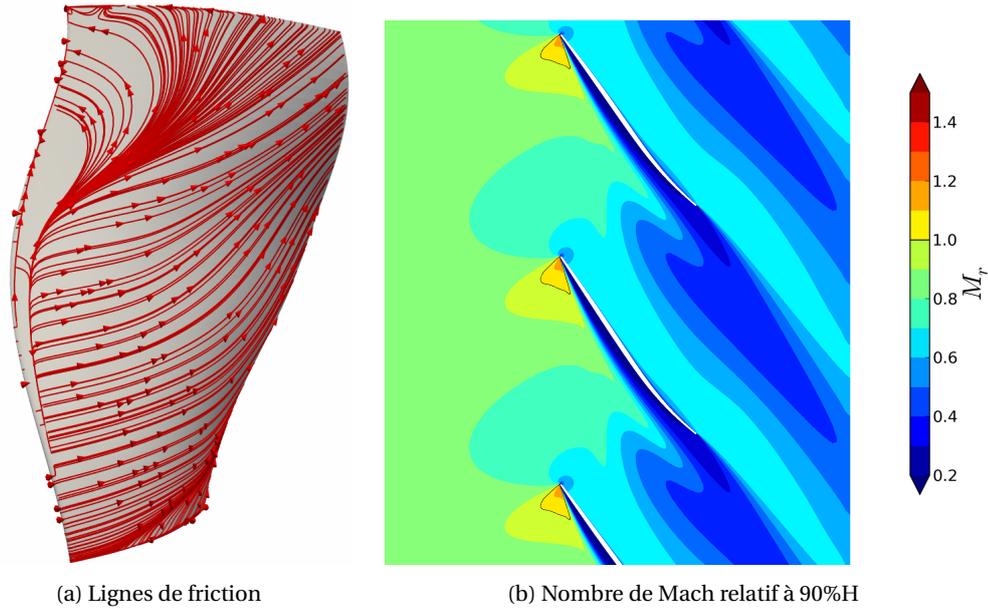


FIGURE 4.29 – Écoulement sur l'extrados du fan au dernier point stable à bas débit à 90Nn

du bord d'attaque crée une bulle de décollement dans la partie inférieure de l'aube. Sur la partie supérieure, le décollement se produit à l'aval de l'onde de choc et non plus dès le bord d'attaque. Pour les hautes vitesses de rotation, il y a donc une interaction importante entre l'onde de choc et la couche limite se développant sur l'aube. Cette interaction génère le décollement (figure 4.30).

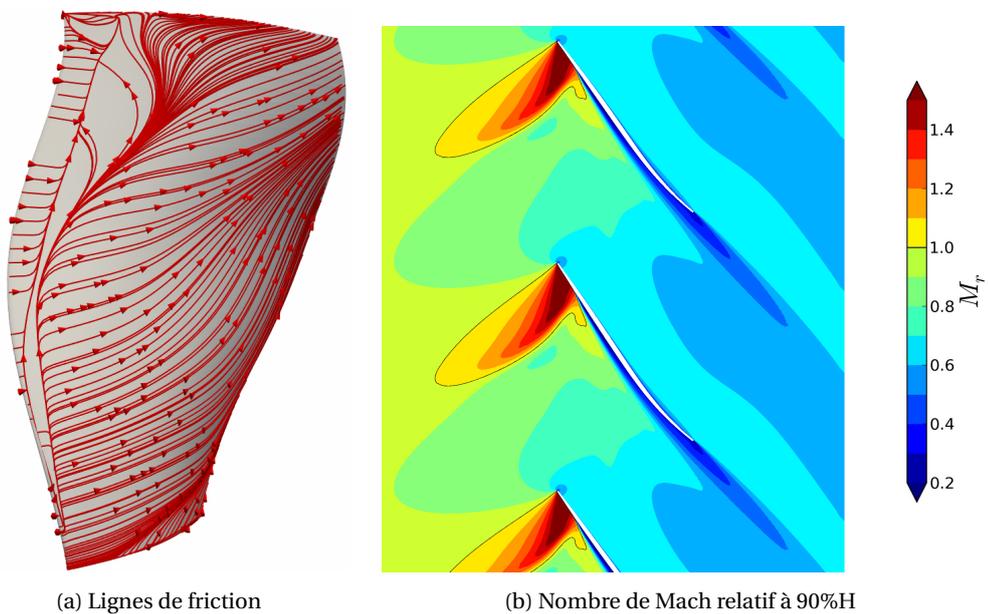


FIGURE 4.30 – Écoulement sur l'extrados du fan au dernier point stable à bas débit à 100Nn

#### 4.3.5 Limites de la plage de fonctionnement à haut débit

Pour les régimes inférieurs à 70Nn, la plage de fonctionnement est limitée à haut débit par les pertes de charge du circuit (voir figure 4.15). Pour pouvoir opérer, l'étage doit fournir un taux de pression supérieur aux pertes de charge générées par les roues, les couches limites moyeu/carter,

mais aussi les bras support, la volute, la conduite d'échappement et le système de contrôle de la turbulence. À partir de 80Nn, les caractéristiques deviennent quasi verticales. Cette limitation en débit de la plage de fonctionnement est causée le blocage aérodynamique dans les canaux inter-aubes.

On distingue deux topologies d'écoulement de blocage sonique sur la configuration ECL5. À régime partiel, le blocage sonique apparaît uniquement dans l'OGV. À partir de 100Nn, le blocage est simultanément dans le fan et l'OGV. Dans le canal inter-aube de l'OGV, le blocage apparaît en premier au niveau du moyeu puis se propage vers le carter. L'inverse se produit dans le canal inter-aube du fan. La figure 4.31 présente des coupes aube à aube à différentes hauteurs de veine pour le point de plus haut débit à 100Nn. Dans les deux roues aubagées le blocage à une hauteur de veine se caractérise par une ligne  $M = 1$  qui délimite une zone supersonique reliant l'intrados et l'extrados des aubes adjacentes. Le blocage apparaît simultanément en tête du fan et en pied de l'OGV. À ce point de fonctionnement, le canal inter-aube du fan est bloqué de 40%H à 100%H tandis que celui de l'OGV est bloqué de 0%H à 75%H.

Ainsi, l'ECL5 ne permet pas d'étudier la stabilité aéroélastique du fan pour un écoulement de blocage à une vitesse inférieure à 100Nn. L'objectif initial n'est pas tout à fait rempli, cependant comme il est possible d'atteindre le blocage du fan à partir de 100Nn, ce type d'écoulement pourra être étudié et le design est validé.

#### 4.3.6 Bilan

Le tableau 4.3 reprend l'ensemble des critères du comportement aérodynamique de l'ECL5 qui ont été développés dans cette partie et sur la base desquels le design a été validé. La configuration ECL5 se caractérise par un rendement élevé sur une large plage de fonctionnement pour des points de fonctionnement transsoniques ou faiblement supersoniques. Des structures d'écoulement pouvant provoquer des instabilités aérodynamiques ont été identifiées sur le fan.

Critère	Objectif	ECL5
<b>Point de design OP-A</b>		
Taux de pression $\Pi_{t-t}$	1.35	1.353
Débit masse $\dot{m}$	36 kg/s	36 kg/s
Rendement maximal $\eta_{100Nn}$	> 92.0%	92.6%
Angle écoulement aval étage	< 3°	< 3° (hors couches limites)
Décollements (hors décollement de coin)	Aucun	Aucun
<b>Iso-vitesse 100Nn</b>		
Marge de stabilité	> 10%	15%
Largeur de la zone saine $\Delta \dot{m}$	> 10%	19.0%
Décollement de coin	Restreint	
<b>Iso-vitesse 105Nn</b>		
Rendement maximal $\eta_{105Nn}$	> $\eta_{100Nn} - 1\%$	92.3%
Décollement de coin	Restreint	Restreint
<b>Toutes iso-vitesses</b>		
Limite de stabilité aérodynamique	Fan	Fan
Blocage	Fan	Fan à partir de 100Nn

TABLEAU 4.3 – Critères aérodynamiques de design ECL5

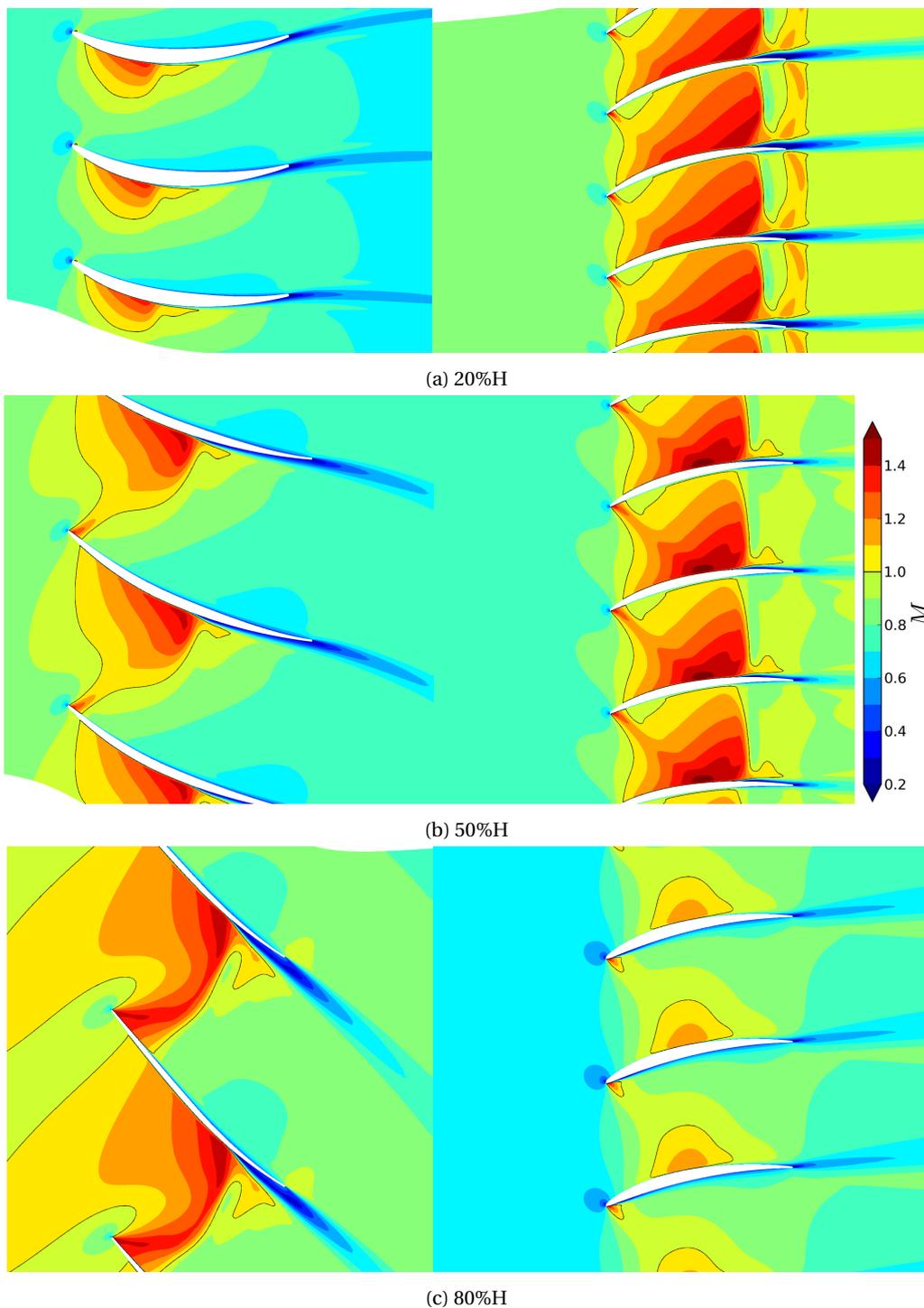


FIGURE 4.31 – Vues aube à aube du nombre de Mach relatif au point de plus haut débit à 100Nn

## 4.4 Caractérisation mécanique du fan

Cette partie décrit le comportement statique et dynamique du fan. Pour les analyser, il est intéressant de garder en tête que les tolérances de fabrication des aubes composites sont estimées à 0.3 mm sur la géométrie de l'aube ce qui correspond environ à une variation d'angle de 0.3 °. L'incertitude sur les fréquences modales est estimée à 5%.

### 4.4.1 Déplacement statique

#### 4.4.1.1 Déplacement statique le long de la ligne de fonctionnement

Les essais sur le banc peuvent être réalisés avec une température maximale en entrée  $T_t^{in} = 35$  °C. Dans ce cas, pour réaliser des essais correspondant à la vitesse de rotation standardisée  $\Omega_{std} = 105Nn$ , la vitesse de rotation de la machine doit être de  $\Omega = 108.5Nn$  (voir annexe A.1). Ainsi, pour cette raison, la tenue mécanique des aubes est assurée lors du processus de conception jusqu'à  $\Omega = 110Nn$ .

Les efforts centrifuges et le chargement aérodynamique déforment les aubes du fan. Les efforts centrifuges varient avec le carré de la vitesse de rotation et le chargement aérodynamique augmente également avec la vitesse de rotation. La figure 4.32 présente la norme du vecteur déplacement statique à 110Nn à l'intersection avec la ligne de fonctionnement. Classiquement une aube de fan a un déplacement nul en pied et celui-ci augmente avec le rayon. Dans le cas du fan ECL5, le déplacement est irrégulier. On notera que le bord d'attaque se déplace peu alors que le maximum de déplacement est atteint non pas en tête, mais à 80%H au bord de fuite. Le déplacement maximal est de 1.15 mm ce qui représente seulement 0.3% du diamètre de la roue aubagée. À titre de comparaison, les aubes composites présentées par SCHUFF et al. [2017] ont un déplacement maximal en tête de 2.0% du diamètre de la veine et après un processus d'optimisation afin de diminuer le déplacement desdites aubes, SCHMID et al. [2019] ont obtenu un déplacement comparable compris entre de 0.1% et 0.3% du diamètre.

Le déplacement radial en tête d'aube, tracé sur la figure 4.33, varie de 0.25 mm au bord d'attaque à 0.65 mm au bord de fuite, soit respectivement 25% et 45% du jeu à froid. Ainsi, quelle que soit la vitesse de rotation, la taille du jeu varie modérément tout comme l'intensité des écoulements de jeu. Pour rappel, l'évolution de la taille du jeu en fonction de la vitesse de rotation est présentée dans le tableau 4.1.

Les déplacements projetés des sections entre la forme à froid et celle à 110Nn sont visibles sur la figure 4.34. Ce déplacement étant faible, il est attendu que l'impact sur le comportement aérodynamique de l'aube soit également faible. Le déplacement au bord de fuite à 0%H n'est pas nul car ces profils ne représentent que le corps de l'aube, situé dans la veine aérodynamique (voir figure 4.2), la condition de déplacement nul étant imposée à plus faible rayon, au niveau du disque (voir figure 3.5)

Le déplacement de chaque section peut être décomposé entre un mouvement de corps rigide et une déformation du profil aérodynamique. Les paramètres de mouvement de corps rigide sont la variation de calage  $\gamma$  et la translation du centre de gravité ( $G_Z$ ,  $G_{R\theta}$ ). Concernant la déformation du profil, on suppose que seule la loi de cambrure est modifiée, la corde et l'épaisseur n'étant pas affectées. Pour chaque section, les paramètres de la forme à chaud sont déterminés par un processus de recherche inverse à partir des paramètres de la forme à froid. Le tableau 4.4 liste les principaux paramètres de la section à 90%H en fonction de la vitesse de rotation. Le paramètre le

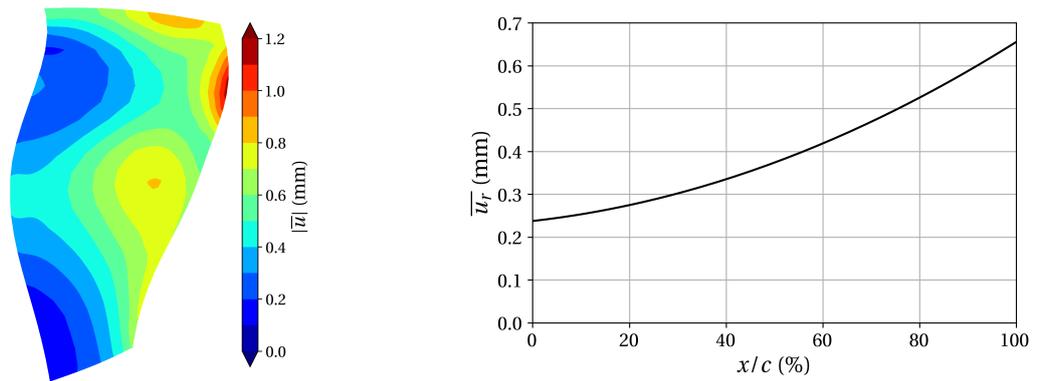


FIGURE 4.32 – Norme du déplacement statique de l'aube fan à 110Nn

FIGURE 4.33 – Déplacement radial de la tête de l'aube fan à 110Nn

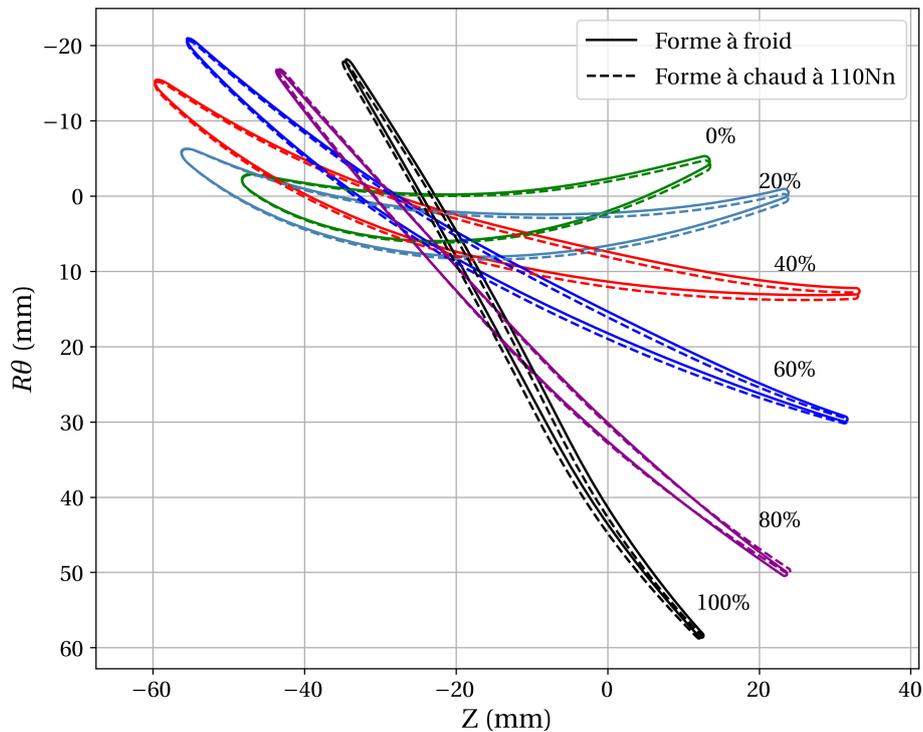


FIGURE 4.34 – Sections fan à froid et à chaud à 110Nn

plus sensible à la vitesse de rotation est la déflexion du profil  $\Delta\gamma$ .

Afin de quantifier globalement le déplacement d'une section entre ses positions à froid et à chaud, on utilise la distance maximale entre elles :

$$\epsilon_{chaud,froid} = \max_{\xi} (|\mathbf{x}_{chaud}(\xi) - \mathbf{x}_{froid}(\xi)|) \quad (4.4)$$

avec  $\xi$  la coordonnée curviligne le long des sections. La figure 4.35a présente cet écart à 110Nn en fonction de la hauteur. Il augmente globalement avec la hauteur, il est maximal à 80%H.

Vitesse de rotation	$G_Z$	$G_{R\theta}$	$\gamma$	$\Delta\gamma$	$f_{max}$	$xf_{max}$
0Nn	-12.1 mm	20.6 mm	52.4°	13.1°	2.9% <i>c</i>	67.0% <i>c</i>
50Nn	-12.1 mm	20.4 mm	52.4°	13.5°	3.0% <i>c</i>	66.6% <i>c</i>
80Nn	-12.2 mm	20.6 mm	52.2°	14.0°	3.2% <i>c</i>	67.0% <i>c</i>
100Nn	-12.2 mm	20.8 mm	52.0°	15.1°	3.4% <i>c</i>	67.6% <i>c</i>
110Nn	-12.2 mm	20.7 mm	52.2°	15.9°	3.6% <i>c</i>	67.2% <i>c</i>

TABLEAU 4.4 – Paramètres de la section à 90%H en fonction de la vitesse de rotation le long de la ligne de fonctionnement

La figure 4.35b présente la décomposition de l'écart entre part due au mouvement de corps rigide et part due à la variation de la loi de cambrure. Sur cette figure, 100% désigne l'écart entre sections à froid et à chaud issu des simulations (figure 4.35a). La ligne entre « corps rigide » et « loi de cambrure » désigne l'écart entre les sections à froid auxquelles les variations des paramètres de corps rigide ont été appliquées et les sections à chaud. La ligne entre « loi de cambrure » et « résidu » désigne l'écart entre les sections à froid auxquelles les variations des paramètres de corps rigide et de cambrure ont été appliquées et les sections à chaud. L'écart résiduel est deux ordres de grandeur inférieurs à l'écart entre sections à chaud et sections à froid. Les paramètres issus du processus de recherche inverse permettent donc bien de reconstruire les sections à chaud. En pied d'aube, le déplacement des sections est principalement un mouvement de corps rigide. Il représente jusqu'à 95% de l'écart à 15%H. En revanche en tête d'aube, la déformation des sections est majoritaire et atteint 80% de l'écart à 65%H. En particulier le dévissage de l'aube, c'est-à-dire la variation négative de calage représentée figure 4.35c, est seulement de  $-0.25^\circ$  en tête.

Le fan ECL5 se caractérise donc par un faible déplacement statique sous les efforts centrifuges et aérodynamiques le long de la ligne de fonctionnement malgré sa faible épaisseur et sa structure composite. Ce déplacement complexe peut être décomposé en un mouvement de corps rigide et une variation de cambrure.

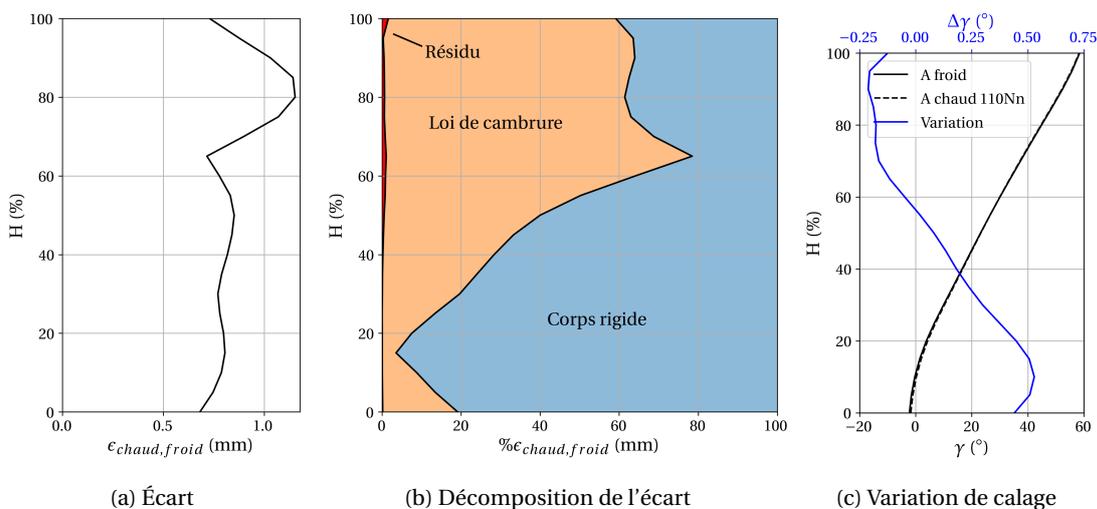


FIGURE 4.35 – Écart entre les sections à chaud et les sections à froid en fonction de la hauteur de l'aube à 110Nn

#### 4.4.1.2 Sensibilité du déplacement statique au chargement aérodynamique

Cette section revient sur les hypothèses faites pour le processus de mise à chaud, dans le but de vérifier leur validité (voir section 3.1.1.2). La conception du fan a été réalisée en utilisant le champ de pression issu des simulations le long de la ligne de fonctionnement (voir figure 4.15) sur la forme à froid et en se basant sur les hypothèses suivantes.

- Le déplacement statique de l’aube est peu sensible à la variation des efforts aérodynamiques le long d’une iso-vitesse.
- La variation du champ de pression entre la forme à chaud et la forme à froid est suffisamment faible pour ne pas nécessiter de processus itératif entre solveurs mécanique et aérodynamique pour déterminer les formes à chaud.

Pour vérifier la première hypothèse, le déplacement de l’aube a été calculé en utilisant les champs de pression issus des simulations pour les trois points de fonctionnement OP-A, OP-B et OP-C indiqués figure 4.16. La différence de déplacement est négligeable en dessous de 80%H. La figure 4.36 montre la variation de la section à 90%H pour ces trois points de fonctionnement. Le tableau 4.5 liste les paramètres de cette section. Le changement de point de fonctionnement a un impact principalement sur les paramètres de corps rigide ( $G_{R\theta}$  et  $\gamma$ ). La variation de calage  $\gamma$  à 90%H est de  $0.2^\circ$  entre les points OP-A et OP-B et de  $0.8^\circ$  entre les points OP-A et OP-C. Ainsi la variation de déplacement statique des sections le long de l’iso-vitesse est faible, mais comparable au déplacement le long de la ligne de fonctionnement.

Concernant la fermeture du jeu, la figure 4.37 montre la variation du déplacement radial en tête en fonction du point de fonctionnement. Par rapport à OP-A, le changement de point de fonctionnement induit une variation maximale de 0.1 mm. Elle est donc faible par rapport à la fermeture du jeu le long de la ligne de fonctionnement. De plus, elle est couverte par la marge au contact qui est fixée à 0.3 mm.

Point de fonctionnement	$G_Z$	$G_{R\theta}$	$\gamma$	$\Delta\gamma$	$f_{max}$	$xf_{max}$
OP-B	-12.3 mm	21.0 mm	$51.8^\circ$	$14.7^\circ$	3.4%c	67.9%c
OP-A	-12.2 mm	20.8 mm	$52.0^\circ$	$15.1^\circ$	3.4%c	67.6%c
OP-C	-12.1 mm	20.4 mm	$52.8^\circ$	$15.5^\circ$	3.4%c	66.8%c

TABLEAU 4.5 – Paramètres de la section à 90%H en fonction du point de fonctionnement

On s’intéresse maintenant à la deuxième hypothèse. Dans la section précédente, il a été montré que le déplacement statique de l’aube est faible, en particulier en termes de variation du calage. Ainsi, l’incidence de l’écoulement varie de moins de  $1^\circ$  si l’on considère la forme à froid ou la forme à chaud. Or, il a été observé qu’entre OP-B et OP-C, ce qui représente une variation d’incidence un ordre de grandeur plus élevée ( $14^\circ$  en tête), le déplacement statique est faible. On peut en déduire qu’un processus itératif couplé pour la mise à chaud induirait une modification du déplacement statique un ordre de grandeur inférieur et donc négligeable en comparaison des tolérances de fabrication.

En résumé, le fan ECL5 se caractérise par un faible déplacement statique sur l’ensemble de la plage de fonctionnement. Le déplacement étant particulièrement faible le long de la ligne de fonctionnement, la variation de déplacement le long d’une iso-vitesse est du même ordre de grandeur. En revanche, la fermeture du jeu varie principalement en fonction de la vitesse de rotation. Dans ces travaux, on utilise la mise à chaud le long de la ligne de fonctionnement lors des analyses aérodynamiques et aéroélastiques pour prendre en compte la fermeture du jeu, bien que modérée,

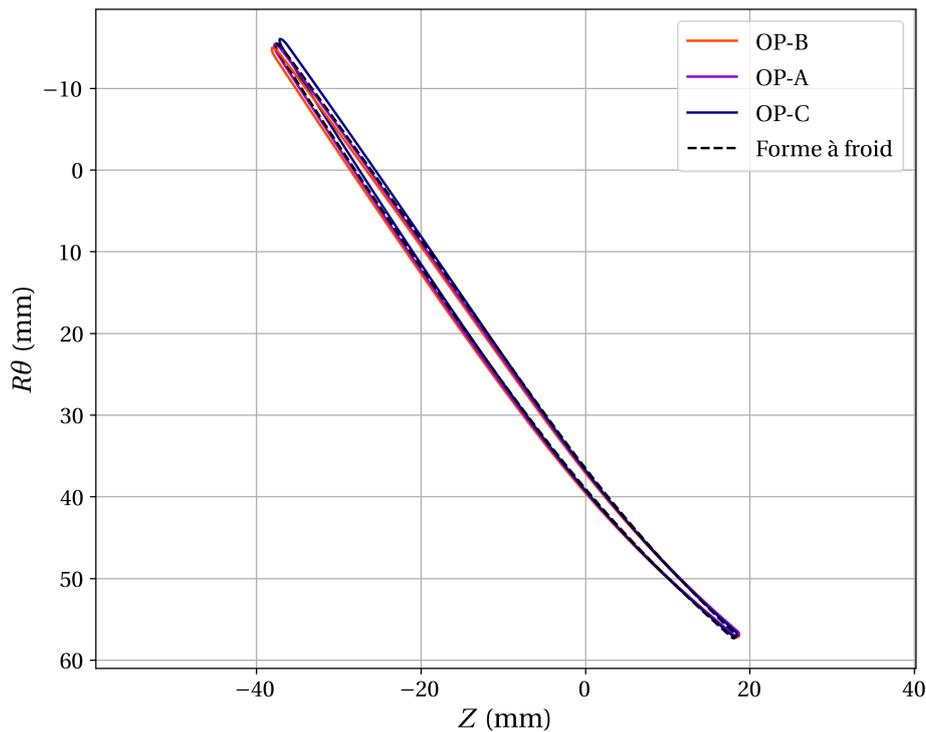


FIGURE 4.36 – Section du fan à 90%H en fonction du point de fonctionnement

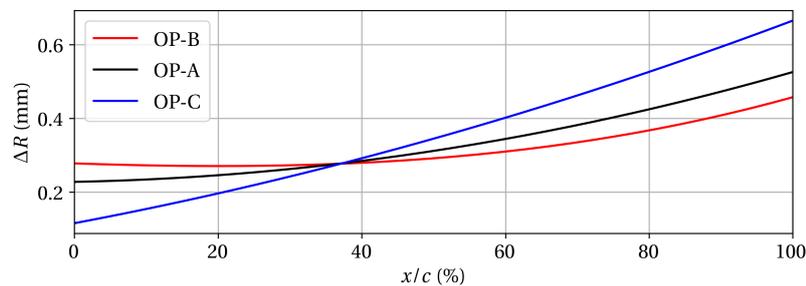


FIGURE 4.37 – Déplacement radial de la tête du fan en fonction du point de fonctionnement

qui influence au premier ordre l'intensité des écoulements de jeu.

#### 4.4.2 Contraintes statiques

Les contraintes dans l'aube sont analysées nappe par nappe, dans chacune des directions du matériau : dans l'axe des fibres de carbone ( $\sigma_1$ ), dans la direction transverse aux fibres ( $\sigma_2$ ) et dans l'épaisseur du pli ( $\sigma_3$ ). Le tableau 4.6 regroupe les contraintes les plus élevées dans les trois nappes extérieures de l'aube. Il a été vérifié que ces nappes sont celles qui présentent les contraintes maximales dans chacune des directions par rapport à l'orientation des fibres. La cartographie de contrainte statique du premier pli dans les trois directions est donnée en exemple figure 4.38. Les contraintes maximales dans la direction des fibres  $\sigma_1$  sont situées dans l'échasse pour ce pli. Elles sont supérieures d'un ordre de grandeur aux contraintes dans les autres directions excepté dans le bulbe. Les portées appliquent des efforts de pression suivant l'épaisseur du bulbe et donc des nappes. C'est pour cette raison que la contrainte  $\sigma_3$  est forte en compression dans le bulbe.

Les contraintes sont comparées aux limites d'élasticité en traction et en compression sont détaillées dans le tableau 3.4. En traction, les contraintes ne dépassent pas 17% de la limite élastique du matériau dans le sens des fibres et 23% dans les directions transverses. En compression, les contraintes atteignent 13% et 43% de la limite élastique respectivement dans la direction des fibres et dans les directions transverses. Les contraintes statiques sont donc faibles par rapport aux limites élastiques du matériau composite de l'aube ce qui permet d'assurer des contraintes dynamiques admissibles importantes lors des essais.

<b>Intrados</b>	<b>Orientation</b>	$\sigma_1$ MPa (%Re)	$\sigma_2$ MPa (%Re)	$\sigma_3$ MPa (%Re)
1	45°	-138/223 (12%/14%)	-25/14 (10%/19%)	-96/5 (36%/7%)
2	-45°	-151/122 (13%/8%)	-23/17 (9%/23%)	-93/4 (35%/5%)
3	-15°	-99/268 (9%/17%)	-21/7 (8%/10%)	-89/4 (33%/5%)
<b>Extrados</b>	<b>Orientation</b>			
1	45°	-155/180 (13%/11%)	-28/16 (10%/22%)	-116/4 (43%/7%)
2	-45°	-64/196 (6%/12%)	-33/14 (12%/19%)	-111/4 (41%/7%)
3	-15°	-84/214 (7%/13%)	-27/10 (10%/11%)	-106/4 (40%/7%)

TABLEAU 4.6 – Contraintes minimales (compression) et maximales (traction) dans les nappes extérieures de l'aube

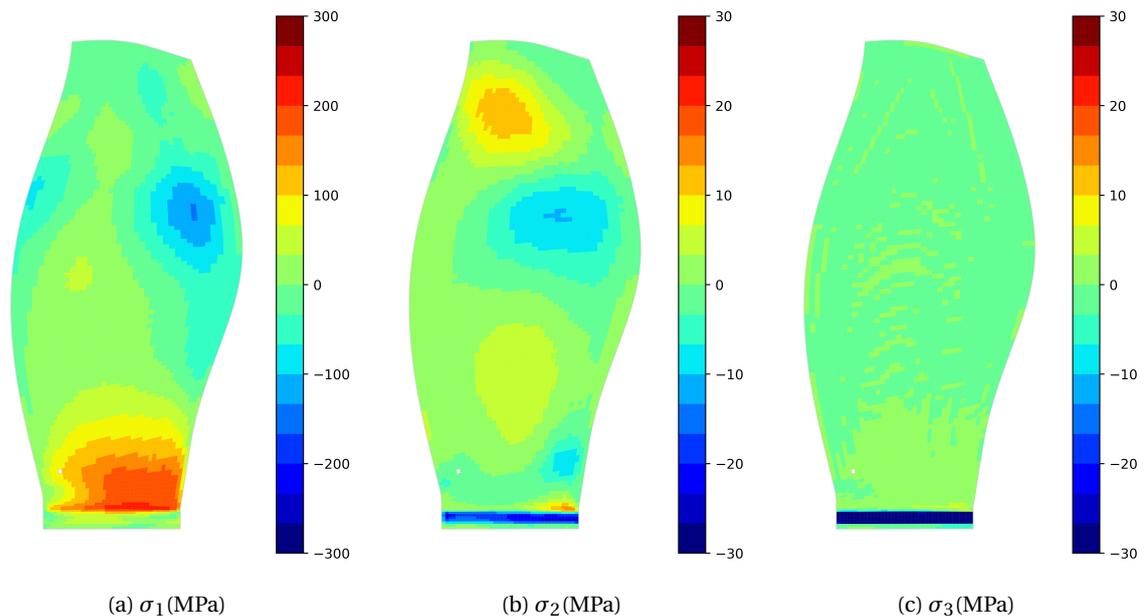


FIGURE 4.38 – Contraintes dans la nappe 1 intrados selon les trois directions caractéristiques du matériau

#### 4.4.3 Analyse dynamique

Les modes ont été regroupés en familles de modes par ordre croissant de fréquence. Lorsque les deux modes contra-rotatifs existent (+ND et -ND), leur fréquence  $f$  et la norme de la déformée modale  $|\tilde{\mathbf{u}}|$  sont identiques. Seule la phase  $\arg(\tilde{\mathbf{u}})$  est de signe opposé. Dans cette section, pour simplifier la lecture, le diamètre nodal est donné en valeur absolue. Les observations faites s'appliquent aussi bien au diamètre nodal positif que négatif.

#### 4.4.3.1 Situation modale à 100Nn

La figure 4.39 présente les fréquences modales du fan en fonction du nombre de diamètres nodaux. Pour chaque diamètre nodal, les fréquences sont écartées d'au moins 10%, le risque de phénomène de croisement des modes est donc écarté. Les fréquences modales varient fortement pour les diamètres nodaux inférieurs à 3, ce qui traduit un couplage fort entre les aubes et le disque pour ces diamètres nodaux.

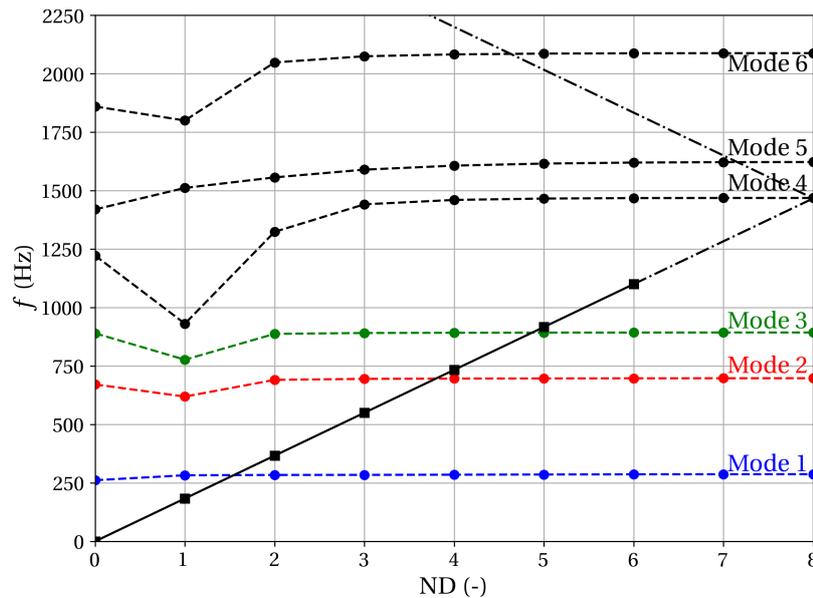


FIGURE 4.39 – Évolution des fréquences modales du fan en fonction du nombre de diamètres nodaux à 100Nn. Les carrés noirs représentent les harmoniques moteur considérés

Pour les phénomènes d'excitation synchrone, l'expérience de montages précédents sur des configurations similaires ([BRANDSTETTER et al., 2019] et [RODRIGUES et al., 2020]) montre qu'au-delà de l'6<sup>e</sup> harmonique moteur, la réponse forcée est négligeable. À 100Nn, l'6<sup>e</sup> harmonique moteur a une fréquence de 1100 Hz. Seuls les trois premiers modes ont donc des fréquences pouvant approcher celles des harmoniques moteurs considérés. Pour les phénomènes d'excitation asynchrone, on étudie également les premiers modes sur lesquels les instabilités sont les plus susceptibles d'apparaître. Par la suite, on ne s'intéresse donc qu'aux trois premières familles modales.

L'écart relatif des fréquences par rapport au diamètre nodal maximal (ND = 8) est tracé figure 4.40a. Pour les trois premiers modes, les variations de fréquence sont inférieures à 2% par rapport à celles de modes de diamètre nodal ND = 8 sauf pour les modes de diamètre nodal ND inférieur à 2. La fréquence du mode 1ND0 est réduite de 9% par rapport aux autres modes de la famille. Les fréquences des modes 2ND1 et 3ND1 sont respectivement réduites de 12% et 14%. L'influence du disque impacte également les déformées modales. Afin de quantifier l'écart entre les déformées modales d'une même famille, on utilise le Modal Assurance Criteria (MAC) (ALLEMANG [2003]). Pour chaque famille modale, le MAC est calculé par rapport à la déformée modale de diamètre nodal ND = 8 :

$$MAC = \frac{|\Psi_{ND8}^H \Psi|^2}{\Psi_{ND8}^H \Psi_{ND8} \Psi^H \Psi} \quad (4.5)$$

Le MAC est indépendant de la phase et de l'amplitude du mouvement considéré. Cette métrique varie entre 0 et 1. Elle vaut 1 si les modes sont identiques et tend vers 0 lorsque les déformées modales diffèrent. D'après la figure 4.40b, les modes 2ND1 et 3ND1 sont très différents des autres modes de la même famille. Par contre, le mode 1ND0 a une déformée modale comparable aux autres.

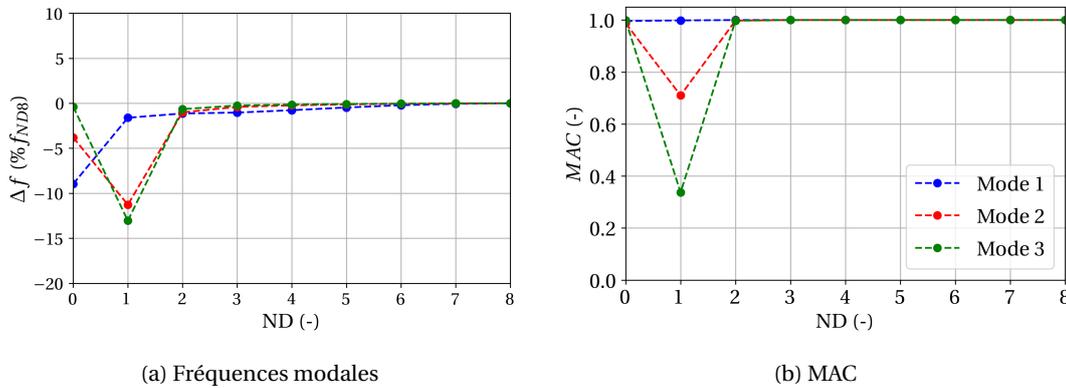


FIGURE 4.40 – Écart des modes par rapport au ND8

#### 4.4.3.2 Déformées modales

L'étude des fréquences et du MAC a permis de montrer que les différences entre les modes sont négligeables pour les diamètres nodaux supérieurs à 2. Aussi la figure 4.41 présente l'amplitude normalisée du déplacement des trois premiers modes du fan ECL5 pour les trois premiers diamètres nodaux à 100Nn, les modes à ND2 étant représentatifs de tous les diamètres nodaux supérieurs.

**Mode 1** Les modes de la première famille modale ont une déformée très proche. Classiquement, les modes sont identifiés en fonction de la forme du déplacement au cours d'un cycle vibratoire [PLATZER et CARTA, 1988]. Ici, le premier mode est visuellement identifié comme un mode de flexion. La proportion  $\alpha_{t/f}$  entre mouvement de torsion et mouvement de flexion est un paramètre important pour caractériser ce type de mode. Pour un profil, elle peut être quantifiée par :

$$\alpha_{t/f} = \frac{|\tilde{\mathbf{u}}^{BA} - \tilde{\mathbf{u}}^{BF}|}{|\tilde{\mathbf{u}}^{BA}| + |\tilde{\mathbf{u}}^{BF}|} \quad (4.6)$$

avec  $\tilde{\mathbf{u}}^{BA}$  et  $\tilde{\mathbf{u}}^{BF}$  le déplacement modal respectivement au bord d'attaque et au bord de fuite. Pour un mouvement de translation,  $\alpha_{t/f} = 0$  et pour un mouvement de torsion autour d'un point situé sur la corde,  $\alpha_{t/f} = 1$ . On obtient  $\alpha_{t/f} = 0.05$  en tête d'aube. Ce mode se caractérise donc par une faible composante de torsion.

**Mode 2** Les modes de la deuxième famille modale ont une déformée qui se décompose en deux lobes : un lobe au bord d'attaque en tête et un lobe à mi-hauteur de veine au bord de fuite dont l'amplitude est environ deux fois plus faible. Les deux lobes vibrent en opposition de phase. La norme de la déformée modale a une topologie similaire bien que le MAC varie de 0.3 entre ND1 et ND2 (figure 4.40b). Les différences sont principalement visibles en pied d'aube et le long de

la ligne nodale qui est moins marquée à ND1. Ce mode pourrait être classé à la fois comme un deuxième mode de flexion avec une ligne nodale<sup>4</sup> horizontale ou un mode de torsion autour du bord de fuite en tête car ce dernier se déplace très peu.  $\alpha_{t/f}$  calculé en tête est de 0.5.

**Mode 3** Les modes de la troisième famille modale ont une déformée qui varie très fortement. Pour les diamètres nodaux différents de ND = 1, la ligne nodale délimite deux lobes dont le déplacement est en opposition de phase. Cette ligne nodale est située à mi-corde sur la moitié inférieure de l'aube et se poursuit vers le bord d'attaque à rayon croissant. Cette déformée modale peut être classée comme un mode de torsion dont le centre de rotation varie avec la hauteur ( $\alpha_{t/f} = 1$  en tête). Pour le mode 3ND1, la déformée modale est très différente. Elle se rapproche plus de la déformée modale de la famille modale 2 avec deux lobes en opposition de phase.

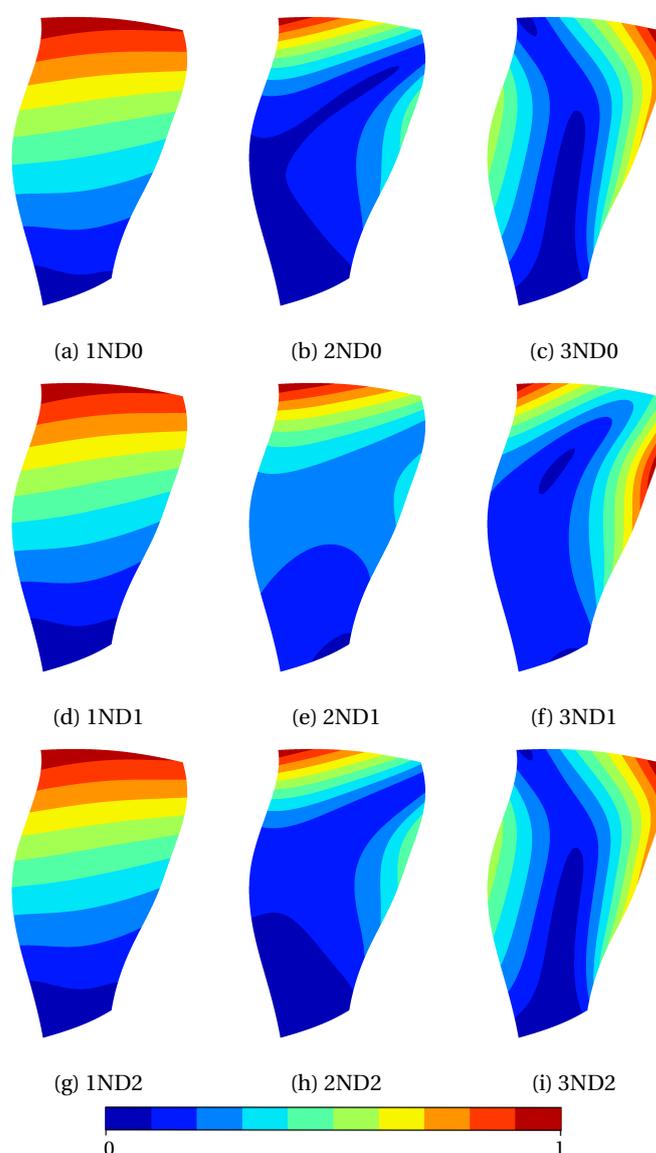


FIGURE 4.41 – Déplacement modal normalisé  $|\tilde{\mathbf{u}}|$  des 3 premiers modes du fan

Le déplacement modal d'une aube se décompose en une partie réelle  $\mathbf{u}_R$  et une partie imagi-

4. Ligne de déplacement minimal

naire  $\mathbf{u}_i$ . Le déplacement modal est défini sur une aube de référence (indicée 0) avec une référence de phase telle que  $\max(\mathbf{u}_i)$  soit minimal. Pour rappel, le déplacement modal de la  $k^{\text{ème}}$  aube dans le sens de contraire à la rotation est déphasé en fonction de  $\sigma$  (voir équation 2.30) :

$$\tilde{\mathbf{u}}^k = \tilde{\mathbf{u}}^0 e^{i\sigma k} \quad (4.7)$$

La figure 4.42 présente le ratio de la partie imaginaire sur la partie réelle du déplacement modal sur l'aube de référence<sup>5</sup>. Pour ND2 et tous les diamètres nodaux supérieurs, ce ratio ne dépasse 0.1 que proche du moyeu, où le déplacement est négligeable. La partie imaginaire est négligeable devant la partie réelle et l'aube vibre en phase. Le même constat s'applique au mode 1ND1, la zone présentant un ratio non négligeable étant restreinte à nouveau à une zone se déplaçant peu. Les modes 2ND1 et 3ND1 se distinguent en revanche par une partie imaginaire plus importante dans certaines zones et qui n'est pas contenue aux zones pour lesquelles le déplacement normalisé est inférieur à 0.1.

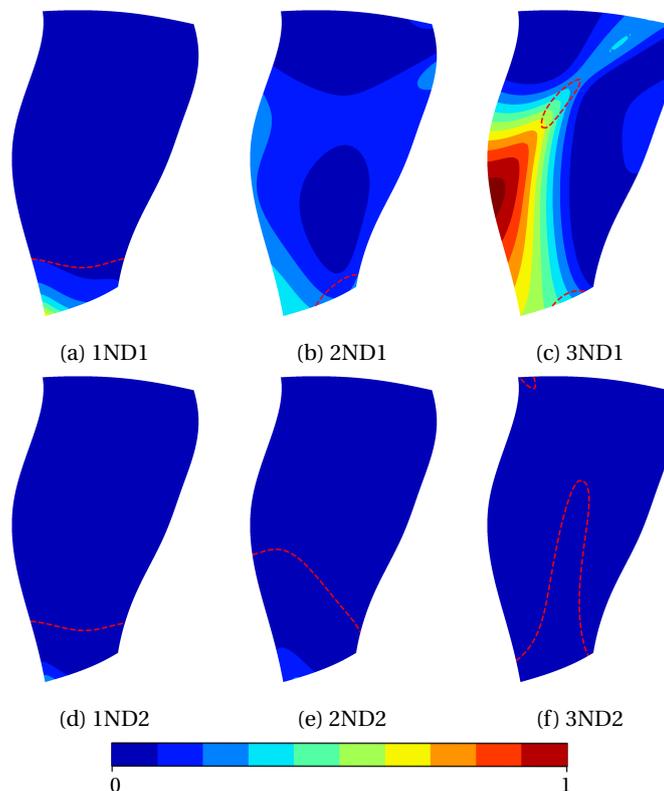


FIGURE 4.42 – Ratio de la partie imaginaire  $|\mathbf{u}_i|$  sur la partie réelle  $|\mathbf{u}_r|$  de la déformée modale des 3 premiers modes du fan sur l'aube de référence 0 (Pointillés rouges : déplacement modal normalisé  $|\tilde{\mathbf{u}}| = 0.1$ )

**Influence du disque** Il est connu que le disque et la ligne d'arbre ont une influence importante sur les modes à bas diamètres nodaux. Ici, le déplacement du disque pour le mode 2ND1 est de 10.0% du maximum en tête d'aube tandis que cette proportion n'est que de 0.5% pour le mode 2ND2. De même pour le mode 3, ces proportions sont respectivement 7.8% et 0.7%. La figure 4.43 présente la composante radiale, la composante tangentielle et la norme du déplacement modal du disque à l'instant  $t = 0$ . On constate que le déplacement radial est en quadrature de phase avec le

5. Pour ND0, le mouvement de l'ensemble de la roue aubagée est purement réel  $\tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u}_R$ .

déplacement tangential. Ainsi la norme du déplacement est quasi uniforme sur la circonférence, malgré qu'il s'agisse bien d'un mode de diamètre nodal 1 pour chaque composante. Le mouvement correspondant à ce déplacement est un orbitage du disque autour l'axe de l'arbre. En effet, en 2D, un mouvement d'orbitage peut s'écrire sur la circonférence :

$$\tilde{\mathbf{u}} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_r(\theta) \\ \tilde{u}_\theta(\theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |u_{orb}| & +0i \\ 0 & +|u_{orb}|i \end{pmatrix} e^{i\theta} \quad (4.8)$$

avec  $|u_{orb}|$  l'amplitude du mouvement d'orbitage. Il n'est alors pas possible que  $\mathbf{u}_t$  soit négligeable devant  $\mathbf{u}_r$ , quel que soit  $\theta$ . L'aube et le disque étant liés, cela peut expliquer qu'il ne soit pas possible d'obtenir une composante  $\mathbf{u}_t$  négligeable pour une aube de référence 0 (figure 4.42). À noter que le même constat s'applique au mode 3ND1. On en conclut que les variations des déformées modales des modes 2ND1 et 3ND1 par rapport aux autres modes sont dues au couplage de l'aube avec le mouvement du disque, qui est un orbitage.

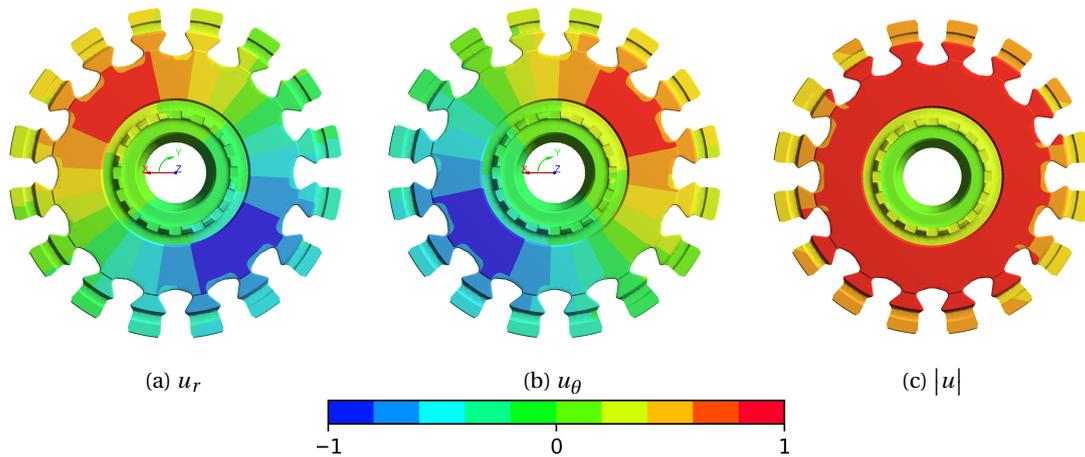


FIGURE 4.43 – Déplacement du disque pour le mode 2ND1 à l'instant  $t=0$ , normalisé par le déplacement maximal  $\max_{disque}(|\tilde{\mathbf{u}}|)$

#### 4.4.3.3 Diagramme de Campbell

La figure 4.44 présente le diagramme de Campbell du fan. L'évolution des fréquences de chaque mode a été tracée au diamètre nodal correspondant à l'harmonique moteur inférieur à 110Nn. Pour les ND1 à ND6, seul le ND1 présente une variation significative de fréquence pour les modes 2 et 3 (voir figure 4.40a). Mais le premier harmonique moteur est toujours inférieur, il n'y a donc pas de risque de croisement. Ce diagramme de Campbell permet donc de considérer tous les croisements avec les harmoniques moteur supérieurs. Les écarts entre la fréquence modale et l'harmonique moteur inférieur le plus proche à 110Nn sont respectivement de 43.9%, 18.1%, 11.6% pour les trois premiers modes. Concernant les croisements, le croisement entre le mode 3 et le 6<sup>e</sup> harmonique moteur est situé à la vitesse d'essai de 80Nn. Les fans fabriqués par la même entreprise<sup>6</sup> sur des configurations similaires ont montré que les fréquences modales sont surestimées d'environ 5% pour les modes avec une forte composante de torsion. De plus lors des campagnes d'essai précédentes, le croisement avec l'6<sup>e</sup> harmonique moteur n'a jamais empêché l'exploration

6. <http://www.duc-helices.com>

de l'iso-vitesse. Ainsi, les essais à 80Nn devraient pouvoir être effectués normalement.

Le croisement le plus proche de la vitesse de rotation nominale a lieu entre le mode 3 et l'5<sup>e</sup> harmonique moteur à 97Nn soit une marge avec la vitesse nominale de 3Nn. Cependant, diminuer la fréquence du mode 3 pour augmenter cette marge aurait également pour conséquence de réduire la marge à 110Nn avec l'4<sup>e</sup> harmonique moteur. Comme les précédents montages ont montré que les fréquences propres prédites par les simulations sont supérieures aux fréquences mesurées, il a été jugé préférable de conserver cette répartition des marges. Avec une fréquence du mode 3 inférieure, le croisement se produira à une vitesse plus éloignée de la vitesse nominale et la marge à 110Nn diminuera.

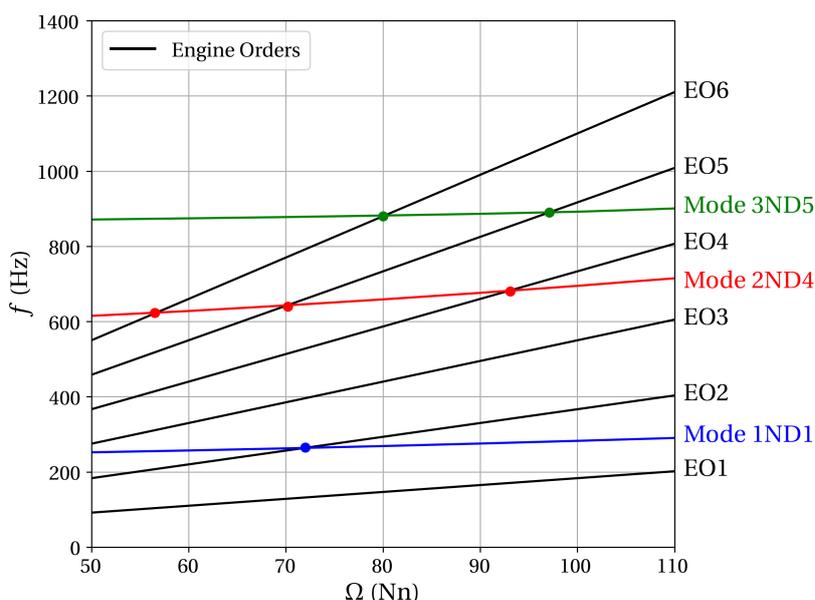


FIGURE 4.44 – Diagramme de Campbell du fan

#### 4.4.4 Bilan

Cette partie a détaillé le comportement mécanique du fan. D'un point de vue statique, il se caractérise par une faible déformée sous le chargement centrifuge et aérodynamique. Les contraintes statiques restent bien inférieures à la limite d'élasticité du matériau composite ce qui augmente les niveaux vibratoires admissibles et donc permet l'étude des phénomènes d'aéroélasticité instables. D'un point de vue dynamique, les fréquences modales sont situées de façon à permettre l'exploration expérimentale de l'ensemble des vitesses de rotation voulues. À noter que les modes au sein d'une même famille modale varient très fortement pour les diamètres nodaux inférieurs à 2.

## 4.5 Étude de la stabilité du fan sur la plage de fonctionnement

### 4.5.1 Stratégie d'étude

Le principal objectif de la configuration ECL5 est d'étudier expérimentalement les phénomènes d'instabilités multi-physiques. La version développée dans ces travaux est la première ver-

sion devant être testée expérimentalement. Dans un premier temps, le fan est conçu pour être stable sur une plage de fonctionnement importante afin de pouvoir explorer l'ensemble des vitesses de rotation tout en assurant la sécurité des moyens d'essai. Dans un second temps, une fois les premiers essais réalisés, le fan pourra être adapté pour favoriser l'apparition d'autres instabilités aéroélastiques. Ces modifications pourront par exemple porter sur les modes via un changement d'orientation des nappes composites ou sur l'introduction de désaccordage intentionnel via les nappes composites ou la géométrie. Une étude de stabilité exhaustive consisterait à simuler l'ensemble des diamètres nodaux de chaque famille modale à chaque point de fonctionnement de chaque vitesse de rotation. Soit 54 simulations par point de fonctionnement, ce qui dépasse le cadre de travaux de thèse. Dans cette partie, on cherche à valider la présence d'une plage de stabilité du fan pour les hautes vitesses d'essai identifiées (voir section 1.2.3.2).

Dans ce cadre, une sélection de cas à étudier est nécessaire. Les instabilités aéroélastiques sont susceptibles d'apparaître aux limites de la plage de fonctionnement [PLATZER et CARTA, 1988]. Pour valider la conception du fan vis-à-vis de sa stabilité aéroélastique, il a été choisi de considérer cinq points de fonctionnement représentatifs de l'écoulement stationnaire sur le fan. Ces points de fonctionnement sont indiqués sur la figure 4.45 et notés OP-A à OP-E. OP-A est le point de design à 100Nn. L'écoulement est transsonique et sans décollement de la couche limite sur l'aube. Il sert de référence et doit absolument être stable pour toutes les configurations modales. OP-B est le point de taux de pression maximal à 100Nn. L'onde de choc sur l'extrados génère un décollement de la couche limite. OP-C est un point de fonctionnement à 100Nn proche du blocage. L'écoulement présente un blocage sonique et des décollements des couches limites à l'aval des ondes de choc. OP-D et OP-E sont des points de fonctionnement proches du taux de pression maximal à 80Nn. L'écoulement est subsonique et est caractérisé par un décollement de la couche limite au bord d'attaque. Les écoulements stationnaires des points OP-A, OP-B et OP-C ont été décrits plus en détail dans la section 4.3.2. L'écoulement stationnaire des points OP-D et OP-E sera détaillé pour l'analyse des mécanismes d'interaction fluide-structure dans le chapitre 6.

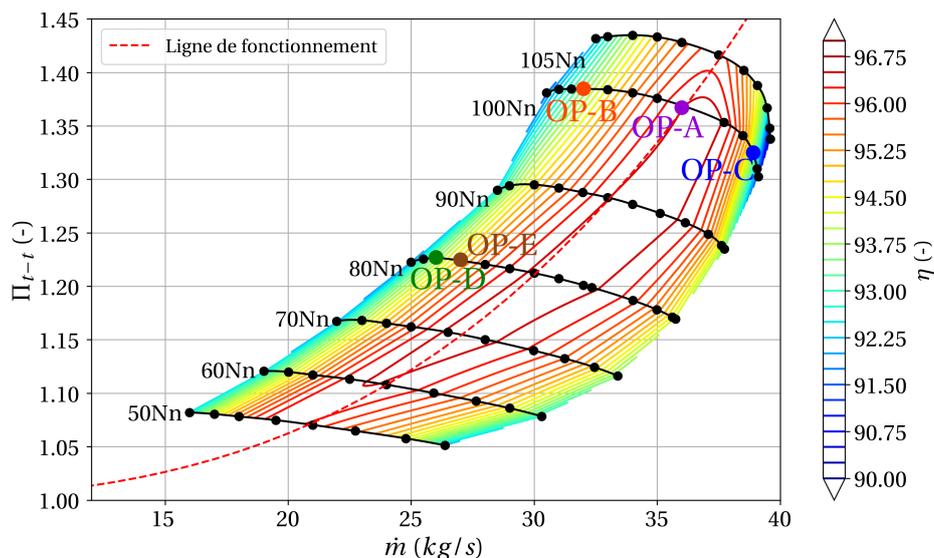


FIGURE 4.45 – Plage de fonctionnement du fan avec les points d'analyse aéroélastique

La stabilité aéroélastique du fan est caractérisée pour les trois modes présentés dans la section 4.4.3. Seuls les diamètres nodaux pairs ont été considérés. Les diamètres nodaux  $\pm 1$  ont été

ajoutés, car leur comportement aéroélastique ne peut être déduit des autres diamètres nodaux en raison des différences des fréquences et des déformées modales (voir figure 4.40). Certains diamètres nodaux impairs ont été simulés lorsqu’une discontinuité de la courbe d’amortissement aéroélastique était observée.

#### 4.5.2 Influence de la configuration numérique sur le champ stationnaire

Comme mentionné dans la section 3.2, le solveur stationnaire et le maillage ont été modifiés entre la conception aéroélastique et l’étude de stabilité aéroélastique. Le tableau 4.7 présente les performances calculées par les deux configurations numériques. Les différences sont faibles. Le champ aéroélastique stationnaire est peu impacté pour les points de fonctionnement considérés (voir annexe D). Les structures d’onde de choc et de décollement de la couche limite sont similaires pour tous les points de fonctionnement. Le changement de maillage influe principalement sur l’écoulement subsonique en pied qui est a priori peu important pour l’étude de la stabilité aéroélastique.

Point de fonctionnement	$\Pi_{t-t}$		$\eta$	
	FineTurbo	elsA	FineTurbo	elsA
OP-A	1.368	1.370	96.3%	96.3%
OP-B	1.384	1.388	93.5%	93.4%
OP-C	1.325	1.326	94.0%	93.6%
OP-D	1.226	1.227	93.6%	93.3%
OP-E	1.224	1.225	95.0%	94.6%

TABLEAU 4.7 – Performances aéroélastiques aux points d’étude aéroélastique en fonction de la configuration numérique stationnaire

#### 4.5.3 Amortissement aéroélastique du fan

La figure 4.46 présente l’évolution de l’amortissement en fonction du diamètre nodal pour les quatre points de fonctionnement OP-A à OP-D. Le cinquième point OP-E sera détaillé à la section 4.5.5. L’amortissement minimal atteint pour chacune de ces courbes est répertorié dans le tableau 4.8. Au point de design OP-A, l’amortissement est positif pour tous les modes et la valeur minimale est de 1.4% pour le mode 2ND1, ce qui satisfait l’objectif de conception.

L’amortissement aéroélastique du mode 1 en fonction du diamètre nodal est régulier et proche d’une sinusoïde pour tous les points de fonctionnement. Les plus petites valeurs d’amortissement sont atteintes pour les modes 1ND[0-2]. Pour les diamètres nodaux élevés, l’amortissement dépasse 5%. Pour les quatre points de fonctionnement étudiés, le mode 1 est globalement plus stable que les modes 2 et 3, en particulier pour les diamètres nodaux élevés. Les courbes d’amortissement du mode 2 et du mode 3 sont plus erratiques et l’amortissement minimal est atteint pour des diamètres nodaux variés. Pour tous les points de fonctionnement, c’est le mode 2 qui présente le plus faible amortissement, sauf pour le point OP-C pour lequel l’amortissement du mode 3 est le plus faible pour les diamètres nodaux inférieurs à  $-2$ . L’amortissement aéroélastique est positif pour l’ensemble des configurations testées à l’exception du mode 2ND5 à OP-D. Pour les autres, l’amortissement est toujours supérieur à 0.7%.

Les paragraphes suivants ont pour objectif de caractériser plus précisément l’amortissement pour les différents points de fonctionnement en identifiant l’influence de la variation des modes

d'un diamètre nodal à l'autre, l'influence du point de fonctionnement à 80Nn et la proportion entre travaux de déplacement et de déformation (voir section 3.2.1.3).

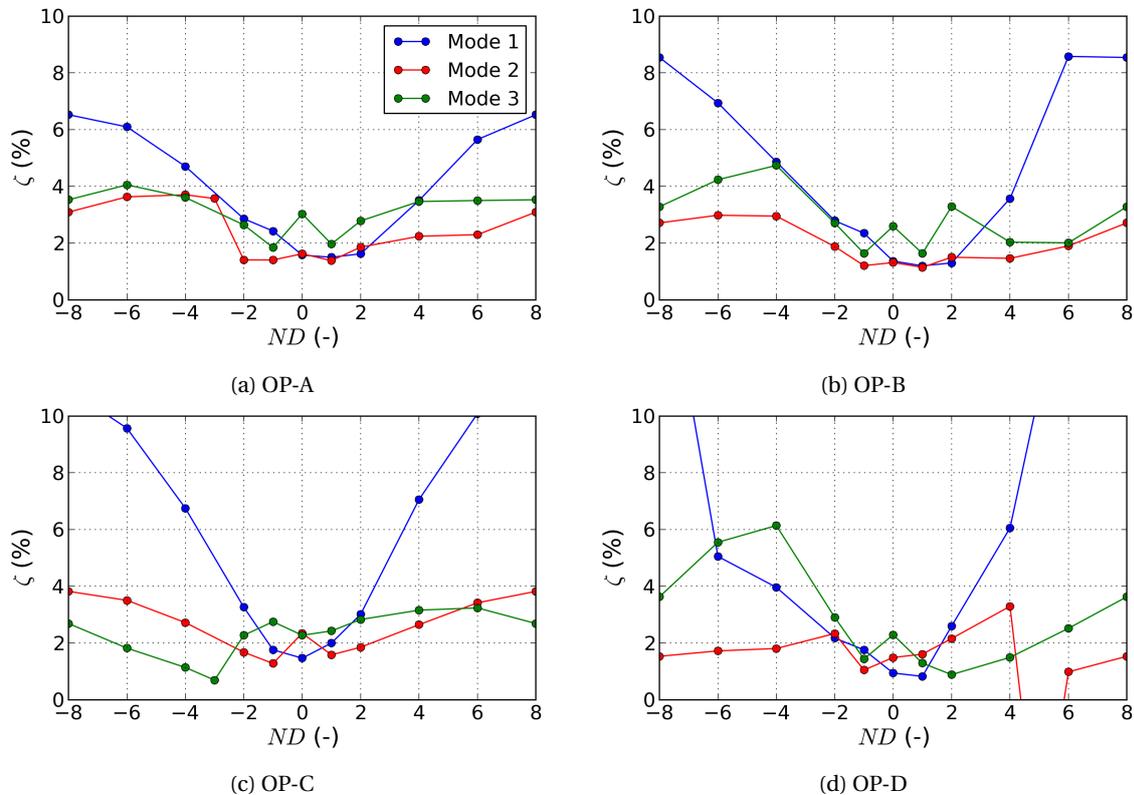


FIGURE 4.46 – Amortissement  $\zeta$  en fonction du diamètre nodal par point de fonctionnement et par mode

OP	Mode		
	1	2	3
OP-A	1.5%	1.4%	1.8%
OP-B	1.2%	1.2%	1.6%
OP-C	1.5%	1.3%	0.7%
OP-D	0.8%	-5.6%	0.9%

TABEAU 4.8 – Amortissement minimal par point de fonctionnement et par mode

#### 4.5.4 Influence de la fréquence et de la déformation modale sur l'amortissement

Les courbes d'amortissement présentent des comportements plus erratiques que la plupart des cas académiques (FERRIA et al. [2012], FREY et al. [2019], DUQUESNE et al. [2018a]). Cette caractéristique peut être attribuée à différentes causes. Elles peuvent être : la complexité de l'écoulement instationnaire résultant de la géométrie complexe de l'aube, les conditions de propagation acoustiques amont/aval dans la veine ou bien la différence de fréquence et de déformée entre les diamètres nodaux d'une même famille modale. (voir figure 4.41) Afin de quantifier ce dernier point, des simulations ont été réalisées au point OP-A. Pour chaque famille modale (1, 2 et 3), la même fréquence et la même déformée modale sont utilisées pour tous les diamètres nodaux. On parle de famille modale uniforme par opposition à la famille modale réelle issue des simulations mécaniques. Les simulations d'une famille modale uniforme ne diffèrent plus que par le

déphasage inter-aube imposé. La fréquence et la déformée imposées sont respectivement celles des modes 1ND8, 2ND8 et 3ND8.

La figure 4.47 compare les amortissements obtenus pour ces familles modales uniformes avec ceux obtenus avec les modes réels. Les amortissements les plus impactés par la modification du mode sont pour  $ND = \pm 1$ . De plus, le mode 3 est le plus impacté. Ce résultat est cohérent, car il s'agit des déformées modales les plus modifiées (voir figure 4.41). En revanche, bien que la fréquence du mode 1ND0 soit modifiée de 9%, la variation de l'amortissement est marginale. Les oscillations observées sur les courbes d'amortissement figure 4.46 entre les diamètres nodaux  $-2$  et  $2$  sont donc essentiellement dues aux variations de la déformée modale. Au contraire, la discontinuité observée entre les modes 2ND-2 et 2ND-3 n'est pas liée à la variation des modes propres de la roue aubagée.

Ainsi, il est donc établi que le caractère erratique des courbes pour les faibles diamètres nodaux est principalement lié aux différences de déformée modale au sein d'une même famille modale.

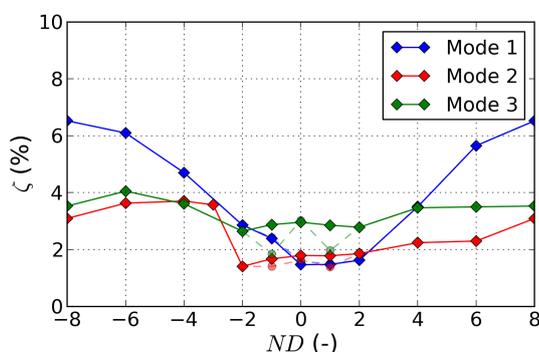


FIGURE 4.47 – Amortissement  $\zeta$  à OP-A en fonction du diamètre nodal pour une déformée et une fréquence fixées (ND8). Marqueurs carrés et ligne continue : famille modale uniforme. Marqueurs ronds et ligne pointillés : famille modale réelle

#### 4.5.5 Influence du point de fonctionnement à 80Nn

A OP-D, l'amortissement varie très brusquement entre le mode 2ND4 et le mode 2ND6 (voir figure 4.46d). L'amortissement du mode 2ND5 est très négatif ce qui indique l'apparition potentielle d'un flottement de l'aube. Afin de caractériser la localisation de cette zone instable sur la plage de fonctionnement, des simulations ont été réalisées à OP-E pour un débit masse supérieur de 3.8%. Contrairement à OP-D, les résultats montrent une très faible influence du diamètre nodal à OP-E et l'amortissement aérodynamique reste positif et supérieur à 2.0% (voir figure 4.48). La zone d'instabilité sur la plage de fonctionnement détectée à OP-D est donc localisée pour les faibles débits. Ainsi à 80Nn, le fan présente une plage stable autour de la ligne de fonctionnement permettant d'accéder aux plus hautes vitesses de rotation. Une analyse détaillée des mécanismes de stabilité aéroélastique à 80Nn est réalisée dans le chapitre 6.

#### 4.5.6 Comparaison du travail de déplacement et du travail de déformation

Le travail élémentaire est obtenu grâce à la formule 3.30, réécrite ici :

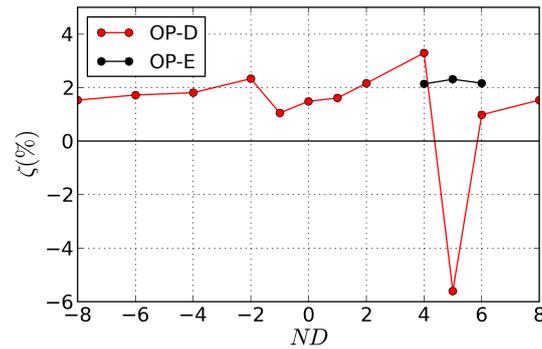


FIGURE 4.48 – Influence du point de fonctionnement (OP-D et OP-E) sur l'amortissement

$$\zeta_{elem} = \frac{\text{Re} \left[ i\pi \left( \tilde{P} \tilde{S}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{mode} \right) \right]}{\mathcal{W}_{depl}} + \frac{\text{Re} \left[ i\pi \left( \bar{P} \tilde{S}^* \cdot \tilde{\mathbf{u}}_{mode} \right) \right]}{\mathcal{W}_{def}} \quad (4.9)$$

Dans cette expression, le travail est décomposé en un travail de déformation  $\mathcal{W}_{def}$ , lié au produit de la fluctuation de la normale de la surface par le déplacement modal, et un travail de déplacement  $\mathcal{W}_{depl}$ , lié au produit des fluctuations du champ de pression par le déplacement modal. Les travaux de déformation et de déplacement ont été intégrés sur l'aube séparément. Le ratio des deux est présenté figure 4.49. On constate que pour l'ensemble des points de fonctionnement et des modes, le travail de déformation est négligeable sauf pour les modes à  $\pm 1$  diamètres nodaux. Pour ces modes, le travail de déformation ne représente au maximum que 5% du travail de déplacement. La stabilité (ou instabilité) du fan est donc pilotée par le travail des fluctuations de pression. À noter que le long de l'iso-vitesse 100Nn, le travail de déformation des modes 2 et 3 à  $ND = \pm 1$  est déstabilisant, contrairement au mode 1 ( $\zeta$  étant toujours positif). L'inverse est observé pour le point OP-D à 80Nn

#### 4.5.7 Bilan

Dans cette section, l'amortissement aérodynamique du fan ECL5 a été systématiquement déterminé numériquement en fonction de divers paramètres : le point de fonctionnement, la famille modale et le nombre de diamètres nodaux. En particulier, les points de fonctionnement ont été choisis pour être représentatifs des différentes topologies d'écoulement stationnaires pour les hautes vitesses de rotation. Pour l'ensemble des configurations aéroélastiques testées, le fan a un comportement stable à l'exception du mode 2ND5 à OP-D. Des simulations au point de fonctionnement OP-E ont permis de montrer que cette instabilité est localisée pour les faibles débits. Elle pourra faire l'objet d'études expérimentales dédiées sans empêcher l'investigation des plus hautes vitesses de rotation. Le design du fan est donc validé pour les campagnes expérimentales à venir. À partir de ces résultats, les chapitres 5 et 6 détaillent les mécanismes responsables de la stabilité (ou non) de l'aube pour les différentes configurations aéroélastiques. Le travail de déformation étant négligeable devant le travail de déplacement, l'analyse de ces causes nécessitera l'étude des fluctuations instationnaires de l'écoulement soumis à la vibration de l'aube.

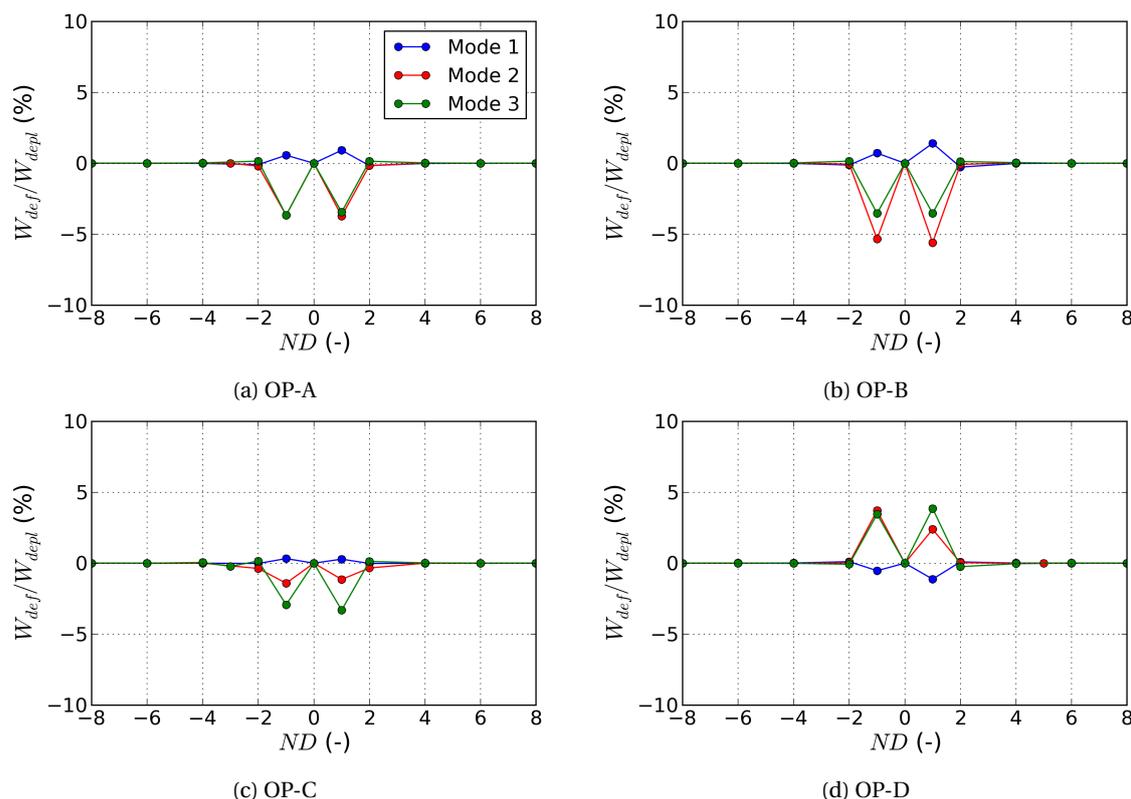


FIGURE 4.49 – Ratio du travail de déformation sur le travail de déplacement par point de fonctionnement et par mode

## 4.6 Synthèse

Le processus de conception a abouti à une version de la configuration ECL5 pouvant être étudiée expérimentalement sur le banc d'essai du LMFA. La géométrie de cette configuration et la structure composite des aubes du fan ont été décrites. Elle respecte l'ensemble des critères de conception identifiés dans la section 1.2.

L'étage se caractérise par un rendement élevé sur une large plage de fonctionnement pour des points de fonctionnement transsoniques ou faiblement supersoniques. À bas débit, les instabilités se déclenchent dans le fan. À haut débit, le phénomène de blocage apparaît dans le fan à partir de la vitesse nominale.

Le déplacement du fan sous les efforts stationnaires est faible, de l'ordre de 1% de la corde. Seule la fermeture du jeu en fonction de la vitesse de rotation est significative pour le comportement aérodynamique. Les contraintes dans l'aube sont faibles par rapport aux limites d'élasticité. Cela permettra une marge de sécurité en vibration importante lors des essais. De même que le déplacement statique, les déformées modales sont complexes. En particulier, les modes à 1 diamètre nodal sont très différents des autres modes à cause de l'orbitage du disque autour de l'axe. Leurs fréquences ont été ajustées grâce à l'orientation des fibres de carbone pour éviter tout croisement au-delà de 100Nn.

Pour les trois premiers modes, le fan présente un comportement aéroélastique stable sur une large zone autour de la ligne de fonctionnement. Une unique configuration instable a été identifiée. Elle présente un écoulement subsonique et elle est située à distance de la ligne de fonctionnement. Enfin, le travail des forces aérodynamiques sur l'aube est presque exclusivement causé

par les fluctuations de pression. L'identification des mécanismes responsables de la stabilité du fan nécessite donc l'étude de ces fluctuations.

# Analyse des mécanismes de stabilité aéroélastique pour des écoulements transsoniques

## Sommaire

---

<b>5.1 Principe d'analyse des mécanismes de stabilité</b>	<b>140</b>
<b>5.2 Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 2 au point de design OP-A</b>	<b>141</b>
5.2.1 Caractérisation des récepteurs	142
5.2.2 Caractérisation des structures aérodynamiques réceptrices	145
5.2.3 Analyse de la propagation des perturbations	147
5.2.4 Identification des sources et des mécanismes perturbant les structures aérodynamiques dans la zone supersonique	150
5.2.5 Identification des sources et des mécanismes perturbant les structures aérodynamiques dans la zone subsonique	151
5.2.6 Étude de l'influence des conditions de propagation acoustique sur les structures aérodynamiques émettrices	157
5.2.7 Bilan	159
<b>5.3 Analyse des mécanismes de stabilité des autres modes à OP-A</b>	<b>160</b>
5.3.1 Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 1	161
5.3.2 Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 3	168
5.3.3 Bilan de l'influence du mode mécanique	173
<b>5.4 Influence du point de fonctionnement sur les mécanismes de stabilité du mode 2</b>	<b>175</b>
5.4.1 Analyse des mécanismes de stabilité à faible débit OP-B	175
5.4.2 Analyse des mécanismes de stabilité à haut débit OP-C	180
5.4.3 Bilan de l'influence du point de fonctionnement	188
<b>5.5 Synthèse</b>	<b>189</b>

---

L'étude menée dans la section 4.5 a montré que le fan ECL5 a un comportement aéroélastique stable sur une large zone de la plage de fonctionnement ce qui permet de valider sa conception pour réaliser les essais. Le projet ECL5 a été initié avec comme objectif scientifique principal de permettre l'étude des instabilités aéroélastiques sur une configuration de recherche représenta-

tive des fans modernes, d'en améliorer la compréhension et de valider ou non des analyses théoriques et numériques développées antérieurement au LMFA.

Dans ce chapitre et le suivant, on étudie les mécanismes d'interaction fluide-structure influant sur la stabilité aéroélastique et pouvant conduire au flottement. L'objectif est d'identifier ces mécanismes et de les confronter à des modèles développés pour des cas 1D et à des mécanismes mis en évidence sur des configurations académiques plus simples. Tout d'abord, le principe de l'analyse des mécanismes est introduit. Puis il est appliqué pour différents cas d'écoulements transsoniques. La première analyse porte sur le mode 2 au point de design OP-A (voir section 4.3.2). À partir de celle-ci, les analyses sont étendues aux autres modes (1 et 3) et à d'autres points de fonctionnement à la vitesse nominale (OP-B et OP-C).

## 5.1 Principe d'analyse des mécanismes de stabilité

L'analyse développée cherche à déterminer la chaîne de causalité des phénomènes aéroélastiques conduisant à la stabilité ou l'instabilité d'une aube. Son principe se divise en trois parties illustrées par le diagramme en figure 5.1.

1. Analyse de la répartition du travail local. La localisation des zones de la peau de l'aube pour lesquelles le travail local est significatif permet d'identifier les « récepteurs ». Le travail est relié aux fluctuations de pression suivant l'expression donnée équation 3.30. En effet, dans la section 4.5.6, il a été montré que le travail de déformation est négligeable devant le travail de déplacement. L'étude des mécanismes de stabilité passe donc par l'étude des fluctuations de pression. Par exemple, une onde de choc génère de fortes fluctuations de pression lorsque sa position varie [FERRAND et al., 1998]. Ainsi pour chaque récepteur, on peut associer une structure aérodynamique « réceptrice » dont les fluctuations sont significatives.
2. Détermination des principaux mécanismes causant les fluctuations des structures aérodynamiques réceptrices. Ces dernières peuvent être dues à la fluctuation locale des conditions aux limites (position, vitesse) qui sont elles-mêmes causées par la vibration de l'aube. La zone générant ces fluctuations est appelée « source ». Par exemple une augmentation de l'incidence peut être la source d'une diminution de pression sur l'extrados (voir section 2.3.2). Cependant les interactions fluide-structure présentent la particularité qu'il n'y a pas toujours collocation entre la structure réceptrice et la source des perturbations. Dans ce cas, ces perturbations sont émises par une structure aérodynamique dite « émettrice ». Entre les deux, les perturbations de l'écoulement peuvent se propager, par exemple sous la forme d'ondes de pression (voir section 2.3.3.2). Cette analyse est rendue très complexe par la superposition de perturbations locales et de perturbations se propageant potentiellement dans toutes les directions.
3. Détermination des principaux mécanismes causant les fluctuations des structures aérodynamiques émettrices. Comme pour les structures réceptrices, on cherche à déterminer comment la fluctuation des conditions aux limites de la source impacte l'écoulement. Pour ce faire, il est possible d'utiliser localement une analyse quasi-stationnaire pour interpréter les fluctuations de l'écoulement.

Pour chaque point de fonctionnement et chaque mode, différents diamètres nodaux ont été simulés. En faisant l'hypothèse que les déformées des modes sont suffisamment similaires entre les diamètres nodaux d'une même famille (voir section 4.5.6), les sources sont donc identiques.

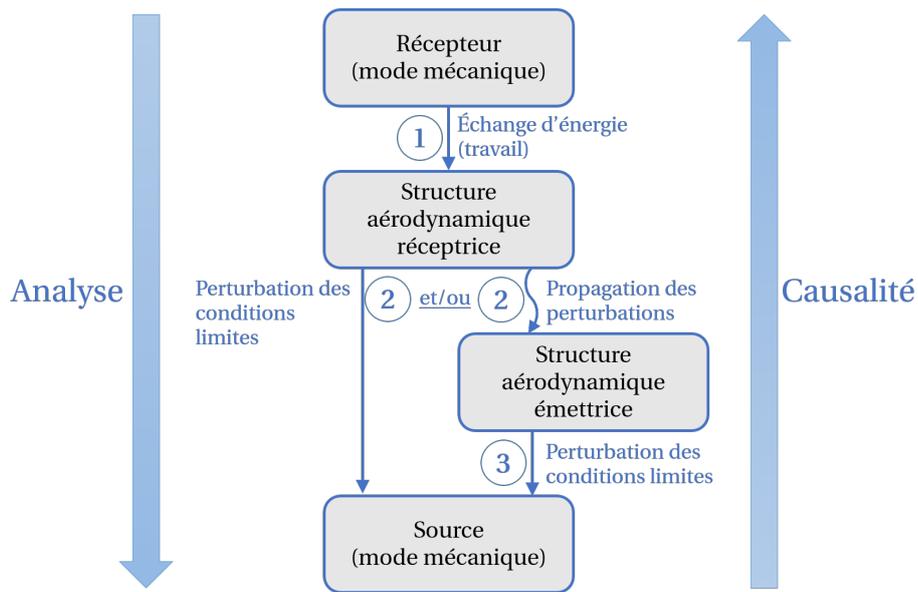


FIGURE 5.1 – Schéma de principe de l'étude des interactions fluide-structure

En revanche le déphasage entre ces sources varie d'une aube à l'autre. La comparaison entre les simulations avec les différents diamètres nodaux permet alors de faciliter l'identification des principaux mécanismes de stabilité aéroélastique.

Les fluctuations de pression sont analysées à la surface de l'aube de référence 0 (voir section 4.4.3.2) et dans les canaux inter-aubes adjacents. Cette aube a un déplacement dont la composante  $u_t$  est négligeable par rapport à la composante  $u_r$ . L'aube précédente dans le sens de la rotation est notée  $-1$  et l'aube suivante  $+1$ . Les cartographies des fluctuations pariétales de l'écoulement sont tracées dans le référentiel vibratoire tandis que les fluctuations dans les vues aube à aube sont tracées dans le référentiel stationnaire.

Les déformées des modes à diamètres nodaux  $\pm 1$  sont très différentes de celles des autres diamètres nodaux (voir figures 4.40, 4.41, 4.42). Les simulations pour ces diamètres nodaux ont permis de valider la conception du fan en s'assurant de sa stabilité pour ces modes en particulier (voir figure 4.46). Cependant il a été mis en évidence section 4.5.4 que leur comportement aéroélastique diffère significativement des autres diamètres nodaux. Pour ne pas multiplier les analyses, les mécanismes de stabilité aéroélastique des modes à diamètres nodaux  $\pm 1$  ne sont pas présentés.

## 5.2 Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 2 au point de design OP-A

On commence par analyser les mécanismes de stabilité du fan pour un écoulement transsonique au point de design OP-A. En effet pour ce point de fonctionnement, l'écoulement stationnaire ne présente pas de décollement des couches limites sur l'aube ce qui limite l'apparition d'interactions potentiellement complexes à analyser. On choisit également d'étudier les fluctuations de l'écoulement pour le mode 2. Ce choix est motivé par deux considérations :

- Il est en moyenne moins stable que le mode 1 ou le mode 3 (voir figure 4.46)
- Il présente une déformée modale plus localisée que le mode 1 et le mode 3 (voir figure 4.41) et qui se divise en deux zones de fort déplacement appelées lobes : un au bord d'attaque en

tête d'aube et un autre au bord de fuite à mi-hauteur de veine. Ces lobes correspondent aux deux principales sources d'excitation mécanique. Il est ainsi possible d'analyser le champ de fluctuations de pression statique au regard de ces sources circonscrites.

La fréquence du mode 2 varie entre 671 Hz et 697 Hz à 100Nn en fonction du diamètre nodal. La fréquence réduite de ce mode en tête d'aube à OP-A varie ainsi entre 0.18 et 0.19. Dans ces conditions, il est encore possible d'utiliser localement une analyse quasi-stationnaire pour interpréter les fluctuations de l'écoulement, même si on se trouve à la limite de la validité de cette hypothèse. En quasi-stationnaire, les fluctuations s'adaptent « instantanément » à la position des aubes et elles peuvent être vues comme une succession d'états stationnaires. Ici, les fréquences réduites sont relativement élevées pour appliquer l'hypothèse à l'ensemble de l'écoulement. En revanche il est possible de l'utiliser pour des analyses à une échelle plus locale. Par exemple par rapport à la longueur de la zone supersonique sur le profil, la fréquence réduite est divisée par 4 et elle tombe à 0.05.

## 5.2.1 Caractérisation des récepteurs

### 5.2.1.1 Identification des récepteurs

Les récepteurs sont identifiés à partir des cartographies de travail local sur l'aube pour l'ensemble des modes à nombre de diamètres nodaux pairs. Ces cartographies sur l'extrados et l'intrados sont présentées figure 5.2. Sur cette figure et dans le reste du chapitre, la ligne noire indique la ligne sonique du nombre de Mach isentropique ( $M_{is} = 1.0$ ). En plus de la poche supersonique principale, une très petite poche est observée en tête sur l'extrados aux 3/4 de corde. La ligne violette en pointillés indique la ligne nodale du mode, qui est la ligne de déplacement minimal, pas toujours nul, déterminée pour chaque hauteur de veine. Les différents diamètres nodaux sont disposés en cercle afin de les mettre côte à côte en fonction de leur déphasage inter-aube. Les valeurs de déphasage associées sont rappelées dans le tableau 5.1. Sur l'ensemble des cartographies de travail de ce chapitre, la zone grise est celle pour laquelle le travail local adimensionné par l'énergie modale est inférieur à  $1.0 \text{ m}^{-2}$ . À titre de comparaison, le travail local adimensionné maximal dépasse localement  $100 \text{ m}^{-2}$  proche du bord d'attaque en tête d'aube pour le mode 2ND6. La ligne noire en pointillés sur le mode 2ND0 matérialise la hauteur 90%H qui est utilisée dans la suite de l'analyse.

ND	$\sigma$	ND	$\sigma$
0	0°	8	$\pm 180^\circ$
2	45°	-6	-135°
4	90°	-4	-90°
6	135°	-2	-45°

TABLEAU 5.1 – Correspondance entre le nombre de diamètres nodaux et le déphasage inter-aube

La déformée modale du mode 2 est composée de deux lobes (voir figure 5.3). Le lobe en tête au bord d'attaque est identifié par « Lobe A » et le lobe au bord de fuite à mi-hauteur de veine est identifié par « Lobe B ». Le déplacement modal est en opposition de phase de part et d'autre de la ligne modale, ce qui explique le changement de signe du travail local (voir par exemple l'intrados du mode 2ND6, figure 5.2) à la traversée de cette ligne.

Le travail local atteint des amplitudes maximales pour les diamètres nodaux élevés et est beau-

coups plus élevés sur le lobe A que sur le lobe B pour tous les diamètres nodaux. À partir de ces répartitions de travail, on distingue cinq récepteurs principaux de travail sur le lobe A indiqués sur le mode 2ND6 de la figure 5.2 et reprises figure 5.5.

- « Ext BA » : Zone supersonique à l’amont de l’onde de choc sur l’extrados, avec un travail toujours positif
- « Ext OdC » : Zone correspondant à l’onde de choc sur l’extrados, avec un travail positif pour les modes 2ND0 à 2ND4 et négatif pour les autres.
- « Ext BF » : Zone subsonique sur l’extrados à l’aval de « Ext BA », avec un travail de signe variable et souvent opposé à celui de la zone « Ext OdC ».
- « Int BA » : Zone subsonique proche du bord d’attaque sur l’intrados, avec un travail toujours positif.
- « Int BF » : Zone subsonique sur l’intrados à l’aval de « Int BA », avec un travail négligeable ou faiblement négatif.

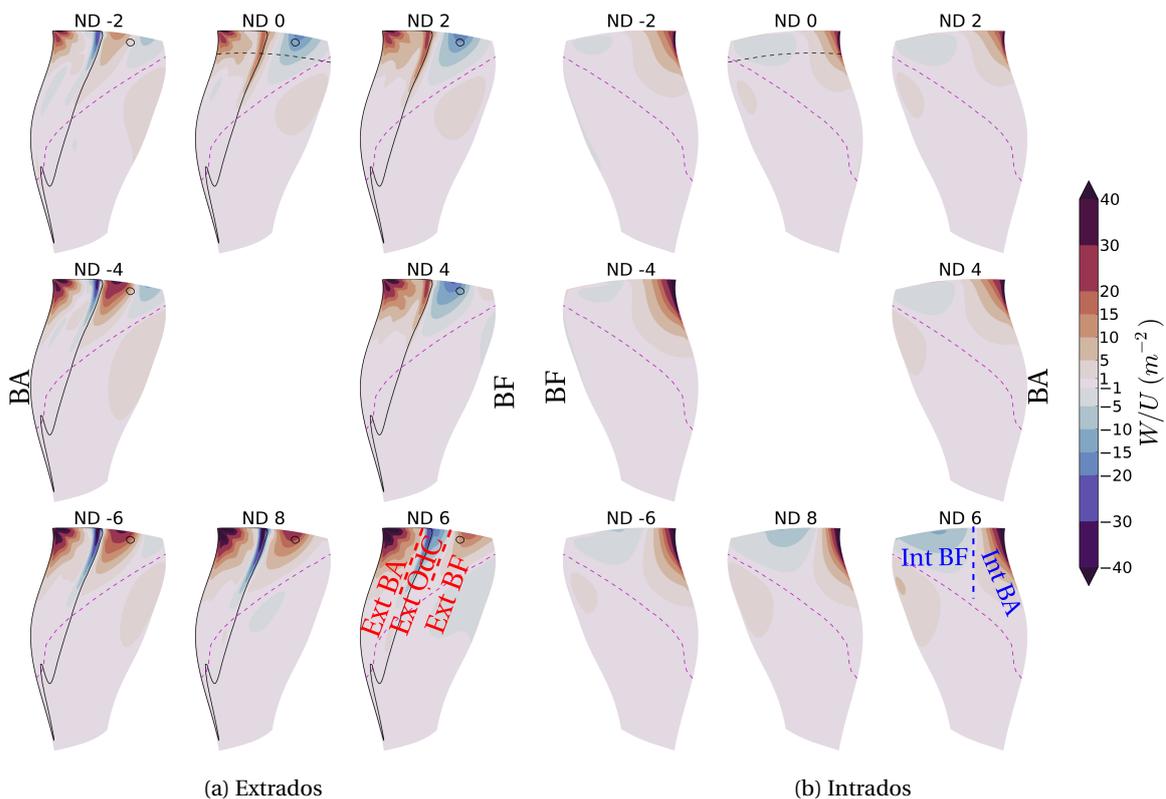


FIGURE 5.2 – Travail local pour le mode 2 à OP-A. La ligne continue noire représente la ligne sonique, la ligne en pointillés violets la ligne nodale du mode et la ligne en pointillés noirs la hauteur de veine à 90%H.

### 5.2.1.2 Contribution relative des récepteurs en tête d’aube par décomposition spatiale

Les échanges d’énergie entre l’aube et l’écoulement sont donc principalement localisés en tête sur le lobe A. On cherche à quantifier les contributions des différents récepteurs les uns par rapport aux autres. Une intégration du travail à une hauteur de veine est peu indicative de la localisation des récepteurs, car le signe du travail varie beaucoup en fonction de la position le long du profil.

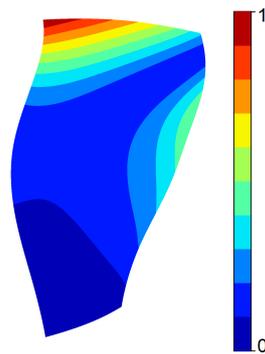


FIGURE 5.3 – Amplitude normalisée de la déformée modale du mode 2

En revanche, il varie peu en fonction de la hauteur sur le lobe A. On choisit donc d'analyser la répartition du travail sur un profil représentatif en tête d'aube, extrait à 90%H et représenté sur la figure 5.4 en fonction de l'abscisse curviligne (définie dans la section 3.2.2).

Le travail linéique par unité de hauteur est obtenu en intégrant le travail local par rapport à l'abscisse curviligne. La figure 5.6a présente pour chaque diamètre nodal le travail linéique total à 90%H et sa décomposition sur les cinq récepteurs pour chaque diamètre nodal. La figure 5.6b présente la moyenne et la variation du travail de chaque récepteur lorsque le diamètre nodal change. On constate que le travail linéique total est toujours positif et donc que le profil est stabilisant pour tous les diamètres nodaux. Dans le détail, « Ext OdC » comprenant l'onde de choc ne représente qu'une faible contribution au travail total. « Ext BF », qui présente les plus fortes variations, a un travail supérieur ou égal en absolu et de signe opposé. La somme des contributions de ces deux récepteurs est donc relativement faible, car elles se compensent en partie. « Int BF » est plutôt instable, mais sa contribution est faible par rapport à la contribution des récepteurs proches du bord d'attaque. En effet, « Ext BA » et « Int BA » sont toujours très stabilisants. Ce sont eux qui assurent une stabilité globale à l'aube pour l'ensemble des diamètres nodaux.

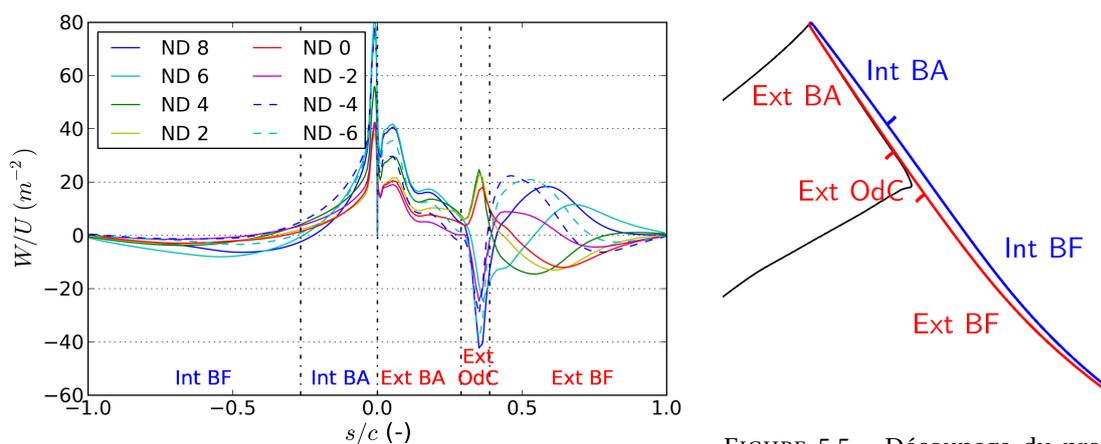


FIGURE 5.4 – Travail local en fonction du diamètre nodal sur le profil à 90%H pour le mode 2 à OP-A (voir figure 5.2)

FIGURE 5.5 – Découpage du profil à 90%H en cinq récepteurs pour le calcul des contributions locales de la stabilité à OP-A

En conclusion de la première phase d'analyse, la répartition de travail a permis de caractériser les récepteurs. Ceux-ci sont principalement situés sur le lobe A situé entre 80%H et 100%H. La stabilité de l'aube est assurée par les deux récepteurs proches du bord d'attaque « Ext BA » et

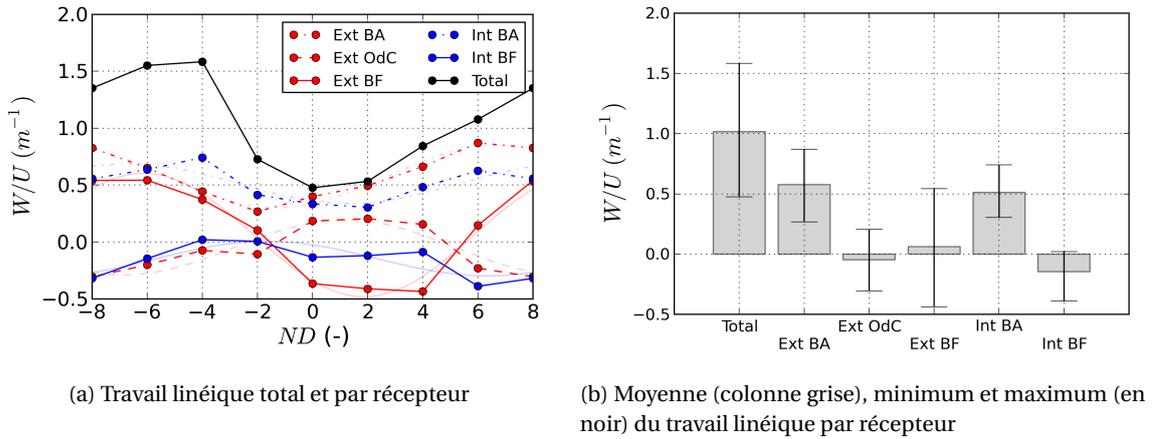


FIGURE 5.6 – Décomposition du travail en fonction du diamètre nodal à 90%H pour le mode 2 à OP-A

« Int BA ». Les trois autres récepteurs identifiés ont des contributions non négligeables, au moins pour certains diamètres nodaux, mais qui se compensent en partie. Il pourrait y avoir un risque d'instabilité pour le mode 2 si le travail intégré sur « Ext BF » parvenait à une amplitude supérieure à la marge de sécurité créée au bord d'attaque ou si le bord d'attaque avait un effet moins stabilisant. Dans la section suivante, on cherche à identifier le lien entre les structures aérodynamiques réceptrices et émettrices.

### 5.2.2 Caractérisation des structures aérodynamiques réceptrices

Le travail de déformation étant négligeable, le travail est principalement lié aux fluctuations de pression pariétale. La déformée modale a une composante imaginaire  $\mathbf{u}_i$  très faible par rapport à sa composante réelle  $\mathbf{u}_r$  pour tous les diamètres nodaux considérés dans cette partie (voir figure 4.42). En négligeant aussi le terme associé à  $\mathbf{u}_i$ , l'expression du travail (équation 3.33) peut être réécrite sous la forme :

$$W_{elem} = \pi \left( |\tilde{P}| \sin(\Phi) \bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R \right) \quad (5.1)$$

avec  $|\tilde{P}|$  l'amplitude et  $\Phi$  la phase des fluctuations de pression par rapport au déplacement de l'aube. En fonction du signe de  $\bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R$ , le travail est stabilisant pour une phase positive ou négative. Dans tous les cas, une phase à  $0^\circ$  ou  $180^\circ$  indique donc une zone où le travail est faible, car les fluctuations de pression sont en phase ou en opposition de phase avec le déplacement. Une phase à  $\pm 90^\circ$  indique une zone où les fluctuations de pression participent entièrement au travail local, car elles sont en quadrature de phase avec le déplacement. Lorsque la phase n'est pas de  $0^\circ$  ou  $180^\circ$ , plus l'amplitude des fluctuations de pression est grande et plus le travail local est important. Ces grandeurs,  $|\tilde{P}|$  et  $\Phi$  sont tout d'abord analysées à la surface de l'aube pour faire le lien avec le travail local.

Les structures aérodynamiques réceptrices sont les zones de l'écoulement où les fluctuations sont importantes en amplitude. En fonction de la phase, elles ne produisent pas forcément de travail significatif. La figure 5.7 présente l'amplitude des fluctuations de pression sur l'aube pour les différents diamètres nodaux. Elle est importante en tête et en particulier au niveau de l'onde de choc. Sur l'extrados, au niveau de l'onde de choc et à l'aval (b), elle évolue de façon synchronisée (en fonction du diamètre nodal). Les fluctuations minimales sont atteintes pour le mode 2ND4 et

les maximales au mode 2ND-4. A l'aval de l'onde de choc, la zone de plus forte amplitude correspond à une zone quasi-sonique (voir figure 4.20a). Cette zone se repère sur la figure 5.7a par un nombre de Mach isentropique qui dépasse 1.0 localement. Dans la zone supersonique à l'amont de l'onde de choc (a), l'amplitude est en comparaison moins sensible au diamètre nodal. Sur l'intrados, elle est maximale en tête au bord d'attaque et diminue vers le bord de fuite. Elle demeure significative au-delà de 30% de corde (c) par rapport à l'amplitude sur le reste de l'aube alors que le travail local  $y$  est faible (voir figure 5.2b). La plus forte variation entre deux diamètres nodaux adjacents est observée entre les modes 2ND-2 et 2ND-4 sur l'intrados et sur l'extrados.

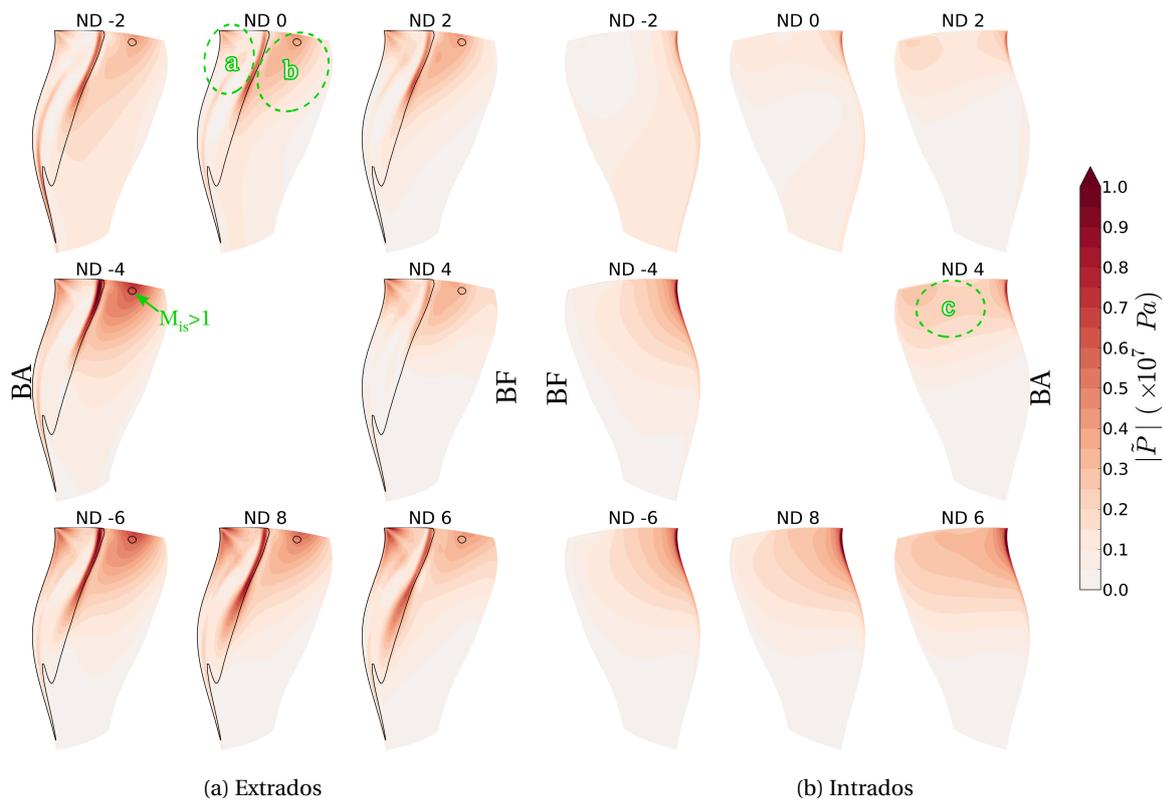


FIGURE 5.7 – Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-A

La figure 5.8 présente la phase des fluctuations de pression sur l'aube de référence 0. Le sens du vecteur de déplacement et de la normale à la paroi variant pour le mode 2, il n'est donc pas possible d'établir un lien simple entre la phase et le signe du travail. La ligne de pixels « blancs » correspond au retournement de la palette de couleurs et matérialise l'iso-phase  $\pm 180^\circ$ . Les cartographies de phase portent une information significative lorsque l'amplitude à la même position n'est pas négligeable. Il faut donc toujours les analyser en regard d'une cartographie d'amplitude. Par exemple, les points de convergence des isophases (d) sur l'intrados pour les modes 2ND-2 à 2ND2 sont des zones d'amplitude quasi-nulle, d'où ces changements de phase abrupts.

Sur l'extrados, la phase des fluctuations de pression varie peu en fonction du diamètre nodal dans la zone supersonique (a) lorsque l'amplitude  $|\tilde{P}|$  est significative. En revanche, dans la zone de l'onde de choc et à l'aval, la phase varie fortement en fonction du diamètre nodal.

Sur l'intrados en tête d'aube, la phase des fluctuations de pression est relativement similaire pour l'ensemble des diamètres nodaux. Les cartographies montrent notamment que les fluctuations de pression ont une phase proche de  $180^\circ$  à mi-corde en tête d'aube (c). Ce qui est cohérent

avec les faibles valeurs de travail local relevées précédemment dans cette zone malgré une amplitude significative. Le déphasage inter-aube modifie donc l'amplitude des fluctuations de pression sur l'intrados, mais peu leur phase.

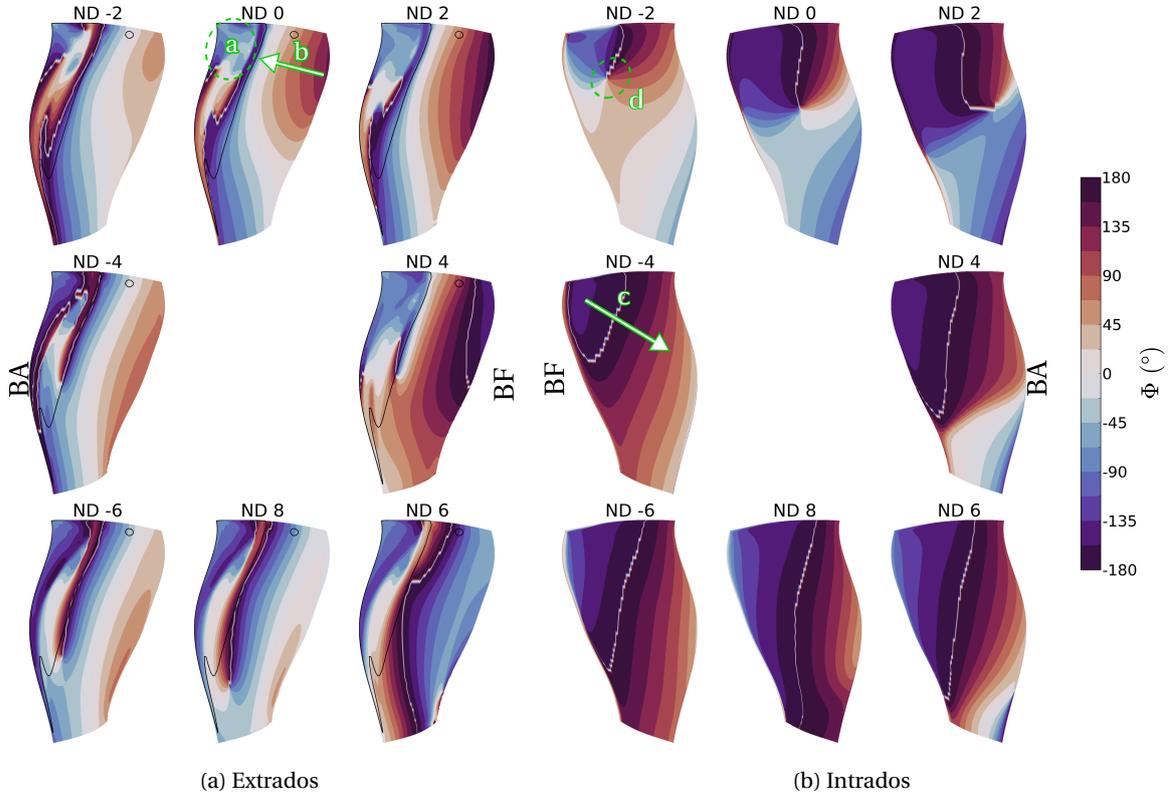


FIGURE 5.8 – Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-A (aube de référence 0)

### 5.2.3 Analyse de la propagation des perturbations

Dans la section précédente, le lien entre le travail et les fluctuations de l'écoulement à la surface de l'aube a été établi. Cette section a pour but d'identifier les principales propagations des perturbations dans l'écoulement du fan.

L'évolution des phases entre deux positions spatiales permet de déterminer le sens dominant de propagation des ondes de pression. Celles-ci se propagent dans le sens opposé au gradient de la phase  $\Phi$ , c'est-à-dire dans le sens décroissant des phases [GEZORK et al., 2016]. Par exemple, sur l'intrados pour le mode 2ND-4 figure 5.8b, les fluctuations se propagent depuis la tête de l'aube au bord de fuite vers le bord d'attaque en pied d'aube. Ainsi sur l'intrados et sur l'extrados, dans les zones subsoniques (b et c), les fluctuations de pression se propagent principalement de l'aval vers l'amont sur la surface de l'aube (onde régressive). De plus, dans les zones où l'amplitude est élevée (voir figure 5.7), les isophases sont globalement verticales ce qui traduit une composante radiale de la direction de propagation faible. On peut donc approfondir l'analyse de la propagation des fluctuations de pression dans un plan aube à aube en tête d'aube.

L'étude des cartographies pariétales permet de faire le lien entre le travail local et les fluctuations de pression ainsi que de déterminer leur sens de propagation à la surface de l'aube. En revanche, elles ne permettent pas d'étudier la propagation des perturbations entre les différentes aubes. Pour ce faire, des cartographies doivent être étudiées dans un plan aube à aube. On choisit

pour cela le plan à 90%H pour lequel les répartitions de travail sont représentatives de celles sur l'ensemble de la tête d'aube et pour lequel les composantes radiales des directions de propagation sont faibles.

On choisit d'analyser plus particulièrement le mode 2ND0 et le mode 2ND8. Pour le mode 2ND0, toutes les aubes vibrent en phase et pour le mode 2ND8 deux aubes adjacentes vibrent en opposition de phase. En se basant sur les répartitions de travail local figures 5.2 et 5.6a, le mode 2ND0 est représentatif des modes avec une onde de choc stabilisante sur l'extrados et avec un travail faible sur l'intrados (modes 2ND0 à 2ND4). Le mode 2ND8 est représentatif des modes avec une onde de choc déstabilisante sur l'extrados et avec un travail élevé sur l'intrados (modes 2ND6 à 2ND-2).

La figure 5.9 présente le nombre de Mach relatif stationnaire à 90%H. La poche supersonique s'étend devant le bord d'attaque de l'aube adjacente, mais en est éloignée de l'ordre d'une demi-corde.

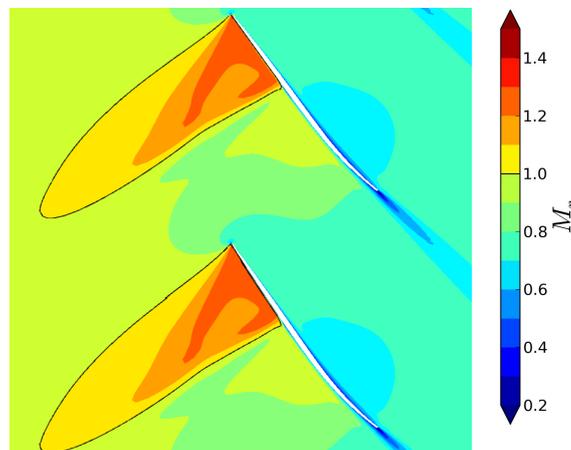


FIGURE 5.9 – Nombre de Mach relatif stationnaire à 90%H à OP-A

Les figures 5.10 et 5.11 représentent l'amplitude et la phase des fluctuations de pression dans les deux canaux autour de l'aube de référence 0.

Sur les cartographies d'amplitude, on constate que les deux modes ont un motif similaire. Les plus forts niveaux se situent au voisinage de l'onde de choc et les fluctuations sont plus importantes à l'aval qu'à l'amont de l'onde de choc. Dans la poche supersonique, il existe une zone détachée des aubes où les fluctuations sont négligeables et une autre de forte amplitude associée aux nombres de Mach relatifs les plus élevés émanant du bord d'attaque. Enfin, les fluctuations sont faibles à l'aval du bord de fuite des aubes.

Sur les cartographies de phase, on constate que les fronts dans le canal inter-aube à l'aval de l'onde de choc sont orthogonaux à la direction définie par la corde des aubes. Le gradin des phases indique une remontée des fronts des ondes de pression depuis le bord de fuite vers l'onde de choc. De plus, la phase sur l'intrados (c) de l'aube 0 est semblable entre les deux modes pour 80% de corde amont. En revanche, sur l'extrados à l'aval de l'onde de choc, les fluctuations sont en opposition de phase (b). Ainsi pour les deux modes, une onde régressive dominante est présente dans chaque canal inter-aube et se propage jusqu'à l'onde de choc. Les ondes de pression ont la même vitesse de propagation pour les deux modes, car le champ aérodynamique stationnaire et la fréquence sont identiques. Le déphasage au niveau de l'onde de choc résulte donc d'un déphasage de la source de l'onde régressive.

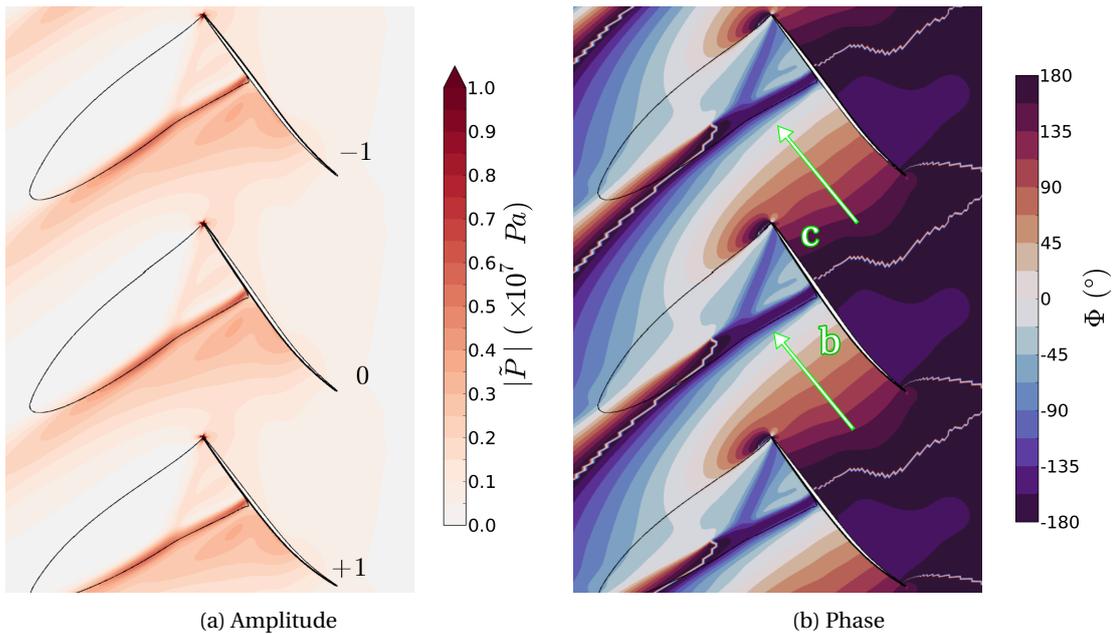


FIGURE 5.10 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l’aube de référence 0 à 90%*H* pour le mode 2ND0 à OP-A

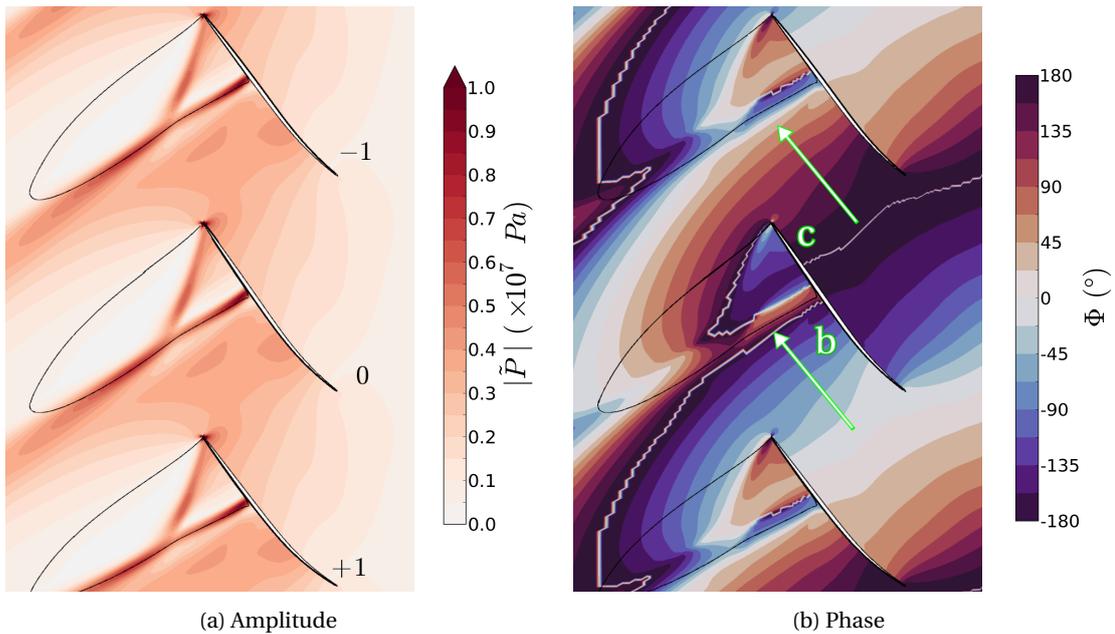


FIGURE 5.11 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l’aube de référence 0 à 90%*H* pour le mode 2ND8 à OP-A

Cette onde régressive explique l’apparition à la fois de zones stabilisantes et de zones déstabilisantes entre le bord de fuite et l’onde de choc sur l’extrados (voir figure 5.2). En effet, le nombre de Mach relatif à l’aval de l’onde de choc est compris entre 0.8 et 0.95. Pour ces vitesses d’écoulement, une onde régressive a une longueur d’onde comprise entre 2.3cm et 9.0cm, ce qui est l’ordre de grandeur de la distance entre le bord de fuite et l’onde de choc. En se propageant vers l’amont, la phase de l’onde régressive parcourt un cycle harmonique complet, aboutissant à l’apparition à la fois d’une zone stabilisante et d’une autre déstabilisante pour tous les diamètres nodaux (voir

figure 5.4).

Ainsi, il a été montré que les fluctuations de pression sur l'aube sur l'intrados et l'extrados dans la zone subsonique sont principalement induites par une même onde régressive se propageant de l'aval vers l'amont du canal inter-aube pour tous les diamètres nodaux. Cette onde régressive a une phase analogue sur l'intrados de l'aube 0. Ainsi l'onde régressive impactant l'extrados de l'aube 0 a une phase pilotée par l'aube adjacente +1 ce qui explique le fort couplage des phases sur l'extrados avec le déphasage inter-aube (voir figure 5.8a). La seule zone non impactée est la poche supersonique sur l'extrados, car les perturbations provenant de l'aval ne peuvent remonter l'écoulement. Afin de compléter l'analyse, il reste à déterminer les mécanismes générant, d'une part, les fluctuations de pression dans la zone supersonique et, d'autre part, l'onde régressive dans la zone subsonique.

#### 5.2.4 Identification des sources et des mécanismes perturbant les structures aérodynamiques dans la zone supersonique

L'objectif de cette section est de trouver les origines possibles perturbations de l'écoulement dans la poche supersonique.

La déformée modale du mode 2 est composée de deux lobes (voir figure 5.3) pouvant faire office de source mécanique des fluctuations de pression. La figure 5.12 présente le déplacement du profil suivant la déformée modale de ce mode à 90%H (représentatif du lobe A) et à 50%H (représentatif du lobe B). Le lobe A est assimilable à une rotation du profil avec un centre de torsion au niveau du bord de fuite tandis que le lobe B est une déformation du profil à partir de la mi-corde jusqu'au bord de fuite, le déplacement étant très faible avant.

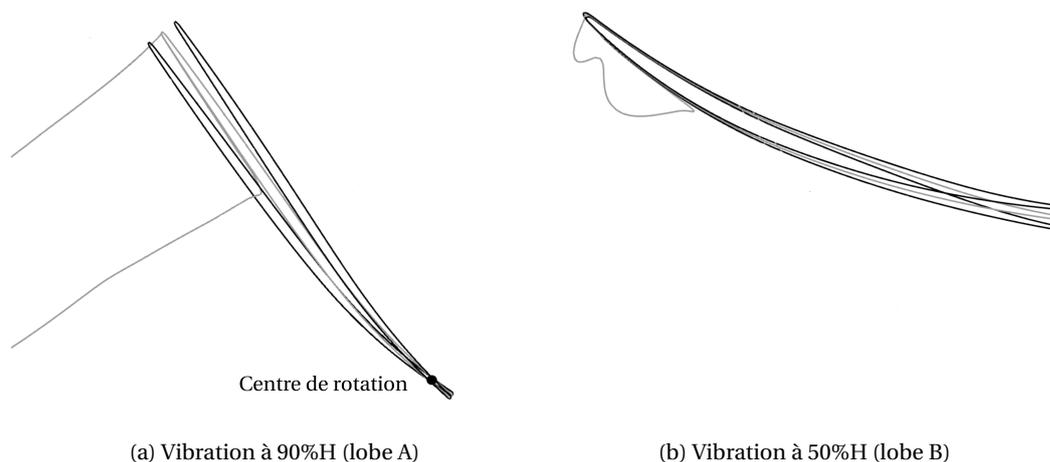


FIGURE 5.12 – Positions extrémales des profils de l'aube pour le mode 2 pour un déplacement vibratoire maximal de 5 mm. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les positions extrémales des profils déformés telles que  $\max(|\mathbf{u}_R|) = 5 \text{ mm}$ .

Dans la zone supersonique, les fluctuations de pression sont approximativement en quadrature de phase avec le déplacement quel que soit le diamètre nodal (voir @ figure 5.8). Ces fluctuations sont donc indépendantes du déphasage inter-aube et par voie de conséquence des aubes adjacentes. De plus, le lobe B est situé à l'aval de l'onde de choc, il ne peut donc pas influencer directement sur les fluctuations de pression dans cette poche supersonique. La principale source

des fluctuations de pression dans la poche supersonique sur l'extrados d'une aube est donc le mouvement du lobe A de cette aube.

Un mécanisme identifié générant des fluctuations dans la zone supersonique est la variation d'incidence liée à la vitesse modale du lobe A. En effet, en appliquant localement l'hypothèse quasi-stationnaire, lorsque l'aube de référence 0 se déplace vers l'aube adjacente +1 tel qu'illustré sur la figure 5.13, la composante de la vitesse incidente orthogonale à la corde diminue ce qui diminue l'incidence  $i(t)$  par rapport à l'écoulement stationnaire  $\bar{i}$ . Tant que le profil ne décroche pas, cette diminution implique une augmentation de la pression à l'extrados et une diminution à l'intrados. Ce mécanisme, en phase avec la vitesse modale, est donc en quadrature de phase avec le déplacement modal de l'aube de référence 0 : il produit des fluctuations de pression dont la phase est  $\Phi = -90^\circ$  ou  $\Phi = 90^\circ$ . Ce signe dépend du sens de  $\mathbf{u}_R$  (le déplacement est purement réel). Pour le déterminer dans le cas du mode 2, on peut s'appuyer sur la figure 5.13. Sur celle-ci, le vecteur vitesse du profil est représenté à  $t = \frac{1}{4}T$ , soit  $\mathbf{u}_{mode}(t) = 0$  et  $\dot{\mathbf{u}}(t) = -\omega\mathbf{u}_R$ . De plus, le champ de pression s'écrit  $P(t = \frac{1}{4}T) = \bar{P} - |\tilde{P}| \sin \Phi$  d'après les équations 3.13 et 3.17. Or, à cet instant, le modèle de la variation d'incidence prédit une augmentation de la pression à l'extrados ( $P(t) > \bar{P}$ ). Donc la phase des fluctuations de pression produites par ce mécanisme sur l'extrados est  $\Phi = -90^\circ$ .

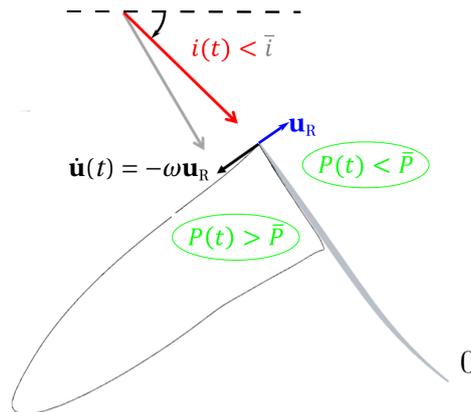


FIGURE 5.13 – Illustration du modèle de la variation d'incidence à 90%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir le vecteur vitesse à  $t = \frac{1}{4}T$

D'après cette analyse, la phase côté extrados correspondant au mécanisme de la variation d'incidence est de  $-90^\circ$ , ce qui est en accord avec les valeurs observées sur la figure 5.8a. Cela conforte l'explication de la variation d'incidence induite par la rotation du profil comme mécanisme principal de la génération des fluctuations de pression proche du bord d'attaque dans la zone supersonique sur l'extrados.

### 5.2.5 Identification des sources et des mécanismes perturbant les structures aérodynamiques dans la zone subsonique

L'objectif de cette section est de trouver les origines possibles de l'onde régressive observée dans le canal inter-aube. En effet les aubes étant fortement calées en tête, elle peut être générée par des mécanismes associés au lobe A de l'aube suivante dans le sens de la rotation ou au lobe B des deux aubes formant le canal inter-aube considéré. On étudie successivement de tels mécanismes associés au lobe A puis au lobe B.

### 5.2.5.1 Décomposition du mouvement de l'aube

Dans le cadre d'une analyse linéaire basée sur de petites perturbations, il est possible d'appliquer le principe de superposition pour identifier les sources des fluctuations de l'écoulement. Cette méthode consiste à décomposer le mouvement vibratoire de l'aube en sous-parties dont la somme est égale au mouvement total de vibration. Cette décomposition peut prendre la forme d'une décomposition en fonction de la composante de déplacement - rotation, translation, déformation (FERRIA et al. [2012], RENDU [2016]). La décomposition du mouvement peut également être réalisée en divisant l'aube en différentes parties. RENDU et al. [2020] décomposent le mouvement d'un profil en fonction des zones de l'écoulement stationnaire. DUQUESNE et al. [2018b] généralisent ce principe en analysant la réponse au déplacement de chaque cellule du maillage de peau. Afin d'identifier la source des fluctuations de pression on décompose ici le mouvement de l'aube en deux sous-parties de part et d'autre de la ligne nodale du mode 2 comme illustré figure 5.14. Chaque partie est identifiée par le lobe de la déformée modale qu'elle contient : « Lobe A » ou « Lobe B ». Sur la ligne nodale, le déplacement n'est pas complètement nul. Pour limiter les effets de discontinuité de déformation des cellules du maillage mis en évidence section 3.2.4, un amortissement linéaire du déplacement modal est effectué sur 5 cellules de part et d'autre de la ligne nodale. Des simulations sont réalisées en ne faisant vibrer qu'une seule partie de l'aube à la fois. La somme des fluctuations de l'écoulement issues des deux simulations ne faisant vibrer qu'une partie de l'aube est égale aux fluctuations issues des simulations faisant vibrer toute l'aube.

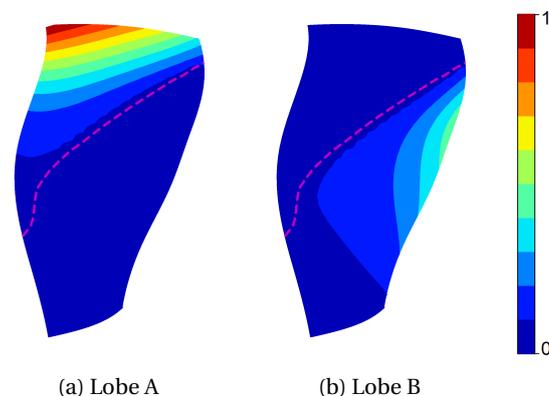


FIGURE 5.14 – Décomposition de la déformée modale du mode 2 en deux parties incluant chacune un lobe de la déformée modale. En pointillés violets, la ligne nodale du mode.

L'amplitude des fluctuations de pression générée par le déplacement des différentes parties est présentée figure 5.15 et 5.16. Le lobe A génère des fluctuations de pression d'amplitude comparables pour les deux diamètres nodaux tandis que le lobe B génère des fluctuations de pression beaucoup plus importantes pour le mode 2ND8 que pour le mode 2ND0. Dans les sous-sections suivantes, on cherche donc des mécanismes sous-jacents, dépendants ou indépendants du diamètre nodal, qui peuvent expliquer les fluctuations de pression observées.

**Remarque** Ces simulations permettent également de réaliser une étude sur le modèle de celle proposée par FERRIA et al. [2012], en déterminant le travail sur chaque lobe causé par le mouvement de chaque lobe. Cette étude, qui ne porte pas sur les fluctuations de l'écoulement, sort de la méthode d'analyse développée dans ce chapitre et est présentée en annexe G.1.

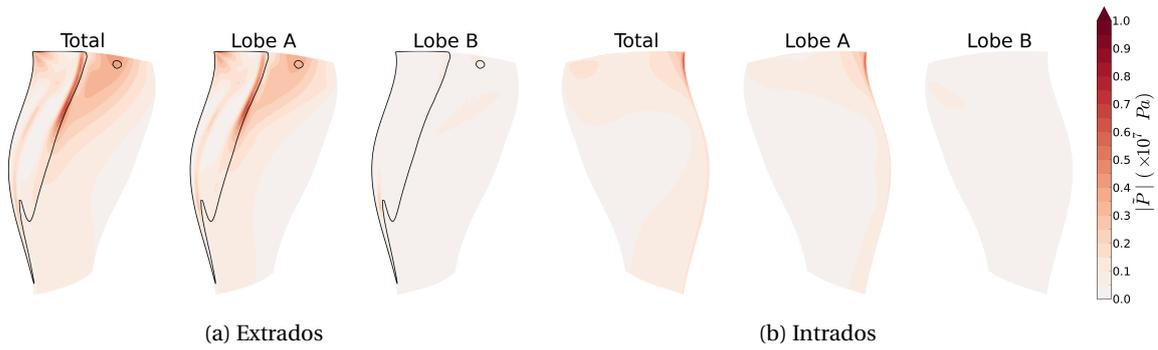


FIGURE 5.15 – Amplitude des fluctuations de pression en fonction de la partie de l’aube en déplacement pour le mode 2ND0 à OP-A

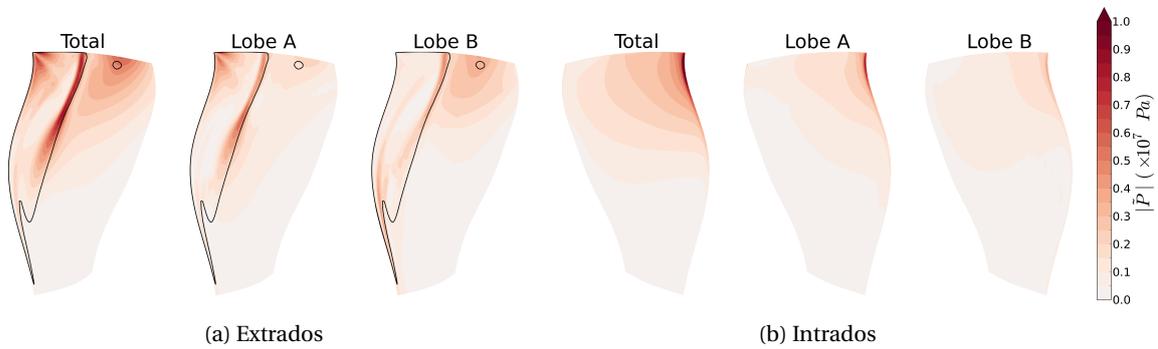


FIGURE 5.16 – Amplitude des fluctuations de pression en fonction de la partie de l’aube en déplacement pour le mode 2ND8 à OP-A

### 5.2.5.2 Influence du lobe A (tête de l’aube, bord d’attaque)

En ne considérant que l’aube de référence 0, comme sur l’extrados, le modèle de la variation d’incidence du lobe A génère des fluctuations de pression en quadrature de phase sur l’intrados proche du bord d’attaque. En revanche une diminution de l’incidence génère cette fois une diminution de la pression (voir figure 5.13). La phase des fluctuations de pression associée à ce mécanisme est donc  $\Phi = +90^\circ$  sur l’intrados de l’aube 0, indépendamment du diamètre nodal.

En considérant deux aubes adjacentes (0 et  $-1$ ), un second mécanisme identifié est la variation de la section de passage. En faisant l’hypothèse quasi-stationnaire de la conservation du débit masse, une augmentation de la section de passage génère une augmentation de la pression pour un écoulement subsonique. Les fluctuations de pression sont donc générées en phase avec la variation de la section de passage. A 90%H, en se plaçant dans le repère de la corde des profils, le recouvrement entre les aubes est très faible (voir figure 5.9) : environ 20% de l’intrados depuis le bord d’attaque recouvre 20% de corde de l’extrados proche du bord de fuite de l’aube précédente. La figure 5.17 illustre la variation de section de passage, notée  $S_p$ , pour le mode 2 et les fluctuations de pression qui en découlent d’après le modèle. Le bord de fuite des aubes étant presque immobile pour le lobe A, la variation de la section de passage ne dépend donc pas du diamètre nodal. Dans le canal inter-aube considéré, le mécanisme est en phase avec le déplacement modal de l’aube de référence 0 : la phase des fluctuations de pression est  $\Phi = 0^\circ$  ou  $\Phi = 180^\circ$ . Pour des mécanismes en phase ou en opposition de phase avec le déplacement modal, les illustrations comme celles de la figure 5.17 permettent de déterminer graphiquement si la phase des fluctuations de pression correspondante est  $\Phi = 0^\circ$  ou  $\Phi = 180^\circ$ . Les profils sont tracés à  $t = 0T$ , soit  $\mathbf{u}_{mode}(t) = \mathbf{u}_R$  (le dépla-

cement est purement réel). De plus, le champ de pression s'écrit  $P(t = 0T) = \bar{P} + |\tilde{P}| \cos \Phi$  d'après les équations 3.13 et 3.17. Donc si  $P(t) > \bar{P}$ , la phase des fluctuations de pression correspondant au mécanisme est  $\Phi = 0^\circ$ . A l'inverse si  $P(t) < \bar{P}$ , la phase correspondant est  $\Phi = 180^\circ$ . Pour ce mécanisme, le modèle prédit à cet instant une diminution de la pression ( $P(t) < \bar{P}$ ). La phase des fluctuations de pression associée à ce mécanisme est donc  $\Phi = 180^\circ$  dans le canal inter-aube côté intrados de l'aube 0, indépendamment du diamètre nodal.

Les deux mécanismes identifiés sont indépendants du diamètre nodal. Il en est de même pour leur superposition, ce qui est cohérent avec les observations de la section 5.2.5.1. Ils sont en quadrature de phase l'un par rapport à l'autre et se combinent à l'intrados au niveau du bord d'attaque pour contribuer à l'onde régressive. Leur superposition à une phase comprise dans l'intervalle  $[90^\circ; 180^\circ]$ . Sur la figure 5.8b, la phase proche du bord d'attaque sur l'intrados est comprise entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$  pour l'ensemble des diamètres nodaux ce qui est cohérent avec les deux mécanismes détaillés ici. On a donc identifié deux mécanismes indépendants du diamètre nodal qui permettent d'expliquer les fluctuations de pression produites par le lobe A.

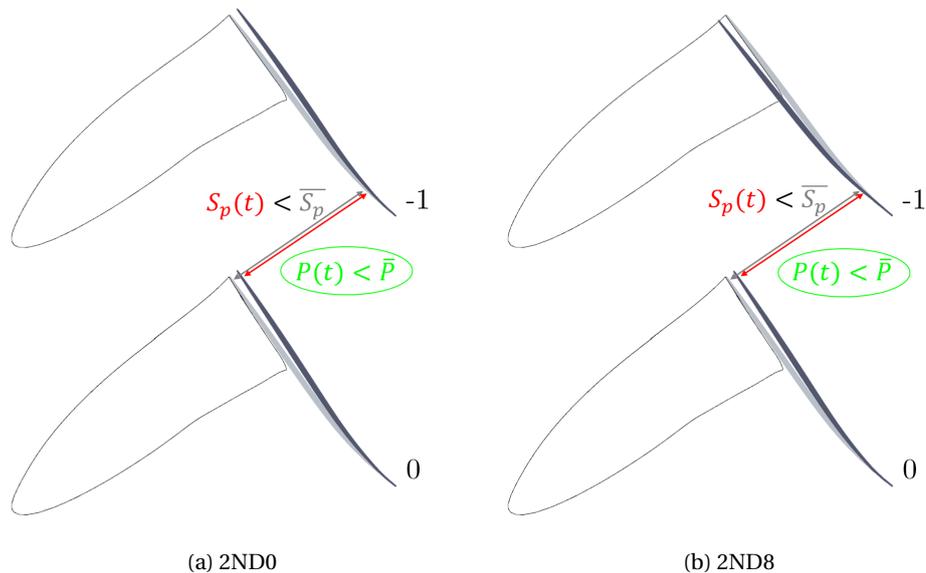


FIGURE 5.17 – Illustration du modèle de la variation de section de passage à 90%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les profils déformés à  $t = 0T$  tels que  $\max(|\mathbf{u}_R|) = 5 \text{ mm}$ .

### 5.2.5.3 Influence du lobe B (mi-hauteur de l'aube, bord de fuite)

Le lobe B génère des fluctuations de pression beaucoup plus importantes pour le mode 2ND8 que pour le mode 2ND0, contrairement au lobe A qui produit des fluctuations similaires dans les deux cas. On en déduit que les différences d'amplitude des fluctuations de pression constatées en fonction du déphasage inter-aube sont principalement dues au lobe B. On cherche à déterminer par quels mécanismes ces fluctuations peuvent être générées. Deux mécanismes peuvent être à l'origine de ces fluctuations dans une approche locale quasi-stationnaire : la variation de cambrure et la variation de section de passage.

En ne considérant qu'une seule aube, la vibration du lobe B modifie la cambrure des profils (voir figure 5.12b), ce qui modifie la déflexion de l'écoulement proche du bord de fuite. Lorsque la cambrure diminue, la déflexion de l'écoulement est moins importante sur l'extrados et la pression augmente par rapport à l'état stationnaire. A l'inverse, la pression diminue sur l'intrados. La figure

5.17 illustre la variation de cambrure pour le mode 2 à  $t = 0T$  et les fluctuations de pression qui en découlent dans le canal inter-aube côté intrados de l'aube de référence d'après le modèle. Pour le mode 2ND0 (figure 5.18a), la pression diminue sur l'intrados de l'aube 0 et augmente sur l'extrados de l'aube  $-1$ . Dans le canal inter-aube, ces fluctuations se compensent ( $P(t) \approx \bar{P}$ ) et on ne peut pas en déduire la phase résultante. Pour le mode 2ND8 (figure 5.18b), la pression diminue sur l'intrados de l'aube 0 et diminue sur l'extrados de l'aube  $-1$ . Dans le canal inter-aube, ces fluctuations s'additionnent ( $P(t) < \bar{P}$ ) et d'après le raisonnement détaillé section 5.2.5.2, la phase correspondante est  $\Phi = 180^\circ$  côté intrados de l'aube de référence. La phase et l'amplitude des fluctuations de pression associées à ce mécanisme dans le canal inter-aube dépendent donc du diamètre nodal.

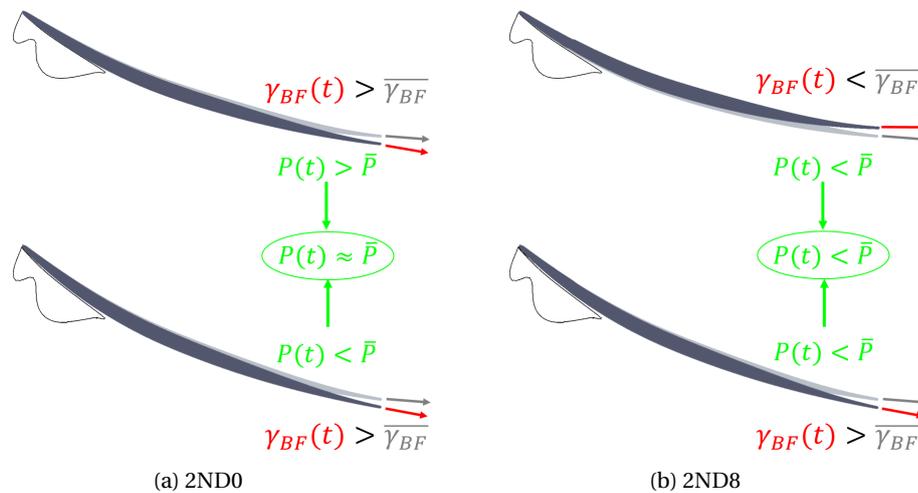


FIGURE 5.18 – Illustration du modèle de la variation de cambrure à 50%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les profils déformés à  $t = 0T$  tels que  $\max(|\mathbf{u}_r|) = 5 \text{ mm}$ .

En considérant deux aubes adjacentes (0 et  $-1$ ), la vibration du lobe B modifie la section de passage. Contrairement au lobe A, l'amplitude de la variation de la section de passage dépend du déphasage inter-aube. En effet à 50%H, l'angle du bord de fuite avec l'axe machine est faible. La variation de section de passage  $S_p$  dépend donc du déplacement relatif du bord de fuite des deux aubes formant le canal. La figure 5.19 illustre cette variation en fonction du diamètre nodal et les fluctuations de pression qui en découlent dans le canal inter-aube côté intrados de l'aube 0. Pour le mode 2ND0 (figure 5.19a), les aubes vibrent en phase donc la section de passage est peu modifiée ce qui génère peu de fluctuations de pression ( $P(t) \approx \bar{P}$ ) dont on ne peut pas en déduire la phase résultante. Pour le mode 2ND8 (figure 5.19b), les aubes adjacentes s'écartent et se rapprochent en phase ce qui induit une plus grande variation de section de passage. A  $t = 0T$ , elle induit une diminution de la pression ( $P(t) < \bar{P}$ ) et donc une phase correspondante égale à  $\Phi = 0^\circ$  dans le canal inter-aube côté intrados de l'aube 0. La phase et l'amplitude des fluctuations de pression associées à ce mécanisme dans le canal inter-aube dépendent donc du diamètre nodal.

Contrairement aux mécanismes associés au lobe A, ceux du lobe B dépendent du diamètre nodal et ils ne génèrent que peu de perturbations pour le mode 2ND0, ce qui est cohérent avec les observations de la section 5.2.5.1. A nouveau, les deux mécanismes identifiés se superposent pour générer les fluctuations de l'écoulement. Cependant ils génèrent des fluctuations de pression en opposition de phase pour le mode 2ND8. La figure 5.20 montre les fluctuations de pression pour

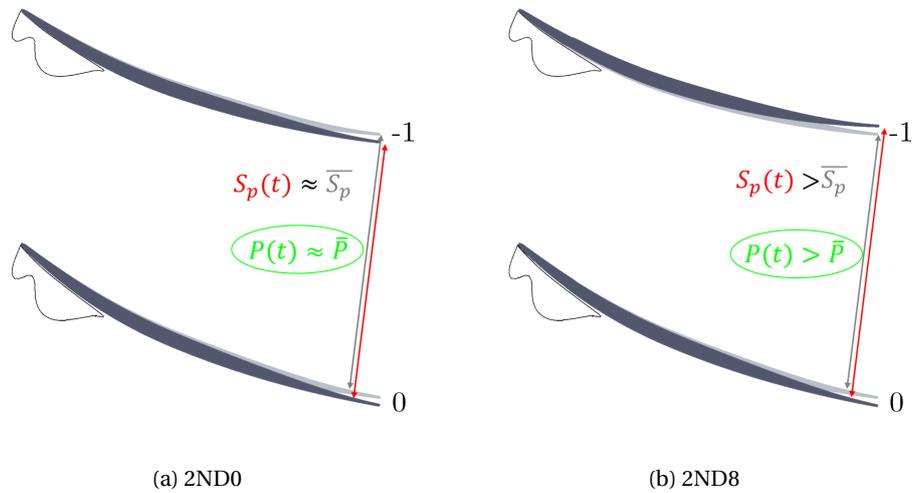


FIGURE 5.19 – Illustration du modèle de la variation de section de passage à 50%H pour le mode 2. En gris la position et la ligne sonique stationnaires. En noir les profils déformés à  $t = 0T$  tels que  $\max(|\mathbf{u}_R|) = 5 \text{ mm}$ .

ce mode à mi-hauteur de veine obtenues dans la simulation avec uniquement le déplacement du lobe B. Dans le canal côté intrados de l’aube 0, la phase varie autour de  $-135^\circ$ , qui est plus proche de  $180^\circ$  que de  $0^\circ$ . Le mécanisme de variation de cambrure l’emporte donc sur la variation de section pour le lobe B.

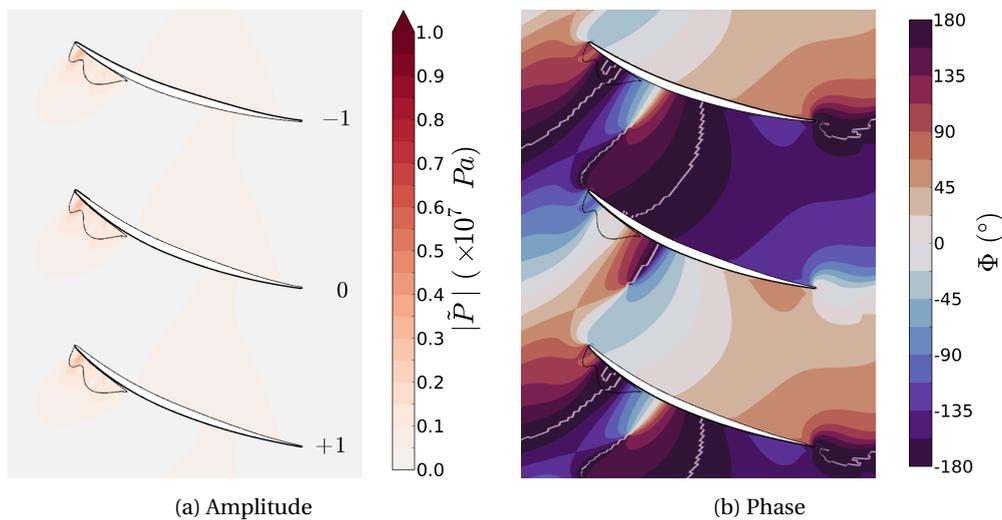


FIGURE 5.20 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l’aube de référence 0 à 50%H résultant de la vibration du lobe B pour le mode 2ND8 à OP-A

Des mécanismes perturbant les structures aérodynamiques et les sources associées ont été identifiés. On détermine dans la section suivante l’impact des conditions de propagation acoustique sur l’évacuation (en dehors du canal inter-aube) de l’énergie qui y est associée.

### 5.2.6 Étude de l'influence des conditions de propagation acoustique sur les structures aérodynamiques émettrices

On étudie l'influence des conditions de propagation acoustique à l'aval du fan.

Les conditions de propagation des ondes acoustiques à l'amont et à l'aval du fan sont déterminées à partir des résultats des simulations par transformée de Fourier dans la direction azimutale à 90%*H* (voir section 3.3.3). Ces conditions sont répertoriées pour  $m \in [-24, \dots, 24]$  en fonction de l'ordre azimutal dans le repère fixe  $m^f$  sur la figure 5.21. Les données ayant permis de tracer cette figure sont regroupées dans l'annexe F. Dans cette section, on considère également le mode 2ND-3 en plus des modes à nombre de diamètres nodaux pairs.

Les conditions de propagation acoustique renseignent sur la possibilité pour une onde de se propager ou non dans la veine. Le symbole « Cut-off/Nul » indique les modes non générés à l'aval du fan et pour lesquels on ne peut pas statuer sur le caractère propagatif en considérant les simulations. On constate que les modèles théoriques acoustiques (voir section 2.3.5.3) correspondent aux simulations, y compris à l'aval où les hypothèses sont moins bien respectées.

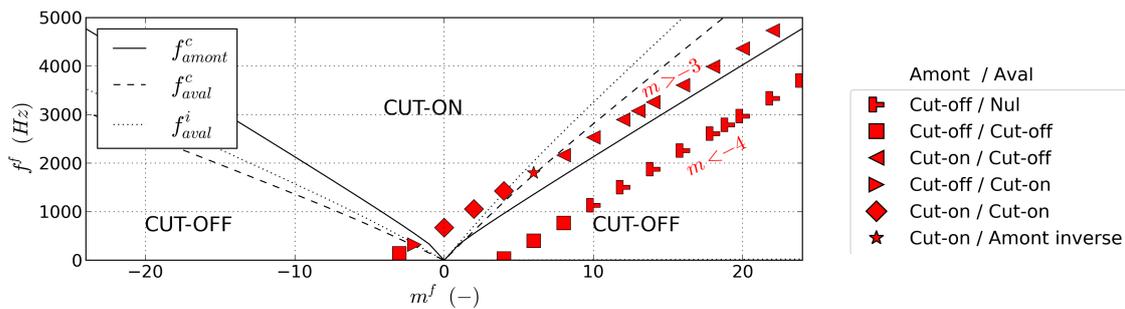


FIGURE 5.21 – Propagation des modes acoustiques pour le mode 2 à OP-A

Les conditions de propagation acoustique sont regroupées pour chaque mode mécanique. Si au moins un mode acoustique est cut-on, alors la condition acoustique associée au mode mécanique est cut-on. En effet dans ce cas, de l'énergie est évacuée de la zone du fan vers la direction considérée. Du point de vue énergétique, les modes « Cut-off/Nul » sont considérés comme cut-off à l'aval, car aucune énergie n'est évacuée. Par exemple pour le mode 2ND-6, on considère les ordres  $m = -22, -6, 10$  sur la figure 5.21. A l'amont, l'ordre 10 est cut-on et les deux autres cut-off donc la vibration de la roue aubagée évacue de l'énergie à l'amont et la condition associée au mode mécanique est cut-on. A l'aval, les ordres  $-6$  et  $10$  sont cut-off et l'ordre  $-22$  est nul donc la condition associée est cut-off.

Sur la figure 5.22 est représentée la courbe de l'amortissement en fonction du diamètre nodal et en y faisant figurer la propagation acoustique associée aux modes mécaniques. Tous les modes mécaniques émettent des ondes de pression vers l'amont qui se propagent que ce soit avec une organisation azimutale similaire au mode mécanique ou avec un ordre supérieur.

La courbe de l'amortissement en fonction du diamètre nodal (figure 5.22) présente une discontinuité nette entre les modes 2ND-2 et 2ND-3. Cette discontinuité est corrélée au passage d'une condition cut-off à l'aval pour le mode 2ND-3 à une condition cut-on pour le mode 2ND-2. On reprend sur la figure 5.23 la décomposition du travail sur le profil en tête d'aube introduite dans la section 5.2.1.2 en y ajoutant la décomposition du travail pour le mode 2ND-3. On constate que la discontinuité du travail total se retrouve principalement sur le travail des deux zones de

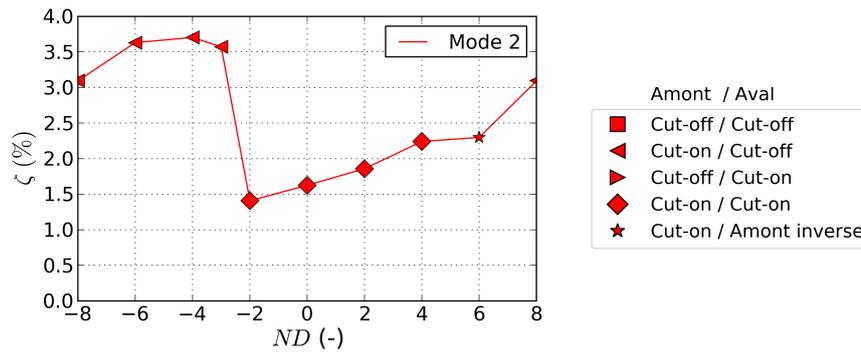


FIGURE 5.22 – Amortissement aérodynamique pour le mode 2 à OP-A mis en relation avec les conditions de propagation acoustiques dans la veine

l'intrados. Les trois zones de l'extrados sont moins impactées. Cette sensibilité accrue de l'intrados à la condition de propagation acoustique à l'aval peut s'expliquer par le fort calage et la faible solidité en tête d'aube. En effet, il y a très peu de recouvrement entre l'intrados et l'extrados dans le canal inter-aube et il n'y a donc aucune barrière physique entre l'intrados et les ondes de pression à l'aval.

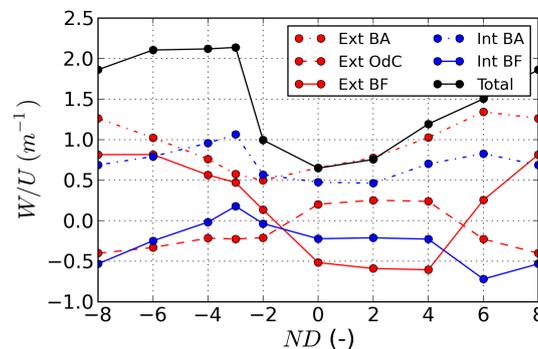


FIGURE 5.23 – Décomposition du travail linéique en fonction du diamètre nodal à 90%H pour le mode 2 à OP-A

Les figures 5.24 et 5.25 présentent les fluctuations de pression à 90%H respectivement pour les modes 2ND-2 et 2ND-3. Dans le canal inter-aube (b), l'onde régressive est plus importante en amplitude pour le mode 2ND-3 qui est cut-off. En effet contrairement au mode 2ND-2 l'énergie n'est pas évacuée vers l'aval sous forme d'ondes acoustiques. On constate au niveau des phases que les conditions de propagation sont fortement impactées proche du bord de fuite côté intrados (a). En revanche la phase de l'onde régressive n'est pas plus modifiée à l'amont (b) que la modification du déphasage inter-aube entre les deux modes qui est de  $45^\circ$ . De même que pour les autres diamètres nodaux, elle implique des zones stabilisantes et déstabilisantes sur l'extrados jusqu'à atteindre l'onde de choc. Ainsi le changement de condition de propagation des ondes acoustiques à l'aval entraîne une modification de la génération de l'onde régressive en modulant son amplitude, mais peu sa phase.

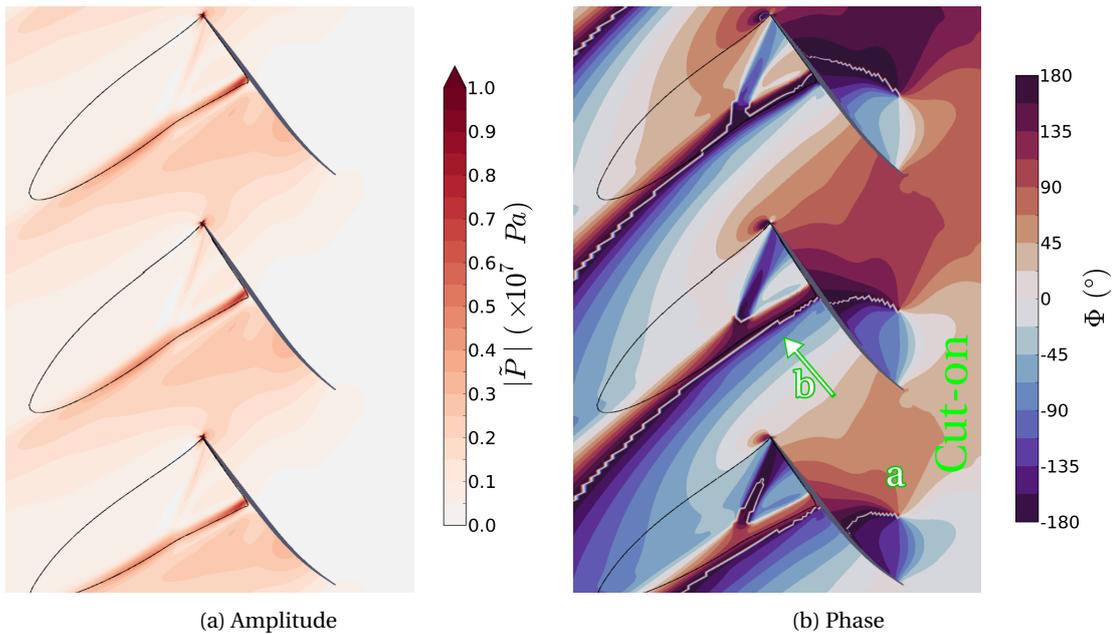


FIGURE 5.24 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l’aube de référence 0 à 90%*H* pour le mode 2ND-2 à OP-A

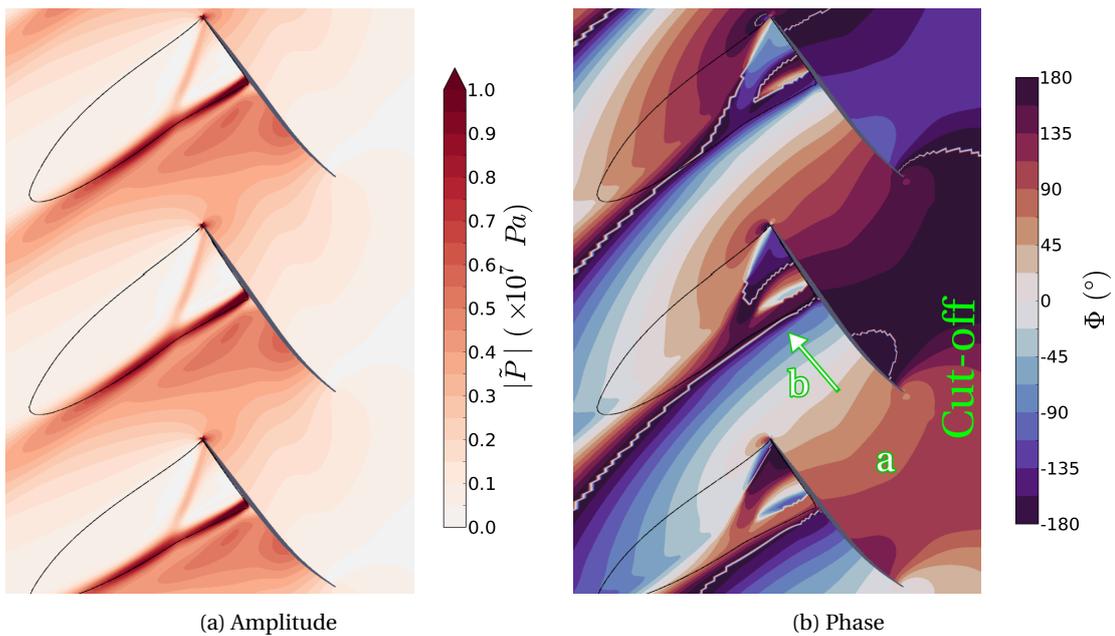


FIGURE 5.25 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l’aube de référence 0 à 90%*H* pour le mode 2ND-3 à OP-A

### 5.2.7 Bilan

Dans cette section, la méthodologie d’analyse introduite dans la section 5.1 a été appliquée pour le mode 2 à OP-A. Il a été montré qu’il est possible d’analyser les fluctuations de pression sur la géométrie complexe d’une aube de fan afin d’identifier les récepteurs et les sources principales du comportement aéroélastique de l’aube. Plusieurs mécanismes basés sur une approche quasi-stationnaire locale et permettant de faire le lien entre sources et récepteurs ont été identifiés.

1. La rotation du profil autour de bord de fuite causée par le mouvement du lobe A induit une

variation de l'incidence indépendante du diamètre nodal. Dans la poche supersonique sur l'extrados, les fluctuations de pression sont générées avec une phase  $\Phi = -90^\circ$ . Dans ce cas, la structure aérodynamique sollicitée est la poche supersonique, il y a donc colocalisation du récepteur et de la source mécanique. Comme sur l'extrados  $\bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R < 0$ , le travail dans la poche supersonique est stabilisant.

2. La rotation du profil autour de bord de fuite causée par le mouvement du lobe A induit une variation de l'incidence indépendante du diamètre nodal. Sur l'intrados, les fluctuations de pression sont générées avec une phase  $\Phi = +90^\circ$ . Ces fluctuations ont un double impact sur la stabilité. Localement, comme sur l'extrados, elles font apparaître un travail stabilisant, car  $\bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R > 0$ . De plus elles se propagent en direction de l'onde de choc sous la forme d'une onde régressive.
3. La rotation du profil autour de bord de fuite causée par le mouvement du lobe A induit une variation de la section de passage indépendante du diamètre nodal. Les fluctuations de pression sont générées avec une phase  $\Phi = 180^\circ$  entre le bord d'attaque d'une aube et le bord de fuite de l'aube précédente. Elles se propagent en direction de l'onde de choc sous la forme d'une onde régressive.
4. La variation de cambrure sans variation de calage causée par le mouvement du lobe B induit une variation de la déflexion de l'écoulement à l'aval de l'onde de choc. Les fluctuations de pression générées dans le canal inter-aube sont la somme de celles générées par deux aubes adjacentes et dépendent donc du diamètre nodal. Elles sont négligeables pour  $ND = 0$  et ont une phase  $\Phi = 180^\circ$  pour  $ND = 8$ . Elles se propagent en direction de l'onde de choc sous la forme d'une onde régressive.

L'onde régressive résultante dans le canal inter-aube est la superposition des contributions indépendantes du diamètre nodal (2, 3) et de celle dépendante du diamètre nodal (4). Son amplitude est modulée par le changement de condition de propagation des ondes acoustiques à l'aval du fan. En remontant l'écoulement, son amplitude augmente en raison de l'augmentation du nombre de Mach relatif et l'onde régressive pilote les fluctuations de pression jusqu'à l'onde de choc incluse.

**Remarque** Les principaux mécanismes génèrent à la fois des récepteurs stabilisant et d'autres déstabilisants. Le travail de ces récepteurs se compense en partie pour tous les diamètres nodaux. Ainsi l'analyse des cartographies de travail local est pertinente pour déterminer les zones énergétiques, mais il est difficile d'en déduire la tendance de la stabilité globale de l'aube. Au contraire, l'intégration du travail sur l'ensemble de l'aube, nécessaire pour valider la stabilité vis-à-vis du flottement, ne donne que très peu d'information sur les caractéristiques locales de l'écoulement. Par exemple, le travail de l'onde de choc n'est pas prédominant par rapport au travail des autres récepteurs alors que le travail local y est maximum.

### 5.3 Analyse des mécanismes de stabilité des autres modes à OP-A

L'étude du mode 2 pour le point de fonctionnement OP-A a permis d'identifier plusieurs mécanismes conduisant à un échange d'énergie entre le fan et l'écoulement. Ainsi les principaux éléments de la chaîne de causalité depuis la vibration des sources à l'extraction du travail sur les récepteurs ont été mis en évidence. Au regard de l'analyse menée sur le mode 2 à OP-A, on cherche à déterminer si ces mécanismes se retrouvent pour des configurations aéroélastiques différentes.

Dans cette section, l'étude porte sur les deux autres modes (1 et 3) pour le même point de fonctionnement OP-A. Pour rappel, les courbes d'amortissement en fonction du diamètre nodal de ces cas ont été présentées figure 4.46a.

### 5.3.1 Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 1

Le mode 1 est un mode de flexion (voir figures 4.41 et 5.26) dont le rapport entre torsion et flexion en tête d'aube  $\alpha_{t/f}$  est égal à 0.05. La composante principale du déplacement  $\mathbf{u}_R$  est suivant la direction azimutale. Le déplacement se décompose en une composante parallèle à la corde  $\mathbf{u}_{//}$  et une autre perpendiculaire  $\mathbf{u}_{\perp}$ . La fréquence de ce mode varie entre 261 Hz et 287 Hz en fonction du diamètre nodal, ce qui correspond à une fréquence réduite  $k^r$  de 0.07. Une analyse quasi-stationnaire peut donc être appliquée pour l'étude des fluctuations de l'écoulement.

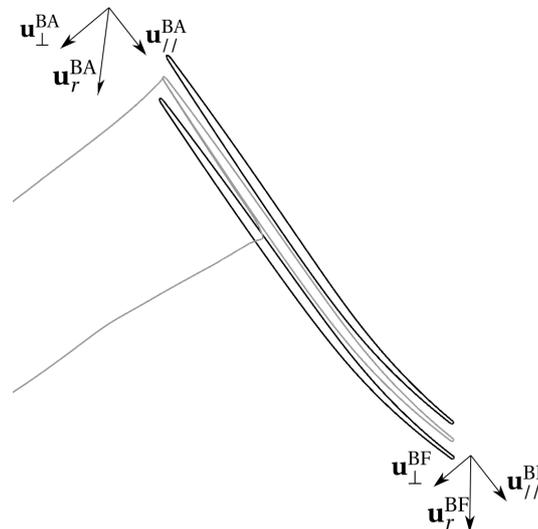


FIGURE 5.26 – Positions extrêmes du profil de l'aube à 90%H pour un déplacement vibratoire maximal de 5 mm. La position et la ligne sonique stationnaires sont représentées en gris.

#### 5.3.1.1 Caractérisation des récepteurs

La figure 5.27 présente le travail local pour les diamètres nodaux pairs. Contrairement au mode 2 (voir figure 5.2), la répartition le long du profil entre les différentes zones stabilisantes ou déstabilisantes reste similaire pour toute la hauteur. Cette caractéristique s'explique par l'absence de ligne nodale qui aurait inversé le signe de  $\mathbf{u}_R$ . Les différents récepteurs présentent des similarités importantes avec celle du mode 2. Pour tous les diamètres nodaux, le travail est stabilisant proche du bord d'attaque sur les deux faces de l'aube (« Int BA » et « Ext BA »). Le travail au niveau de l'onde de choc (« Ext OdC ») est stabilisant pour les modes 1ND-4 à 1ND0 et déstabilisant pour les modes 1ND4 à 1ND8. L'amortissement aérodynamique (voir figure 4.46a) présente une évolution régulière avec un amortissement positif important pour les diamètres nodaux élevés. Or l'onde de choc est fortement déstabilisante pour ces cas. On en déduit que comme pour le mode 2 le travail de l'onde de choc a une influence relativement faible sur la stabilité globale. Enfin à l'aval de l'onde de choc (« Ext BF »), le travail est de signe variable en fonction du diamètre nodal. À l'exception de « Ext OdC », tous les récepteurs présentent des niveaux de travail local pour les bas diamètres

nodaux bien inférieurs en valeur absolue à ceux pour les hauts diamètres nodaux. Enfin, le travail local est très faible sur la zone de l'intrados au-delà de 20% de corde.

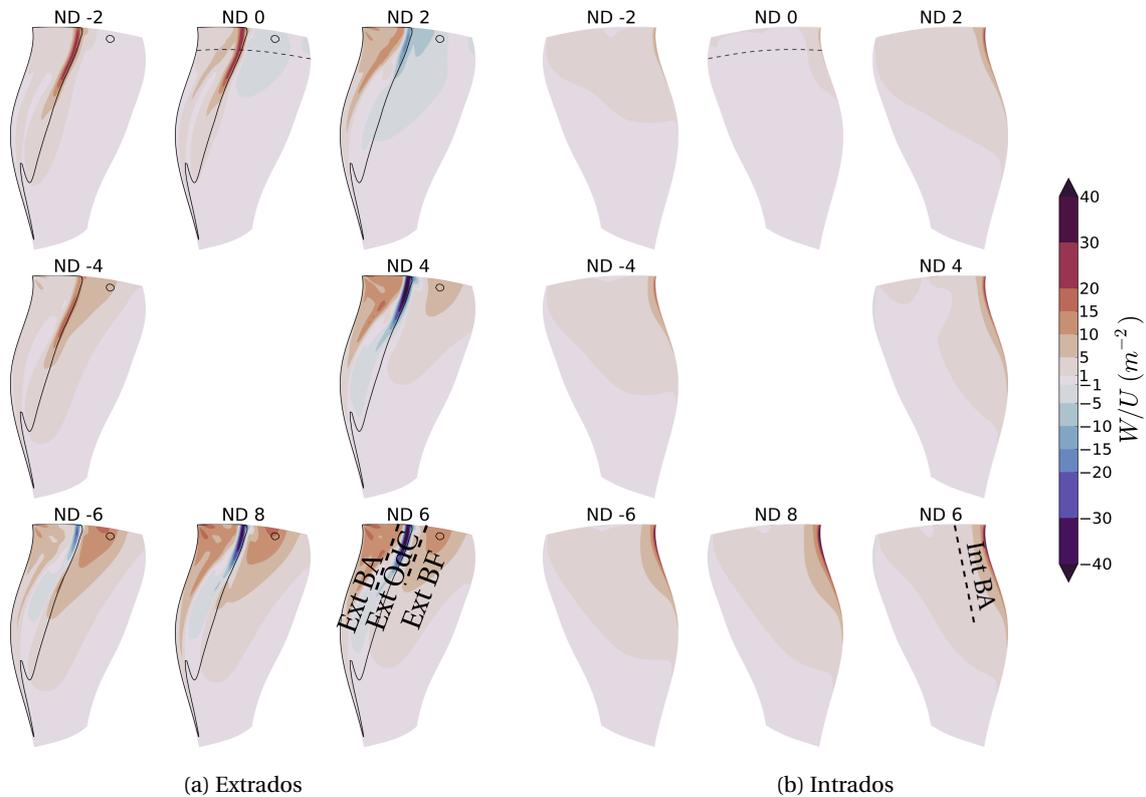


FIGURE 5.27 – Travail local pour le mode 1 à OP-A

### 5.3.1.2 Étude des fluctuations de l'écoulement

Pour déterminer les mécanismes de stabilité de ce mode, on étudie les fluctuations de pression pour les modes 1ND0 et 1ND8 qui sont représentatifs des deux groupes de modes : bas ou hauts diamètres nodaux. Les figures 5.28 et 5.29 présentent l'amplitude et la phase des fluctuations de pression à 90%*H*. Le champ stationnaire à cette hauteur de veine pour ce point de fonctionnement est présenté figure 5.9.

Pour le mode 1ND0 (figure 5.28), l'amplitude des fluctuations de pression est faible en dehors de la zone supersonique (a) et de l'onde de choc. Les variations de phase sont peu significatives dans ces zones de faibles fluctuations. Parmi les mécanismes identifiés pour le mode 2 dans la section 5.2, la variation de cambrure ne se produit pas, car la vibration s'effectue suivant un mouvement de translation. De plus, comme  $\alpha_{t/f}$  est faible, la section de passage est peu modifiée pour le mode 1ND0, car les aubes vibrent en phase (voir figure 5.30a). La principale source de fluctuations est donc la variation d'incidence due à la vitesse de déplacement de l'aube. Cependant cette variation est elle-même faible par rapport au mode 2. En effet, pour un déplacement modal d'une amplitude maximale de 1 mm, la variation d'incidence en tête d'aube du mode 2 est de  $0.65^\circ$  tandis que celle du mode 1 est de  $0.21^\circ$ . Cette différence est due à la différence de fréquence ( $f_2 \approx 2.5f_1$ ) et dans une moindre mesure à la déformée modale. De plus, la zone de l'onde de choc a une phase continue par rapport à la zone supersonique. Combiné à l'absence d'onde régressive, on en déduit que les fluctuations au niveau de l'onde de choc sont pilotées par l'onde progressive provenant du

bord d'attaque.

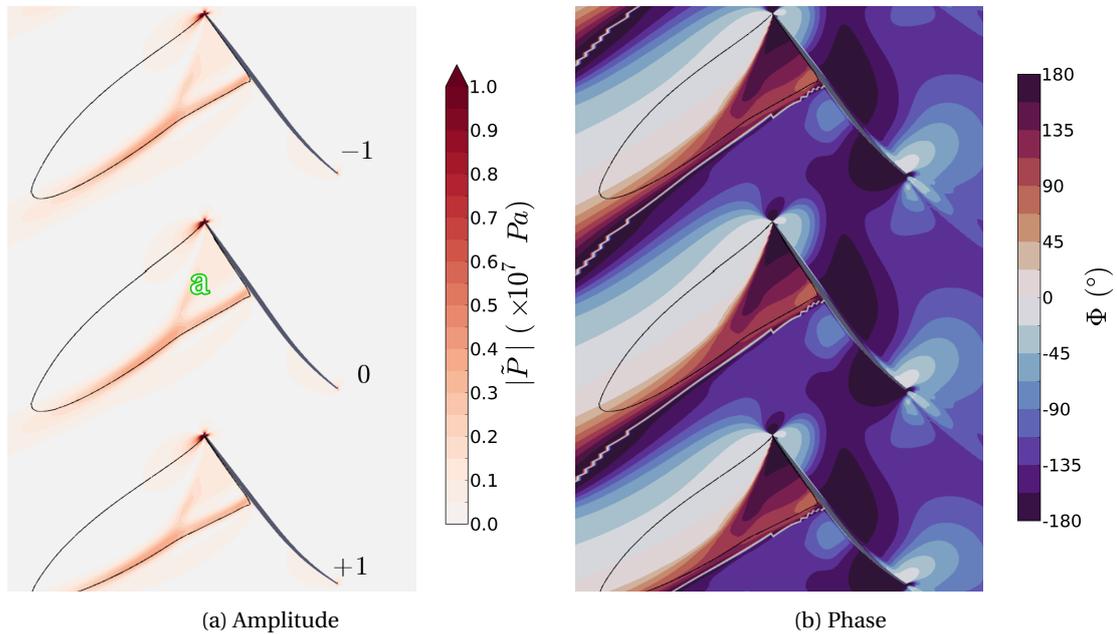


FIGURE 5.28 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 1ND0 à OP-A

Pour le mode 1ND8 (figure 5.29), les fluctuations de pression sont similaires en amplitude au mode 1ND0 dans la zone supersonique hors onde de choc (a). Le travail local  $y$  est plus important, car la phase est modifiée d'environ  $45^\circ$ . Cependant, le déphasage inter-aube a été modifié de  $180^\circ$ . Il s'agit donc bien d'un mécanisme principalement indépendant des autres aubes, ce qui conforte l'hypothèse de la variation d'incidence. On observe l'apparition de fluctuations avec une amplitude significative à l'aval de l'onde de choc. Ces fluctuations se propagent à la fois vers l'aval et vers l'amont à partir de la zone b. Au niveau de l'extrados de l'aube, elles forment une onde régressive dans le canal inter-aube qui se propage jusqu'à l'onde de choc. La phase varie moins que pour le mode 2 entre le bord de fuite et l'onde de choc, car la longueur d'onde de cette onde régressive est plus importante en raison de la plus faible fréquence. Pour le mode 1ND8, le déphasage inter-aube est de  $180^\circ$ . Ce cas présente donc une variation maximale de la section de passage (voir figure 5.30). La zone d'où sont émises les fluctuations de pression principales correspond à la zone de recouvrement entre les aubes adjacentes. On peut en déduire que la variation de section génère des ondes de pression régressives pour le mode 2ND8 qui excitent l'onde de choc avec une amplitude et une phase dépendant du déphasage inter-aube.

### 5.3.1.3 Modèle de l'influence de la variation de la section de passage

Afin de mieux quantifier l'impact de la variation de la section de passage sur les fluctuations de pression dans le canal inter-aube à l'aval de l'onde de choc pour le mode 1, on détermine la fluctuation de section de passage  $\tilde{S}_p$  entre l'extrados de l'aube de référence 0 et l'intrados de l'aube adjacente +1 en fonction du déphasage inter-aube. En se plaçant à une hauteur de veine donnée et en considérant le mouvement orthogonal à la corde du profil (voir schéma 5.31), la section de passage s'exprime selon :

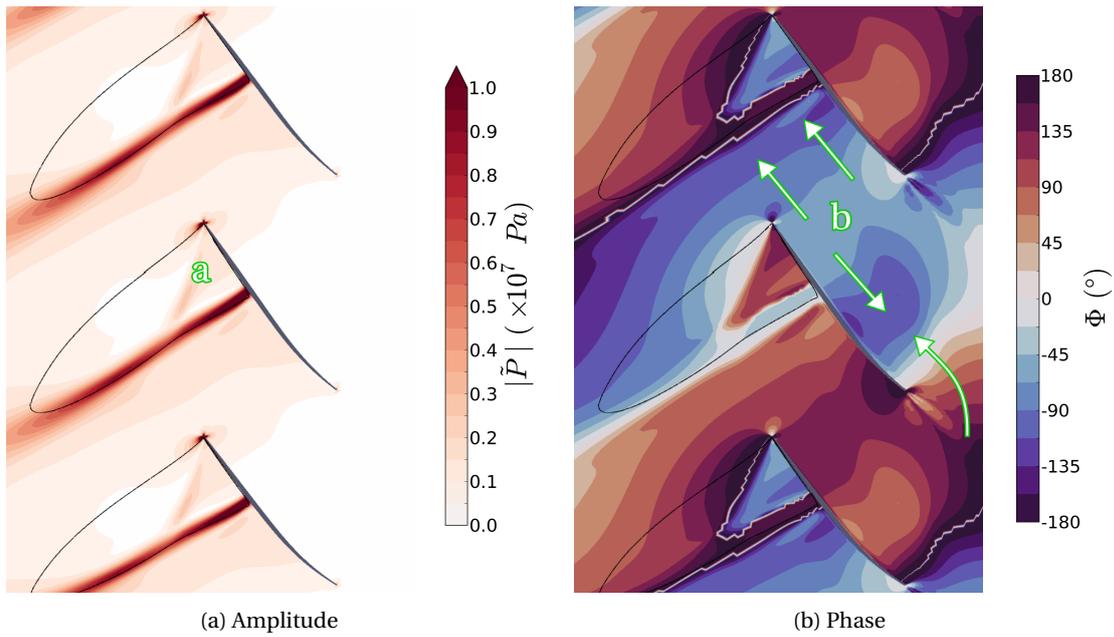


FIGURE 5.29 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 1ND8 à OP-A

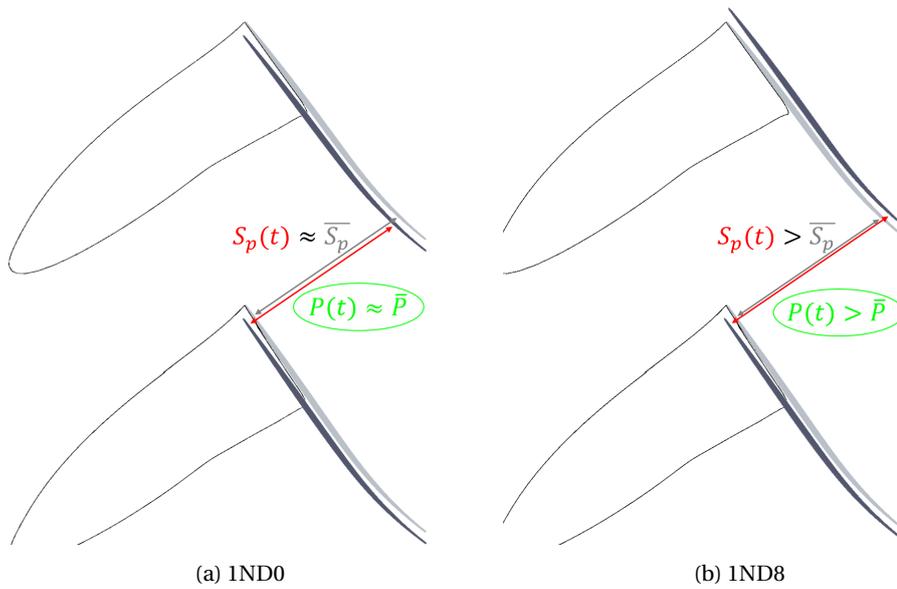


FIGURE 5.30 – Illustration du modèle de la variation de section de passage à 90%H pour le mode 1. En gris la position stationnaire. En noir le profil déformé selon  $\mathbf{u}_R$  tel que  $\max(|\mathbf{u}_R|) = 5 \text{ mm}$ .

$$S_p = y^0 - y^1 \quad (5.2)$$

avec

$$\begin{aligned} y^0 &= \bar{y}^0 + y_R^0 e^{i\omega t} \\ y^1 &= \bar{y}^1 + y_R^1 e^{i(\omega t + \sigma)} \end{aligned} \quad (5.3)$$

pour une déformée modale dont la composante imaginaire est nulle. En injectant l'équation 5.3

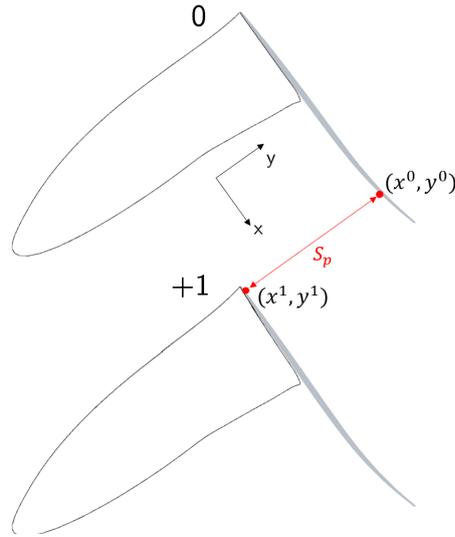


FIGURE 5.31 – Visualisation de la section de passage à 90%H

dans l'équation 5.2, on obtient la partie fluctuante  $\delta S_p$  de la section de passage :

$$\delta S_p = y_R^0 e^{i\omega t} - y_R^1 e^{i(\omega t + \sigma)} \quad (5.4)$$

Le développement de cette partie fluctuante aboutit à l'équation suivante :

$$\delta S_p = \left( (y_R^0 - y_R^1) \cos\left(\frac{\sigma}{2}\right) - (y_R^0 + y_R^1) i \sin\left(\frac{\sigma}{2}\right) \right) e^{i(\omega t + \frac{\sigma}{2})} \quad (5.5)$$

soit :

$$\delta S_p = \widetilde{S}_p e^{i\omega t} = |\widetilde{S}_p| e^{i(\omega t + \arg(\widetilde{S}_p))} \quad (5.6)$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} |\widetilde{S}_p| = (y_R^0)^2 + (y_R^1)^2 - 2y_R^0 y_R^1 \cos(\sigma) \\ \text{si } y_R^0 \neq y_R^1, \arg(\widetilde{S}_p) = \arctan\left(-\frac{y_R^0 + y_R^1}{y_R^0 - y_R^1} \tan\left(\frac{\sigma}{2}\right)\right) + \frac{\sigma}{2} \\ \text{sinon, si } \sigma > 0, \arg(\widetilde{S}_p) = \frac{\pi}{2} + \frac{\sigma}{2} \\ \text{si } \sigma < 0, \arg(\widetilde{S}_p) = -\frac{\pi}{2} + \frac{\sigma}{2} \end{array} \right. \quad (5.7)$$

Dans les cas étudiés, le bord d'attaque en tête d'aube a un déplacement supérieur au bord de fuite pour les modes 1 et 2, soit  $|y_R^1| > |y_R^0|$ . L'amplitude et la phase des fluctuations de la section de passage (équation 5.7) sont tracées figure 5.32 pour différents rapports entre  $y_R^0$  et  $y_R^1$ . Dans le cas avec  $y_R^0 = 0$  (bord de fuite fixe), la section de passage ne dépend que du mouvement de l'aube +1. L'amplitude est alors constante et la phase par rapport à l'aube 0 est proportionnelle au déphasage inter-aube, ce qui correspond à l'analyse faite pour le mode 2 dans la section 5.2. Dans le cas avec  $y_R^0 = y_R^1$  (translation pure du profil), l'amplitude varie avec le déphasage et la phase est comprise entre dans l'intervalle  $[-180^\circ; -90^\circ]$  pour  $\sigma < 0$  et l'intervalle  $[90^\circ; 180^\circ]$  pour  $\sigma > 0$ . Pour  $\sigma = 0$ , l'amplitude est nulle donc la phase est indéterminée.

Pour le mode 1, il a été déduit de l'analyse des champs de pression que les fluctuations de pression dans la zone subsonique sont principalement produites par la variation de la section

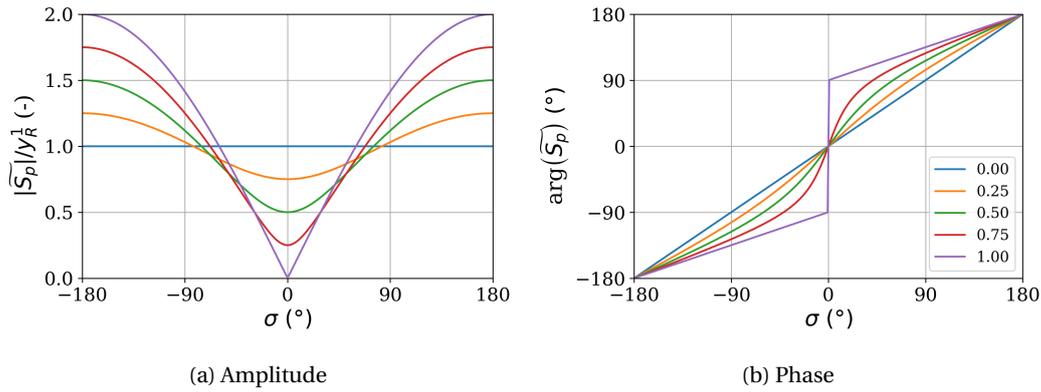


FIGURE 5.32 – Fluctuations de la section de passage pour différents rapports  $y_R^0/y_R^1$

de passage. Pour une tuyère subsonique, plus la section de passage est large et plus la pression statique est importante. Donc dans une approche quasi-stationnaire, la variation de la section de passage produit des fluctuations de pression en phase avec la variation de la section de passage comme illustré figure 5.30, soit :

$$\tilde{P} = k_{prop} \tilde{S}_p \quad (5.8)$$

À 90% $H$ , le rapport entre les composantes orthogonales à la corde des déplacements du bord de fuite et du bord d'attaque est environ  $\mathbf{u}_\perp^{BF} = 0.75\mathbf{u}_\perp^{BA}$  (voir figure 5.26). Les fluctuations de pression sont extraites des simulations dans le canal inter-aube au point Pt 0 représenté figure 5.33. Ce point est choisi au centre de la zone de recouvrement entre les aubes adjacentes<sup>1</sup>. Ces valeurs sont comparées sur la figure 5.34 avec la variation de section de passage (équation 5.7) pour  $y_R^0/y_R^1 = 0.75$ . Le coefficient de proportionnalité  $k_{prop}$  a été déterminé par la méthode des moindres carrés sur l'amplitude. On constate que les formes des courbes d'amplitude sont en bon accord. Sur la figure 5.34b, on constate que les fluctuations de pression sont déphasées par rapport aux variations de la section de passage. En recalant la phase du modèle d'une valeur constante de  $-50^\circ$ , les courbes se superposent bien pour les diamètres nodaux élevés. Ce déphasage entre le modèle et les observations peut être attribué à l'hypothèse ponctuelle 1D du calcul de la variation de la section de passage. On constate également que l'écart de phase est plus important pour les diamètres nodaux faibles (entre ND – 2 et ND2). Une hypothèse est que la variation de section étant plus faible, elle génère de plus faibles fluctuations de pression. D'autres phénomènes, comme la variation d'incidence, pourraient alors être significatifs alors qu'ils étaient un ordre de grandeur inférieur pour les diamètres nodaux élevés.

#### 5.3.1.4 Confrontation du modèle d'amplification des l'onde régressive aux simulations

Dans cette section, on confronte le résultat des simulations au modèle d'amplification des ondes de pression d'ATASSI et al. [1995]. D'après celui-ci, une onde de pression régressive dans un écoulement subsonique 1D est amplifiée suivant l'équation :

$$|\tilde{P}_i| = \frac{1}{\sqrt{M_0}(1 - M_i)} |\tilde{P}_0| \quad (5.9)$$

1. Les autres points d'extraction sont utilisés dans la section 5.3.1.4

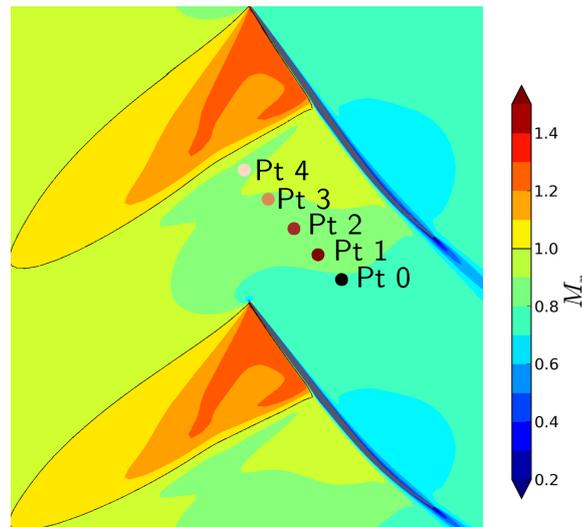
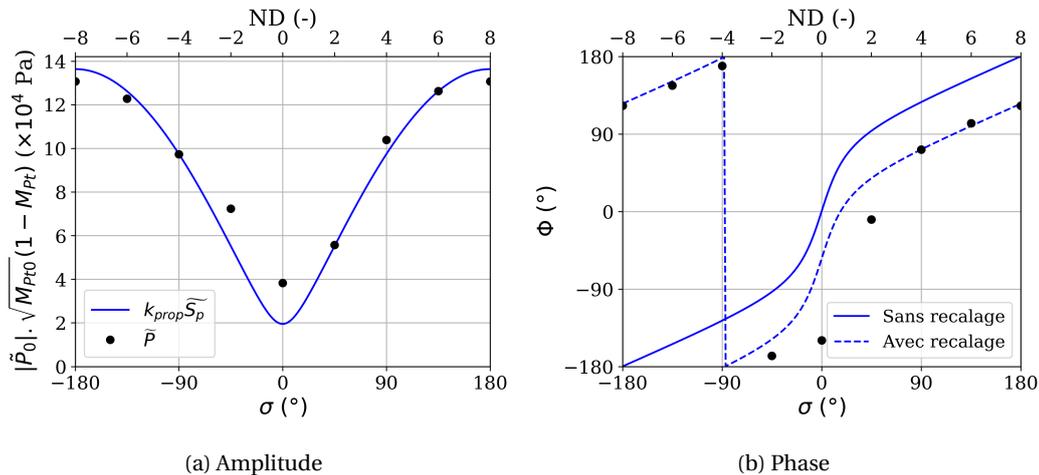

 FIGURE 5.33 – Points d'extraction dans le canal inter-aube. Nombre de Mach relatif à 90% $H$  à OP-A


FIGURE 5.34 – Comparaison de la variation de la section de passage au point Pt 0 par rapport aux fluctuations de pression normalisées

avec  $M_0$  et  $M_i$  le nombre de Mach respectivement au point source (Pt 0) et au point d'observation (Pt  $i$ ).

Il a été mis en évidence que la variation de la section de passage en tête d'aube est le mécanisme dominant dans la zone subsonique de l'écoulement pour les diamètres nodaux élevés. On peut donc considérer que l'onde est générée par cette unique source de perturbations, ce qui rapproche de l'hypothèse 1D du modèle.

Les fluctuations de pression ont été extraites dans le canal inter-aube à 90% $H$  pour différentes positions illustrées figure 5.33. Les phases et les amplitudes pour les différentes positions sont tracées en fonction du diamètre nodal sur la figure 5.35.

Sur la figure 5.35c, on constate que les phases diminuent régulièrement entre le point Pt 0 et le point Pt 4 pour tous les diamètres nodaux sauf pour le mode 2ND0, ce qui traduit alors l'absence d'onde régressive. Sur les figures 5.35a et 5.35b, on constate que l'adimensionnement par le facteur du modèle permet bien d'uniformiser l'amplitude des fluctuations de pression. Les plus grandes différences par rapport au modèle sont observées pour les modes entre 2ND-2 et 2ND2.

Ce qui correspond également aux cas où la variation de la section de passage n'est pas dominante. Ainsi, la comparaison du modèle et des résultats permet de mettre en évidence que le modèle est prédictif lorsque l'onde régressive est dominante (pour les diamètres nodaux élevés).

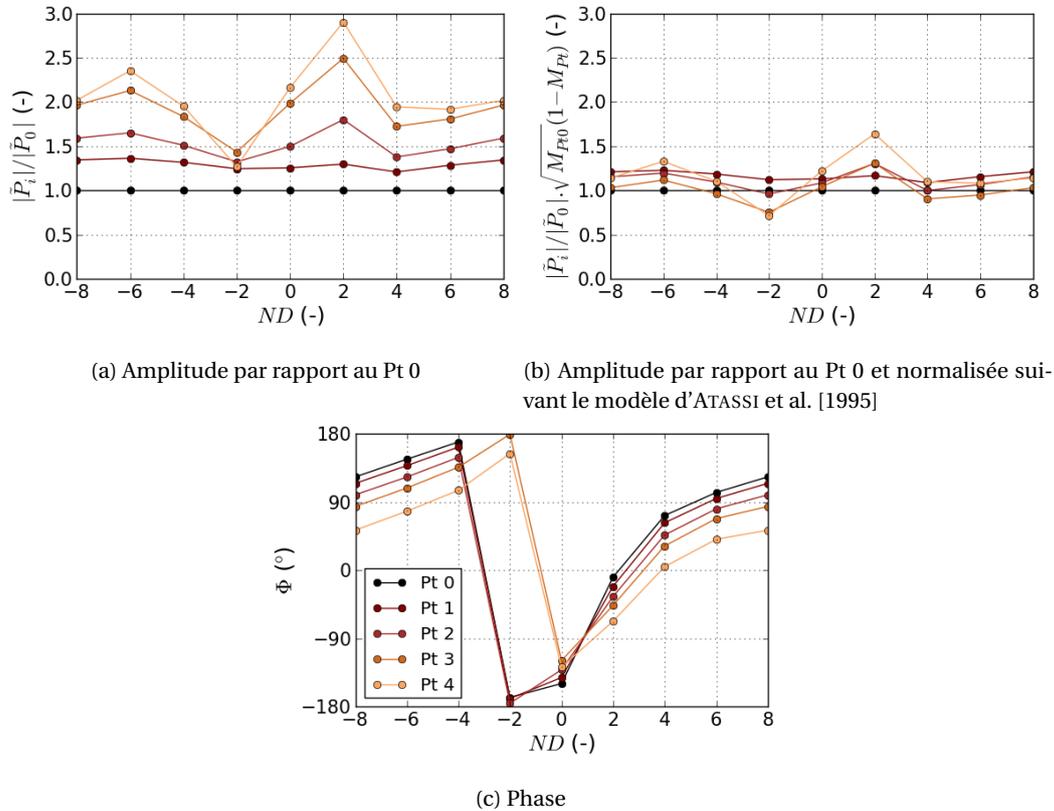


FIGURE 5.35 – Fluctuations de pression à différentes positions dans le canal inter-aube

En synthèse, pour le mode 1 à OP-A, deux principaux mécanismes et les sources associées ont été identifiés pour expliquer les fluctuations de l'écoulement. Pour les faibles déphasages inter-aube, le mécanisme dominant est la variation d'incidence qui produit un travail positif sur les récepteurs proches du bord d'attaque. Pour les déphasages inter-aube élevés, le mécanisme de la variation de la section de passage devient dominant dans la zone subsonique du canal inter-aube et pilote via une onde régressive les fluctuations au niveau de l'onde de choc.

### 5.3.2 Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 3

Le mode 3 est un mode de torsion ( $\alpha_{t/f} = 1.0$ ) dont le centre de rotation est situé à mi-corde à mi-hauteur de veine et au bord d'attaque en tête d'aube (voir figure 4.41). Le mouvement des profils autour du centre de rotation à 50%H et 90%H est illustré figure 5.36. La fréquence de ce mode varie entre 887 Hz et 893 Hz en fonction du diamètre nodal ce qui correspond à une fréquence réduite en tête d'aube  $k^r$  de 0.24.

#### 5.3.2.1 Caractérisation des récepteurs

La figure 5.37 présente le travail local pour les différents diamètres nodaux. Pour le mode 2, il a été observé que le travail au bord d'attaque de l'aube est important pour assurer la stabilité de

l'aube pour l'ensemble des diamètres nodaux. Or le mode 3 à ceci de particulier que le déplacement du bord d'attaque est quasiment nul en tête d'aube. Le travail sur le bord d'attaque en tête d'aube est donc nul (a). Le travail de l'onde de choc est également plus faible que pour les autres modes, car elle est proche de la ligne nodale. Pour ce mode, on identifie quatre récepteurs principaux. Deux récepteurs, « IntTête » et « ExtTête » situés proche du bord de fuite en tête d'aube sur l'intrados et l'extrados. Sur « ExtTête », on observe une alternance entre zone stabilisante et zone déstabilisante en fonction du diamètre nodal tandis que « IntTête » est toujours stabilisant. Les deux autres récepteurs sont situés à mi-hauteur d'aube. Sur l'intrados proche du bord d'attaque, « IntMi » est significatif pour les modes 3ND-4 à 3ND8 et il est stabilisant. Sur l'extrados, « ExtMi » présente une alternance de zones stabilisantes et déstabilisantes. Ce motif est similaire pour tous les diamètres nodaux : stabilisant proche du bord d'attaque, puis négligeable ou déstabilisant et enfin stabilisant à la limite aval de la zone supersonique.

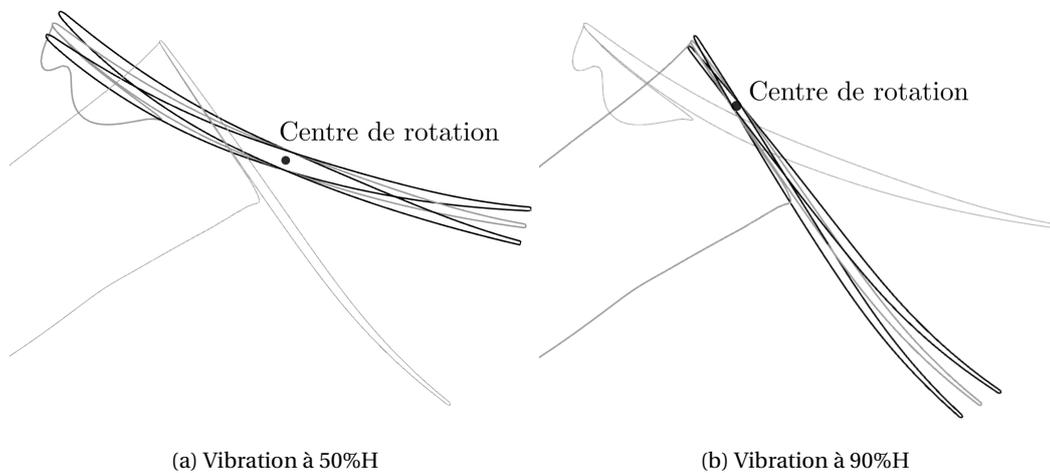


FIGURE 5.36 – Positions extrémales des profils de l'aube pour un déplacement vibratoire maximal de 5 mm. La position et la ligne sonique stationnaires sont représentées en gris.

### 5.3.2.2 Étude des fluctuations de l'écoulement

Les figures 5.38 et 5.39 présentent l'amplitude et la phase des fluctuations de pression sur l'aube. L'échelle de l'amplitude des fluctuations de pression a été adaptée aux plus forts niveaux d'énergie mis en oeuvre par le mode 3 pour une déformation normalisée. En effet l'énergie modale du mode 3 est multipliée par 2.5 par rapport au mode 2.

En tête d'aube à l'extrados dans la zone supersonique (a), les fluctuations de pression sont faibles pour tous les diamètres nodaux, car le déplacement du bord d'attaque est faible et les ondes de pression ne peuvent remonter l'écoulement. Les fluctuations de pression sont importantes au niveau de l'onde de choc et à l'aval (b). Les cartographies des phases sur l'aube montrent que les fluctuations de pression en tête d'aube se propagent principalement dans le sens de l'aval vers l'amont sur l'extrados et l'intrados. En tête d'aube proche du bord d'attaque, la phase est similaire pour l'ensemble des diamètres nodaux sur l'intrados tandis que sur l'extrados, la phase est corrélée avec le déphasage inter-aube. On peut en déduire que comme pour les modes 1 et 2, les fluctuations de pression en tête d'aube sont dues à une onde régressive générée principalement par le mouvement relatif de l'aube adjacente +1. La plage de phase balayée par l'onde sur l'aube en remontant vers l'onde de choc est importante comme pour le mode 2 (voir figure 5.39a) et pro-

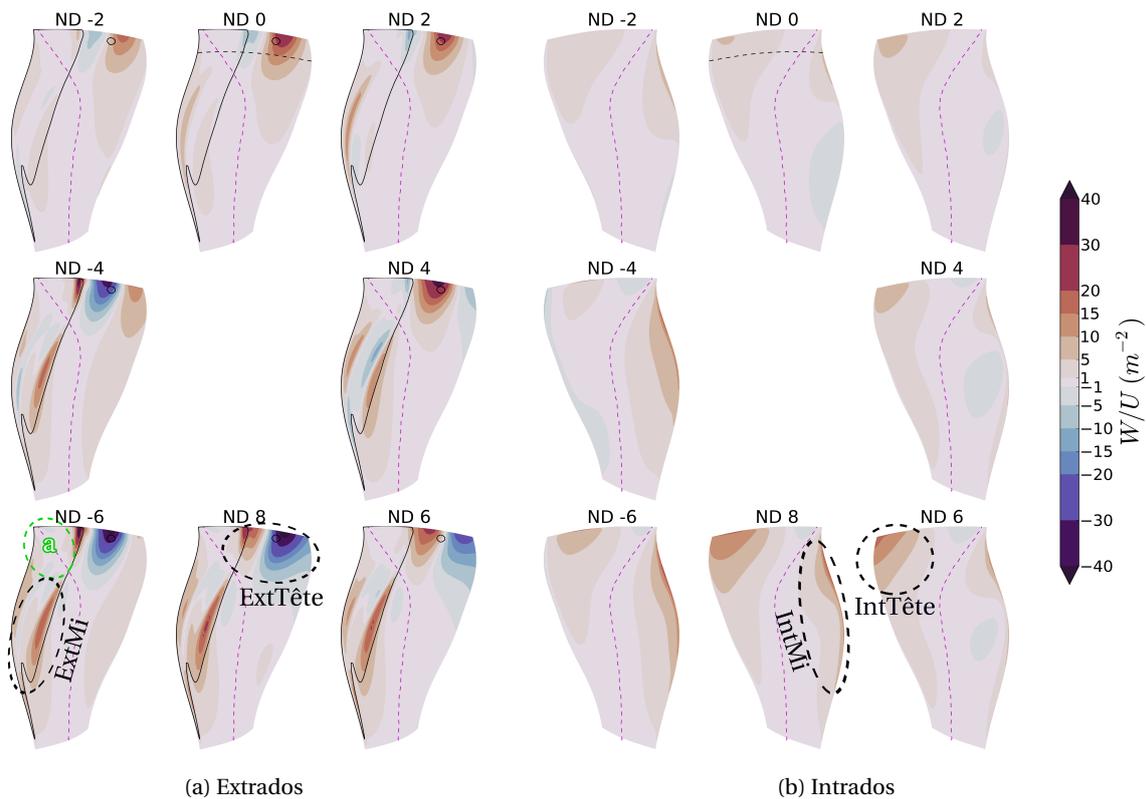


FIGURE 5.37 – Travail local pour le mode 3 à OP-A

duit des zones stabilisantes et déstabilisantes avec une alternance spatiale plus rapide que pour le mode 2.

À mi-hauteur de veine sur l'extrados au niveau de la zone supersonique (d), on constate que les fluctuations de pression sont beaucoup plus importantes que pour le mode 2 (voir figures 5.7). À cette hauteur de veine, la zone supersonique stationnaire se décompose en deux parties (voir figure 5.40) : Une petite poche proche du bord d'attaque lié au contournement du bord d'attaque et une poche supersonique sans onde de choc liée à la déflexion du profil entre 10% et 30% de corde. La vitesse maximale de l'écoulement dans cette seconde poche est  $M_r = 1.1$ . La figure 5.41 présente les fluctuations de pression à 50%H pour le mode 3ND8 en focalisant sur la zone supersonique proche du bord d'attaque. Les fluctuations de pression maximales sont observées dans la seconde poche supersonique. Les phases montrent que cette zone est excitée par des fluctuations régressives bien que l'écoulement soit supersonique. Cette configuration est rendue possible par les effets 3D. En effet la direction de propagation des fronts de pression et la vitesse de l'écoulement peuvent être de sens opposé, mais sans être parfaitement alignées. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement vue par les fronts de pression peut être subsonique.

Afin de vérifier cette explication, on peut tracer le nombre de Mach  $M_\Phi$  dans la direction de propagation des fronts de pression, défini par la relation suivante :

$$M_\Phi = \mathbf{M}_r \cdot \frac{\nabla\Phi}{|\nabla\Phi|} \quad (5.10)$$

où  $-\frac{\nabla\Phi}{|\nabla\Phi|}$  est le vecteur unitaire de la direction de propagation des fronts de pression.  $M_\Phi$  est négatif si les fluctuations de pression se propagent dans le même sens que l'écoulement et positif si

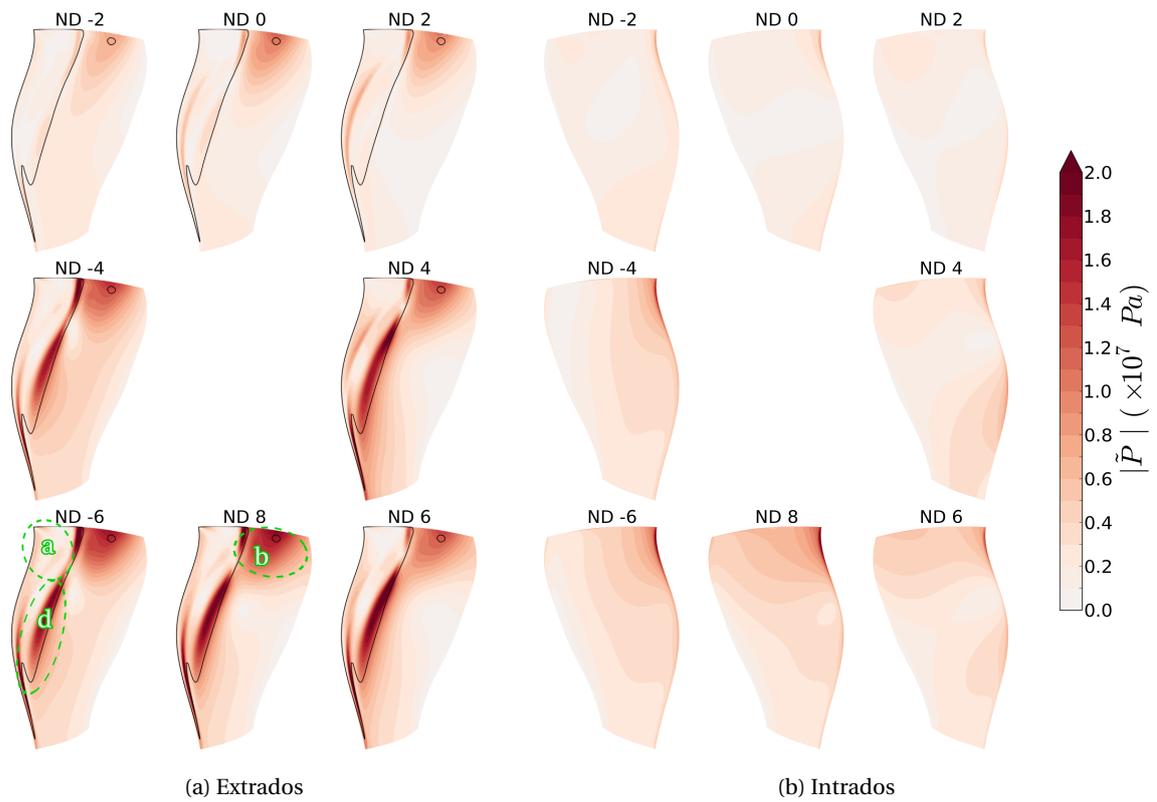


FIGURE 5.38 – Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 3 à OP-A

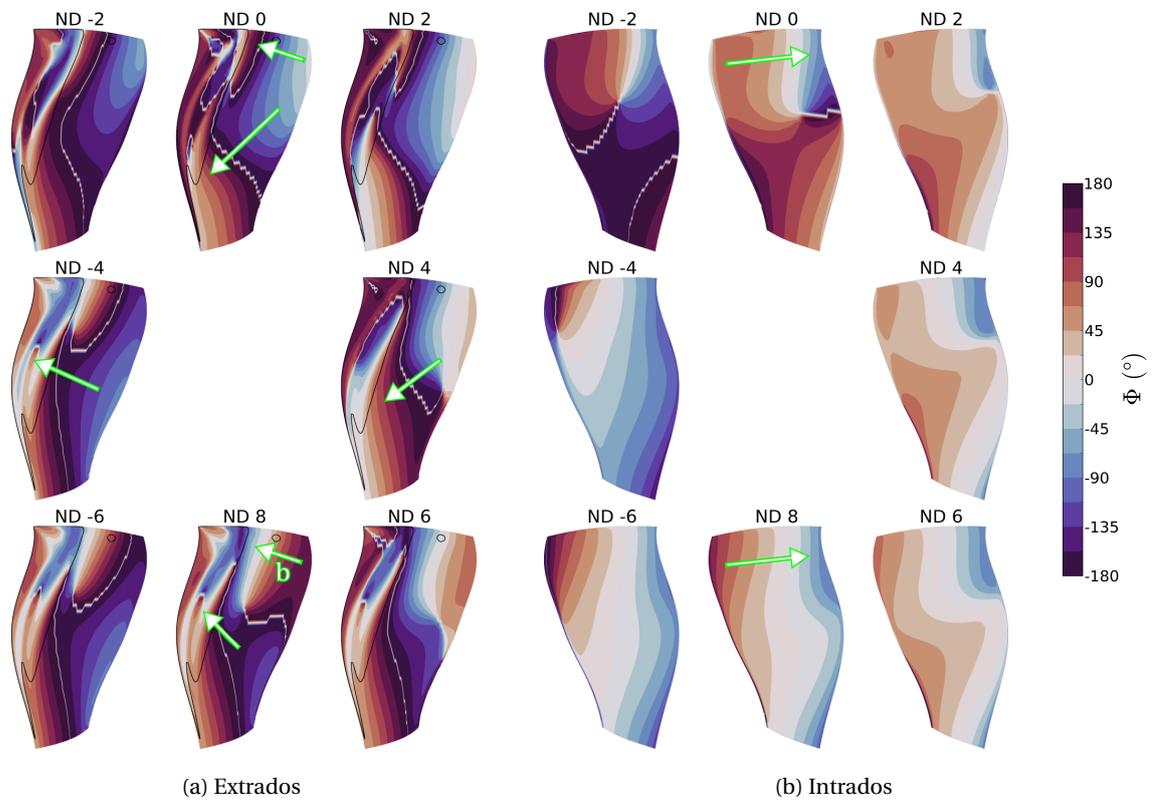


FIGURE 5.39 – Phase des fluctuations de pression pour le mode 3 à OP-A

elles se propagent dans le sens inverse.  $M_\Phi$  est borné par,  $[-M_r, 1.0]$  car les fluctuations de pression ne peuvent remonter un écoulement supersonique.  $M_\Phi$  proche du bord d'attaque est tracé figure 5.42. Les zones bleues correspondent à une vitesse négative, c'est-à-dire avec une propagation dans le sens de l'écoulement. Dans la seconde poche supersonique,  $M_\Phi$  tend vers 1.0 avec un faible gradient. Ainsi, la propagation et la forte amplification de l'onde régressive dans cette zone sont expliquées par le fait que l'écoulement qui remonte cette onde est subsonique et tend vers  $M = 1.0$  [ATASSI et al., 1995].

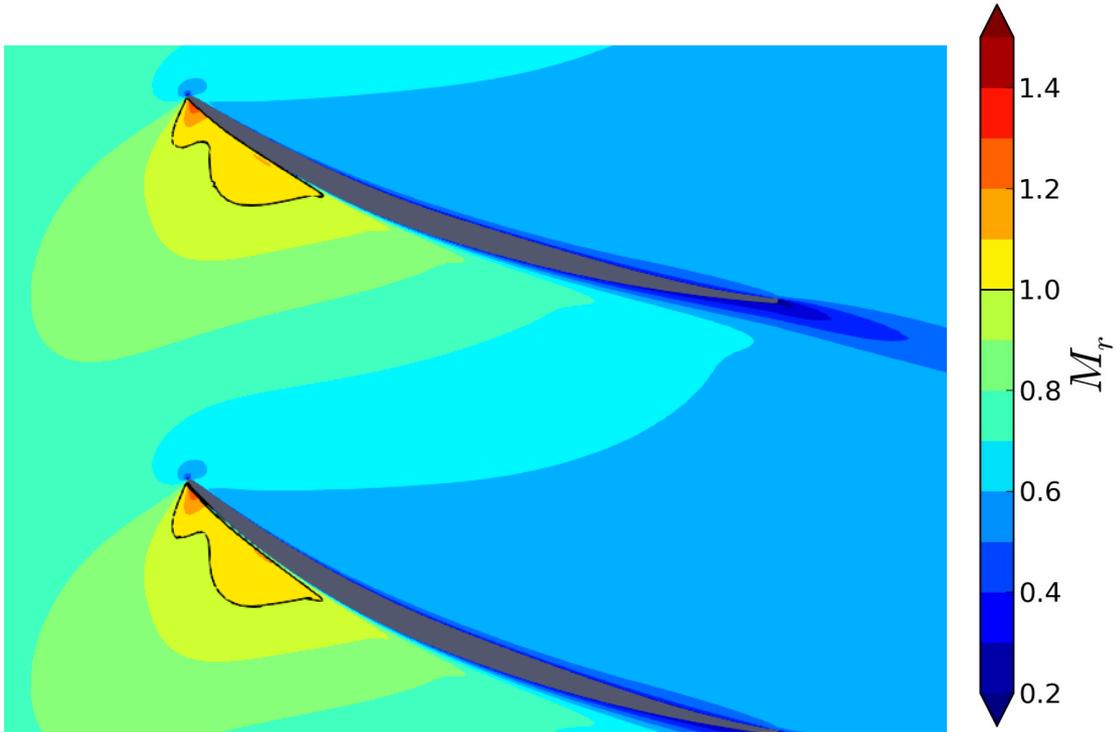


FIGURE 5.40 – Nombre de Mach relatif à 50% $H$  à OP-A

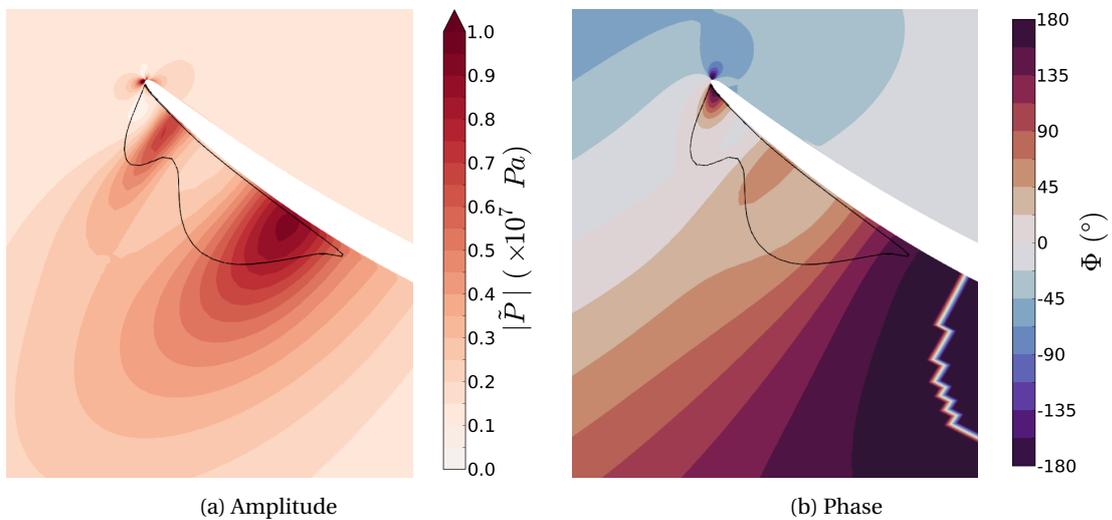


FIGURE 5.41 – Fluctuations de pression proche du bord d'attaque sur l'aube de référence 0 à 50% $H$  pour le mode 3ND8 à OP-A

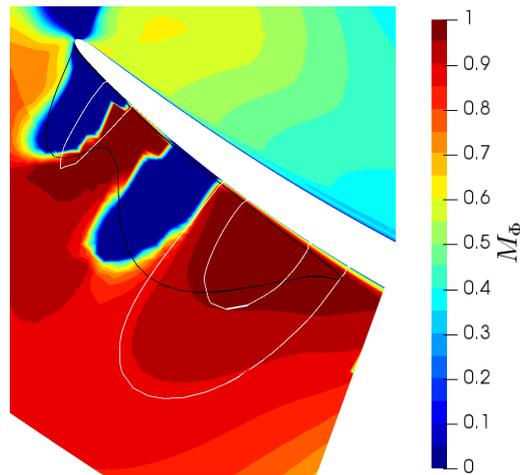


FIGURE 5.42 – Nombre de Mach dans le sens de propagation des fluctuations de pression proche du bord d'attaque sur l'aube de référence 0 à 50%H pour le mode 3ND8 à OP-A. Les lignes blanches représentent  $|\tilde{P}| = 5 \times 10^6$  Pa et  $|\tilde{P}| = 8 \times 10^6$  Pa.

Les différentes structures aérodynamiques réceptrices ont été identifiées. Elles sont principalement excitées par des ondes régressives. En particulier les fortes fluctuations à mi-hauteur de veine s'expliquent en considérant l'amplification d'ondes régressives dans un écoulement subsonique comme à l'aval de l'onde de choc en tête d'aube.

L'amplitude des fluctuations de pression à 50%H augmente fortement lorsque le déphasage inter-aube augmente. Cependant les mécanismes générant ces ondes régressives n'ont pas pu être identifiés. Les cartographies de phase figure 5.39a montrent qu'à mi-hauteur de veine entre la zone supersonique et le bord de fuite, les ondes de pression ne se propagent pas uniquement suivant la direction amont/aval. La composante radiale est également importante et varie fortement entre les diamètres nodaux. On peut supposer que les effets 3D sont importants et divers entre les diamètres nodaux pour expliquer l'apparition d'une onde régressive significative pour ce mode. De plus, on notera que l'amplitude de la déformée modale normalisée à 50% H est plus importante que pour les modes 1 et 2. Le maximum est de 0.68 contre respectivement 0.35 et 0.43. Cependant au premier ordre, l'augmentation de l'amplitude du déplacement modal d'environ 50% ne permet pas d'expliquer l'augmentation des fluctuations de pression de 600% constatée dans cette zone. Enfin, la fréquence réduite  $k'$  à mi-hauteur de veine est de 0.34 et le mouvement de l'aube n'est pas restreint à une portion du profil comme pour le mode 2. Il n'est donc pas possible d'appliquer une analyse quasi-stationnaire comme précédemment pour identifier les mécanismes physiques des structures émettrices.

### 5.3.3 Bilan de l'influence du mode mécanique

Dans cette partie, on a étudié l'impact du mode mécanique sur les mécanismes produisant les zones stabilisantes ou déstabilisantes. Pour les trois modes, le travail extrait est fortement lié aux ondes régressives qui se développent dans le canal inter-aube. En tête d'aube, ces ondes sont principalement générées par le déplacement relatif de l'aube adjacente. Proche du bord d'attaque les effets d'incidence, s'ils existent, dominant.

Pour le mode 1, comme pour le mode 2, les principaux récepteurs sont en tête d'aube. Une analyse quasi-stationnaire a été menée. Elle a permis d'identifier la variation de la section de pas-

sage comme source d'émission de l'onde régressive. La contribution de ce mécanisme a pu être validée par un modèle analytique simple.

Pour le mode 3, la localisation des récepteurs est très différente. Elle est modifiée par les zones en déplacement en tête d'aube, mais également par la présence de très fortes fluctuations de pression à mi-hauteur de veine dans la zone supersonique sans onde de choc. Dans cette zone, des ondes régressives sont très fortement amplifiées. En revanche, contrairement aux autres modes, les structures aérodynamiques émettrices des ondes régressives n'ont pas pu être identifiées, car l'hypothèse quasi-stationnaire n'a pas pu être appliquée localement et les effets 3D sont importants.

## 5.4 Influence du point de fonctionnement sur les mécanismes de stabilité du mode 2

On cherche à identifier comment le point de fonctionnement influe sur les mécanismes de stabilité mis en évidence à OP-A. Pour cela, on étudie le mode 2 pour un point de fonctionnement proche de chaque extrémité de l'iso-vitesse : OP-B et OP-C.

### 5.4.1 Analyse des mécanismes de stabilité à faible débit OP-B

Au point de fonctionnement OP-B, la structure de l'écoulement stationnaire est similaire à celle du point OP-A. Elle est détaillée section 4.3.2.3. Cependant, la zone supersonique sur l'extrados de l'aube est moins étendue et l'onde de choc est plus forte (voir figure 5.43). La couche limite présente une bulle de décollement à l'aval de l'onde de choc qui est mise en évidence à l'aide des lignes de friction pariétale figure 4.23b.

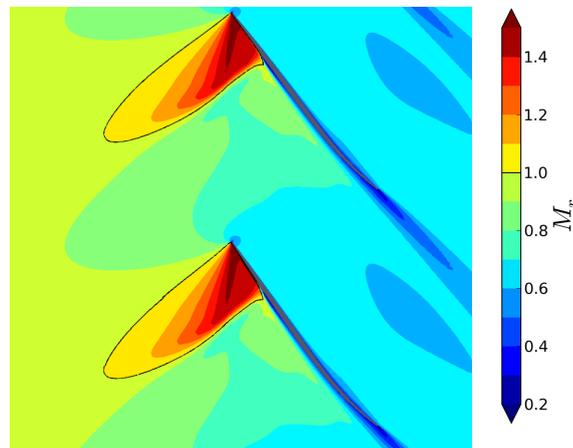


FIGURE 5.43 – Nombre de Mach relatif à 90% $H$  à OP-B

L'amortissement aérodynamique et les conditions de propagation acoustique pour le mode 2 en fonction du diamètre nodal à OP-B sont tracés sur la figure 5.44. L'amortissement est positif et présente une évolution semblable à celle à OP-A. La transition cut-on/cut-off à l'aval entre le mode 2ND-4 et le mode 2ND-2 produit un changement d'amortissement moins important qu'à OP-A.

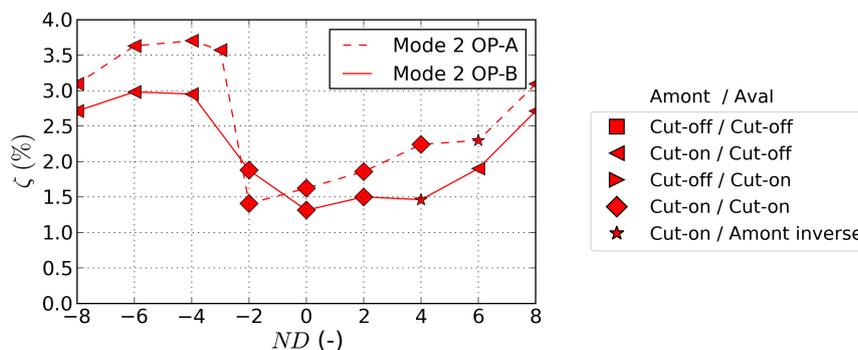


FIGURE 5.44 – Amortissement aérodynamique pour le mode 2 à OP-A et à OP-B mis en relation avec les conditions de propagation acoustique dans la veine

### 5.4.1.1 Caractérisation des récepteurs

La figure 5.45 présente le travail local pour les différents diamètres nodaux. Les principaux récepteurs sont situés sur le lobe A en tête d'aube et sont similaires à ceux observés à OP-A. Leur emplacement est ajusté pour correspondre à la nouvelle topologie du travail local (voir figure 5.47). Le bord d'attaque est stabilisant pour l'ensemble des diamètres nodaux sur l'intrados (« Int BA ») et sur l'extrados (« Ext BA »). La zone de l'onde de choc (« Ext OdC ») est en moyenne stabilisante mais présente une variation de niveau importante en fonction du diamètre nodal. La zone à l'aval de l'onde de choc (« Ext BF ») est stabilisante ou déstabilisante en fonction du diamètre nodal. Enfin la zone proche du bord de fuite sur l'intrados en tête (« Int BF ») est légèrement déstabilisante pour tous les diamètres nodaux.

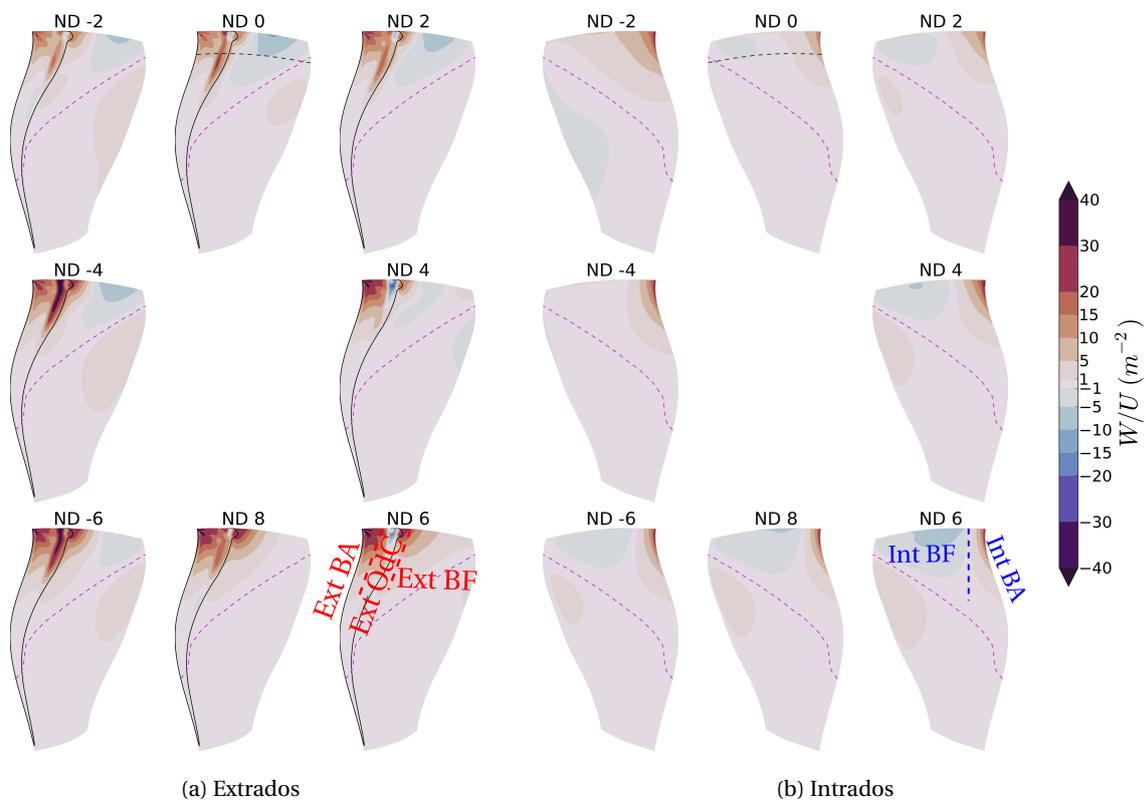


FIGURE 5.45 – Travail local pour le mode 2 à OP-B

Les récepteurs étant situés en tête d'aube, la répartition du travail est analysée à la hauteur représentative de 90%H (figure 5.46). La figure 5.48a présente l'évolution du travail linéique intégré sur les différents récepteurs du profil. Les deux zones proches du bord de fuite ont des variations de travail importantes, mais qui se compensent en grande partie. La figure 5.48b présente la moyenne et les variations du travail sur chaque zone par comparaison à la décomposition du mode 2 à OP-A (voir section 5.2.1.2). Comme pour OP-A, le travail des deux zones du bord d'attaque est stabilisant. Le travail intégré de ces zones est moins important qu'à OP-A, car elles sont moins étendues. La contribution relative de l'extrados par rapport à l'intrados est plus importante. Le travail de ces zones varie peu entre les diamètres nodaux ce qui assure un travail total stabilisant même si en proportion le travail des autres zones est plus important qu'à OP-A. En particulier, la zone de l'onde de choc a un travail positif en moyenne à OP-B.

Les cartographies d'amplitude des fluctuations de pression sont tracées sur la figure 5.49.

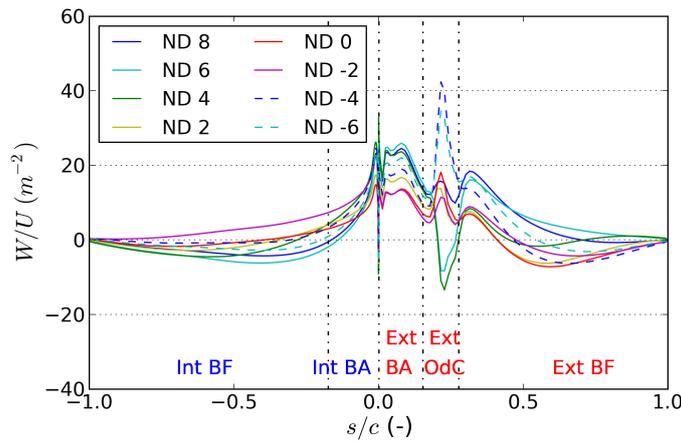


FIGURE 5.46 – Travail local en fonction du diamètre nodal sur le profil à 90%H pour le mode 2 à OP-B (voir figure 5.2)

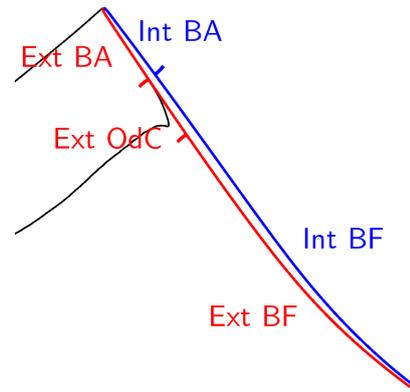
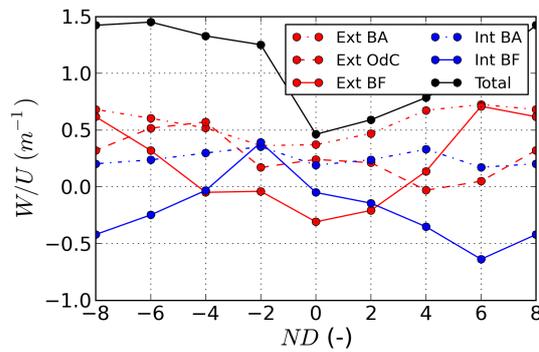
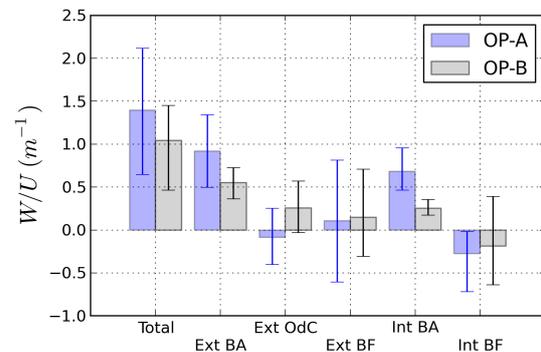


FIGURE 5.47 – Découpage du profil à 90%H en cinq récepteurs pour le calcul des contributions locales de la stabilité à OP-B



(a) Travail linéique total et par récepteur



(b) Moyenne (colonne grise), minimum et maximum (en noir) du travail linéique par récepteur

FIGURE 5.48 – Décomposition du travail à 90%H en fonction du diamètre nodal pour le mode 2 à OP-B

Celles-ci sont similaires à celles observées figure 5.7 pour OP-A, avec un minimum d'amplitude pour le mode 2ND4 et un maximum pour le mode 2ND-6 au niveau de l'onde de choc. Sur la figure 5.50 représentant la phase des fluctuations de pression, on constate la présence d'une onde régressive sur l'extrados (a) et sur l'intrados (b). Cette onde présente des phases similaires sur l'intrados pour l'ensemble des diamètres nodaux à l'exception du mode 2ND-2. On peut en déduire que cette onde régressive a des causes similaires à celle d'OP-A : le mouvement relatif de l'aube adjacente +1 (voir section 5.2.5). Sur l'extrados, la différence de phase entre le bord de fuite et l'onde de choc est plus faible qu'OP-A (figure 5.8) : environ 180° contre 270°. Cela s'explique par le fait que l'écoulement est plus lent à OP-B qu'à OP-A en dehors de la zone supersonique. La vitesse de propagation des fluctuations de pression vers l'amont est donc plus élevée.

Les fluctuations de pression du mode 2ND-2 se distinguent fortement de celles des autres modes. La phase des fluctuations de pression est très différente sur l'intrados (c) et l'amplitude des fluctuations de pression est beaucoup moins localisée en tête d'aube (d). On retrouve le comportement lié à la transition à l'aval d'un cas cut-on à un cas cut-off qui a déjà été identifié pour le point de fonctionnement OP-A. Alors qu'elle a un impact plus important au niveau des fluctuations de pression pariétale, la compensation entre zones stabilisantes et déstabilisantes induit

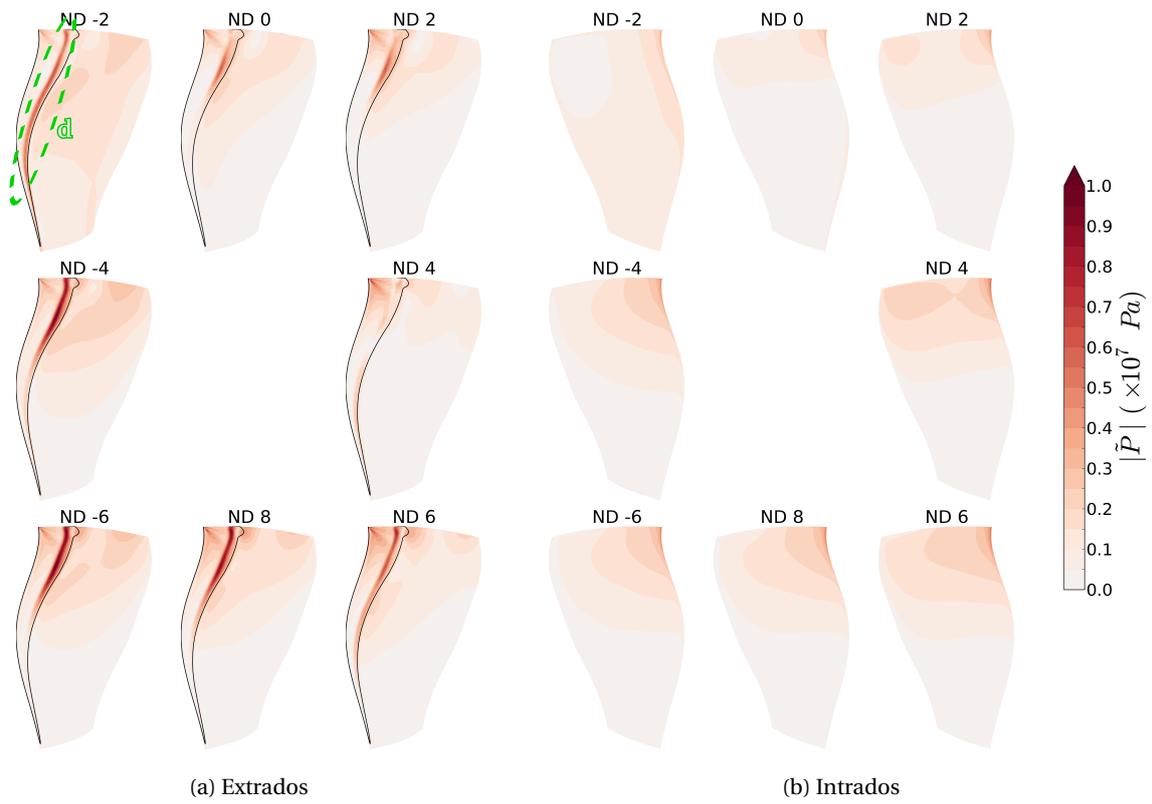


FIGURE 5.49 – Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-B

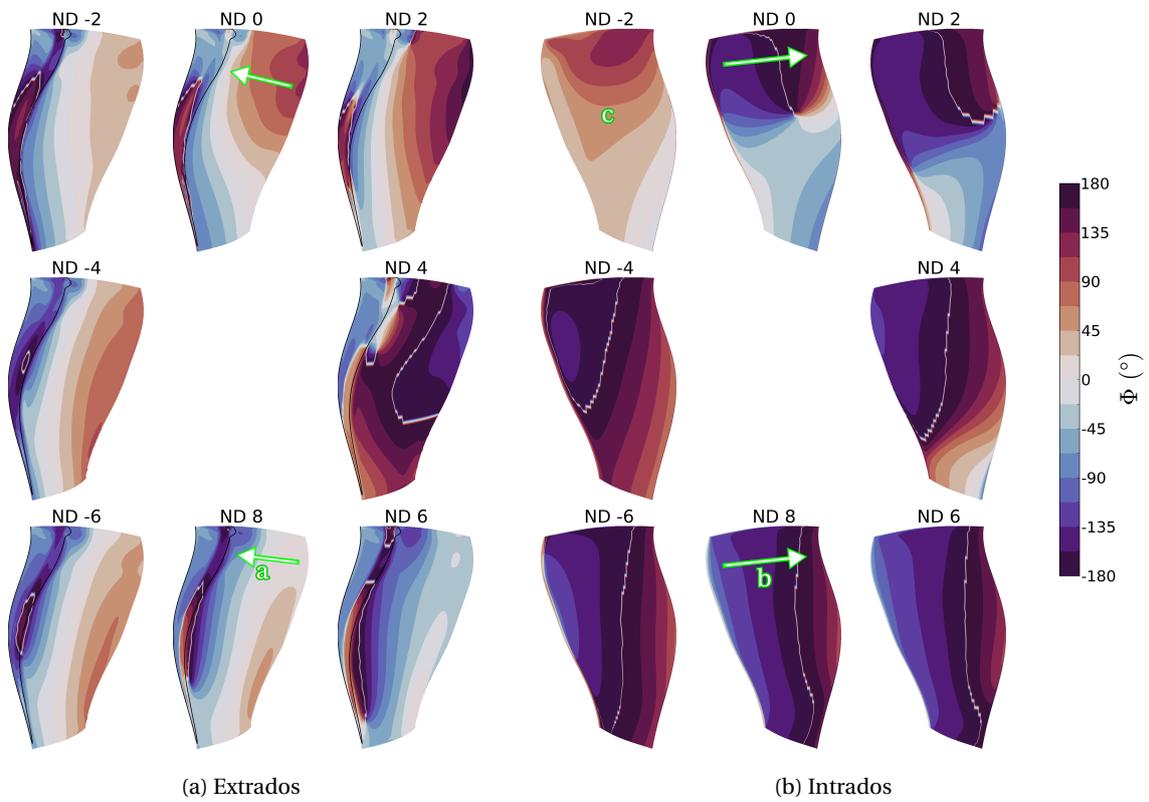


FIGURE 5.50 – Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-B

un impact de cette transition plus faible qu'à OP-A sur l'amortissement total de l'aube (voir figure 5.44).

Sur la figure 5.48a, il a été remarqué une compensation du travail des récepteurs « Int BF » et « Ext BF » pour les diamètres nodaux élevés. Afin de déterminer s'il y a une cause commune, on étudie la propagation des fluctuations de pression à 90%H pour le mode 2ND8. Ces fluctuations de pression sont principalement dues à l'onde régressive. La cartographie de phase figure 5.51 montre que l'onde régressive a une phase allant de 180° à 0° sur « Int BF » et de 0° à -180° sur « Ext BF ». En prenant en compte le déphasage inter-aube de 180° à ND8 pour ramener les phases sur l'aube de référence, on obtient  $(\sin(\Phi) \bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R)_{\text{Ext BF}} \approx -(\sin(\Phi) \bar{\mathbf{S}} \cdot \mathbf{u}_R)_{\text{Int BF}}$ . À OP-A, l'amplitude des fluctuations de pression est beaucoup plus faible à l'intrados qu'à l'extrados du fait de l'amplification de l'onde régressive en  $\frac{1}{\sqrt{1-M}}$ . À OP-B, comme le nombre de Mach est plus faible à l'aval de l'onde de choc, l'onde régressive est moins amplifiée sur l'extrados. Les deux zones, « Int BF » et « Ext BF », sont donc balayées l'une après l'autre par l'onde régressive avec une amplitude équivalente et avec des phases de signe opposé ce qui explique leur compensation.

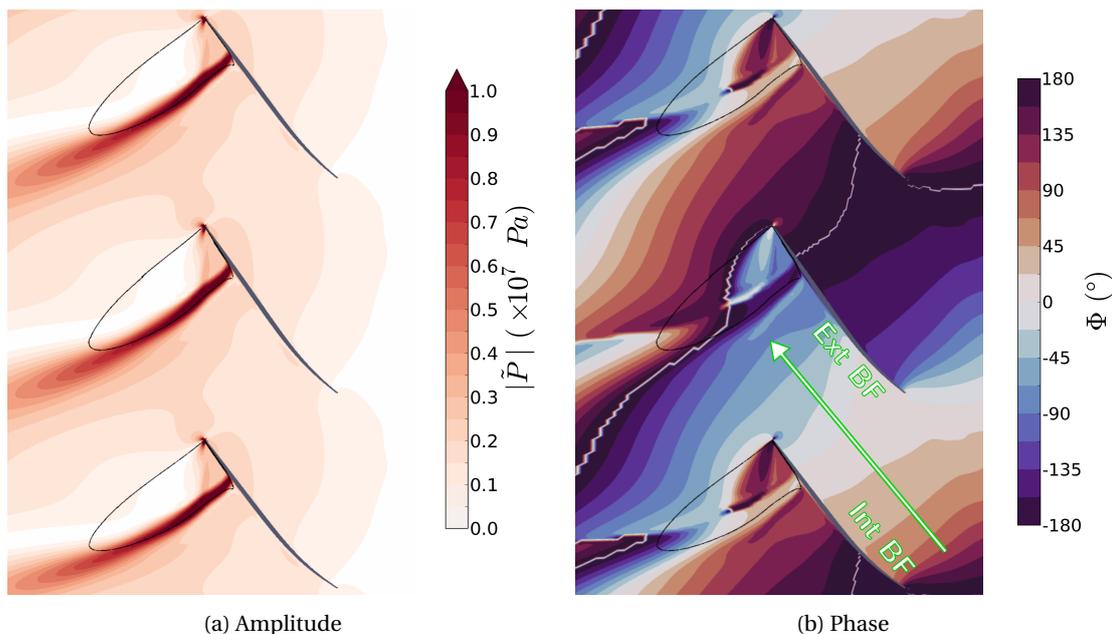


FIGURE 5.51 – Fluctuations de pression aube à aube à 90%H pour le mode 2ND8 à OP-B

Pour le mode 2 à OP-B, on retrouve les mécanismes mis en évidence à OP-A, mais avec des contributions relatives différentes. Le rôle de l'onde régressive est plus faible. Cette différence relative s'explique par deux phénomènes : le nombre de Mach à l'aval de l'onde de choc est plus faible, l'amplification de cette onde est donc moindre. De plus l'onde de choc étant située plus proche du bord d'attaque, celle-ci est plus impactée par la variation d'incidence. On peut en conclure que la stabilité pour les faibles débits à la vitesse de rotation nominale est assurée tant que la variation d'incidence génère un travail positif, c'est-à-dire tant que l'aube ne décroche pas. Enfin, on notera que pour le point de fonctionnement étudié, la bulle de décollement est petite et n'a qu'un rôle marginal sur la stabilité globale.

### 5.4.2 Analyse des mécanismes de stabilité à haut débit OP-C

Au point de fonctionnement OP-C, la structure de l'écoulement stationnaire diffère fortement de celle à OP-A. Elle est détaillée section 4.3.2.4. Le nombre de Mach relatif à 90%H est tracé figure 5.52. L'incidence est négative, ce qui produit une poche supersonique et une onde de choc sur l'intrados. Cette poche supersonique rejoint celle présente sur l'extrados. L'écoulement en tête d'aube atteint donc le blocage sonique. La structure traversant le canal et formée par les deux ondes de choc (intrados et extrados) est désignée par « onde de choc traversant le canal inter-aube » dans cette section. En raison du fort calage de l'aube, l'onde de choc extrados est située proche du bord de fuite. Elle y produit un décollement de la couche limite, qui peut être visualisé à partir des lignes de friction pariétale sur la figure 4.24b.

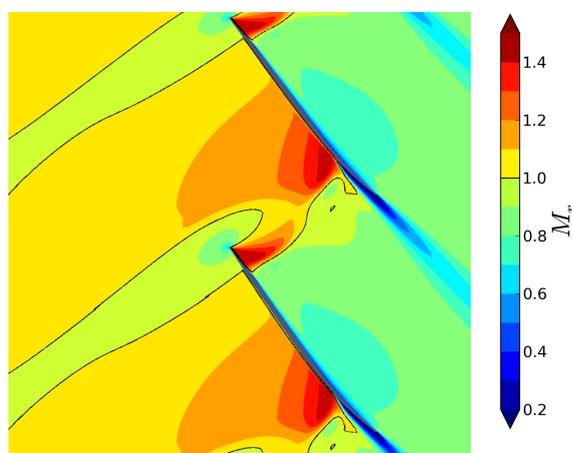


FIGURE 5.52 – Nombre de Mach relatif à 90%H à OP-C

#### 5.4.2.1 Caractérisation des récepteurs

La figure 5.53 présente les cartographies de travail local pour les différents diamètres nodaux pairs. Le travail des forces aérodynamiques est principalement réalisé en tête d'aube sur le lobe A comme à OP-A et OP-B.

Le travail est stabilisant proche du bord d'attaque sur l'intrados (« Int BA ») et l'extrados (« Ext BA »). Sur l'extrados, l'onde de choc et l'aval sont fusionnés en un même récepteur « Ext OdC » car le travail local est du même signe et varie similairement. Il est stabilisant ou déstabilisant en fonction du diamètre nodal. Le travail au niveau de l'onde de choc est limité à la zone au-dessus de, 90%H car l'onde de choc se superpose avec la ligne nodale en dessous. Les plus fortes valeurs de travail local sont atteintes sur un nouveau récepteur par rapport à OP-A : au niveau de l'onde de choc sur l'intrados (« Int OdC »). Le travail y est positif pour tous les diamètres nodaux.

Les principales contributions à la stabilité aéroélastique se situent en tête d'aube. Afin de déterminer les mécanismes responsables de ces différentes contributions, on commence par analyser quantitativement le travail local à 90%H afin de caractériser l'influence du déphasage inter-aube. Le travail local à cette hauteur est tracé sur la figure 5.54 pour les différents diamètres nodaux. Le découpage du profil en 5 zones en fonction de l'évolution du travail local avec le diamètre nodal est illustré sur la figure 5.55. La décomposition figure 5.56 montre que le récepteur « Int OdC » est la composante majoritaire au travail total du profil. Le second récepteur significatif est « Ext BA ». Le travail sur les trois autres récepteurs est faible. Bien que le travail de la zone

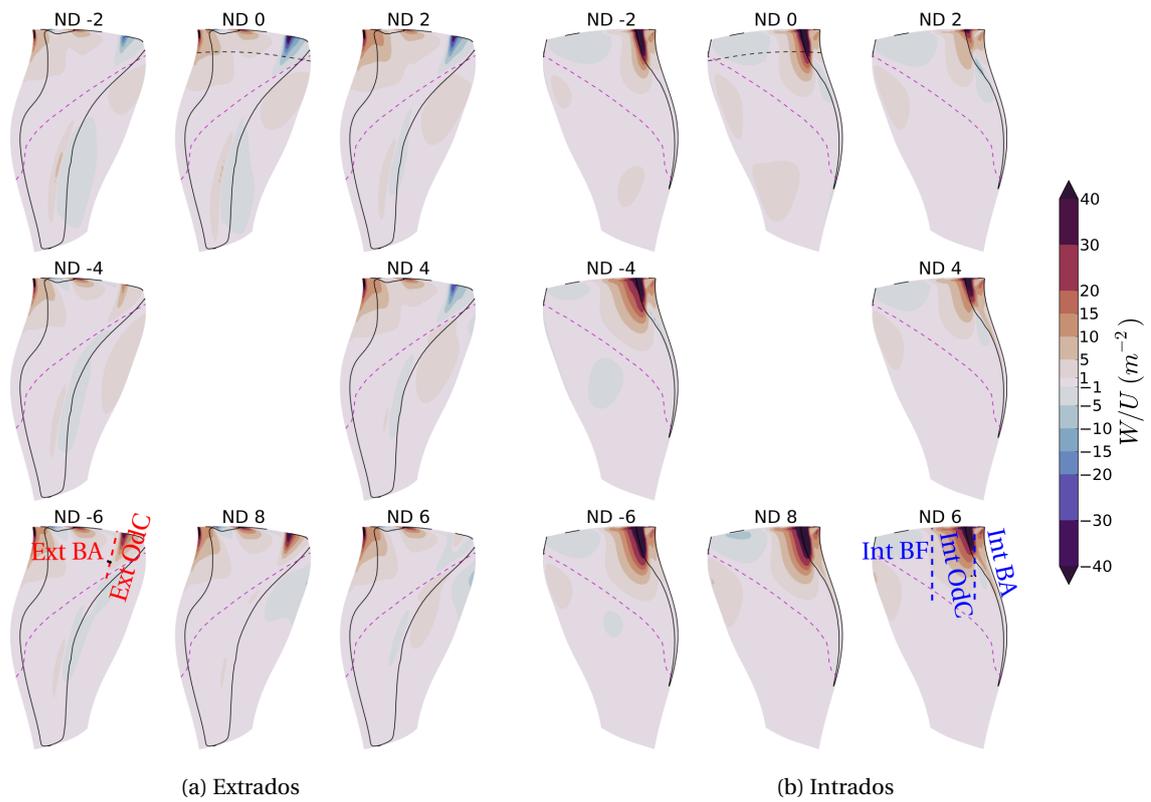


FIGURE 5.53 – Travail local pour le mode 2 à OP-C

« Int OdC » soit toujours positif, sa variation en fonction du déphasage inter-aube est importante et même plus que la zone « Ext OdC » dont le signe change avec le diamètre nodal.

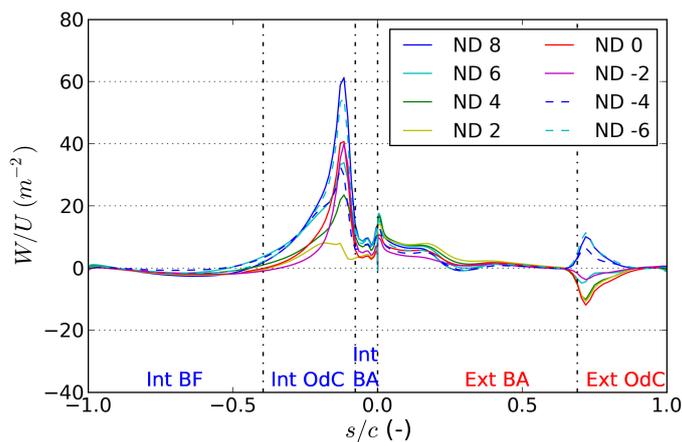


FIGURE 5.54 – Travail local en fonction du diamètre nodal sur le profil à 90%*H* pour le mode 2 à OP-C

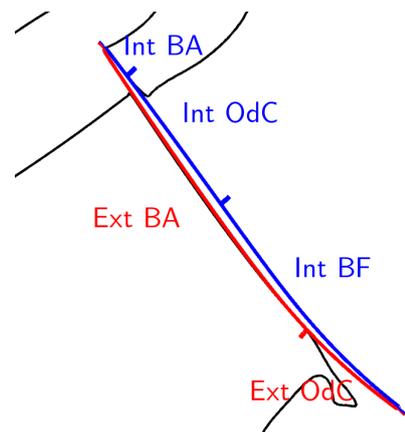
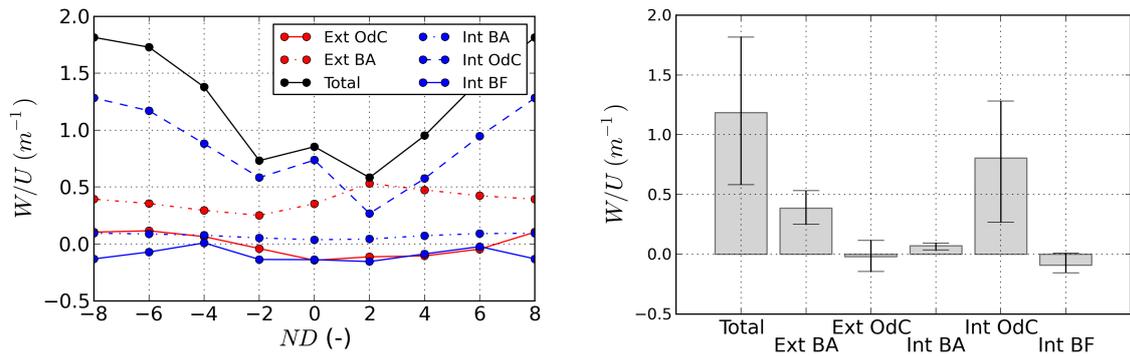


FIGURE 5.55 – Découpage du profil à 90%*H* en cinq récepteurs pour le calcul des contributions locales à la réponse instationnaire à OP-C

#### 5.4.2.2 Étude des fluctuations de l'écoulement

L'amplitude des fluctuations de pression sur l'aube est présentée figure 5.57. Sur l'intrados, la répartition des fluctuations de pression est similaire à la cartographie de travail : les fluctuations



(a) Travail linéique total et par récepteur

(b) Moyenne (colonne grise), minimum et maximum (en noir) du travail linéique par récepteur

FIGURE 5.56 – Décomposition du travail à 90%H en fonction du ND pour le mode 2 à OP-B

sont principalement situées en tête d'aube et en particulier au niveau de l'onde de choc. Sur l'extrados, il y a trois zones de fluctuations de pression significatives. Les deux premières zones sont situées proche du bord d'attaque (a) et au niveau de l'onde de choc en tête d'aube (b). Ces zones correspondent aux zones de travail identifiées sur la figure 5.53. Les fluctuations de pression sont également importantes en pied d'aube pour les modes à faible nombre de diamètres nodaux (c). Ces fluctuations ne produisent pas de travail, car l'aube se déplace peu en pied.

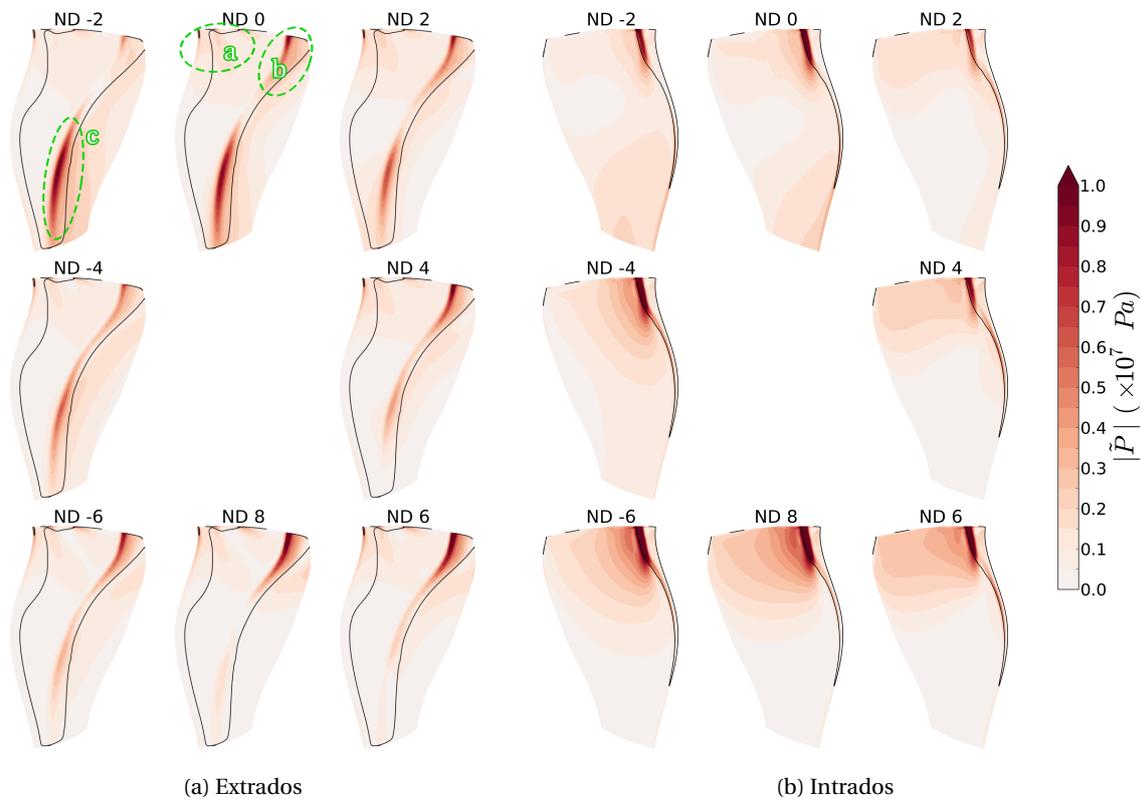


FIGURE 5.57 – Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-C

La phase des fluctuations de pression est présentée figure 5.58. Sur l'extrados en tête d'aube et dans la zone supersonique (a), la phase des fluctuations de pression varie peu en fonction du diamètre nodal. La phase oscille autour de  $-90^\circ$  proche du bord d'attaque. Comme pour les autres

points de fonctionnement, ce comportement caractéristique peut être associé à la variation d'incidence induite par la vitesse de vibration de l'aube. Ce mécanisme a un effet stabilisant y compris pour les points de fonctionnement à incidence négative comme OP-C.

Pour les modes 2ND-4 à 2ND2, pour lesquels de fortes fluctuations de pression sont observées sur la zone en pied d'aube (c), les fluctuations de pression se propagent depuis le bord de fuite à mi-hauteur de veine vers le pied de l'aube puis remontent vers la tête de l'aube. En pied d'aube, l'écoulement n'atteint pas le blocage sonique ce qui permet aux fluctuations de pression de se propager vers l'amont en contournant la poche supersonique dans le canal inter-aube. Cette zone en pied d'aube a un comportement similaire à celui observé pour le mode 3 à OP-A : une onde régressive se propageant avec une composante radiale importante se retrouve fortement amplifiée par une zone faiblement supersonique dans laquelle l'onde peut se propager.

Sur l'intrados, les cartographies montrent la présence d'une onde régressive à l'aval de l'onde de choc en tête d'aube (d) et ayant une distribution de phase similaire pour tous les diamètres nodaux (illustrée sur l'intrados du mode 2ND-2). Les fluctuations au niveau de l'onde de choc ont une phase variant peu en fonction des diamètres nodaux. Sur l'extrados, la phase au niveau de l'onde de choc et du décollement en tête d'aube (b) varie sur l'ensemble de la plage des phases ce qui rend la zone déstabilisante du mode 2ND-2 à 2ND6 et stabilisante pour les autres modes (voir figure 5.53).

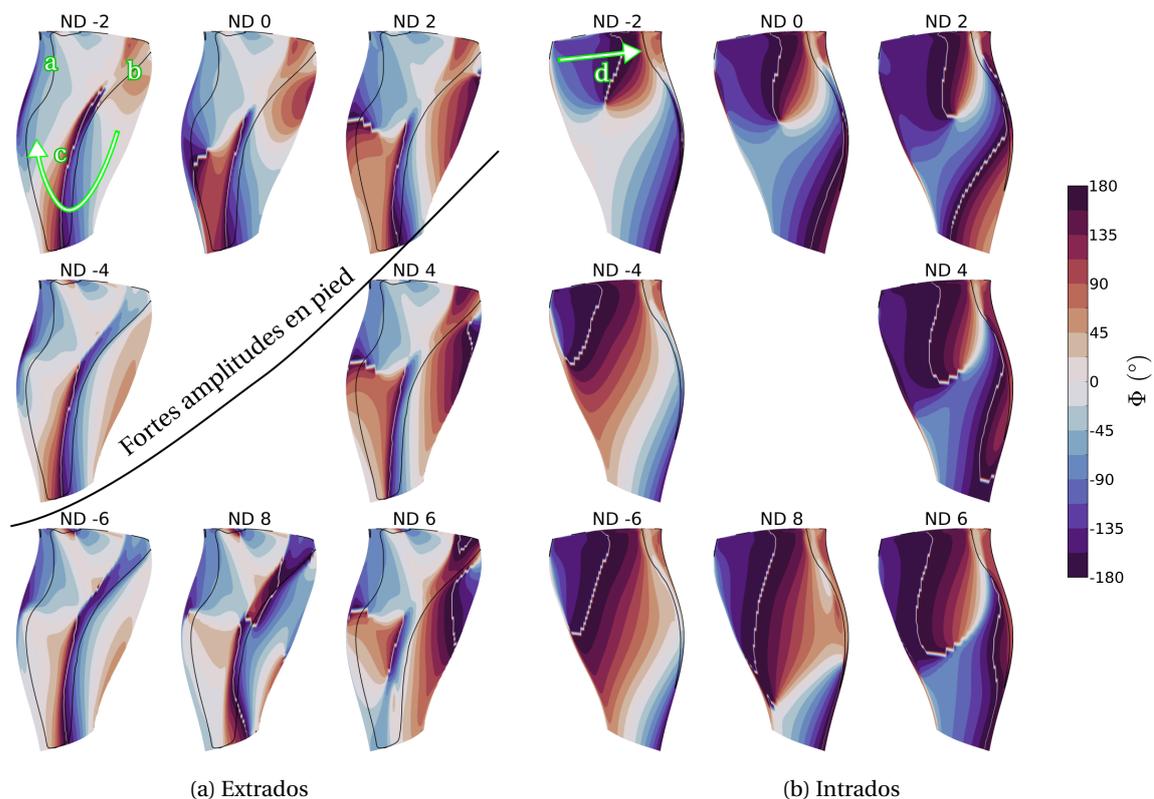


FIGURE 5.58 – Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-C

### 5.4.2.3 Mécanismes responsables des fluctuations au niveau de l'onde de choc

On cherche à déterminer quels sont les principaux mécanismes liés aux fluctuations de pression au niveau de l'onde de choc traversant le canal inter-aube. La figure 5.59 montre la phase

des fluctuations de pression au niveau de cette onde de choc pour différents diamètres nodaux dans le canal inter-aube côté intrados de l'aube de référence 0. Ces fluctuations ont globalement une phase entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  sur toute la largeur du canal inter-aube quel que soit le diamètre nodal. Comme les fluctuations au niveau de l'onde de choc ont une phase qui est indépendante du diamètre nodal, on peut en déduire qu'elles sont principalement causées par l'aube adjacente côté intrados (ici l'aube de référence 0).

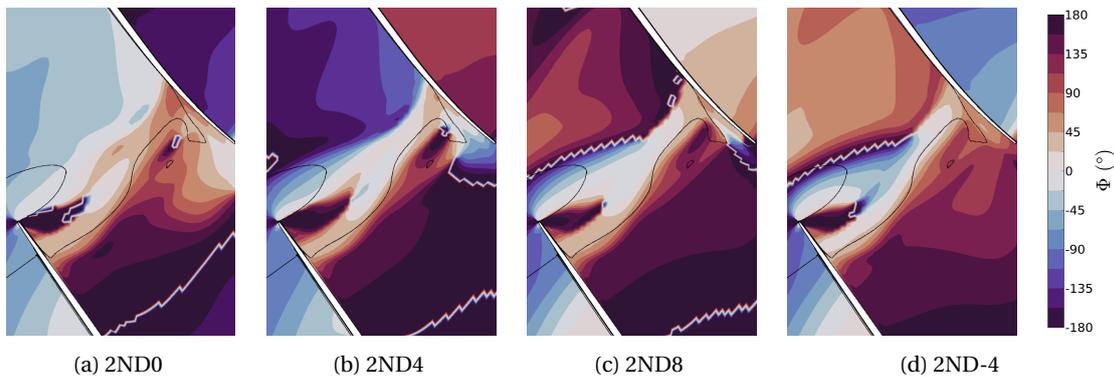


FIGURE 5.59 – Phase des fluctuations de pression aube à aube à 90%H pour le mode 2 à OP-C

En s'appuyant sur les mécanismes identifiés pour les autres configurations aéroélastiques, on cherche à identifier les mécanismes dans le cas présent.

- La variation d'incidence génère des fluctuations stabilisantes proche du bord d'attaque avec une phase d'environ  $90^\circ$  sur l'intrados et ne dépendant pas du déphasage inter-aube. Ce mécanisme permet d'expliquer le travail stabilisant proche du bord d'attaque et en particulier celui très important de l'onde de choc sur l'intrados.
- La fluctuation de section de passage entre le bord d'attaque et 20% de corde génère des fluctuations de pression en opposition de phase avec la variation de la section de passage, car la tuyère équivalente au canal inter-aube est supersonique (voir figure 5.60). Or on constate figure 5.59 que les fluctuations de pression sont plutôt proches de  $\Phi = 0^\circ$  que de  $\Phi = 180^\circ$  dans le canal inter-aube côté intrados. Ce mécanisme n'est donc pas prédominant.
- L'onde régressive à l'aval de l'onde de choc est observée pour tous les diamètres nodaux. Elle a toujours une phase similaire par rapport à l'intrados de l'aube (5.58), mais son amplitude varie en fonction du diamètre nodal (5.57). Elle peut être générée par les sources à l'aval : la vibration du lobe A dans la zone subsonique ou par la vibration au niveau du lobe B à mi-hauteur de veine (voir figure 5.14).

#### 5.4.2.4 Influence de la propagation des fluctuations de pression à l'aval du fan

Jusqu'à présent, la propagation des fluctuations de pression a été analysée en considérant des sources situées dans les canaux entourant l'aube. En effet la propagation sous forme d'ondes acoustiques d'un canal à l'autre est bloquée physiquement par les aubes. L'influence d'une aube sur ses voisines décroît donc très rapidement comme le constate HSU et HOYNIK [2011]. Dans le cas du fan ECL5, le calage élevé et le faible nombre d'aubes ont pour conséquence un faible recouvrement en tête d'aube. Les profils sont presque à l'aval les uns des autres en tête d'aube dans le référentiel de l'écoulement incident. Les ondes de pression peuvent plus facilement contourner les aubes à l'aval dans le sens de la rotation pour se propager dans les canaux suivants comme

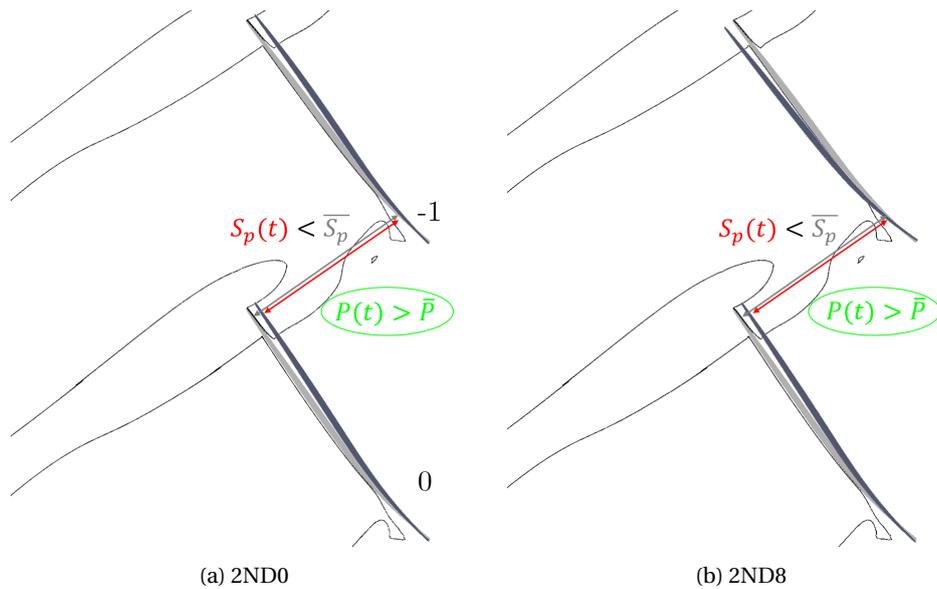


FIGURE 5.60 – Illustration de la variation de la section de passage à 90%H pour le mode 2. En gris la position stationnaire. En noir le profil déformé selon  $\mathbf{u}_R$  tel que  $\max(|\mathbf{u}_R|) = 5 \text{ mm}$ .

l'illustre la figure 5.61a. De plus le bord de fuite à 50%H est à l'aval du bord de fuite à 90%H de l'aube adjacente (voir figure 5.61b), car la corde en tête est plus faible et le profil plus calé. Si on considère une perturbation de pression émise par le lobe B et qui remonterait vers le carter, celle-ci peut alors d'autant plus facilement passer dans le canal suivant.

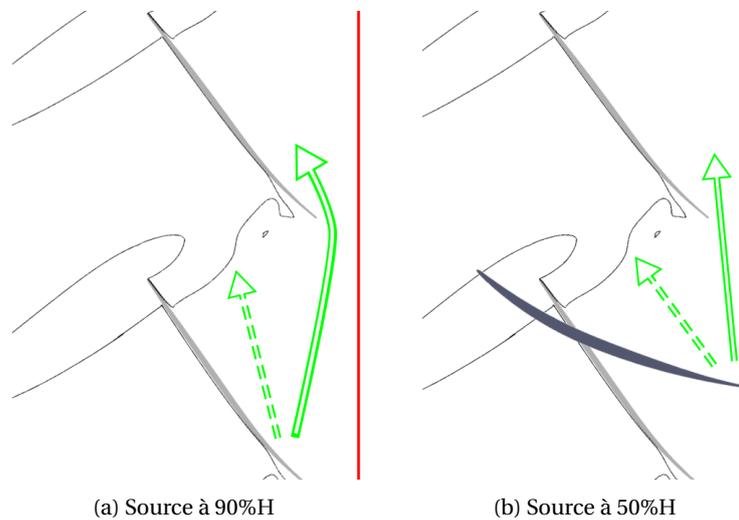


FIGURE 5.61 – Illustration d'ondes se propageant d'un canal à l'autre en tête d'aube à l'aval de la roue. En rouge la ligne de calcul de l'amplitude des fluctuations

Afin de quantifier ces fluctuations de pression se propageant à l'aval de la roue, on calcule par transformée de Fourier l'amplitude des fluctuations de pression à 90%H et à la position  $z$  égale à  $0.05m$ . Cette ligne d'extraction est figurée en rouge sur la figure 5.61a. On ne considère que les ondes se propageant dans le sens de rotation dans le repère tournant, y compris pour les harmoniques supérieurs au diamètre nodal. Sur la figure 5.62, on constate que l'amplitude des fluctuations de pression à l'aval de la roue atteint une valeur maximale pour un déphasage inter-aube équivalent compris entre  $\sigma = 135^\circ$  (mode 2ND6) et  $\sigma = 180^\circ$  (mode 2ND8). Cette résonance

amplifie l'onde régressive se propageant depuis le bord de fuite. Cette analyse est cohérente avec la cartographie de l'intrados figure 5.57 où les fluctuations de pression augmentent significativement au bord de fuite pour les modes 2ND6 et 2ND8.

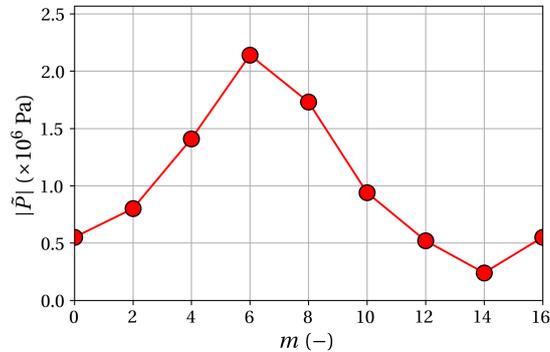


FIGURE 5.62 – Amplitude des ordres azimutaux co-rotatifs à l’aval des aubes à 90%H dans le plan  $z = 0.05 \text{ m}$  pour le mode 2 à OP-C

La figure 5.63 présente les conditions de propagation des ondes acoustiques à l’amont et à l’aval du fan à OP-C déterminées à partir des données rassemblées en annexe F. Les fluctuations de pression maximales identifiées pour les ordres azimutaux précédemment singularisés correspondent à une condition de propagation amont inverse à l’aval du fan.

On notera également que les fréquences des modes acoustiques amont inverse sont par définition légèrement supérieures à la fréquence de cut-on  $f^c$ . Les conditions de propagation dépendent de la géométrie de la veine et de l’écoulement. Ainsi la définition catégorielle « cut-on », « cut-off » ou « amont inverse » ne reflète pas parfaitement la réalité. Dans le cas présent, le mode acoustique  $m = 10$  est plus ou moins à la limite et pourrait être qualifié de « cut-off » directement à l’aval de l’aube à 90%H.

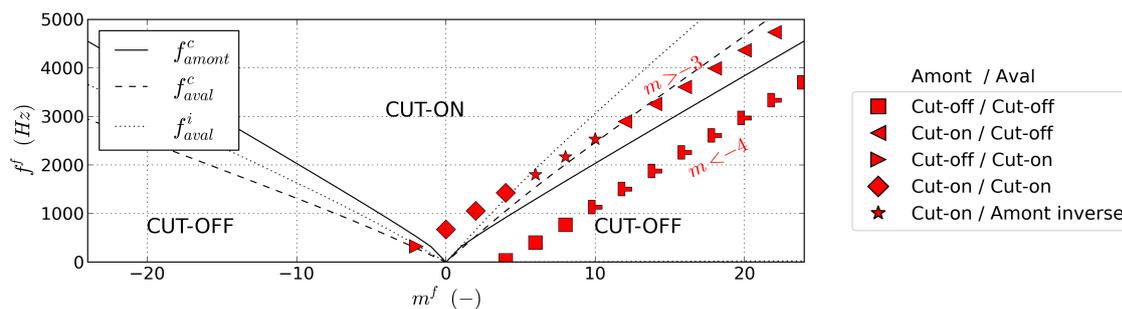


FIGURE 5.63 – Propagation des modes acoustiques pour le mode 2 à OP-C

La figure 5.64 présente la phase des fluctuations de pression pour les trois modes mécaniques générant des modes acoustiques amont inverse. On remarque en particulier que pour le mode 2ND-6 figure 5.64c, le mode acoustique  $m = 10$  domine par rapport au mode  $m = -6$  (voir annexe F). Lorsque le mode est amont inverse, les front d’onde de propagent vers l’amont et s’alignent perpendiculairement à la corde. De plus l’onde de choc étant proche du bord de fuite, l’interaction avec le mode acoustique est directe. Une explication possible, pour ces conditions, est qu’en s’alignant avec le canal, les ondes amont inverse pourraient amplifier l’onde régressive.

La seconde explication envisagée concerne le temps de propagation d’un canal inter-aube à

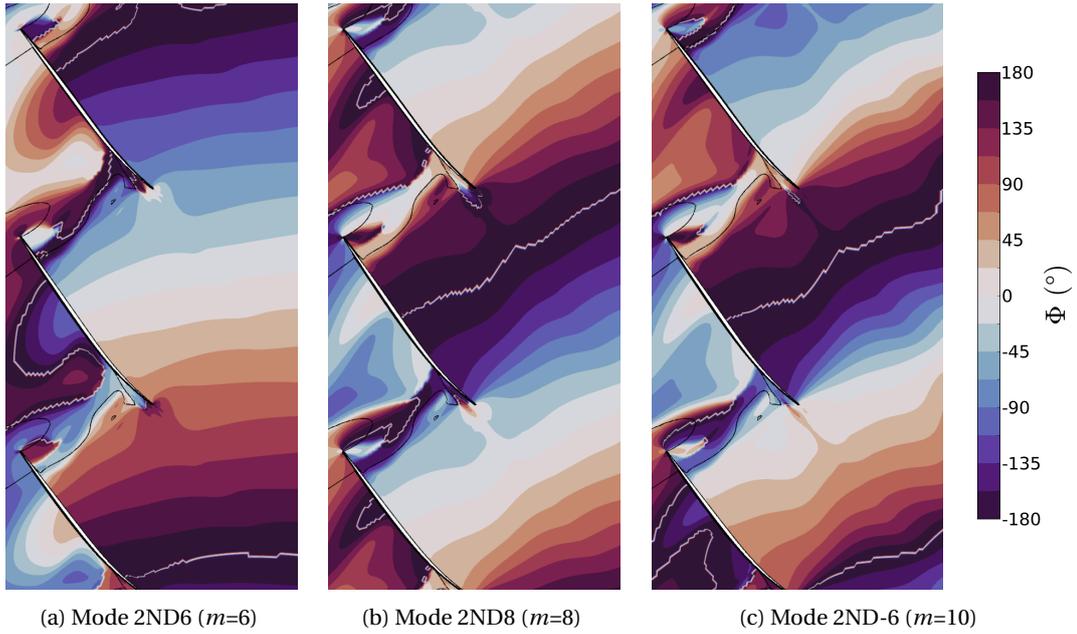


FIGURE 5.64 – Phase des fluctuations de pression à l'aval du fan à 90%H pour le mode 2 à OP-C

l'autre. Ce temps de propagation est calculé dans le sens de la rotation le long de la ligne en rouge figure 5.61a. Il est obtenu par intégration à rayon constant de la vitesse de propagation des ondes de pression dans la direction azimutale :

$$T_{\theta} = \int_{\theta_0}^{\theta_{-1}} \frac{r}{a_s(1 - M_{\theta})} d\theta \quad (5.11)$$

ce temps caractéristique s'exprime comme une fraction de la période de vibration et on peut lui associer un déphasage inter-aube équivalent :

$$\sigma_{\theta} = 2\pi \frac{T_{\theta}}{T} \quad (5.12)$$

et un nombre d'onde azimutal :

$$m_{\theta} = \frac{\sigma_{\theta} N_a}{2\pi} \quad (5.13)$$

La figure 5.65 reprend la figure 5.62 en y indiquant les conditions de propagation acoustique et  $m_{\theta}$  qui est proche de 7 à OP-C. On constate que  $m_{\theta}$  concorde bien avec le maximum d'amplitude des fluctuations observées à l'aval de l'aube. Une explication locale est que les fluctuations générées par l'aube de référence 0 se propagent vers l'aube -1. Ces fluctuations peuvent alors être en résonance avec les fluctuations générées par l'aube -1 ce qui se produit lorsque le temps de propagation d'un canal à l'autre est égal à la fraction de la période de vibration correspondant au déphasage inter-aube.

Ainsi la figure 5.66 propose un résumé de l'interaction identifiée pour expliquer l'amplification de l'onde régressive :

1. Génération de fluctuations de pression proche du bord de fuite
2. Propagation dans la direction azimutale. Il y a résonance si le temps de traversée du canal inter-aube d'une onde dans la direction azimutale est égal à la fraction de la période de

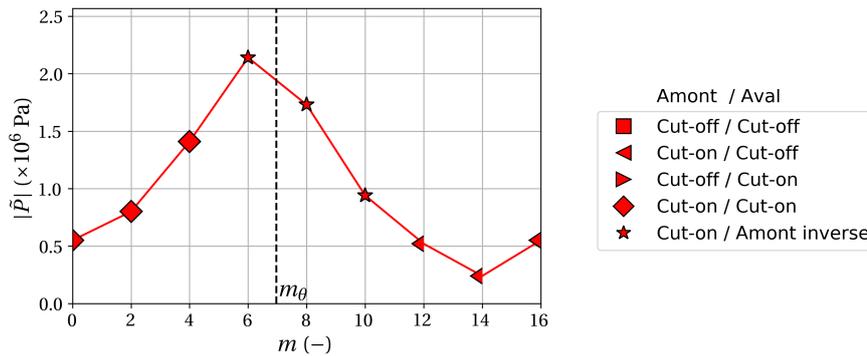


FIGURE 5.65 – Amplitude des ordres azimutaux co-rotatifs à l’aval des aubes à 90%*H* dans le plan  $z = 0.05$  m pour le mode 2 à OP-C

vibration correspondant au déphasage inter-aube.

3. L’alignement des fronts d’ondes à l’aval avec le canal inter-aube facilite la remontée (et l’amplification) des fluctuations de pression dans le canal inter-aube.

Cette résonance liée à la propagation des perturbations dans la direction azimutale se retrouve pour les autres points de fonctionnement et les autres modes étudiés dans ce chapitre. Ces résultats sont présentés en annexe G.2.

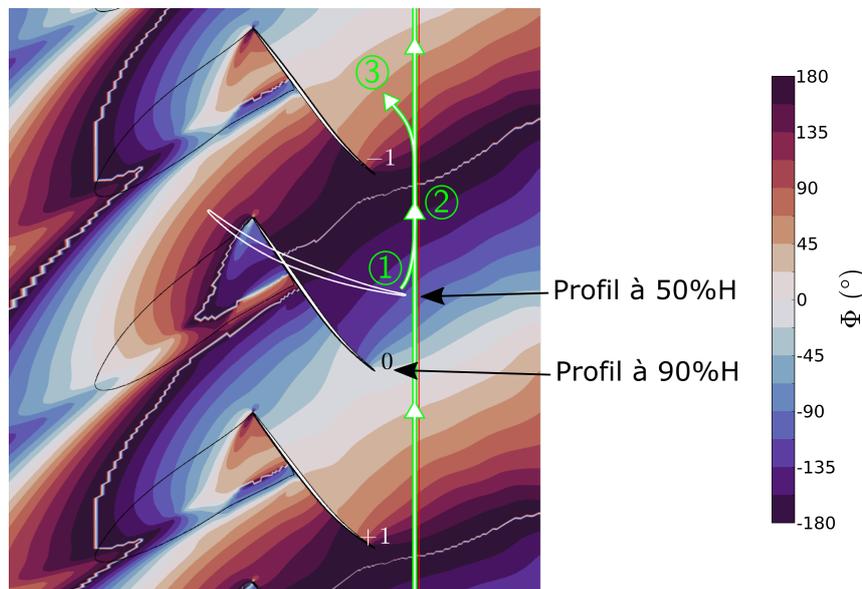


FIGURE 5.66 – Récapitulatif de l’amplification de l’onde régressive par résonance aval. Illustration pour le mode 2ND6 à OP-A

### 5.4.3 Bilan de l’influence du point de fonctionnement

Cette partie a montré que les différents mécanismes identifiés pour le mode 2 à OP-A peuvent également être retrouvés pour les autres points de fonctionnement OP-B et OP-C à la vitesse nominale. À OP-B, les mécanismes sont très similaires, car la topologie de l’écoulement stationnaire reste proche, avec une onde de choc sur l’extrados. Le changement par rapport à OP-A intervient au niveau des poids relatifs de l’impact de la variation d’incidence et de l’onde régressive sur la

stabilité globale. À OP-C, l'écoulement stationnaire se caractérise par une onde de choc traversant le canal inter-aube. Cette onde de choc fluctue en phase sur toute la largeur du canal. On retrouve un fort impact stabilisant de la variation d'incidence sur les structures aérodynamiques proches du bord d'attaque. L'onde de choc sur l'intrados est également sensible à l'onde régressive provenant de l'aval. Une corrélation entre conditions de propagation acoustique, temps de propagation inter-canaux et amplitude de l'onde régressive a été mise en évidence.

## 5.5 Synthèse

Dans ce chapitre une étude des mécanismes de stabilité sur le fan ECL5 a été menée dans le cadre d'écoulements transsoniques à la vitesse nominale. Une méthodologie d'analyse a été proposée. Elle consiste à identifier la chaîne de causalité entre sources générant les fluctuations de l'écoulement et récepteurs où les principaux échanges d'énergie entre l'aube et le fluide ont lieu. L'étude est menée dans le sens inverse, en partant des récepteurs pour aboutir aux sources. L'utilisation de plusieurs concepts ont permis de la mettre en oeuvre : Le principe de superposition, le principe de quasi-stationnarité appliqué à l'échelle locale des sources et le déphasage inter-aube.

L'analyse a été détaillée pour le mode 2 à OP-A. Malgré la géométrie 3D complexe de l'aube, les principaux récepteurs, sources et mécanismes de stabilité aéroélastique ont été identifiés. Elle a ensuite été étendue à d'autres configurations aéroélastiques (mode 1 à OP-A, mode 3 à OP-A, mode 2 à OP-B, mode 2 à OP-C) pour généraliser la portée des observations.

Les mêmes mécanismes se retrouvent dans les différents cas, mais avec des contributions relatives différentes sur la stabilité. Ils peuvent être divisés en deux catégories qui ne s'excluent pas l'une de l'autre : ceux pour lesquels la source et le récepteur sont co-localisés et ceux pour lesquels il y a propagation des fluctuations de l'écoulement entre source et récepteur.

- La variation d'incidence a la particularité d'être un mécanisme indépendant du diamètre nodal et pour lequel la source et le récepteur sont co-localisés au bord d'attaque. Elle génère des fluctuations de pression qui ont un effet très stabilisant sur l'aube tant que les couches limites ne décollent pas au bord d'attaque, que l'écoulement soit subsonique ou supersonique.
- Plusieurs mécanismes de perturbation de l'écoulement participant à la génération d'une onde régressive ont été mis en évidence : la variation d'incidence, la variation de section de passage et la variation de cambrure. En fonction de la déformée modale, ces mécanismes peuvent dépendre ou non du diamètre nodal. Lorsqu'elle existe, l'onde régressive pilote le comportement aéroélastique des récepteurs dans l'écoulement subsonique et au niveau de l'onde de choc. Les récepteurs excités par cette onde peuvent être stabilisants ou déstabilisants, de même que la somme de leurs contributions. Enfin, une explication est proposée pour faire le lien entre conditions de propagation acoustique à aval de fan et impact sur la stabilité du fan : les fluctuations de pression générées proche du bord de fuite sont amplifiées par la résonance acoustique dans la direction azimutale et l'alignement des fronts de pression avec le canal inter-aube facilite la remontée des fluctuations de pression dans le canal inter-aube.

L'analyse des différents mécanismes de stabilité a permis de valider et parfois préciser l'application à des cas 3D d'analyses théoriques et numériques développées antérieurement : variation d'incidence, variation de section, amplification des ondes régressives, rôle de conditions

de propagation acoustique. Toutefois, une limitation identifiée de la méthodologie est qu'elle ne permet pas de distinguer les mécanismes générant les perturbations, lorsque l'hypothèse quasi-stationnaire ne peut pas être appliquée, comme pour le mode 3.

# Analyse des mécanismes de stabilité aéroélastique pour un écoulement subsonique

## Sommaire

<b>6.1</b>	<b>Éléments préliminaires d'analyse</b>	<b>192</b>
6.1.1	Écoulement stationnaire à OP-D et OP-E	192
6.1.2	Conditions de propagation acoustique dans la veine	193
6.1.3	Influence du point de fonctionnement sur le travail local	195
<b>6.2</b>	<b>Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 2 à 80Nn</b>	<b>196</b>
6.2.1	Analyse de la répartition de travail : Caractérisation des récepteurs	196
6.2.2	Étude des fluctuations de l'écoulement à OP-E	197
6.2.3	Étude des fluctuations de l'écoulement à OP-D	201
6.2.4	Étude comparative de la fluctuation de l'écoulement de jeu entre OP-D et OP-E	203
6.2.5	Bilan	206
<b>6.3</b>	<b>Analyse des causes de l'amplification de la réponse aéroélastique autour du mode 2ND5 à OP-D</b>	<b>208</b>
6.3.1	Influence du changement de condition de propagation des ondes acoustiques	208
6.3.2	Influence des phénomènes propagatifs dans l'écoulement de jeu	209
6.3.3	Bilan	211
<b>6.4</b>	<b>Synthèse et discussion</b>	<b>211</b>

La validation aéroélastique de la conception du fan ECL5 (voir chapitre 4) a fait apparaître un possible phénomène de flottement sur le mode 2ND5 à 80Nn au point de fonctionnement de plus haut taux de pression (OP-D). Des simulations supplémentaires ont été réalisées à plus haut débit (OP-E) pour délimiter la zone d'instabilité sur la plage de fonctionnement. Ces simulations ont montré que pour un débit légèrement supérieur, le fan est stable.

La variation très rapide de l'amortissement aérodynamique entre les différents diamètres nœuds est causée par une résonance du système linéaire autour du mode 2ND5 à OP-D. En effet, l'amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados est un ordre de grandeur supérieur pour

le mode 2ND5 à celles des modes 2ND4 et 2ND6 (voir figure 6.1). Par exemple, pour un déplacement arbitraire de 1.0% de la corde en tête d'aube, les fluctuations de pression maximales sont de 65% de la pression statique en entrée. Ainsi pour le mode 2ND5 les fluctuations de l'écoulement ne peuvent pas être analysées quantitativement, car elles se situent en dehors de l'hypothèse des petites perturbations sur laquelle repose la méthode LRANS. Pour le système réel, les effets non-linéaires prendraient très rapidement le pas sur les perturbations linéaires, ce qui modifierait la réponse.

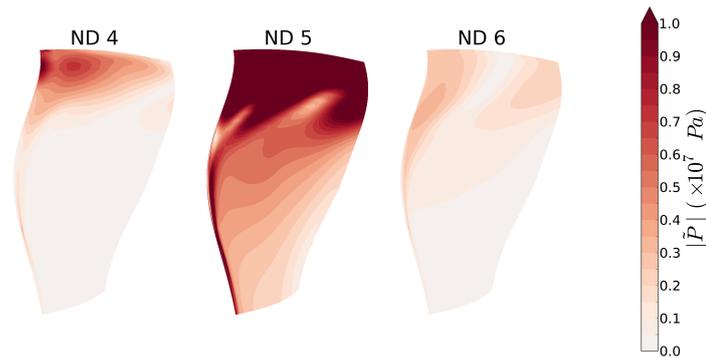


FIGURE 6.1 – Amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados pour les modes 2ND4, 2ND5, 2ND6 à OP-D

Ce chapitre analyse les interactions fluide-structure se produisant pour le mode 2 à 80Nn à faible débit suivant la même méthodologie que celle développée au chapitre 5. Cette étude est menée en comparant les fluctuations de l'écoulement pour deux points de fonctionnement : OP-E sans la résonance et OP-D avec la résonance.

## 6.1 Éléments préliminaires d'analyse

Cette section détaille des éléments nécessaires pour l'analyse des mécanismes de stabilité conduite dans la section suivante : l'écoulement stationnaire, les conditions de propagation acoustiques dans la veine et la sensibilité de la réponse aéroélastique au point de fonctionnement.

### 6.1.1 Écoulement stationnaire à OP-D et OP-E

La figure 6.2 rappelle la position des points OP-D et OP-E sur l'iso-vitesse à 80Nn. OP-D est situé au maximum de taux de pression et est proche de la limite de stabilité des simulations aérodynamiques stationnaires. Son débit masse est de 26.0 kg/s. OP-E a un débit masse de 27.0 kg/s, soit une augmentation de 3.8% par rapport à OP-D.

L'écoulement stationnaire à OP-D et OP-E est presque complètement subsonique. Le nombre de Mach relatif  $M_r$  amont en tête d'aube est égal à respectivement 0.73 et 0.76. Pour les deux points de fonctionnement, l'écoulement présente un décollement de la couche limite au bord d'attaque sur l'extrados visualisable à l'aide des lignes de friction pariétale (voir figure 6.3). Dans ce chapitre, la ligne noire sur les cartographies pariétales délimite la zone avec un écoulement de retour générée par le décollement de la couche limite. Le long de cette limite, la composante axiale de la friction pariétale est nulle. Cette zone s'étend au maximum respectivement pour OP-D et OP-E sur 35% et 22% de la corde en tête d'aube.

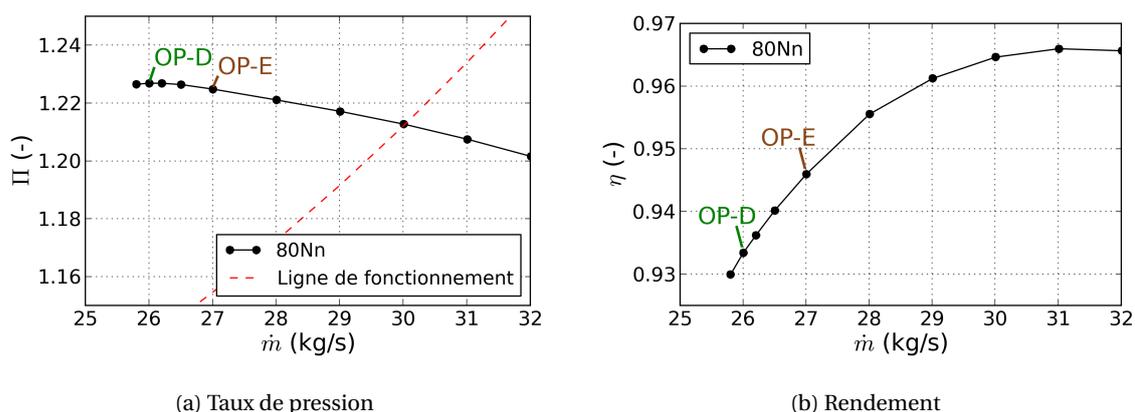


FIGURE 6.2 – Performances aérodynamiques à 80Nn

La figure 6.4 présente une vue aube à aube du nombre de Mach à 90%H. L'écoulement est subsonique à l'exception d'une très petite poche supersonique proche du bord d'attaque à l'extrados. Elle est générée par le contournement du bord d'attaque par l'écoulement. Elle ne présente pas d'onde de choc. L'épaisseur de la couche limite et de son décollement est supérieure à l'épaisseur de l'aube. Ces points de fonctionnement sont représentatifs de la mauvaise adaptation des profils supersoniques aux régimes partiels : les profils en tête d'aube très fins permettent de ne pas générer de décollements pour les écoulements supersoniques, mais ils ne sont pas adaptés à une sur-incidence pour les écoulements subsoniques.

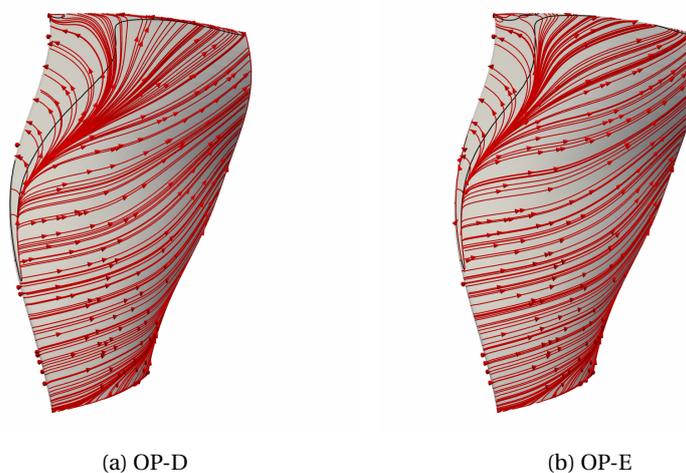


FIGURE 6.3 – Lignes de friction sur l'extrados du fan à 80Nn. En noir la limite de la zone d'écoulement de retour

### 6.1.2 Conditions de propagation acoustique dans la veine

Les conditions de propagation acoustique pour les différentes configurations aéroélastiques à OP-D et OP-E sont indiquées sur les courbes d'amortissement aérodynamique figure 6.5. Les données à partir desquelles sont déterminées ces conditions de propagation sont détaillées en annexe F. Les conditions de propagation acoustique sont regroupées pour chaque diamètre nodal. Si au moins un mode acoustique correspondant à la modulation du diamètre nodal avec le nombre d'aubes est cut-on, alors la condition acoustique associée au mode mécanique est dite cut-on.

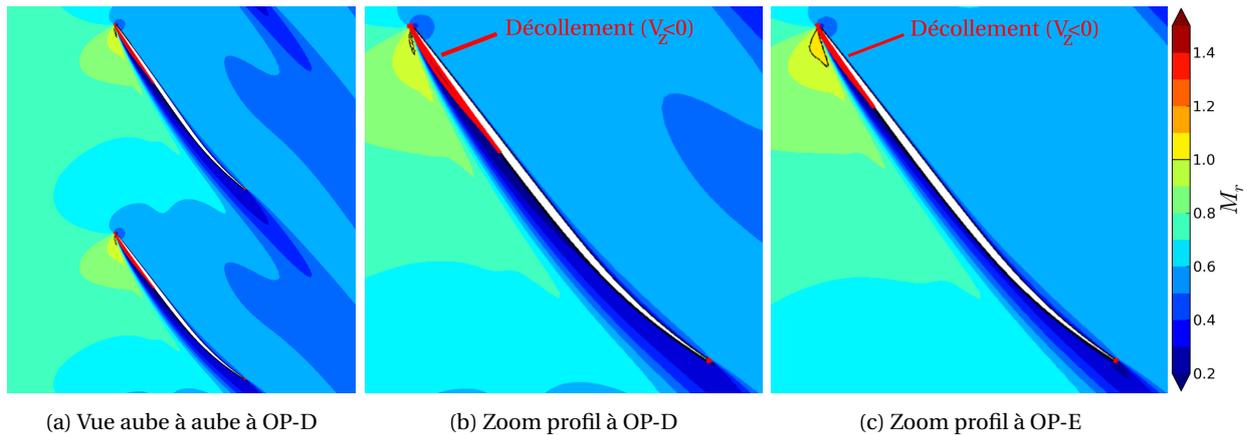


FIGURE 6.4 – Nombre de Mach relatif en tête d’aube à 80Nn à 90%H. En rouge la limite de la zone avec un écoulement de retour

On remarque que la résonance à OP-D est concomitante avec la transition cut-on/cut-off à l’aval. Une première hypothèse est que ce changement de condition de propagation acoustique à l’aval joue un rôle dans la résonance observée. Cependant OP-E présente des conditions de propagation acoustique identiques sans que l’amortissement ne présente de fortes variations autour de ND5.

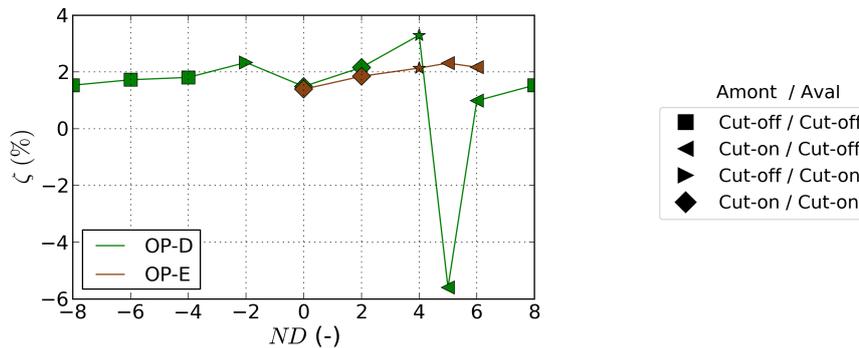


FIGURE 6.5 – Amortissement aérodynamique pour le mode 2 à OP-D et OP-E mis en relation avec les conditions de propagation acoustique dans la veine

L’appellation cut-on ou cut-off appliquée à un mode acoustique pour l’ensemble de la veine est une donnée parcellaire pour caractériser efficacement la propagation des ondes de pression. En effet, cette propagation dépend de l’écoulement local, de la section de la veine ou encore des conditions aux limites. Pour apporter plus de précision sur les conditions de propagation à OP-D et OP-E, les amplitudes normalisées des fluctuations de pression dans la veine à 90%H pour les diamètres nodaux autour de la résonance sont tracées figure 6.6. La condition de propagation dans la veine est bien similaire pour tous les modes acoustiques entre OP-D et OP-E. Les modes acoustiques émis (c’est à dire dont l’amplitude est significative proche du fan) sont globalement les mêmes et dans des proportions relatives identiques. Seuls les modes contra-rotatifs  $m \in [-12, -11, -10]$  présentent une différence significative. Leur amplitude directement à l’aval du fan est beaucoup plus importante à OP-D qu’à OP-E. Ces modes acoustiques sont cut-off dans tous les cas.

En conclusion, si la résonance du système linéaire pour le mode 2ND5 à OP-D est corrélée à la transition cut-on/cut-off à l’aval, elle n’apparaît pas à OP-E alors que les conditions de propaga-

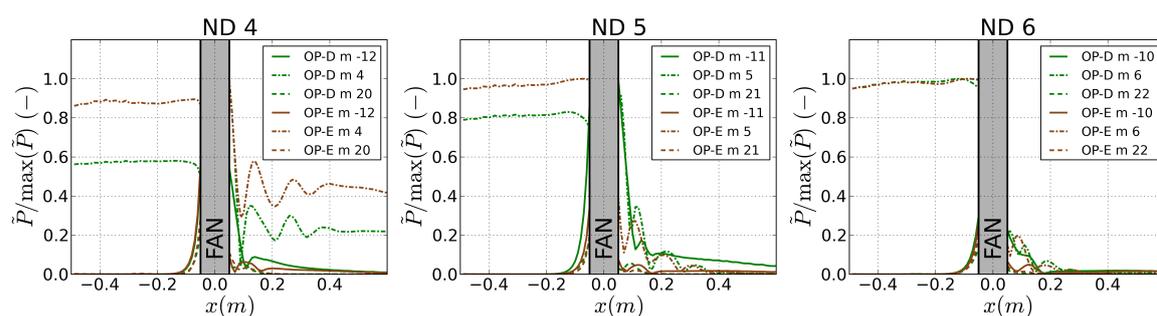


FIGURE 6.6 – Comparaison de l’amplitude normalisée des fluctuations de pression à 90%H pour le mode 2 à OP-D et OP-E en fonction du ND. La normalisation est réalisée avec le maximum d’amplitude par ND et par point de fonctionnement.

tions acoustique dans la veine sont identiques. Cette concomitance n’est donc pas une explication suffisante à la résonance du système linéaire.

### 6.1.3 Influence du point de fonctionnement sur le travail local

Pour le mode 2ND5 qui présente la résonance à OP-D, des simulations aéroélastiques ont été réalisées pour les points de fonctionnement stationnaires de la figure 6.2 ayant un débit inférieur à 28.0 kg/s. Pour tous, il est rappelé que le mode est cut-on à l’amont et cut-off à l’aval. La figure 6.7 présente l’évolution de l’amortissement de ce mode en fonction débit masse. On constate que l’amortissement varie peu en dehors de la résonance et qu’il retrouve un niveau comparable une fois la résonance passée.

Le travail local est présenté sur la figure 6.8. Il évolue de façon continue lorsque le débit diminue jusqu’à la résonance. La topologie des cartographies reste identique sur les deux faces de l’aube. En revanche, les niveaux de travail local augmentent fortement. À débit plus bas que la résonance, à 25.8 kg/s, le travail local change de signe sur l’ensemble de l’aube et son amplitude est divisée d’un facteur 2 par rapport à 26.2 kg/s.

Ainsi le phénomène conduisant à la résonance a un impact sur les autres points de fonctionnement proches. Son amorce se visualise sur les cartographies de travail local dès 28.0 kg/s par une augmentation continue des niveaux. Cette amorce ne se reflète pas sur l’amortissement à cause de la compensation entre zones stabilisantes et déstabilisantes. OP-E est bien représentatif du comportement aéroélastique des points de fonctionnement pour des débits au-delà de la résonance. Dans la suite de ce chapitre, on cherchera à identifier plus précisément les mécanismes de stabilité pour le mode 2 à 80Nn en commençant par une analyse en dehors de la résonance à OP-D et OP-E.

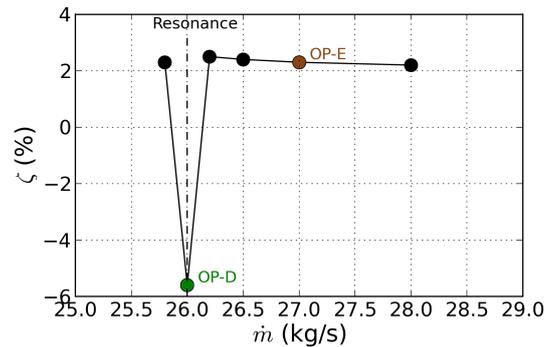


FIGURE 6.7 – Amortissement aérodynamique en fonction du point de fonctionnement à 80Nn pour le mode 2ND5.

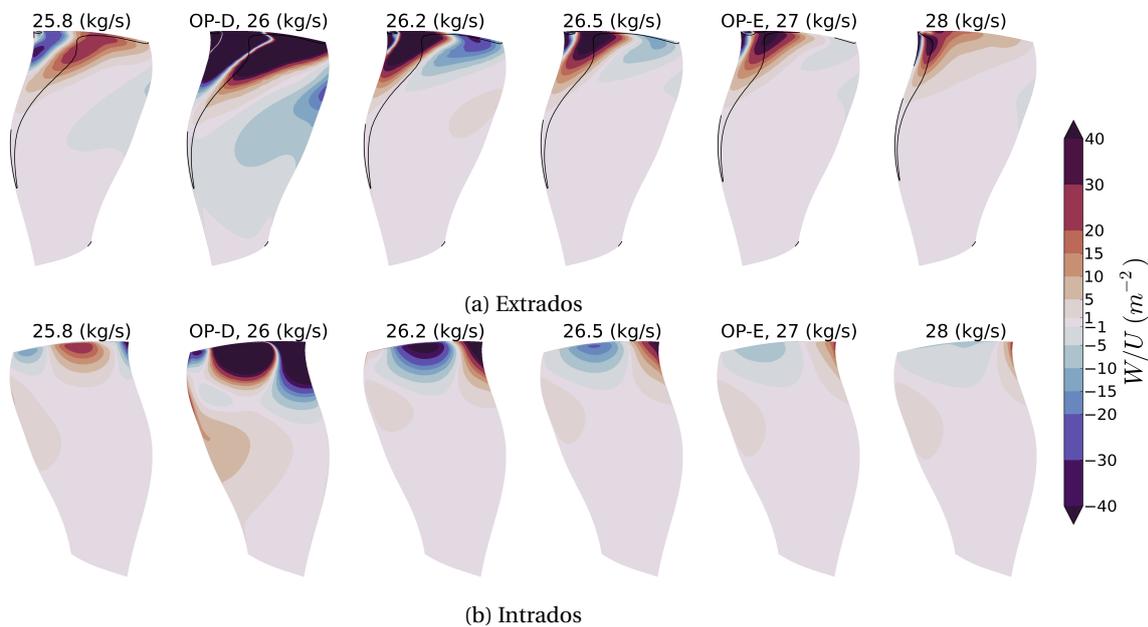


FIGURE 6.8 – Travail local en fonction du point de fonctionnement à 80Nn pour le mode 2ND5. En noir la limite de la zone d’écoulement de retour.

## 6.2 Analyse des mécanismes de stabilité pour le mode 2 à 80Nn

### 6.2.1 Analyse de la répartition de travail : Caractérisation des récepteurs

Les cartographies de travail local pour les diamètres nodaux pairs à OP-D sont présentées figure 6.9. Sur l’extrados, tous les modes ont un travail localisé en tête d’aube. Ils présentent le même motif à l’exception du mode 2ND6 : une zone stabilisante à mi-corde (b) et deux zones déstabilisantes de part et d’autre de la première zone (a et c). Pour lesquelles, seule l’amplitude du travail local varie d’un diamètre nodal à l’autre. Le mode 2ND6 présente un motif différent avec seulement deux zones : une stabilisante jusqu’à 50% de corde et une déstabilisante au-delà. Sur l’intrados, l’échange d’énergie entre le fluide et la structure est également concentré en tête d’aube. La répartition du travail présente une discontinuité entre les modes 2ND4 et 2ND6. En parcourant les modes dans le sens horaire sur la figure 6.9b :

- Pour les diamètres nodaux avant la résonance (modes 2ND-2 à 2ND4), la tête de l’aube est

principalement stabilisante.

- Le travail local garde la même amplitude, mais change de signe sur l'ensemble de la tête de l'aube au passage de la résonance (entre les modes 2ND4 et 2ND6).
- Pour les diamètres nodaux après la résonance, la tête de l'aube est principalement déstabilisante (entre les modes 2ND6 et 2ND-6).

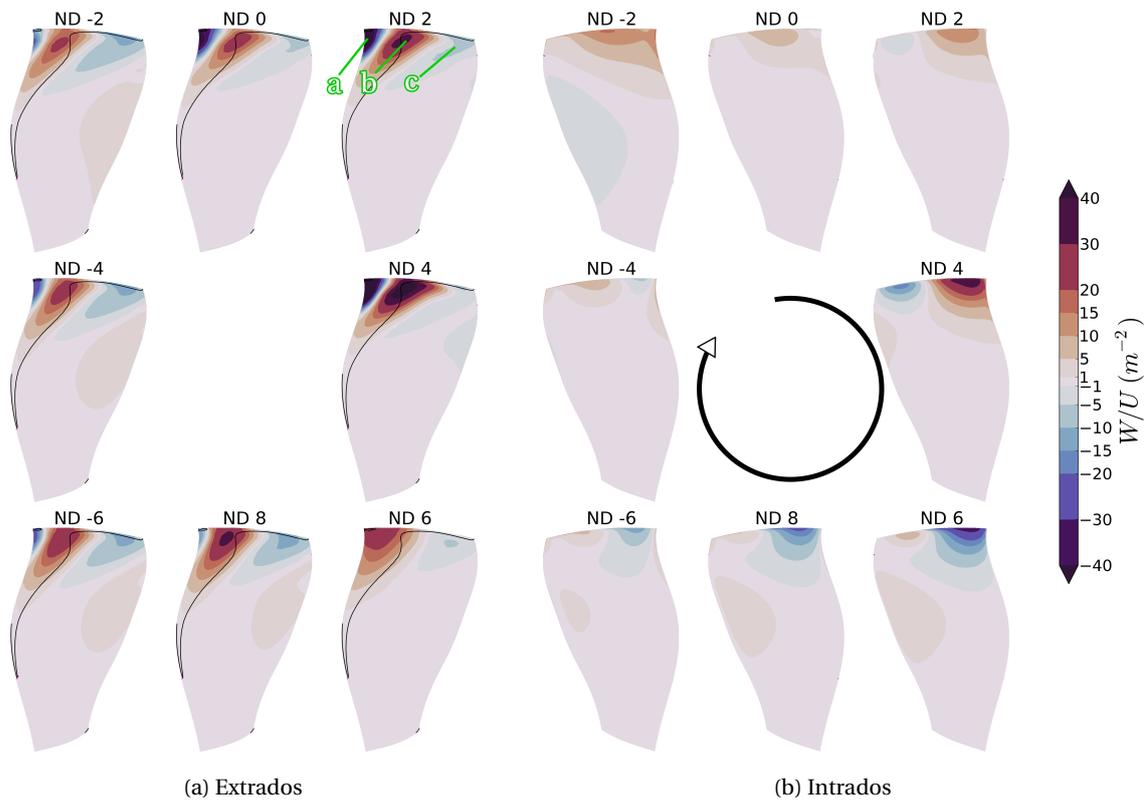


FIGURE 6.9 – Travail local pour le mode 2 à OP-D

Afin de s'affranchir des effets de la résonance, on étudie de même le point OP-E. Des simulations ont été réalisées pour les modes 2ND0 à 2ND6 et le travail local obtenu est tracé figure 6.10. Contrairement à OP-D, les résultats montrent une évolution continue en fonction du diamètre nodal. En particulier pour le mode 2ND5, le travail local est du même ordre de grandeur que pour les autres diamètres nodaux. Sur l'intrados, le travail local est un ordre de grandeur inférieur au travail sur l'extrados et ne présente pas de changement de signe. Sur l'extrados, on retrouve le même motif de travail local qu'à OP-D pour les diamètres nodaux éloignés de la résonance. Ainsi le mécanisme produisant le motif de travail local sur l'extrados à OP-D peut être caractérisé à OP-E indépendamment de la résonance. De plus il est rappelé que les conditions de propagation acoustique sont identiques entre les deux points de fonctionnement pour chaque mode (voir section 6.1.2).

### 6.2.2 Étude des fluctuations de l'écoulement à OP-E

Les cartographies d'amplitude des fluctuations de pression à OP-E sont tracées figure 6.11. Elles varient peu d'un diamètre nodal à l'autre. Elles sont localisées dans la zone de décollement de la couche limite et décroissent vers le bord de fuite. Sur l'intrados, elles augmentent globalement avec le diamètre nodal, mais restent secondaires par rapport à celles sur l'extrados.

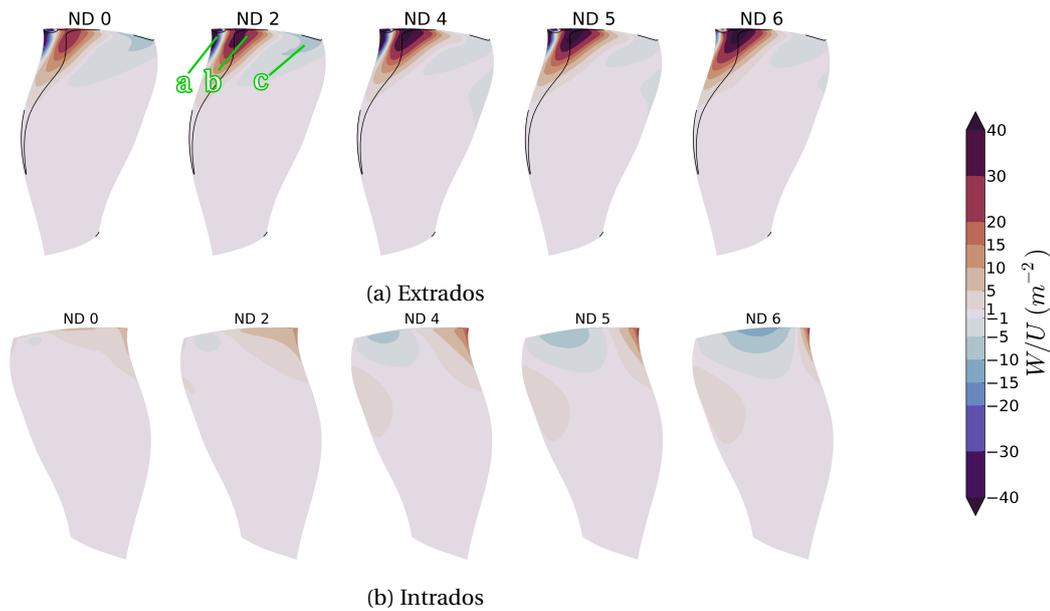


FIGURE 6.10 – Travail local pour le mode 2 à OP-E

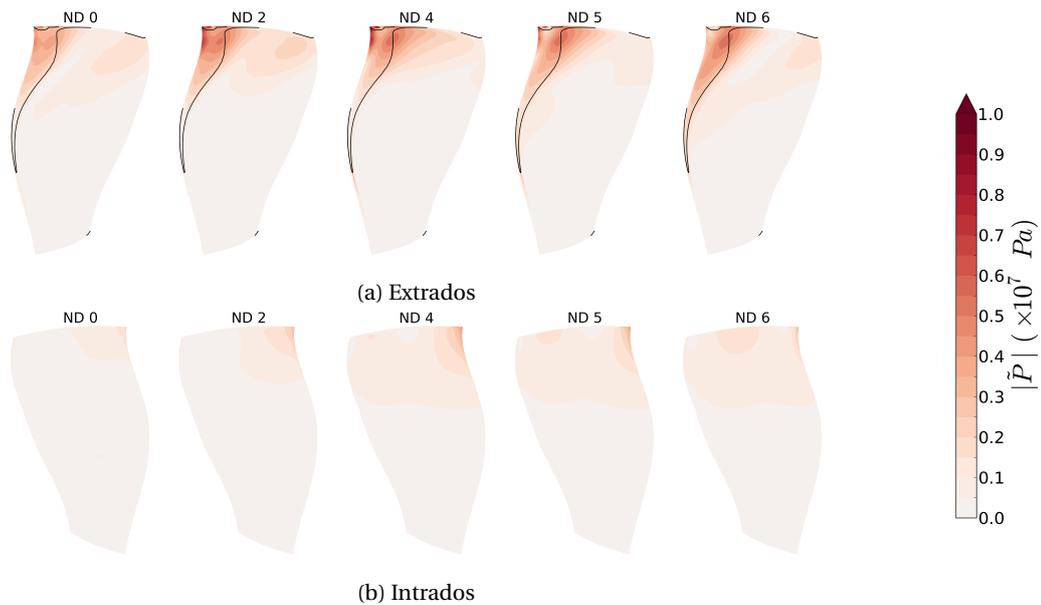


FIGURE 6.11 – Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-E

La phase des fluctuations de pression est tracée sur la figure 6.12. En tête d'aube, où les fluctuations sont significatives, la phase est similaire pour tous les diamètres nodaux sur les deux faces de l'aube. Sur l'extrados en tête d'aube, la phase indique une fluctuation de pression dominante se propageant depuis le bord d'attaque vers le bord de fuite. Du bord d'attaque au bord de fuite, les fluctuations de pression subissent un déphasage d'environ  $360^\circ$ . La longueur d'onde associée est donc d'environ la corde du profil soit 9 cm. Ces fluctuations se propagent dans le sens de l'écoulement. En considérant un nombre de Mach égal à 0.5 (hypothèse basse, voir figure 6.4), une onde acoustique progressive aurait une longueur d'onde de l'ordre de 70 cm. Il ne s'agit donc pas d'un phénomène acoustique, mais d'un phénomène convectif.

Le principal mécanisme d'interaction fluide-structure est donc situé sur l'extrados et est lié à

un phénomène de convection. Les cartographies des fluctuations de pression indiquent que ce mécanisme est peu sensible au déphasage inter-aube. Il est donc principalement auto-induit par le mouvement de l'aube considérée.

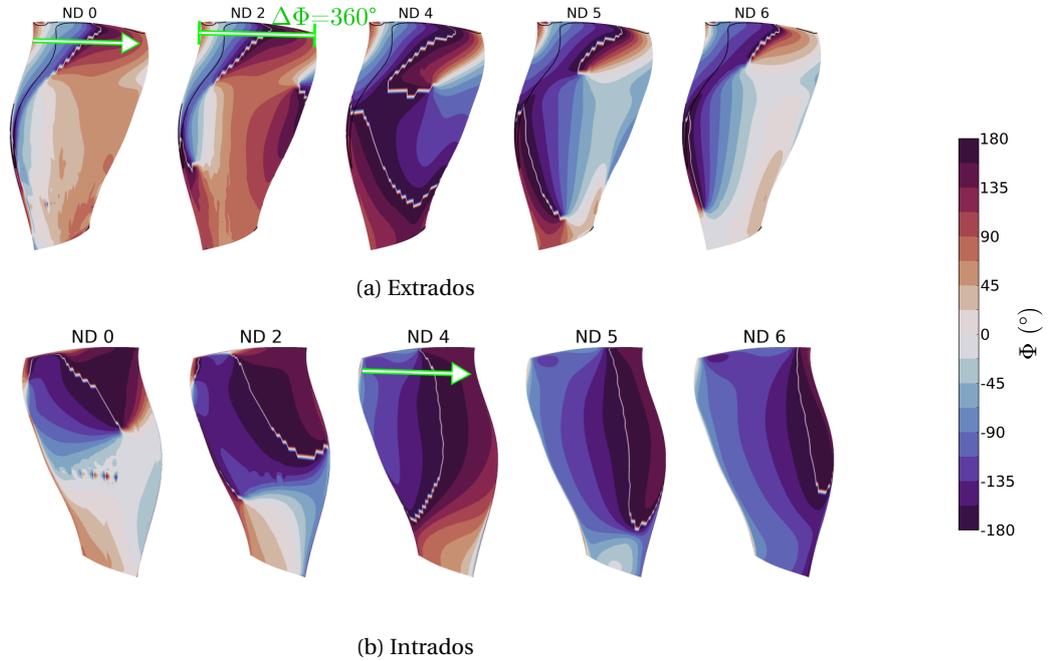


FIGURE 6.12 – Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-E

La zone de plus fortes fluctuations de pression sur l'extrados est située dans la zone de décollement de la couche limite. La figure 6.13 présente l'évolution de l'entropie au cours d'un cycle de vibration à 90%H pour un déplacement modal maximal de 1.0mm en tête d'aube. L'entropie permet de visualiser la couche limite et son évolution. Les fluctuations de l'écoulement étant peu sensibles au diamètre nodal, le mode 2ND4 est jugé représentatif de l'ensemble des diamètres nodaux. On constate un battement de la couche limite qui est généré depuis le bord d'attaque et qui est transporté tout le long du profil. Dans la couche limite, la vitesse de convection est bien plus faible que dans l'écoulement non-visqueux. Sur un cycle de vibration, le battement de la couche limite parcourt environ la distance de la corde du profil. Cela correspond au déphasage des fluctuations de pression entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Les fluctuations de pression sur l'extrados sont donc bien générées par le battement de la couche limite. La vitesse de convection de ces fluctuations est estimée à environ  $M_r \approx 0.2$ .

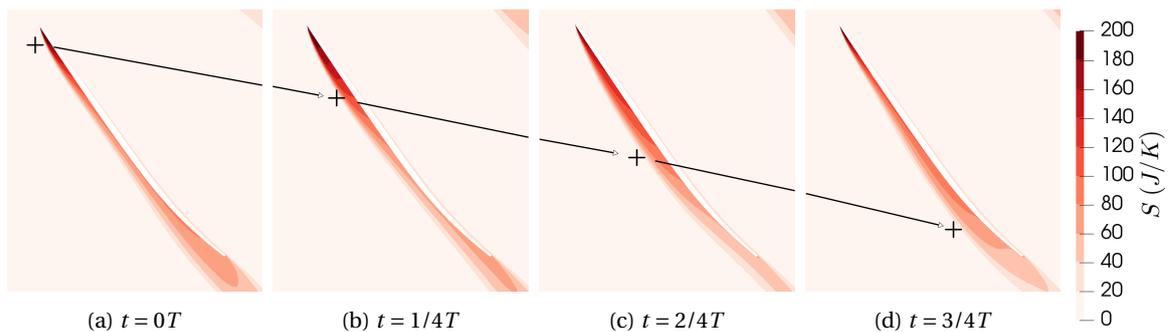


FIGURE 6.13 – Fluctuations d'entropie à 90%H pour le mode 2ND4 à OP-E

La figure 6.14 présente les fluctuations de pression dans le plan aube à aube à 90%H autour de l'aube de référence 0 pour le mode 2ND4. On retrouve le maximum de fluctuations de pression situé dans la couche limite proche du bord d'attaque sur l'extrados (a). En dehors de cette zone, aucune autre structure n'émerge significativement en amplitude.

La phase des fluctuations de pression dans le canal inter-aube figure 6.14b montre l'existence de deux phénomènes propagatifs opposés. Sur l'extrados dans la couche limite (a), les fluctuations de pression dominantes se propagent vers l'aval par convection avec le battement de la couche limite. Sur l'intrados (b), les fluctuations de pression dominantes se propagent vers l'amont. On retrouve dans cette partie du canal inter-aube une onde de pression régressive qui prédomine comme celles mises en évidence pour les différentes configurations étudiées dans le chapitre 5. L'amplitude de cette onde régressive est plus faible que les fluctuations convectées. On peut faire l'hypothèse qu'elle n'est pas visible proche de l'aube, car elle est dominée dans la couche limite par les phénomènes convectifs.

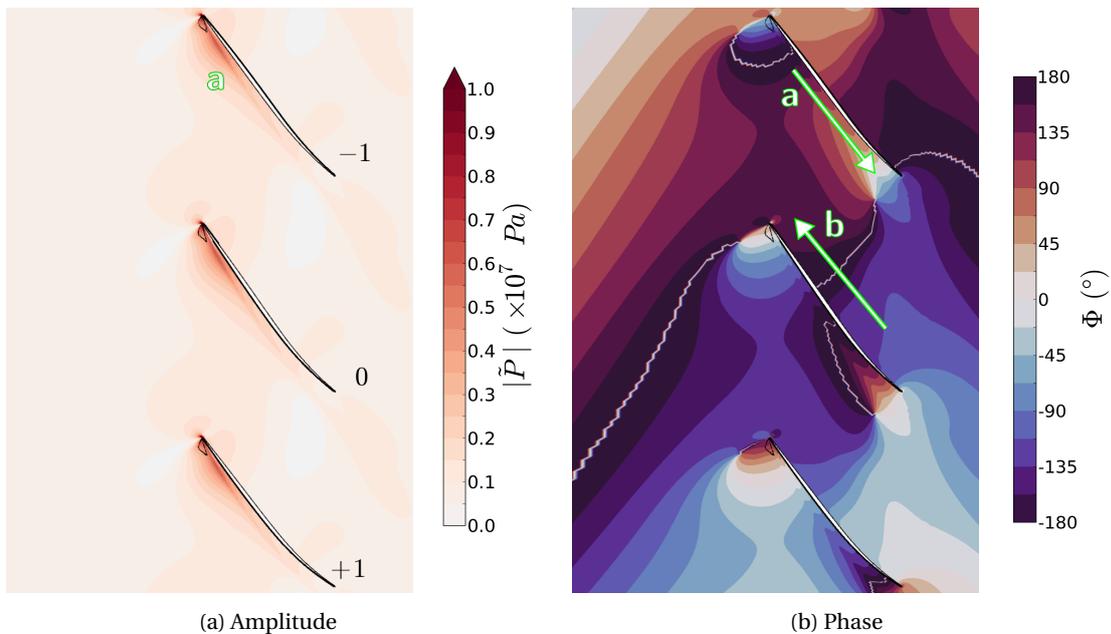


FIGURE 6.14 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l'aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND4 à OP-E

L'étude des fluctuations de l'écoulement au point OP-E a ainsi permis d'identifier comme mécanisme principal d'interaction fluide-structure le battement de la couche limite sous l'effet la vibration de l'aube. Contrairement aux mécanismes décrits dans le chapitre 5 pour des cas à 100Nn, les effets convectifs jouent un rôle important à 80Nn. De plus à OP-E, le couplage aéroélastique est principalement auto-induit sur chaque aube et il est peu sensible au déphasage inter-aube.

Les cartographies de travail indiquent que le même mécanisme de battement de la couche limite sur l'extrados est présent à OP-D. Cependant, elles montrent également une dépendance importante au déphasage inter-aube. La section suivante a donc pour but d'identifier l'origine de cette dépendance.

### 6.2.3 Étude des fluctuations de l'écoulement à OP-D

Pour identifier les mécanismes de stabilité propres à OP-D, on débute par l'analyse des fluctuations de pression pariétales responsables des cartographies de travail local présentées sur la figure 6.9. Elles ont mis en évidence un motif alterné sur l'extrados le long de la corde similaire à celui observé à OP-E. Mais le travail sur l'intrados est plus important qu'à OP-E et les différences entre les diamètres nodaux adjacents sont plus prononcées.

Les cartographies de l'amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-D sont tracées figure 6.15. Sur l'extrados, les plus fortes fluctuations de pression sont situées dans la zone du décollement pour tous les diamètres nodaux. Les fluctuations de pression sont amplifiées pour les modes 2ND2 et 2ND4, ce qui correspond à l'augmentation du travail local. Sur l'intrados, les fluctuations de pression sont inférieures à celles sur l'extrados, mais sont plus importantes que pour OP-E (voir figure 6.11). Elles augmentent également pour les diamètres nodaux proches de la résonance à ND5.

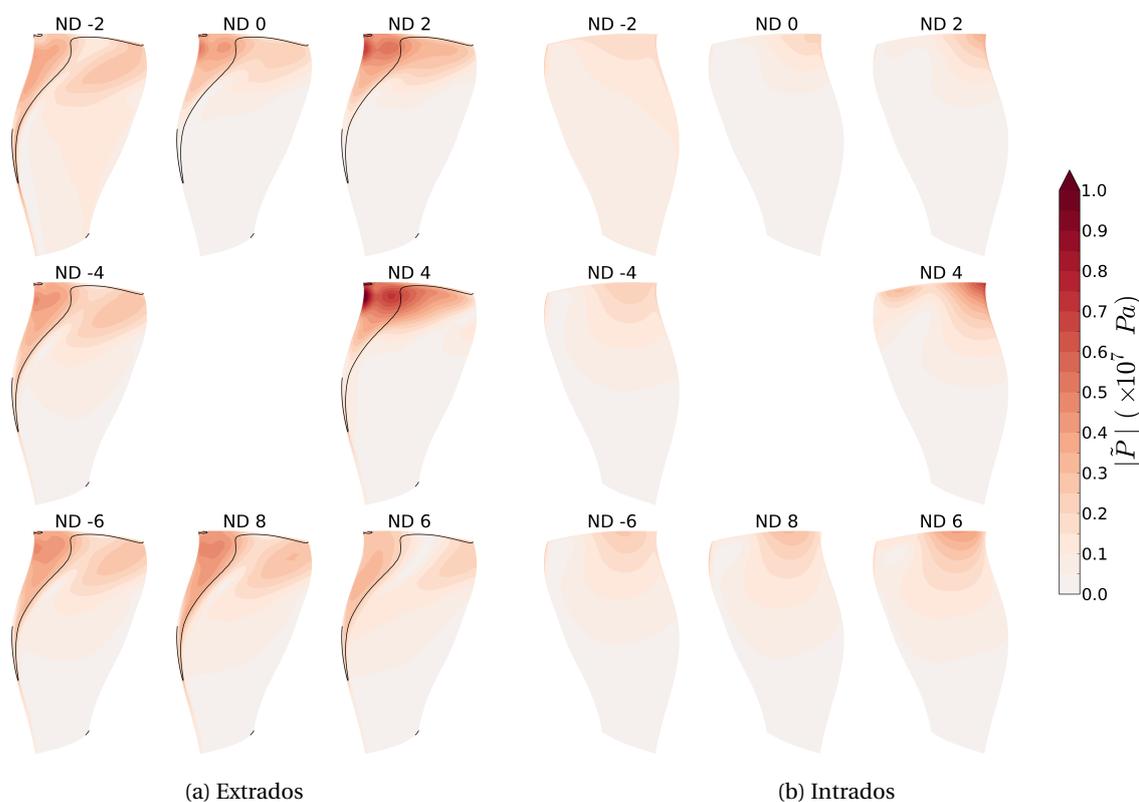


FIGURE 6.15 – Amplitude des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-D

Les cartographies de phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-D sont tracées figure 6.16. Sur l'extrados en tête, on retrouve que les fluctuations de pression se propagent du bord d'attaque au bord de fuite pour tous les modes. À l'exception du mode 2ND6, le déphasage entre le bord d'attaque et le bord de fuite est approximativement de  $360^\circ$ . Il s'agit donc de fluctuations progressives similaires à celles d'OP-E liées au battement de la couche limite. Sur l'intrados, les différents modes peuvent être répartis en deux groupes de part et d'autre de la résonance :

- Pour les modes 2ND0 à 2ND4, la phase au bord d'attaque en tête d'aube est positive ce qui produit un travail local positif. Ces modes sont cut-on à l'aval.
- Pour les modes 2ND6 à 2ND-4, la phase au bord d'attaque en tête d'aube est négative ce qui

produit un travail local négatif. Ces modes sont cut-off à l'aval.

Le mode 2ND-2 se distingue de tous les autres par une cartographie de phase différente sur l'intrados. Une explication possible de cette différence notable est qu'il s'agit du seul mode cut-off à l'amont et cut-on à l'amont (voir figure 6.5).

Contrairement à OP-E, les fluctuations de pression dominantes sur l'intrados en tête se propagent de l'amont vers l'aval pour tous les diamètres nodaux. Cette zone de propagation progressive est plus ou moins étendue sur l'envergure de l'aube en fonction du diamètre nodal avec une extension maximale atteinte proche de la résonance pour le mode 2ND4. On constate que cette zone est globalement plus étendue pour les modes cut-on à l'aval. De même que sur l'extrados, on estime la vitesse de ces fluctuations de pression à partir du déphasage entre le bord d'attaque et le bord de fuite. La vitesse de propagation est également approximativement de  $M_T \approx 0.2$ . Il s'agit donc de fluctuations convectées.

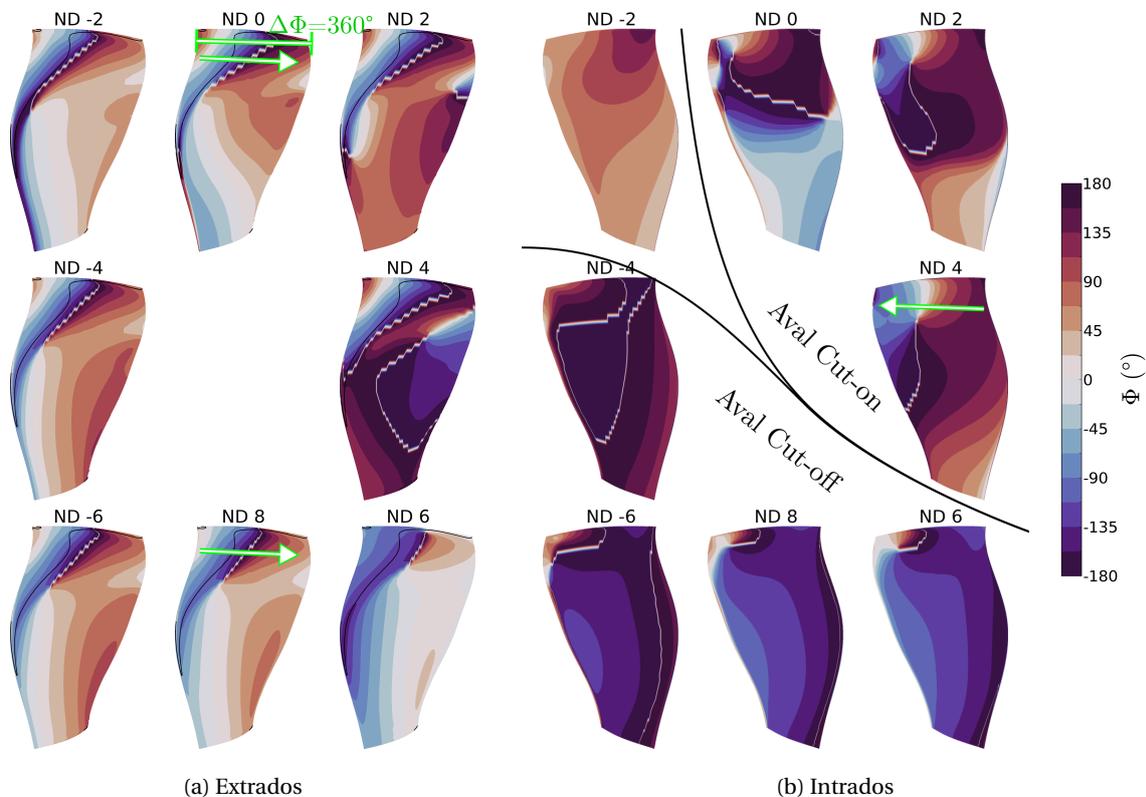


FIGURE 6.16 – Phase des fluctuations de pression pour le mode 2 à OP-D

La figure 6.17 présente les fluctuations de pression dans le plan aube à aube à 90%H pour le mode 2ND4 qui est celui pour lequel les fluctuations progressives sur l'intrados sont les plus étendues en envergure. Comme pour le même mode à OP-E (voir figure 6.14), les fluctuations de pression maximales sont situées à la limite de la couche limite avec l'écoulement non visqueux (a). Ces fluctuations sont convectées dans la couche limite. Dans le canal inter-aube hors de la zone de la couche limite extrados, la cartographie de la phase des fluctuations de pression est très différente de celle observée à OP-E. Des fluctuations de pression progressives se mettent en place sur toute la largeur du canal inter-aube (b). Ces fluctuations correspondent à celles observées à la paroi sur la figure 6.16. Cependant la phase est différente de celle de la couche limite. Il s'agit donc d'un mécanisme convecté mais distinct de celui de la couche limite. Le seul phénomène pouvant être lié à ces fluctuations de pression progressives et à basse vitesse est l'écoulement de jeu.

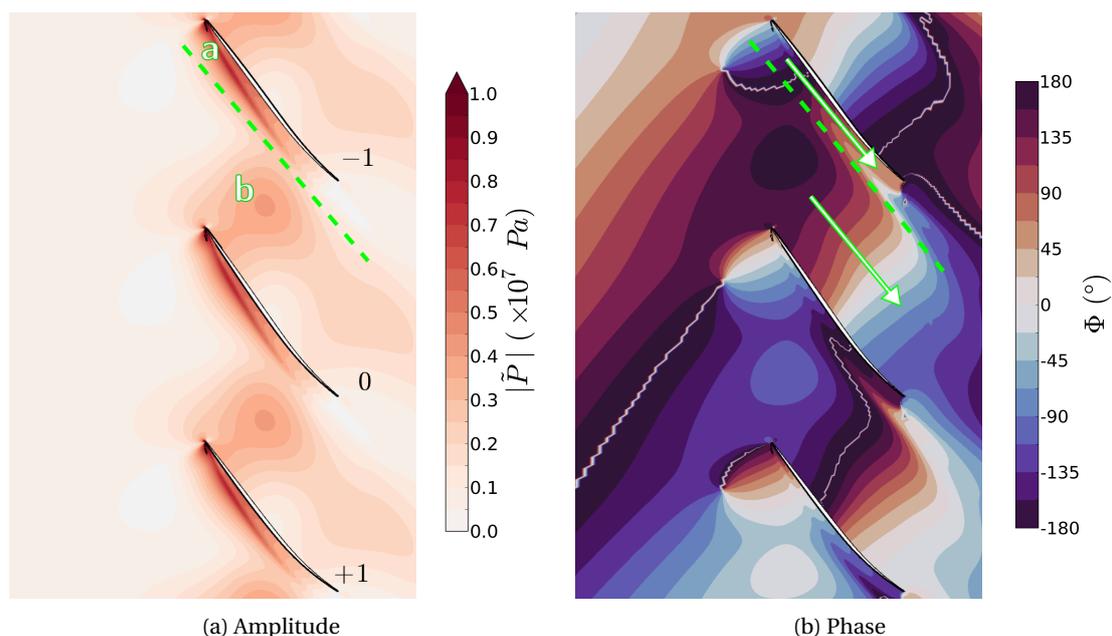


FIGURE 6.17 – Fluctuations de pression dans les 2 canaux enveloppant l’aube de référence 0 à 90%H pour le mode 2ND4 à OP-D

L’étude des fluctuations de pression à OP-D a ainsi permis d’identifier plusieurs caractéristiques principales de l’écoulement instationnaire.

- Le phénomène de battement de la couche limite sur l’extrados est bien similaire à celui observé à OP-E.
- Un second phénomène convectif lié à l’écoulement de jeu est observé dans le canal inter-aube. Il produit des fluctuations de pression importantes sur l’intrados autour de la résonance.

Le jeu et l’écoulement qui y est associé ne sont pas apparus comme ayant un impact important dans les configurations aéroélastiques étudiées précédemment. La section suivante a donc pour objectif de confirmer son rôle et d’améliorer la compréhension de l’impact de l’écoulement de jeu sur la stabilité aéroélastique de l’aube.

#### 6.2.4 Étude comparative de la fluctuation de l’écoulement de jeu entre OP-D et OP-E

Cette section a pour objectif de déterminer plus précisément le rôle de l’écoulement de jeu par comparaison entre les deux points de fonctionnement. Pour cela, on s’intéresse plus particulièrement au mode 2ND4, qui présente les fluctuations convectives sur l’intrados les plus étendues en envergure tout en restant hors résonance.

##### 6.2.4.1 Fluctuations de pression à l’aval du fan

Les fluctuations convectives ne peuvent se propager que dans le sens contra-rotatif dans le référentiel tournant. Or les harmoniques contra-rotatifs à l’aval proche du fan sont plus importants à OP-D qu’à OP-E (voir section 6.1.2). La figure 6.18 représente la partie réelle des fluctuations de pression (adimensionnées par le maximum pour pouvoir les comparer) dans un plan orthogonal à l’axe machine. La partie réelle représente un instantané des fluctuations de pression (pour

$t = 0$ , équation 3.17). Ce plan est situé à une distance équivalente à 50% de la corde axiale en tête d'aube. À OP-E, les fluctuations de pression sont organisées suivant un ordre azimutal  $m = 4$  sur l'ensemble de la hauteur de la veine, ce qui correspond au diamètre nodal du mode mécanique. À OP-D, les fluctuations de pression sont également organisées sur quatre lobes proches du moyeu. Cependant, proche du carter, l'organisation azimutale est plus fortement modulée par le nombre d'aubes. Cette modulation est maximale dans la zone de l'écoulement de jeu. Elle fait ainsi apparaître les harmoniques contra-rotatifs du mode mécanique qui peuvent être reliés aux phénomènes convectifs.

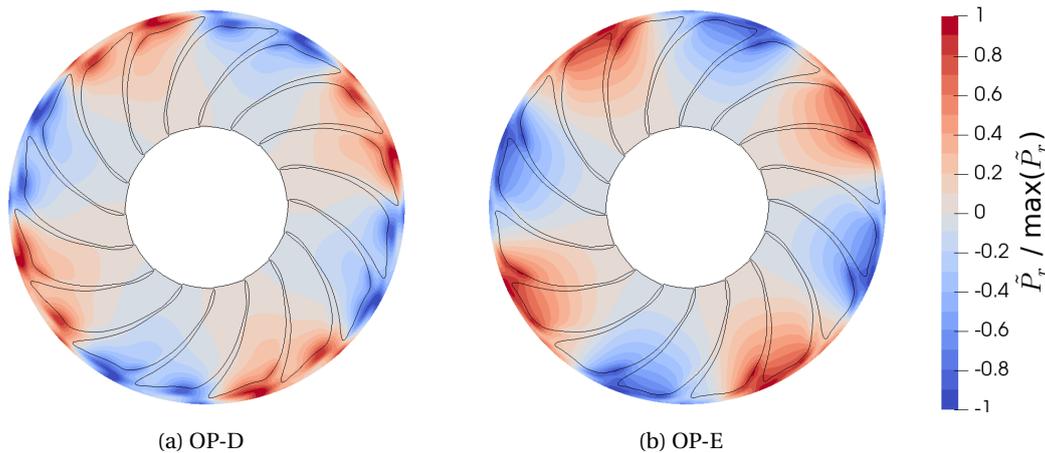


FIGURE 6.18 – Partie réelle adimensionnée des fluctuations de pression à l'aval du fan ( $z=0.05\text{cm}$ ) pour le mode 2ND4 à 80Nn. En noir un iso-contour d'entropie permettant de visualiser la zone de l'écoulement de jeu, la couche limite au carter et des sillages.

### 6.2.4.2 Structure stationnaire de l'écoulement de jeu

On se place à présent dans une vue aube à aube à 98%H afin d'axer l'analyse sur l'écoulement de jeu. Les cartographies d'entropie (figure 6.19) et de vorticité (figure 6.20) permettent de visualiser la structure de l'écoulement de jeu stationnaire. Pour les deux points de fonctionnement, on distingue deux structures principales indiquées sur la figure :

- la couche limite (CL) y compris son décollement,
- le tourbillon de jeu (TdJ).

  OP-D, la distinction entre les deux structures est moins nette qu'à OP-E car elles sont plus intenses et plus étendues. Le tourbillon de jeu se propage depuis le bord d'attaque vers l'intrados de l'aube adjacente. Son angle par rapport à l'axe machine augmente avec la diminution du débit. Proche de l'aube adjacente, à OP-D, le tourbillon de jeu est dévié vers l'aval. La zone entre l'extrados et le tourbillon de jeu crée un blocage aérodynamique du canal inter-aube en tête d'aube. Cette déviation et ce blocage sont plus importants à OP-D qu'à OP-E.

### 6.2.4.3 Fluctuations de l'écoulement de jeu

La figure 6.21 présente l'évolution de l'entropie à OP-D au cours d'un cycle de vibration à 98%H pour un déplacement modal maximal de 1.0mm en tête. Les symboles **a** et **b** suivent les lobes d'entropie convectés par l'écoulement associés à chacune des structures. On retrouve le battement de

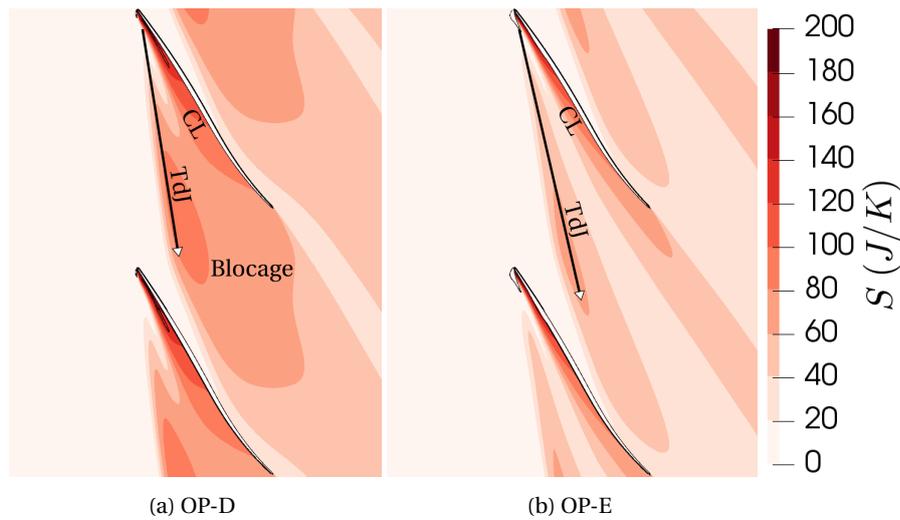


FIGURE 6.19 – Entropie de l'écoulement stationnaire à 98%H à 80Nn

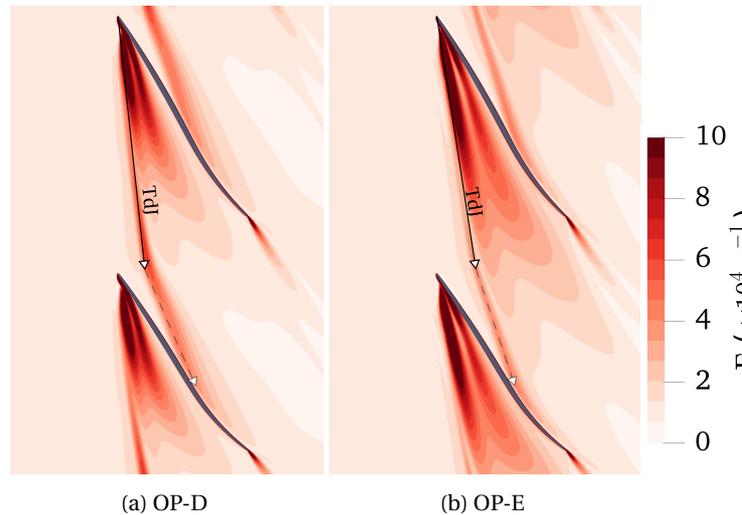


FIGURE 6.20 – Vorticité de l'écoulement stationnaire à 98%H à 80Nn

la couche limite (a) caractérisé par un épaissement et un amincissement cyclique. Dans l'écoulement de jeu, l'entropie prend la forme de poches successives convectées par l'écoulement vers l'intrados de l'aube puis vers l'aval.

Les figures 6.22 et 6.23 permettent d'analyser les fluctuations de l'écoulement à 98%H pour le mode 2ND4 à OP-E et à OP-D. Ces figures présentent l'amplitude et la phase des fluctuations de pression ainsi que l'amplitude des fluctuations d'entropie. La phase des fluctuations d'entropie n'est pas tracée, car celles-ci sont toujours convectées. Elles se propagent dans le sens de l'écoulement et n'apportent pas d'élément d'analyse supplémentaire.

À OP-E (figure 6.22), les fluctuations principales de pression et d'entropie sont situées proches de l'extrados comme à 90%H (a sur la figure 6.14). Proche de l'intrados de l'aube adjacente (b), les fluctuations de pression et d'entropie sont faibles. La phase des fluctuations de pression montre un canal divisé en deux parties. Dans la moitié proche de l'extrados, les phénomènes convectifs dominent. Dans la moitié proche de l'intrados, on observe une superposition de fluctuations progressives et de propagation régressives. Une des caractéristiques de ces superpositions de fluc-

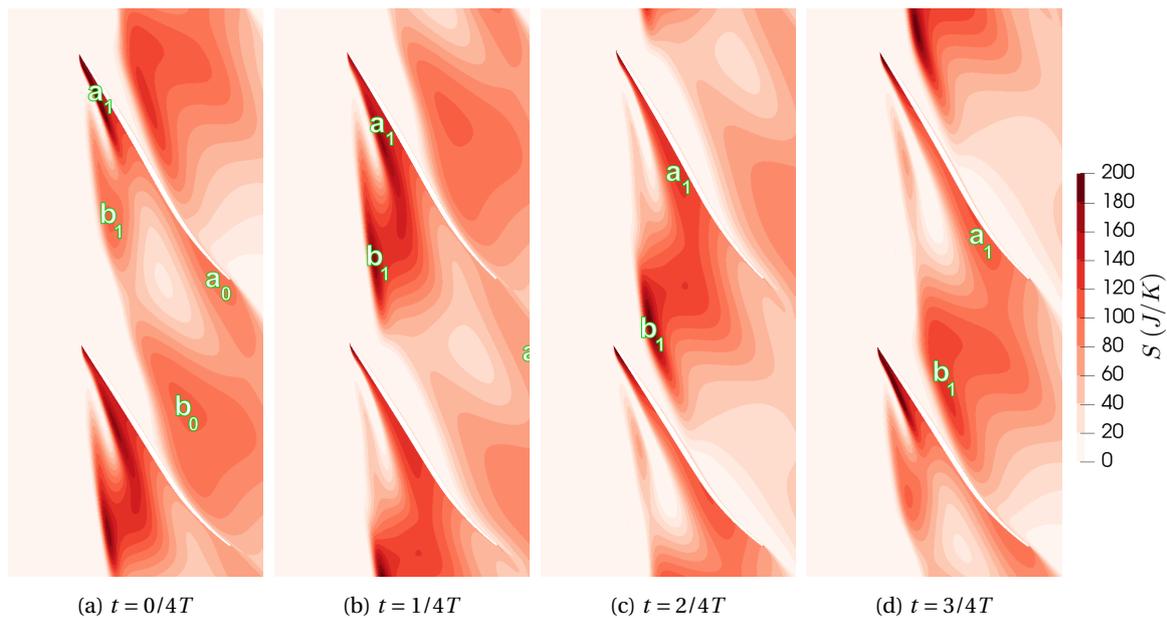


FIGURE 6.21 – Champ instationnaire d’entropie à 98%H pour le mode 2ND4 à OP-D. Le symbole a suit le lobe de la couche limite. Le symbole b suit le lobe du tourbillon de jeu.

tuations d’amplitude similaire est la présence de zones de fortes variations de phase. Il y a compétition entre les ondes de pression de type acoustique et les fluctuations de pression issues de phénomènes convectifs.

À OP-D (figure 6.23), les fluctuations de pression et d’entropie sont beaucoup plus importantes dans la zone du tourbillon de jeu, et en particulier proche de l’intrados de l’aube dans la zone où l’écoulement change de direction pour s’aligner avec la corde de l’aube (voir figure 6.20). Comme à 90%H (voir figure 6.17) les fluctuations de pression se propagent uniquement dans le sens de l’écoulement. Les fluctuations de pression générées par la pulsation de l’écoulement de jeu dominent les autres mécanismes.

En se propageant à proximité de l’aube adjacente, les fluctuations de l’écoulement de jeu modifient les conditions aérodynamiques et impactent ainsi les fluctuations de l’écoulement de jeu dans le canal inter-aube suivant. Comme pistes d’interactions, on peut envisager une fluctuation de l’incidence et donc du décollement au bord d’attaque. Ou plus directement un changement de l’écoulement de fuite entre la tête de l’aube et le carter. Ainsi le rôle plus important de l’écoulement de jeu permet d’expliquer la plus grande sensibilité de la stabilité aéroélastique au déphasage inter-aube (et donc au diamètre nodal) à OP-D qu’à OP-E.

### 6.2.5 Bilan

Dans cette section les mécanismes de stabilité pour le mode 2 ont été étudiés à bas débit à 80Nn. Contrairement aux configurations aéroélastiques étudiées dans le chapitre 5, les deux principaux mécanismes identifiés sont des phénomènes convectifs : le battement de la couche limite et la fluctuation de l’écoulement de jeu. Seul le battement de la couche limite est prédominant à OP-E. En revanche à OP-D, on observe les deux phénomènes. Le couplage entre les différentes aubes est principalement généré par la fluctuation de l’écoulement de jeu qui impacte directement l’aube suivante dans le sens contra-rotatif.

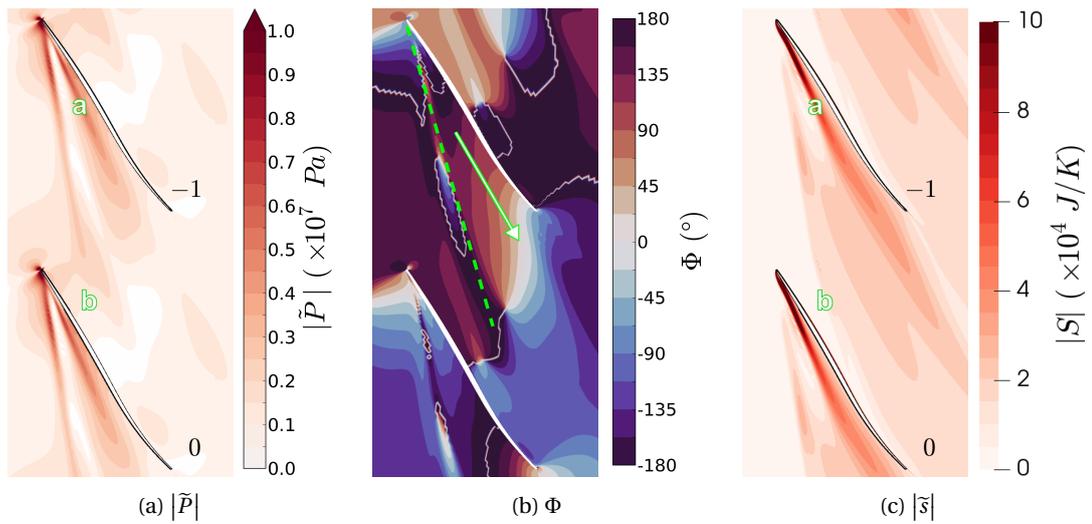


FIGURE 6.22 – Fluctuations de l’écoulement dans le canal inter-aube sur l’extrados de l’aube de référence à 98%H pour le mode 2ND4 à OP-E

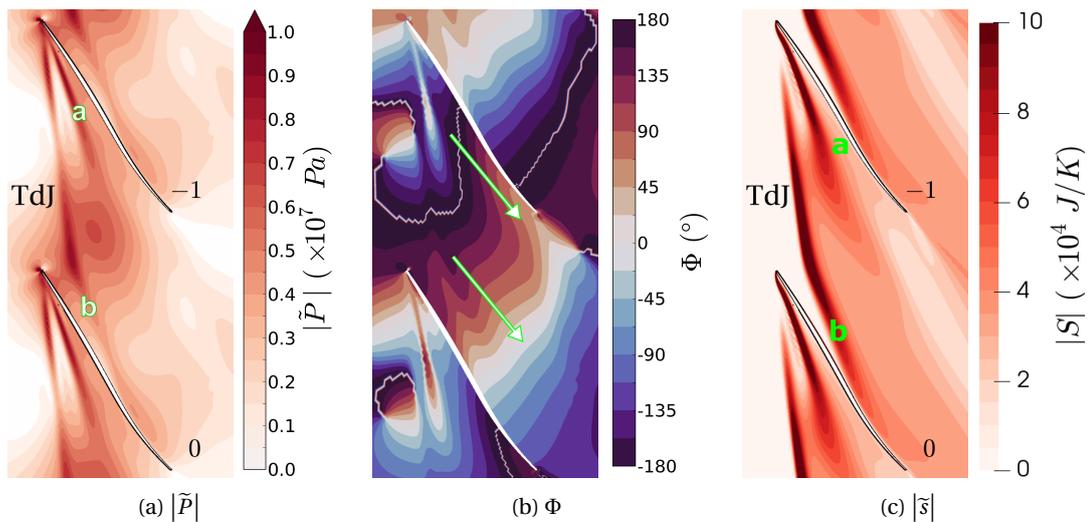


FIGURE 6.23 – Fluctuations de l’écoulement dans le canal inter-aube sur l’extrados de l’aube de référence à 98%H pour le mode 2ND4 à OP-D

Les fluctuations de l’écoulement de jeu et leur impact sur la stabilité aéroélastique de la roue aubagée sont semblables à ceux décrits expérimentalement et numériquement par LEICHTFUSS et al. [2013] et MÖLLER et al. [2017] sur le rotor d’un compresseur transsonique constitué de 21 aubes de Technische Universität Darmstadt (TUD). Comme pour la configuration étudiée dans cette partie, la déformée modale de l’aube présente un mouvement de bord d’attaque en tête d’aube et l’écoulement stationnaire un blocage aéro-dynamique de la veine. La vibration génère des fluctuations de l’écoulement de jeu convectées et contra-rotatives qui impactent l’aube suivante pour produire un amortissement négatif.

### 6.3 Analyse des causes de l'amplification de la réponse aéroélastique autour du mode 2ND5 à OP-D

Autour de la résonance au point OP-D sur le mode 2ND5, on constate non seulement une augmentation des fluctuations de pression, mais également une discontinuité dans les signes des cartographies de travail local que ce soit en fonction du point de fonctionnement ou du diamètre nodal. Dans cette section, on cherche à déterminer les causes de cette discontinuité. Deux pistes sont envisagées. La première est le changement de condition de propagation des ondes acoustiques à l'aval du fan qui est concomitante avec la discontinuité en fonction du diamètre nodal. La seconde est une concordance entre le temps de propagation des phénomènes convectifs et le déphasage inter-aube dans l'écoulement de jeu.

#### 6.3.1 Influence du changement de condition de propagation des ondes acoustiques

Pour étudier l'influence des conditions de propagation acoustique sur la résonance, des simulations sont réalisées avec une fréquence  $f^+$  supérieure de 5% à la fréquence modale issue des simulations mécaniques (notée ici  $f^0$ ) et une fréquence  $f^-$  inférieure de 5%. La déformée modale est identique. Pour les trois fréquences, les fluctuations de pression adimensionnées dans la veine sont représentées figure 6.24. Les conditions de propagation acoustiques sont identiques : cut-on à l'amont et cut-off à l'aval. Plus la fréquence augmente et moins le mode acoustique  $m = 5$  est amorti à l'aval, ce qui est cohérent avec un rapprochement de la fréquence de cut-on. Ainsi pour ces trois simulations, l'écoulement stationnaire et les conditions de propagation acoustiques sont identiques.

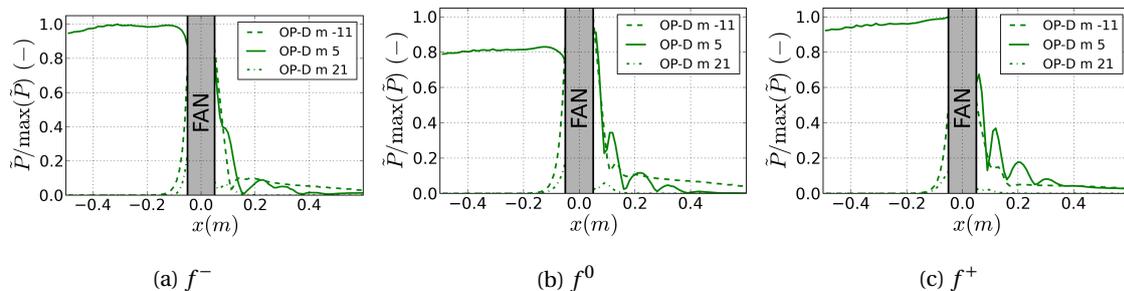


FIGURE 6.24 – Comparaison de l'amplitude des fluctuations de pression à 90%H pour le mode 2 à OP-D en fonction de la fréquence. La normalisation est réalisée avec le maximum d'amplitude par fréquence.

Les cartographies de travail local (figure 6.25) montrent une transition entre  $f^-$  et  $f^+$  similaire à celle observée en fonction du point de fonctionnement (entre 25.8 kg/s et 26.2 kg/s, figure 6.8) et en fonction du diamètre nodal (entre ND4 et ND6, figure 6.9). Le travail local change de signe en tête sur les deux faces de l'aube. Sur l'intrados les niveaux de travail sont similaires. Sur l'extrados les niveaux diminuent beaucoup pour  $f^+$ .

Ainsi, autour de la résonance, le changement de débit masse et le changement de fréquence ne provoquent pas de changement des conditions de propagation acoustique, contrairement au changement de diamètre nodal. Or, ces trois changements ont le même effet sur l'inversion du signe du travail local. Il apparaît donc que la résonance n'est pas causée au changement de propagation des ondes acoustiques à l'aval du fan.

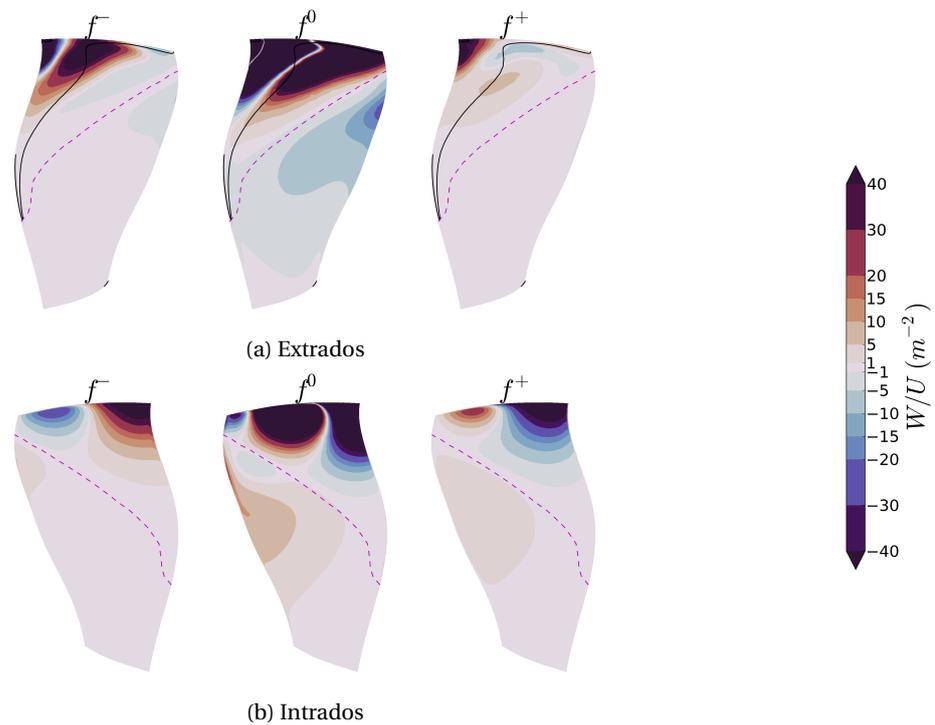


FIGURE 6.25 – Travail local en fonction de la fréquence modale pour le mode 2ND5 à OP-D

**Remarque** La variation de 5% de la fréquence modale correspond à l'incertitude des simulations mécaniques par rapport aux valeurs expérimentales telle que constatée sur les montages précédents similaires [RODRIGUES et al., 2020]. Pour cette variation de la fréquence modale, l'amortissement varie fortement de part et d'autre de la résonance (voir tableau 6.1). Il y a une dissymétrie du comportement avec un amortissement positif en dessous de la fréquence de résonance et négatif au-dessus. En raison de cette incertitude en l'absence de données expérimentales, il n'est pas possible de conclure si un phénomène d'instabilité aéroélastique sera bien observé à ce point de fonctionnement lors des essais.

Configuration	$f^-$	$f^0$	$f^+$
Fréquence	627Hz	661Hz	694Hz
Amortissement $\zeta$	4.8%	-5.6%	-1.4%

TABLEAU 6.1 – Amortissement en fonction de la fréquence modale du mode 2ND5 à OP-D

### 6.3.2 Influence des phénomènes propagatifs dans l'écoulement de jeu

Dans ce chapitre, il a été montré que des phénomènes convectifs contra-rotatifs dans l'écoulement de jeu participent aux principales fluctuations de pression à OP-D. Des études de sensibilité à la fréquence et au point de fonctionnement ont montré que la résonance peut être observée malgré des conditions de propagation acoustiques identiques de part et d'autre.

Une autre voie possible pour expliquer l'amplification de la réponse aéroélastique est une concordance entre temps de propagation des phénomènes convectifs et déphasage inter-aube. L'étude de MOLLER et al. [2016] a montré que les configurations instables apparaissaient lorsqu'il y a concordance entre la vitesse de propagation de la fluctuation et la vitesse circonférentielle de

l'écoulement. On se propose de mener une analyse similaire, mais basée sur des temps caractéristiques plutôt que des vitesses.

On estime le temps de convection d'une aube à l'autre le long du tourbillon de jeu à partir du champ de vitesse stationnaire dans le plan aube à aube à 98%H. Le tourbillon de jeu est incliné de  $9^\circ$  par rapport à la direction azimutale (voir figure 6.26a). Par intégration le long de la ligne noire, le temps de convection entre le bord d'attaque et la déviation par l'aube adjacente est estimé à  $t_{cv} = 1.1$  ms. Il a été vérifié que cette ligne à 98%H et le tourbillon se superposent au mieux radialement (voir figure 6.26b).

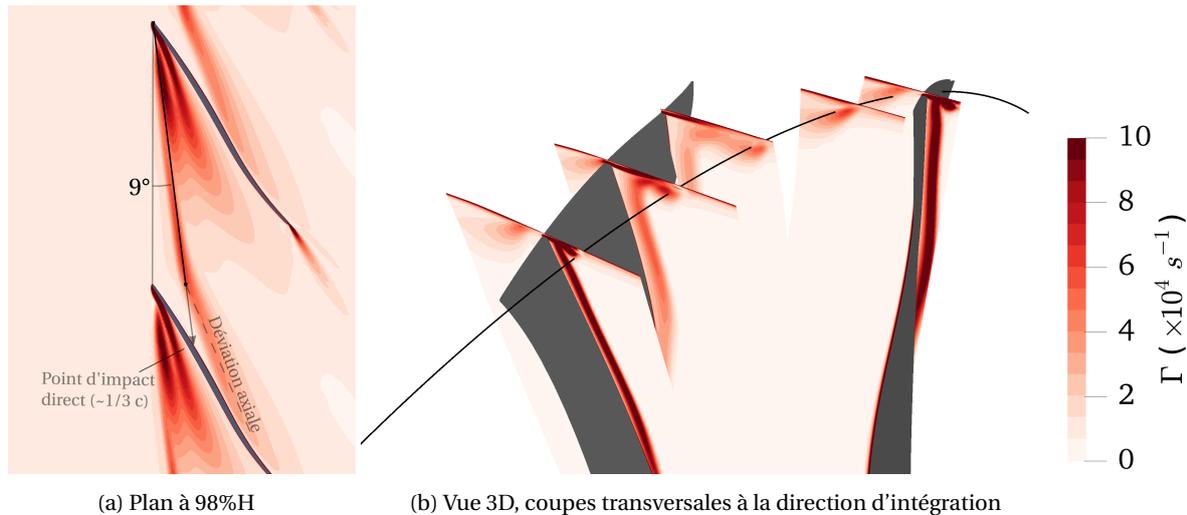


FIGURE 6.26 – Vorticité de l'écoulement stationnaire en tête d'aube et matérialisation du tourbillon de jeu

Le temps de convection  $t_{cv}$  ne dépend que du champ stationnaire et est indépendant du mode (fréquence, diamètre nodal). Il peut être converti en un déphasage  $\Delta\Phi$  par rapport à une fréquence modale entre l'émission de la perturbation du tourbillon de jeu et l'impact sur l'aube adjacente :

$$\Delta\Phi = 2\pi f t_{cv} \quad (6.1)$$

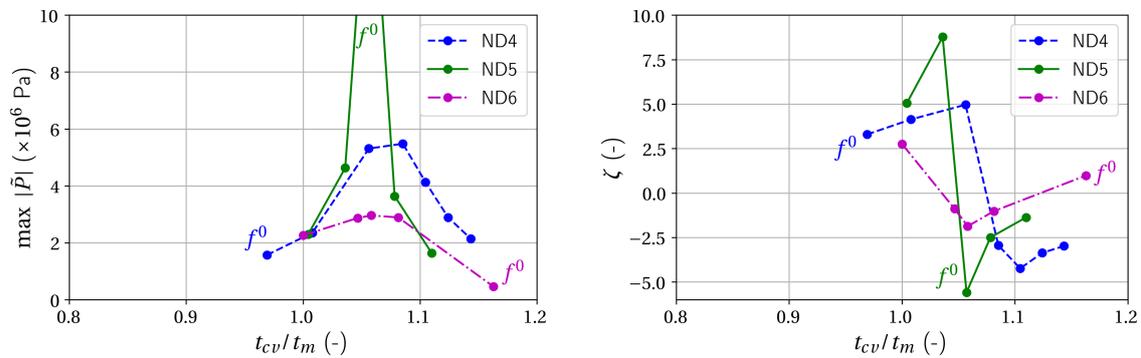
Pour le mode 2, on remarque que ce déphasage  $\Delta\Phi$  est égal à  $260^\circ$ . Il est proche de celui correspondant à l'ordre azimutal contra-rotatif  $m = -11$  qui est généré par le mode 2ND5 :  $\sigma_{-11} = 247.5^\circ$ . Cette donnée renforce donc l'hypothèse d'une concordance entre temps de propagation des phénomènes convectifs et déphasage inter-aube. On calcule également le temps de déphasage inter-aube :

$$t_m = \frac{\sigma_m}{2\pi} \frac{1}{f} \quad (6.2)$$

La figure 6.27a montre l'amplitude maximale des fluctuations de pression sur l'aube en fonction de  $t_{cv}/t_m$ . La courbe du mode 2ND5 est tronquée, la résonance sur la fréquence  $f^0$  étant numérique. Pour les trois diamètres nodaux, l'amplitude des fluctuations de pression croît autour de  $t_{cv}/t_m = 1.05$ . Cette amplification est peu marquée pour le mode 2ND6. Pour le mode 2ND4, l'amplitude double et est comparable avec celles de la courbe 2ND5 en dehors du point de la résonance. Ainsi la concordance entre temps de propagation des phénomènes convectifs et déphasage inter-aube génère une amplification importante de la réponse aéroélastique même en dehors de la résonance numérique. Le pic de fluctuation de pression n'est pas atteint pour

$t_{cv}/t_m = 1.0$ . STAPELFELDT et BRANDSTETTER [2020] ont remarqué que l'amplification des fluctuations de l'écoulement de jeu est maximale pour une vitesse de propagation des perturbations dans le canal inter-aube un peu inférieure à la vitesse de rotation de l'ordre azimutal contra-rotatif, ce qui correspond à  $t_{cv}/t_m > 1.0$ . L'analyse qui en est proposée est que l'impact de la perturbation sur l'aube modifie la circulation sur cette dernière. Cette modification de la circulation génère les fluctuations dans le canal suivant avec un déphasage permettant de rattraper le retard par rapport à la rotation de l'ordre azimutal.

La figure 6.27b montre l'évolution de l'amortissement aérodynamique en fonction de  $t_{cv}/t_m$ . Pour les trois diamètres nodaux, l'amortissement prend des valeurs négatives proche de  $t_{cv}/t_m = 1.05$ . Les modes 2ND4 et 2ND5 présentent une discontinuité de la courbe d'amortissement contrairement au mode 2ND6.



(a) Fluctuations de pression maximales sur l'aube  
(le maximum est de 14.8 pour le mode 2ND5)

(b) Amortissement  $\zeta$

FIGURE 6.27 – Grandeurs caractéristiques de la réponse aéroélastique en fonction du rapport des temps de convection et de déphasage pour les modes 2ND4 à 2ND6 au point OP-D en faisant varier la fréquence modale

### 6.3.3 Bilan

La sensibilité de la fréquence a permis d'identifier plus précisément les causes de l'amplification de la réponse. Dans les sections précédentes, deux caractéristiques des fluctuations de l'écoulement avaient été identifiées : le changement de condition de propagation acoustique à l'aval et les fluctuations de l'écoulement de jeu. L'amplification constatée est principalement causée par une concordance entre temps de propagation des phénomènes convectifs et déphasage inter-aube. Dans les trois cas étudiés, cette amplification se double d'une gamme de fréquences, hors résonance, pour laquelle l'amortissement est négatif.

## 6.4 Synthèse et discussion

Dans ce chapitre, les mécanismes d'interaction fluide-structure ont été identifiés et analysés pour le mode 2 sur des écoulements subsoniques présentant un décollement de la couche limite au bord d'attaque. Des phénomènes distincts de ceux identifiés pour la vitesse nominale ont été caractérisés. Les principales fluctuations de l'écoulement sont causées non pas par des ondes de pression, mais par des effets convectifs que ce soit le battement de la couche limite ou

la fluctuation de l'écoulement de jeu. À faible débit, lorsque l'écoulement de jeu impacte directement l'aube adjacente, on observe une amplification des fluctuations de l'écoulement lorsqu'il y a concordance entre temps de propagation des phénomènes convectifs et déphasage inter-aube. Proche de cette concordance, l'amortissement aérodynamique varie rapidement en fonction de la fréquence et l'aube peut être instable.

Les observations faites sur les fluctuations de l'écoulement rejoignent en partie celles faites sur le compresseur de TUD. Une analyse expérimentale des fluctuations de l'écoulement sur ce compresseur réalisée par BRANDSTETTER et al. [2017] a montré que l'interaction fluide-structure observée se caractérise par un blocage aérodynamique important en tête d'aube, des lâchers de vorticités radiales qui se propagent le long du tourbillon de jeu stationnaire et un impact des tourbillons sur le bord d'attaque de l'aube adjacente. Ici, le blocage et la propagation de perturbations le long de tourbillon de jeu sont bien observés, mais celui-ci impacte l'aube adjacente au tiers de corde environ (voir figure 6.26a). Pour la configuration TUD, il a été mis en évidence que les tourbillons radiaux préexistaient à la vibration de la roue aubagée. Ils s'organisent en fréquence et en phase pour concorder avec la vibration à mesure que son amplitude croît. Cette préexistence des fluctuations de l'écoulement de jeu permet de classer le phénomène observé comme étant un *lock-in* plutôt que du flottement. Pour l'ECL5, il serait donc intéressant de déterminer par des simulations instationnaires l'existence ou non de ces fluctuations de l'écoulement en dehors de la vibration de l'aube, ce qui n'est pas faisable avec une méthode LRANS et est donc en dehors du cadre de ces travaux.

Quels que soient les mécanismes locaux d'interactions des phénomènes convectifs avec l'aube adjacente (variation de la circulation en tête d'aube, variation de l'écoulement de fuite...), on peut estimer que ceux-ci sont très dépendants des conditions de simulation. Il a été montré que la stabilité de l'aube est très sensible à la fréquence modale, qui pourra être recalée après fabrication du fan. D'autres paramètres peuvent également l'impacter.

- La taille du jeu qui a été estimée à partir de simulations aéro-mécaniques dans le chapitre, 4 mais ne sera connue avec précision que lors des campagnes d'essai.
- L'écoulement de jeu peut être impacté par l'épaisseur de la couche limite incidente sur le carter et sa prédiction par les modèles de turbulence RANS.

Cette étude montre tout de même que la stabilité aéroélastique du fan est sensible aux phénomènes convectifs dans l'écoulement de jeu et pourrait être le facteur limitant de la plage de fonctionnement.

# Conclusions et perspectives

## Conclusions

L'évolution des fans tend vers des architectures de type UHBR, en composite et à plus faible vitesse de rotation. La géométrie plus complexe des aubes présentant un plus faible allongement induit une forte évolution des conditions de couplage fluide-structure. Ces fans sont plus sensibles aux phénomènes aéroélastiques et les méthodes de prédiction antérieures peuvent se révéler défaillantes. Les travaux réalisés s'inscrivent dans la problématique de l'amélioration de la compréhension des mécanismes multi-physiques menant à l'émergence du flottement afin d'en déterminer les conditions d'apparition. Pour ce faire, le premier objectif était de finaliser la conception du fan transsonique ECL5, un nouveau cas test dédié à la compréhension des instabilités. Le second objectif était de développer une méthodologie spécifique d'analyse des mécanismes de stabilité en se basant sur les méthodes existantes au LMFA. Le troisième objectif était de caractériser numériquement la stabilité aéroélastique pour identifier les mécanismes se produisant dans un fan.

Dans le premier chapitre, les spécifications de l'ECL5 ont été décrites en détail. Le second chapitre a introduit les différents types d'instabilités aéroélastiques et les équations du système couplé fluide-structure permettant de déterminer la stabilité d'une roue aubagée suivant la méthode énergétique. Ces concepts ont été complétés par une revue bibliographique portant sur les principaux paramètres - aérodynamiques, mécaniques et acoustiques - pouvant influencer sur la stabilité.

Le troisième chapitre a décliné les méthodes numériques mises en œuvre pour répondre aux objectifs de ces travaux. Pour la conception, un processus classique d'alternance de simulations RANS de l'écoulement et de simulations FEM de la statique et de la dynamique du fan a été utilisé. La particularité tient dans la prise en compte de la structure composite du fan dans le modèle FEM. L'analyse aéroélastique a été réalisée à partir de simulations LRANS sur le fan isolé. Une attention particulière a été portée à la validation de cette méthode, car il a été mis en évidence que la solution est très sensible aux différences entre solveurs RANS et LRANS. L'impact du mouvement du maillage sur la solution dans le cadre d'une simulation LRANS a été étudié. Les observations suivantes n'ont pas été retrouvées dans la littérature et constituent des apports originaux.

- Bien que le solveur linéaire soit construit sur l'hypothèse des petites perturbations, la déformation du maillage produit une erreur numérique pouvant être significative dans des zones de fort gradient du champ stationnaire. Cette erreur est démultipliée par l'utilisation de la méthode de la turbulence figée. Pour la contrer, les préconisations sont donc de déformer le maillage sur un plus grand volume, loin des couches limites qui présentent les plus forts gradients et de calculer les fluctuations des variables turbulentes (turbulence variable).

- Sous le formalisme des nombres complexes, les fluctuations harmoniques de l'écoulement peuvent apparaître différemment suivant le référentiel dans lequel elles sont observées en raison du déplacement du point d'observation dans le gradient du champ stationnaire. Le référentiel stationnaire est adapté à la visualisation de la propagation des perturbations de l'écoulement tandis que le référentiel vibratoire est propice à la visualisation des fluctuations des structures aérodynamiques locales.

Le quatrième chapitre a présenté la configuration ECL5 résultant du processus de conception. Les spécifications ont permis d'aboutir à une configuration qui soit propice à l'étude des instabilités aéroélastiques, qui soit représentative des fans UHBR et qui puisse être testée en toute sécurité vibratoire sur le banc d'essai ECL-B3. Côté aérodynamique, l'étage fan conçu est caractérisé par un rendement élevé sur une large plage de fonctionnement pour des points de fonctionnement transsoniques. À bas débit, les instabilités aérodynamiques limitant la plage de fonctionnement se déclenchent sur le fan pour toutes les vitesses de rotation. À haut débit, le blocage sonique apparaît dans le fan pour les vitesses de rotation supérieures à la vitesse nominale. Côté mécanique, l'orientation des fibres composite a été définie de sorte à assurer une large marge vis-à-vis des contraintes statiques et dynamiques. Côté aéroélasticité, l'étude systématique sur plusieurs points de fonctionnement à 80Nn et à 100Nn pour les trois premiers modes mécaniques montre que le fan est stable sur une large plage de fonctionnement.

Le cinquième chapitre a été dédié à l'analyse des mécanismes de stabilité à 100Nn pour un écoulement transsonique. Une méthodologie a été développée pour permettre cette analyse. Elle consiste à identifier la chaîne de causalité entre sources générant les fluctuations de l'écoulement et récepteurs où les principaux échanges d'énergie entre l'aube et le fluide ont lieu. Le principe d'analyse proposé dans ces travaux consiste à mener cette étude dans le sens inverse, en partant des récepteurs pour aboutir aux sources. Cette méthode s'appuie sur plusieurs concepts clés.

- Le principe de superposition. Il permet de séparer les contributions des différentes sources en réalisant des simulations distinctes.
- Le principe de quasi-stationnarité appliqué à l'échelle locale des sources. Il permet d'identifier les mécanismes en faisant le lien entre le mouvement d'une partie de l'aube et les fluctuations de l'écoulement observées à proximité.
- Le déphasage inter-aube. La comparaison des fluctuations de l'écoulement en fonction du diamètre nodal permet notamment d'identifier les mécanismes dépendants ou indépendants de celui-ci.

L'analyse des mécanismes de stabilité a été menée pour différents points de fonctionnement de l'iso-vitesse nominale et différents modes. Il en ressort que plusieurs mécanismes principaux entre sources et fluctuations de l'écoulement coexistent et pilotent l'entrée ou non du fan en flottement. Les mêmes mécanismes se retrouvent dans les différents cas, mais avec des contributions relatives différentes sur la stabilité. Ils peuvent être divisés en deux catégories qui ne s'excluent pas l'une de l'autre : ceux pour lesquels la source et le récepteur sont co-localisés et ceux pour lesquels il y a propagation des fluctuations de l'écoulement entre source et récepteur. Dans la première catégorie, le principal mécanisme identifié est la variation d'incidence. Elle génère des fluctuations de l'écoulement qui ont un effet très stabilisant sur l'aube tant que les couches limites ne décollent pas au bord d'attaque. Dans la seconde catégorie, on trouve les mécanismes liés aux sources dans la zone subsonique à l'aval de l'onde de choc. Les fluctuations de l'écoulement sont générées par la variation d'incidence, la variation de section de passage et la variation de cambrure. Ces fluctuations se propagent sous la forme d'une onde de pression régressive dans le canal inter-aube qui

s'amplifie d'autant plus que l'écoulement est quasi-sonique. Les récepteurs excités par cette onde peuvent être stabilisants ou déstabilisants, de même que la somme de leurs contributions. Enfin, le changement de condition de propagation acoustique à l'aval module l'amplitude de l'onde régressive dans le canal inter-aube.

Le sixième chapitre a porté sur l'analyse de l'instabilité aéroélastique du fan couplée à une résonance du système linéaire qui a été détectée à 80Nn proche de la limite de stabilité aérodynamique. Les mécanismes de stabilité liés à ce cas sont distincts de ceux identifiés à la vitesse nominale. Les principales fluctuations de l'écoulement se propageant ne sont plus liées à des ondes de pression, mais à des phénomènes de convection : le battement de la couche limite sur l'extrados sous l'effet de la variation d'incidence et la fluctuation de l'écoulement de jeu. À faible débit, lorsqu'il y a concordance entre le temps de propagation des phénomènes convectifs et le déphasage inter-aube, les fluctuations de l'écoulement de jeu sont fortement amplifiées et jouent un rôle prépondérant sur la stabilité aéroélastique. Les observations faites sur les fluctuations de l'écoulement rejoignent sur plusieurs aspects celles faites sur un compresseur par MÖLLER et al. [2017].

Plusieurs thématiques physiques et méthodologiques ont été abordées pour aboutir à l'analyse de stabilité aéroélastique d'un fan transsonique. Trois principales contributions ont émergé de ces travaux.

- Un nouveau cas test représentatif des dernières évolutions des fans est mis à la disposition de la communauté scientifique pour l'étude des phénomènes aérodynamiques, aéroélastiques et aéroacoustiques. En particulier, une résonance aéroélastique impliquant l'écoulement de jeu est attendue à vitesse partielle. Outre l'étude phénoménologique, ce cas pourra servir à la validation de méthodes numériques sur une configuration transsonique complexe. L'ouverture de ces données comprend, en plus de la géométrie, l'ensemble des données aéro-mécaniques qui ont été détaillées dans le mémoire <sup>1</sup>.
- Une méthodologie d'analyse des mécanismes du flottement est proposée. Elle a pour but d'identifier la chaîne de causalité entre la vibration de la roue aubagée et sa stabilité aéroélastique. Cette méthode avait été initiée par les travaux de RENDU [2016] et a été étendue à l'analyse de cas 3D pour diverses topologies d'écoulement. L'ajout de l'utilisation de l'hypothèse de quasi-stationnarité locale permet la compréhension de la génération des fluctuations de l'écoulement sous l'effet de la vibration.
- En l'absence de phénomènes convectifs significatifs (décollements, écoulement de jeu), il apparaît que la stabilité aéroélastique d'un fan est pilotée par un nombre restreint de mécanismes (variation d'incidence, variation de section de passage, variation de cambrure et onde régressive). Ainsi pour éliminer une entrée en flottement, une méthode efficace consisterait à modifier la déformée modale incriminée de façon à impacter ces mécanismes.

## Perspectives

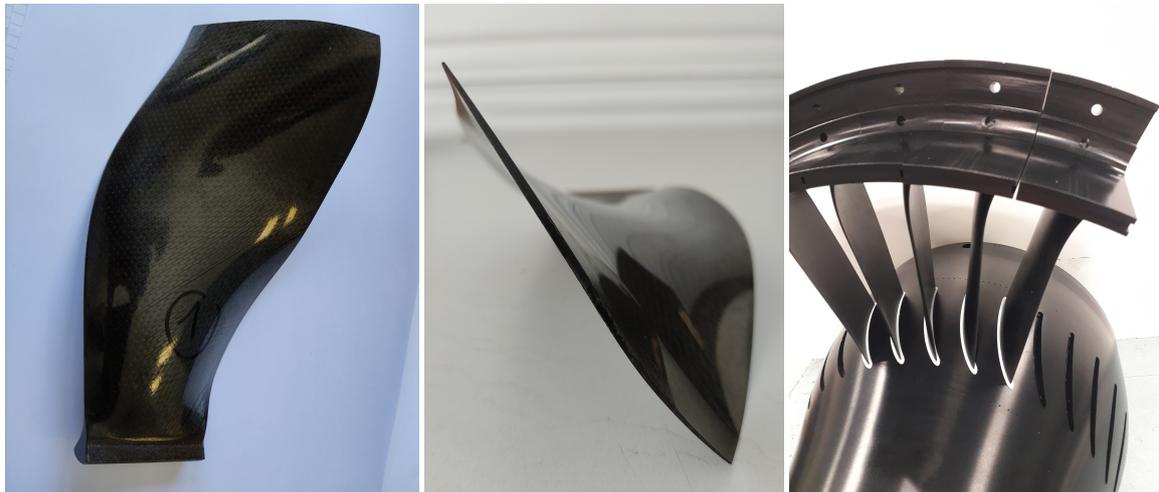
Les principales perspectives de ces travaux sont les campagnes d'essais menées sur la configuration ECL5 qui permettront de créer une riche base de données multi-physique pour la simulation et l'étude des turbomachines. Tous les éléments nécessaires à sa conduite ont été conçus et la fabrication du fan est en cours au moment où est écrit ce mémoire (voir figure 6.28). Plus spé-

1. catana.ec-lyon.fr

cifiquement par rapport aux études aéroélastiques menées, ces essais permettront de valider la méthodologie et les résultats numériques. En particulier, la linéarité des fluctuations pourra être vérifiée grâce à la précision de l'instrumentation. Deux informations sont nécessaires pour cela : la situation vibratoire de la roue aubagée et les fluctuations de l'écoulement. Les jauges de déformation sur les aubes apporteront la connaissance des modes et des diamètres nodaux excités. Hors instabilité, les vibrations observées sur des montages fan précédents [RODRIGUES et al., 2020] sont de l'ordre de 1 mm d'amplitude en tête. À ce niveau de vibration, les fluctuations de pression prédites, de l'ordre de 5 kPa, seront détectables par les mesures pariétales au carter. Des mesures Particle image velocimetry (PIV) pourront aussi être réalisées pour détecter des fluctuations de vitesse de l'ordre de 10 m/s (RAFFEL et al. [2018]).

À partir des analyses proposées, des stratégies de conception pourraient être mises en place pour influencer sur la stabilité d'un fan. Dans le cadre de l'ECL5, il s'agirait de la réduire pour observer plus de phénomènes instables ; tandis que dans un cadre industriel, il s'agirait de l'augmenter. La correction de la stabilité pourrait être réalisée en modifiant l'orientation des nappes composites pour en changer les propriétés modales (fréquence et déformée) tout en minimisant l'impact sur les performances aérodynamiques. Cette piste a déjà été identifiée par, REIBER et BLOCHER [2017] mais jamais testée expérimentalement. Par exemple, deux pistes de modifications des modes pour influencer efficacement sur la stabilité du fan peuvent être avancées au vu des résultats obtenus. Pour la résonance liée à l'écoulement de jeu à vitesse partielle, une modification de la fréquence de quelques pourcents peut suffire à changer le signe de l'amortissement aérodynamique. Pour la vitesse nominale, le mouvement du bord d'attaque produit un travail stabilisant pour toutes les configurations aéroélastiques testées. Réduire son amplitude diminuerait la stabilité du fan.

Enfin les mécanismes d'interaction fluide-structure ont été étudiés dans le cadre d'un fan isolé. Il serait intéressant de considérer les autres éléments présents dans la veine aérodynamique. La réflexion des ondes de pression sur l'entrée d'air peut jouer un rôle important à bas débit et à vitesse partielle sur la stabilité du fan. Par principe de superposition, les contributions de ces éléments supplémentaires s'ajoutent aux mécanismes identifiés sur le fan isolé. Une stratégie possible serait de réaliser des simulations sans vibration de la roue aubagée mais avec des ondes de pression provenant de l'amont dont les caractéristiques peuvent être déterminées par des modèles acoustiques [BONTEMPS, 2021]. Cette méthode permettrait d'approfondir les mécanismes d'interaction avec des éléments externes en les distinguant des mécanismes du fan directement sur lui-même. De même, l'OGV pourrait jouer un rôle en réfléchissant des ondes de pression qui seraient amplifiées en remontant l'écoulement dans le canal inter-aube.



(a) Vue extrados fan

(b) Vue tête fan

(c) Vue OGV

FIGURE 6.28 – Photos de l'ECL5



# Références

- ALLEMANG, R. J. 2003, «The Modal Assurance Criterion – Twenty Years of Use and Abuse», *Journal of Sound and Vibration*, p. 8. [126](#)
- ATASSI, H. M., J. FANG et P. FERRAND. 1995, «Acoustic blockage effects in unsteady transonic nozzle and cascade flows», dans *33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, vol. 95-0303, AIAA, Reno, Nevada, p. 9. [34](#), [166](#), [168](#), [172](#)
- AUNGIER, R. H. 2003, *Axial-Flow Compressors : A Strategy for Aerodynamic Design and Analysis*, American Society of Mechanical Engineers, New York, ISBN 978-0-7918-0192-5. [II](#), [XXIII](#)
- BAKHTIARI, F., F. WARTZEK, S. LEICHTFUSS, H.-P. SCHIFFER, G. GOINIS et E. NICKE. 2015, «Design and Optimization of a New Stator for the Transonic Compressor Rig at TU Darmstadt», dans *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2015*. [105](#)
- BALAY, S., S. ABHYANKAR, M. F. ADAMS, J. BROWN, P. BRUNE, K. BUSCHELMAN, L. DALCIN, V. EIJ-KHOUT, W. D. GROPP, D. KAUSHIK, M. G. KNEPLEY, L. C. MCINNES, K. RUPP, B. F. SMITH, S. ZAMPINI et H. ZHANG. 2015, «PETSc Web page», URL <http://www.mcs.anl.gov/petsc>. [63](#)
- BARREAU, J.-J. et D. GUEDRA DEGEORGES. 2004, «Structures en matériaux composites», *Techniques de l'ingénieur*. [58](#), [97](#)
- BEHESHTI, B. H., J. A. TEIXEIRA, P. C. IVEY, K. GHORBANIAN et B. FARHANIEH. 2004, «Parametric Study of Tip Clearance—Casing Treatment on Performance and Stability of a Transonic Axial Compressor», *Journal of Turbomachinery*, vol. 126, n° 4, doi :10.1115/1.1791643, p. 527–535, ISSN 0889-504X. [VI](#)
- BENDIKSEN, O. O. et P. P. FRIEDMANN. 1982, «The Effect of Bending-Torsion Coupling on Fan and Compressor Blade Flutter», *Journal of Engineering for Power*, vol. 104, n° 3, doi :10.1115/1.3227324, p. 617–623, ISSN 0022-0825. [29](#)
- BENEFICE, G. 2015, *Développement d'une méthode De couplage partitionné fort En vue d'une application aux turbomachines*, thèse de doctorat, ECL. [25](#)
- BERTHELON, T., A. DUGEAI, J. LANGRIDGE et F. THOUVEREZ. 2019, «Analysis of Vortex Ingestion Impact on the Dynamic Response of the Fan in Resonance Condition», dans *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2019 : Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, vol. Volume 7A : Structures and Dynamics, p. 11, doi :10.1115/GT2019-90939. [XIII](#)

- BLAHA, C., S. KABLITZ, D. K. HENNECKE, U. SCHMIDT-EISENLOHR, K. PIRKER et S. HASELHOFF. 2000, «Numerical Investigation of the Flow in an Aft-Swept Transonic Compressor Rotor», dans *Volume 1 : Aircraft Engine; Marine; Turbomachinery; Microturbines and Small Turbomachinery*, American Society of Mechanical Engineers, Munich, Germany, ISBN 978-0-7918-7854-5, p. V001T03A060, doi :10.1115/2000-GT-0490. 7, 11
- BLAZEK, J. 2015, *Computational Fluid Dynamics : Principles and Applications*, Butterworth-Heinemann, ISBN 978-0-12-801172-0. xvi, 52, 71
- DE BOER, A., M. VAN DER SCHOOT et H. BIJL. 2007, «Mesh deformation based on radial basis function interpolation», *Computers & Structures*, vol. 85, n° 11-14, doi :10.1016/j.compstruc.2007.01.013, p. 784–795, ISSN 00457949. 75
- BONTEMPS, T. 2021, *Flottement fan et couplage acoustique : analyse et modélisation*, thèse de doctorat, ECL. xv, 23, 36, 37, 39, 40, 62, 216
- BRANDSTETTER, C., M. JUNGST et H.-P. SCHIFFER. 2017, «Measurements of Radial Vortices, Spill Forward and Vortex Breakdown in a Transonic Compressor», *Journal of Turbomachinery*, doi : 10.1115/GT2017-64576, p. V07BT36A018. 212
- BRANDSTETTER, C., V. PAGES, P. DUQUESNE, B. PAOLETTI, S. AUBERT et X. OTTAVY. 2018, «Project PHARE-2 – a High-Speed UHBR Fan Test Facility for a new Open-Test-Case», dans *ISUAAAT*, p. 10. 8
- BRANDSTETTER, C., B. PAOLETTI et X. OTTAVY. 2019, «Compressible Modal Instability Onset in an Aerodynamically Mistuned Transonic Fan», *Journal of Turbomachinery*, vol. 141(3) : 031004, p. 13. 126
- BUISSON, M. 2020, *Stratégies d'optimisation multi-objectifs par métamodèles de krigeage et de co-krigeage direct avec enrichissement multi-points : Application à la conception 1D d'un fan de refroidissement automobile*, thèse de doctorat, ECL. 49
- CANDEL, S. 1975, «Acoustic conservation principles and an application to plane and modal propagation in nozzles and diffusers», *Journal of Sound and Vibration*, vol. 41, n° 2, doi : 10.1016/S0022-460X(75)80098-8, p. 207–232, ISSN 0022460X. 34
- CARTA, F. O. 1967, «Coupled Blade-Disk-Shroud Flutter Instabilities in Turbojet Engine Rotors», *Journal of Engineering for Power*, vol. 89, n° 3, doi :10.1115/1.3616708, p. 419–426, ISSN 0022-0825. 23, 25
- CARTA, F. O. et A. O. ST. HILAIRE. 1980, «Effect of Interblade Phase Angle and Incidence Angle on Cascade Pitching Stability», *Journal of Engineering for Power*, vol. 102, n° 2, doi :10.1115/1.3230268, p. 391–396, ISSN 0022-0825. 33
- CHI, R. M. et A. V. SRINIVASAN. 1985, «Some Recent Advances in the Understanding and Prediction of Turbomachine Subsonic Stall Flutter», *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 107, n° 2, doi :10.1115/1.3239741, p. 408–417, ISSN 0742-4795. 31, 33
- CLARK, W. et K. C. HALL. 2000, «A Time-Linearized Navier–Stokes Analysis of Stall Flutter», *Journal of Turbomachinery*, p. 10. 62, 77, 78

- CLARK, W. S. et K. C. HALL. 1995, «A Numerical Model of the Onset of Stall Flutter in Cascades», dans *Volume 5 : Manufacturing Materials and Metallurgy; Ceramics; Structures and Dynamics; Controls, Diagnostics and Instrumentation; Education; IGTI Scholar Award*, American Society of Mechanical Engineers, Houston, Texas, USA, ISBN 978-0-7918-7882-8, p. V005T14A033, doi : 10.1115/95-GT-377. 78
- 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, ISSN 00221120. 40
- CUNNAN, W. S. S. 1978, «Design and performance of a 427-meter-per-second-tip-speed two-stage fan having a 2.40 pressure ratio», cahier de recherche, NASA. 7
- DEAN, R. C. 1974, «The fluid dynamic design of advanced centrifugal compressors», *Von Karman Inst. for Fluid Dyn. Advanced Radial Compressors 99 p(SEE N 79-22506 13-37)*. 114
- DERKSEN, R. W. et T. ROGALSKY. 2009, «Optimum aerofoil parameterization for aerodynamic design», dans *Computer Aided Optimum Design in Engineering XI*, p. 197–206, doi :10.2495/OP090181. XIX
- DODDS, J. et M. VAHDATI. 2015, «Rotating Stall Observations in a High Speed Compressor—Part I : Experimental Study», *Journal of Turbomachinery*, vol. 137, n° 5, doi :10.1115/1.4028557, p. 051 002, ISSN 0889-504X. 22
- DOWELL, E. H. 2015, *A Modern Course in Aeroelasticity, Solid Mechanics and Its Applications*, vol. 217, Springer International Publishing, Cham, ISBN 978-3-319-09452-6 978-3-319-09453-3, doi : 10.1007/978-3-319-09453-3. 21
- DUQUESNE, P., S. AUBERT, Q. RENDU et P. FERRAND. 2018a, «Effect of nodal diameter on the local blades vibration on the choke flutter instability in transonic UHBR fan», dans *1 The 15th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines*, p. 10. 33, 63, 134
- DUQUESNE, P., B. MAHIEUX, S. AUBERT et P. FERRAND. 2019a, «Sensitivity of the aerodynamics damping coefficient prediction to the turbulence modelling conjugated with the vibration mode shape», dans *Proceedings of 13th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics ETC13*, Lausanne, Switzerland, p. 12. 66, 75
- DUQUESNE, P., Q. RENDU, S. AUBERT et P. FERRAND. 2019b, «Choke flutter instability sources tracking with linearized calculations», *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, vol. 30, n° 9, doi :10.1108/HFF-06-2018-0281, p. 4155–4166, ISSN 0961-5539. 16, 34
- DUQUESNE, P., Q. RENDU, P. FERRAND et S. AUBERT. 2018b, «Local contribution of blades vibration on the choke flutter instability in transonic UHBR fan», dans *3AF Proceedings*, p. 10. 152
- EPSTEIN, A. H. 2014, «Aeropropulsion for Commercial Aviation in the Twenty-First Century and Research Directions Needed», *AIAA Journal*, vol. 52, n° 5, doi :10.2514/1.J052713, p. 901–911, ISSN 0001-1452, 1533-385X. 3, 4
- FANION, T., M. FERNÁNDEZ et P. LE TALLEC. 2000, «Deriving Adequate Formulations for Fluid-Structure Interaction Problems : from ALE to Transpiration», *Revue Européenne des Éléments Finis*, vol. 9, n° 6-7, doi :10.1080/12506559.2000.10511481, p. 681–708, ISSN 1250-6559. 77

- FERRAND, P., S. AUBERT, L. SMATI, O. BRON et H. ATASSI. 1998, «Nonlinear interaction of upstream propagating sound with transonic flows in a nozzle», dans *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Toulouse, France, doi : 10.2514/6.1998-2213. [6](#), [140](#)
- FERRIA, H., P. FERRAND, F. PACULL et S. AUBERT. 2012, «Numerical investigation of flutter stability in subsonic space turbine blisk with emphasis on cut-on/cut-off modes and interblade phase angles», *Journal of Thermal Science*, vol. 21, n° 6, doi :10.1007/s11630-012-0573-y, p. 492–499, ISSN 1003-2169, 1993-033X. [36](#), [134](#), [152](#), [XLVII](#)
- FIQUET, A.-L. 2021, *Analyse et modélisation de phénomènes aéroélastiques non-synchrones dans un compresseur axial multi-étages*, thèse de doctorat, École Centrale de Lyon. [xxiii](#), [IV](#)
- FRANSSON, T. H. 1999, *Aeroelasticity In Axial-Flow Turbomachines*, von Karman Institute for Fluid Dynamics. [23](#)
- FRANSSON, T. H. et J. M. VERDON. 1992, «Updated report on "Standard Configurations for Unsteady Flow Through Vibrating Axial-Flow Turbomachine-Cascades" Status as of July 1991.», cahier de recherche, Royal Institute of Technology. [7](#)
- FREY, C., G. ASHCROFT, H.-P. KERSKEN et D. SCHLÜSS. 2019, «Flutter Analysis of a Transonic Steam Turbine Blade with Frequency and Time-Domain Solvers», *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, vol. 4, n° 2, doi :10.3390/ijtp4020015, p. 15, ISSN 2504-186X. [62](#), [63](#), [134](#)
- GALLIMORE, S. J., J. J. BOLGER, N. A. CUMPSTY, M. J. TAYLOR, P. I. WRIGHT et J. M. M. PLACE. 2002, «The Use of Sweep and Dihedral in Multistage Axial Flow Compressor Blading—Part I : University Research and Methods Development», *Journal of Turbomachinery*, vol. 124, n° 4, doi : 10.1115/1.1507333, p. 521, ISSN 0889504X. [105](#)
- GAZAIX, M., A. JOLLÈS et M. LAZAREFF. 2002, «The elsA Object-Oriented Computational Tool For Industrial Applications», dans *ICAS 2002 CONGRESS*. [66](#)
- GBADEBO, S. A., N. A. CUMPSTY et T. P. HYNES. 2005, «Three-Dimensional Separations in Axial Compressors», *Journal of Turbomachinery*, vol. 127, n° 2, doi :10.1115/1.1811093, p. 331–339, ISSN 0889-504X. [116](#), [V](#)
- GEZORK, T., P. PETRIE-REPAR et T. FRANSSON. 2016, «A New Visualization Method for Harmonic Unsteady Flows in Turbomachinery», dans *Volume 7B : Structures and Dynamics*, American Society of Mechanical Engineers, Seoul, South Korea, ISBN 978-0-7918-4984-2, doi : 10.1115/GT2016-57822. [82](#), [147](#)
- GIANNAKOGLU, K. C. 1999, «Designing turbomachinery blades using evolutionary methods», dans *ASME 1999 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition*, American Society of Mechanical Engineers, p. V001T03A037–V001T03A037. [XVIII](#)
- GOLUBEV, V. V. et H. M. ATASSI. 1998, «Acoustic–Vorticity Waves In Swirling Flows», *Journal of Sound and Vibration*, vol. 209, n° 2, doi :10.1006/jsvi.1997.1049, p. 203–222, ISSN 0022-460X. [40](#)
- HALL, D. K., A. C. HUANG, A. URANGA, E. M. GREITZER, M. DRELA et S. SATO. 2017, «Boundary Layer Ingestion Propulsion Benefit for Transport Aircraft», *Journal of Propulsion and Power*, vol. 33, n° 5, doi :10.2514/1.B36321, p. 1118–1129, ISSN 0748-4658, 1533-3876. [4](#)

- HANAMURA, Y., H. TANAKA et K. YAMAGUCHI. 1980, «A Simplified Method to Measure Unsteady Forces Acting on the Vibrating Blades in Cascade», *Bulletin of JSME*, vol. 23, n° 180, doi :10.1299/jsme1958.23.880, p. 880–887. [33](#)
- HE, L. 1990, «An Euler Solution for Unsteady Flows Around Oscillating Blades», *Journal of Turbomachinery*, vol. 112, n° 4, doi :10.1115/1.2927714, p. 714–722, ISSN 0889-504X. Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. [76](#)
- HIRT, C. W., A. A. AMSDEN et J. L. COOK. 1974, «An arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds», *Journal of Computational Physics*, vol. 14, n° 3, doi :10.1016/0021-9991(74)90051-5, p. 227–253, ISSN 0021-9991. [61](#)
- HSU, K. et D. HOYNIK. 2011, «A Fast Influence Coefficient Method for Linearized Flutter and Forced-Response Analysis», dans *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Orlando, Florida, ISBN 978-1-60086-950-1, doi :10.2514/6.2011-229. [184](#)
- JAMESON, A., W. SCHMIDT et E. TURKEL. 1981, «Numerical solution of the Euler equations by finite volume methods using Runge Kutta time stepping schemes», dans *14th Fluid and Plasma Dynamics Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Palo Alto, CA, U.S.A., doi :10.2514/6.1981-1259. [54](#), [70](#)
- KANNAN, B. K. et S. N. KRAMER. 1994, «An Augmented Lagrange Multiplier Based Method for Mixed Integer Discrete Continuous Optimization and Its Applications to Mechanical Design», *Journal of Mechanical Design*, vol. 116, n° 2, doi :10.1115/1.2919393, p. 405–411, ISSN 1050-0472. [60](#)
- KERREBROCK, J. L. 1977, *Aircraft engines and gas turbines*, MIT press Cambridge, MA. [31](#)
- KERSKEN, H.-P., C. FREY, C. VOIGT et G. ASHCROFT. 2012, «Time-Linearized and Time-Accurate 3D RANS Methods for Aeroelastic Analysis in Turbomachinery», *Journal of Turbomachinery*, vol. 134, n° 5, doi :10.1115/1.4004749, ISSN 0889-504X, 1528-8900. [62](#)
- KIELB, R. E., J. W. BARTER, J. P. THOMAS et K. C. HALL. 2003, «Blade Excitation by Aerodynamic Instabilities : A Compressor Blade Study», dans *Proceedings of the ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 International Joint Power Generation Conference*, vol. Volume 4, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, p. 399–406, doi :10.1115/GT2003-38634. [22](#)
- KOK, J. C. 1999, «Resolving the Dependence on Freestream Values for the k- Turbulence Model», *AIAA Journal*, doi :10.2514/2.1101. [51](#)
- LALANNE, C. 2010, *Mechanical Vibration and Shock Analysis, Fatigue Damage*, John Wiley & Sons, ISBN 978-0-470-61035-0. Google-Books-ID : HAb8g03RR\_YC. [XII](#)
- LAXALDE, D. 2007, *Etude d'amortisseurs non-linéaires appliqués aux roues aubagées et aux systèmes multi-étages*, thèse de doctorat, Université de Lyon. [56](#), [VIII](#)
- LEE, B. H. K. 2001, «Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speeds», *Progress in Aerospace Sciences*, vol. 37, n° 2, doi :10.1016/S0376-0421(01)00003-3, p. 147–196, ISSN 0376-0421. [34](#)

- LEE, K.-B., M. WILSON et M. VAHDATI. 2018, «Validation of a Numerical Model for Predicting Stalled Flows in a Low-Speed Fan—Part I : Modification of Spalart–Allmaras Turbulence Model», *Journal of Turbomachinery*, vol. 140, n° 5, doi :10.1115/1.4039051, p. 051 008, ISSN 0889-504X. 6, 22
- LEICHTFUSS, S., F. HOLZINGER, C. BRANDSTETTER, F. WARTZEK et H. P. SCHIFFER. 2013, «Aeroelastic Investigation of a Transonic Research Compressor», dans *Volume 7B : Structures and Dynamics*, American Society of Mechanical Engineers, San Antonio, Texas, USA, ISBN 978-0-7918-5527-0, doi :10.1115/GT2013-94730. 207
- 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», dans *GT2019*, Volume 2A : Turbomachinery, ISBN 978-0-7918-5855-4, doi :10.1115/GT2019-90224. V02AT39A004. xxiii, VI
- LIEBLEIN, S., F. C. SCHWENK et R. L. BRODERICK. 1953, «Diffusion factor for estimating losses and limiting blade loadings in axial-flow-compressor blade elements», *Digital Library*. XIX
- LU, Y., J. GREEN, S. C. STAPELFELDT et M. VAHDATI. 2019, «Effect of Geometric Variability on Running Shape and Performance of a Transonic Fan», *Journal of Turbomachinery*, vol. 141, n° 101012, doi :10.1115/1.4044676, ISSN 0889-504X. 6
- MAHAJAN, A. 1993, «An iterative multidisciplinary analysis for rotor blade shape determination | Joint Propulsion Conferences», dans *29th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, doi :10.2514/6.1993-2085. 49
- MARSHALL, J. et M. IMREGUN. 1996, «A Review Of Aeroelasticity Methods With Emphasis On Turbomachinery Applications», *Journal of Fluids and Structures*, vol. 10, n° 3, doi :10.1006/jfls.1996.0015, p. 237–267, ISSN 08899746. 25
- MAY, M. 2012a, *Linearized flutter investigations of mistuned turbomachinery blading*, thèse de doctorat, DLR, Gottingen. URL <https://www.semanticscholar.org/paper/Linearized-flutter-investigations-of-mistuned-May/8c9f40d47b50d47738f238b0e2764cce7682c9a6>. 26
- MAY, M. 2012b, «Reduced Order Modeling for the Flutter Stability Analysis of a Highly Loaded Transonic Fan», dans *Volume 7 : Structures and Dynamics, Parts A and B*, American Society of Mechanical Engineers, Copenhagen, Denmark, ISBN 978-0-7918-4473-1, p. 1593–1602, doi :10.1115/GT2012-69775. xv, 30
- MAY, M. et D. B. GRUBER. 2011, «Reliability of Time-Linearized Flutter Predictions Near The Surge», *European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics*, vol. The 9th European Conference on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics, p. 12. 66
- MENTER, F. R. 1994, «Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications», *AIAA Journal*, vol. 32, n° 8, doi :10.2514/3.12149, p. 1598–1605, ISSN 0001-1452, 1533-385X. 52
- MÖLLER, D., M. JÜNGST, F. HOLZINGER, C. BRANDSTETTER, H.-P. SCHIFFER et S. LEICHTFUSS. 2017, «Mechanism of Nonsynchronous Blade Vibration in a Transonic Compressor Rig», *Journal of Turbomachinery*, vol. 139, n° 1, doi :10.1115/1.4034029, p. 011 002, ISSN 0889-504X, 1528-8900. 24, 34, 207, 215

- MOLLER, D., M. JÜNGST, F. HOLZINGER, C. BRANDSTETTER, H.-P. SCHIFFER et S. LEICHTFUS. 2016, «Numerical Investigation of Tip Clearance Flow Induced Flutter in an Axial Research Compressor», dans *Volume 7B : Structures and Dynamics*, American Society of Mechanical Engineers, Seoul, South Korea, ISBN 978-0-7918-4984-2, p. V07BT34A010, doi :10.1115/GT2016-56956. [209](#)
- OLIVIERA, G. L. 1999, *Analyse numérique de l'effet du défilement des sillages liés aux interactions rotor-stator en turbomachines*, thèse de doctorat, ECL. [98](#)
- OWENS, R., K. HASEL et D. MAPES. 1990, «Ultra high bypass turbofan technologies for the twenty-first century», dans *26th Joint Propulsion Conference*, American Institute of Aeronautics and Astronautics, doi :10.2514/6.1990-2397. \_eprint : <https://arc.aiaa.org/doi/pdf/10.2514/6.1990-2397>. [5](#)
- PAGÈS, V. 2017, «Conception aéro-mécanique de la soufflante ECL5 : Modélisation de l'influence de l'épaisseur des aubes», cahier de recherche, Ecole Centrale de Lyon. [49](#), [94](#), [XIX](#)
- PANOVSKY, J. et R. E. KIELB. 2000, «A Design Method to Prevent Low Pressure Turbine Blade Flutter», *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 122, n° 1, doi :10.1115/1.483180, p. 89–98, ISSN 0742-4795. [31](#)
- PETERS, A., Z. S. SPAKOVSKY, W. K. LORD et B. ROSE. 2015, «Ultrashort Nacelles for Low Fan Pressure Ratio Propulsors», *Journal of Turbomachinery*, vol. 137, n° 2, doi :10.1115/1.4028235, p. 021 001, ISSN 0889-504X, 1528-8900. [6](#)
- PHILIT, M. 2013, *Modelisation, simulation et analyse des instationnarites en écoulement transsonique decolle en vue d'application a l'aeroelasticite des turbomachines*, thèse de doctorat, ECL. [63](#), [66](#), [87](#)
- PHILIT, M., P. FERRAND, S. LABIT, J.-C. CHASSAING, S. AUBERT et T. FRANSSON. 2012, «Derived Turbulence Model to Predict Harmonic Loads in Transonic Separated Flows over a Bump», dans *28th International Congress of the Aeroautical Sciences*, ICAS, Brisbane, Australia, ISBN 978-0-9565333-1-9, p. 11. [63](#)
- PIERRET, S. et R. A. VAN DEN BRAEMBUSSCHE. 1998, «Turbomachinery Blade Design Using a Navier-Stokes Solver and Artificial Neural Network», *Journal of Turbomachinery*, doi :10.1115/98-GT-004, p. V001T01A002. [XVIII](#)
- PLATZER, M. F. et F. O. CARTA. 1988, *AGARD manual on aeroelasticity in axial-flow turbomachines. 2 : Structural dynamics and aeroelasticity*, n° 298 dans AGARDograph, AGARD, Neuilly-sur-Seine, France, ISBN 978-92-835-0467-2. OCLC : 256427263. [56](#), [127](#), [132](#)
- RAFFEL, M., C. E. WILLERT, F. SCARANO, C. J. KÄHLER, S. T. WERELEY et J. KOMPENHANS. 2018, «PIV Uncertainty and Measurement Accuracy», dans *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide*, édité par M. Raffel, C. E. Willert, F. Scarano, C. J. Kähler, S. T. Wereley et J. Kompenhans, Springer International Publishing, Cham, ISBN 978-3-319-68852-7, p. 203–241, doi : 10.1007/978-3-319-68852-7\_6. [216](#)
- RAVEH, D. E. et E. H. DOWELL. 2011, «Frequency lock-in phenomenon for oscillating airfoils in buffeting flows», *Journal of Fluids and Structures*, vol. 27, n° 1, doi :10.1016/j.jfluidstructs.2010.10.001, p. 89–104, ISSN 0889-9746. [24](#)

- REIBER, C. et M. BLOCHER. 2017, «Potential of aeroelastic tailoring to improve flutter stability of turbomachinery compressor blades», dans *Proceedings of 12th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*, Stockholm, Sweden, doi :10.29008/ETC2017-180. xv, 30, 63, 216
- REID, L. et R. D. MOORE. 1978, «Design and overall performance of four highly loaded, high speed inlet stages for an advanced high-pressure-ratio core compressor», cahier de recherche. 11
- RENDU, Q. 2016, *Modélisation des écoulements transsoniques décollés pour l'étude des interactions fluide-structure*, phdthesis, Université de Lyon. xv, xxiii, 9, 15, 17, 23, 51, 63, 152, 215, IV
- RENDU, Q., S. AUBERT et P. FERRAND. 2017, «Influence of reduced frequency on choke flutter instability in transonic UHBR fan», dans *IFASD 2017*, p. 15. 31
- RENDU, Q., S. AUBERT et P. FERRAND. 2020, «Numerical identification of mechanisms triggering 2D choke flutter in transonic fan», *Journal of Fluids and Structures*, vol. 97, doi :10.1016/j.jfluidstructs.2020.102879, p. 102 879, ISSN 0889-9746. 15, 152
- RENDU, Q., M. PHILIT, Y. ROZENBERG, S. LABIT et J.-C. CHASSAING. 2015, «Time-linearized and harmonic balance navier-stokes computations of a transonic flow over an oscillating bump», dans *Proceedings of the 14th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines*, Stockholm, Sweden, p. 14. 63
- RENDU, Q., M. VAHDATI et L. SALLES. 2019, «Radial Decomposition of Blade Vibration to Identify a Stall Flutter Source in a Transonic Fan», *Journal of Turbomachinery*, vol. 141, n° 101011, doi : 10.1115/1.4044484, ISSN 0889-504X. 23
- RIENSTRA, S. 2001, «Cut-on, Cut-Off Transition of Sound in Slowly Varying Flow Ducts», cahier de recherche, Eindhoven University of Technology, Eindhoven University of Technology, The Netherlands. XL
- RIENSTRA, S. W. 1999, «Sound transmission in slowly varying circular and annular lined ducts with flow», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 380, doi :10.1017/S0022112098003607, p. 279–296, ISSN 1469-7645, 0022-1120. Publisher : Cambridge University Press. 37
- RIENSTRA, S. W. 2015, «Fundamentals of Duct Acoustics», cahier de recherche, Technische Universiteit Eindhoven, Technische Universiteit Eindhoven. xv, 36, 37, 38
- RODRIGUES, M., L. SOULAT, B. PAOLETTI, X. OTTAVY et C. BRANDSTETTER. 2020, «Aerodynamic investigation of a composite low-speed fan for uhbr application», dans *Proceedings of Proceedings of ASME Turbo Expo 2020 & Turbomachinery Technical Conference and Exposition*, ASME, London, UK, p. 13. 51, 67, 126, 209, 216
- ROGALSKY, T. 2004, *Acceleration of differential evolution for aerodynamic design*, thèse de doctorat, University of Manitoba. 94, XIX, XXI
- RUFFINI, V. 2016, *Coriolis effects in bladed discs*, thèse de doctorat, Imperial College of London. 56
- SANDERS, A. J., K. K. HASSAN et D. C. RABE. 2004, «Experimental and Numerical Study of Stall Flutter in a Transonic Low-Aspect Ratio Fan BliSk», *Journal of Turbomachinery*, vol. 126, n° 1, doi:10.1115/1.1645532, p. 166–174, ISSN 0889-504X. Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection. 23

- SASAKI, T. et F. BREUGELMANS. 1998, «Comparison of Sweep and Dihedral Effects on Compressor Cascade Performance», *Journal of Turbomachinery*, vol. 120, n° 3, doi :10.1115/1.2841738, p. 454–463, ISSN 0889-504X. [105](#), [VI](#)
- SAYMA, A. I., J. G. MARSHALL, M. IMREGUN et M. VAHDATI. 2001, «Mechanisms and Prediction Methods for Fan Blade Stall Flutter», *Journal of Propulsion and Power*, vol. 17, n° 5, doi :10.2514/2.5850, p. 1100–1108, ISSN 0748-4658, 1533-3876. [37](#), [62](#), [63](#)
- SCHMID, T., T. LENGYEL-KAMPMANN, T. SCHIMDT et E. NICKE. 2019, «Optimization of a carbon fiber composite blade of a counter-rotating fan for aircraft engines», dans *Proceedings of 13th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*, Lausanne, Switzerland. [30](#), [102](#), [120](#)
- SCHUFF, M., T. LENGYEL-KAMPMANN et N. FORSTHOFER. 2017, «Influence of the Steady Deformation on Numerical Flutter Prediction for Highly Loaded and Flexible Fan Blades», dans *Volume 7B : Structures and Dynamics*, American Society of Mechanical Engineers, Charlotte, North Carolina, USA, ISBN 978-0-7918-5093-0, doi :10.1115/GT2017-64027. [30](#), [120](#), [VIII](#)
- SCHULZ, H., H. GALLUS et B. KAKSHMINARAYANA. 1990, «Three-dimensional separated flow field in the endwall region of an annular compressor cascade in the presence of rotor-stator interaction : Part 1—Quasi-Steady flow field and comparison with steady-state data.», *Journal of Turbomachinery*. [xxiii](#), [V](#)
- SMATI, L. 1997, *Contribution au développement d'une méthode numérique d'analyse des écoulements instationnaires. Applications aux turbomachines.*, thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique. [63](#)
- SMATI, L., S. AUBERT et P. FERRAND. 1998, «Comparison of Numerical Schemes to Investigate Blade Flutter», *Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity of Turbomachines*. [51](#)
- SOULAT, L. 2010, *Définition analyse et optimisation aérodynamique d'un nouveau concept de traitement de carter au moyen d'outils numériques. Application aux turbomachines bass vitesse.*, thèse de doctorat, ECL. [52](#), [70](#), [78](#)
- SRINIVASAN, A. V. 1997, «Flutter and Resonant Vibration Characteristics of Engine Blades», *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 119, n° 4, doi :10.1115/1.2817053, p. 742–775, ISSN 0742-4795. [29](#), [31](#)
- STAPELFELDT, S. et C. BRANDSTETTER. 2020, «Non-synchronous vibration in axial compressors : Lock-in mechanism and semi-analytical model», *Journal of Sound and Vibration*, vol. 488, doi : 10.1016/j.jsv.2020.115649, p. 115 649, ISSN 0022-460X. [6](#), [24](#), [211](#)
- STRAZISAR, J., R. WOOD, D. HATHAWAY et L. SUDER. 1989, «Laser Anemometer Measurements in a Transonic Axial-Flow Fan Rotor», NASA Technical Paper 2879, NASA. [11](#)
- SUN, S., S. WANG, S. CHEN, C. TAO, L. CAI et J. CHEN. 2019, «The impact of various forward sweep angles on the performance of an ultra-high-load low-reaction transonic compressor rotor», *Applied Thermal Engineering*, vol. 150, doi :10.1016/j.applthermaleng.2019.01.045, p. 953–966, ISSN 13594311. [VI](#)

- TAYLOR, J. V. et R. J. MILLER. 2017, «Competing Three-Dimensional Mechanisms in Compressor Flows», *Journal of Turbomachinery*, vol. 139, n° 2, doi :10.1115/1.4034685, ISSN 0889-504X, 1528-8900. [116](#), [V](#)
- TIJDEMAN, H. 1977, *Investigations of the transonic flow around oscillating airfoils*, thèse de doctorat, TU Delft. [35](#)
- TYLER, J. M. et T. G. SOFRIN. 1962, «Axial Flow Compressor Noise Studies», *SAE Technical Paper*, p. 24, ISSN 0148-7191. [36](#)
- VAHDATI, M. et N. CUMPSTY. 2015, «Aeroelastic Instability in Transonic Fans», *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, vol. 138, n° 2, doi :10.1115/1.4031225, p. 022 604, ISSN 0742-4795. [37](#)
- VAHDATI, M., A. I. SAYMA, J. G. MARSHALL et M. IMREGUN. 2012, «Mechanisms and Prediction Methods for Fan Blade Stall Flutter», *Journal of Propulsion and Power*. [6](#)
- VAHDATI, M., G. SIMPSON et M. IMREGUN. 2011, «Mechanisms for Wide-Chord Fan Blade Flutter», *Journal of Turbomachinery*, vol. 133, n° 4, doi :10.1115/1.4001233, p. 041 029, ISSN 0889504X. [23](#)
- VAHDATI, M., N. SMITH et F. ZHAO. 2015, «Influence of Intake on Fan Blade Flutter», *Journal of Turbomachinery*, vol. 137, n° 8, doi :10.1115/1.4029240, p. 081 002, ISSN 0889-504X. [24](#), [37](#), [81](#)
- VALID, R. et R. OHAYON. 1985, «Théorie et calcul statique et dynamique des structures à symétries cycliques», *La recherche Aérospatiale*, vol. 4, p. 251–263. [VIII](#)
- WANG, J., R. PATON et J. R. PAGE. 1999, «The draping of woven fabric preforms and prepregs for production of polymer composite components», *Composites Part A : Applied Science and Manufacturing*, vol. 30, n° 6, doi :10.1016/S1359-835X(98)00187-0, p. 757–765, ISSN 1359-835X. [96](#)
- WILDHEIM, S. 1979, «Excitation of Rotationally Periodic Structures | Journal of Applied Mechanics | ASME DC», *Journal of Turbomachinery*, vol. 46. [XIV](#)
- WILSON, M. J., M. IMREGUN et A. I. SAYMA. 2006, «The Effect of Stagger Variability in Gas Turbine Fan Assemblies», *Journal of Turbomachinery*, vol. 129, n° 2, doi :10.1115/1.2437776, p. 404–411, ISSN 0889-504X. [6](#)
- YANG, H., B. WANG, Z. SHEN et Y. ZHENG. 2014, «Comparative analysis of numerical methods for rotor blade unrunning design», dans *6th International Symposium on Fluid Machinery and Fluid Engineering*. [49](#)
- ZHAO, F., J. NIPKAU et M. VAHDATI. 2016, «Influence of acoustic reflection on flutter stability of an embedded blade row», dans *Proceedings of 11th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*, p. 13. [37](#)

# Notions sur le fonctionnement aérodynamique d'un fan de turboréacteur aéronautique

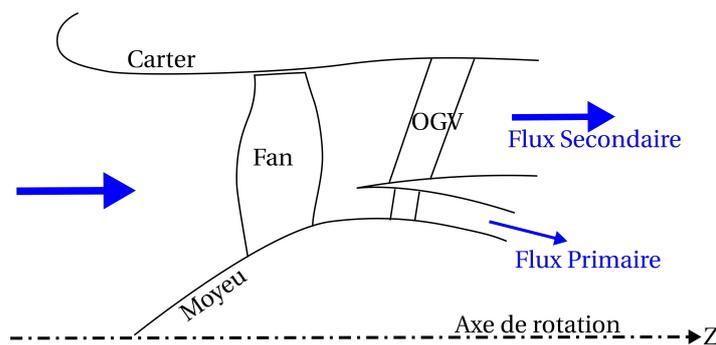


FIGURE A.1 – Schéma d'un étage fan

## A.1 Grandeurs aérodynamiques caractéristiques

### A.1.1 Performances

En plus de la vitesse de rotation  $\Omega$ , la plage de fonctionnement d'un fan (comme d'un compresseur) telle qu'illustrée figure 1.2 est caractérisée à partir de trois grandeurs aérodynamiques permettant de définir ses performances :

- Le débit masse  $\dot{m}$ .
- Le taux de pression « totale à totale »  $\Pi_{t-t}$ . C'est le ratio de la pression totale en sortie et de la pression totale en entrée du système :

$$\Pi_{t-t} = \frac{p_t^{sortie}}{p_t^{entrée}} \quad (\text{A.1})$$

- Le rendement isentropique  $\eta$ . Il compare le travail réalisé par le compresseur au travail qu'il aurait été possible d'apporter au fluide si la transformation avait été isentropique. Ce ren-

dement peut s'écrire à partir de l'enthalpie totale  $h_t$  :

$$\eta = \frac{h_{t,is}^{sortie} - h_t^{entrée}}{h_t^{sortie} - h_t^{entrée}} \quad (\text{A.2})$$

avec  $h_{t,is}$  l'enthalpie totale qui aurait été obtenue par transformation isentropique. En considérant la loi de Laplace avec la capacité calorifique à pression constante  $c_p$  fixe, le rendement isentropique se réécrit sous la forme :

$$\eta = \frac{T_t^{entrée} \left( \Pi_{t-t}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)}{T_t^{sortie} - T_t^{entrée}} \quad (\text{A.3})$$

avec  $T_t$  la température totale et  $\gamma$  le rapport des capacités thermiques.

### A.1.2 Conditions de fonctionnement standardisées

La plage de fonctionnement et le rendement dépendent des conditions génératrices en entrée de la veine, c'est-à-dire des conditions atmosphériques. Il est possible de s'affranchir de ces conditions à l'aide du principe de similitude tel que décrit par AUNGIER [2003]. Ce principe permet de définir un débit  $\dot{m}_{std}$  et une vitesse de rotation  $\Omega_{std}$  standardisés à l'aide des expressions suivantes :

$$\dot{m}_{std} = \dot{m} \frac{P_t^{ref}}{P_t^{entrée}} \sqrt{\frac{T_t^{entrée}}{T_t^{ref}}} \quad (\text{A.4})$$

$$\Omega_{std} = \Omega \frac{T_t^{ref}}{T_t^{entrée}} \quad (\text{A.5})$$

avec  $(T_t^{ref}, P_t^{ref})$  les grandeurs totales de référence et  $(T_t^{entrée}, P_t^{entrée})$  les grandeurs totales à l'entrée de la machine. Les conditions de références sont fixées à  $T_t^{ref} = 288.15$  K et  $P_t^{ref} = 101325$  Pa. Pour les simulations présentées dans ces travaux, on se place toujours dans les conditions génératrices de référence. On a donc :

$$\dot{m}_{std} = \dot{m} \quad (\text{A.6})$$

$$\Omega_{std} = \Omega \quad (\text{A.7})$$

### A.1.3 Coefficients de charge et de débit

Les coefficients de charge et de débit permettent de comparer différentes configurations de compresseur entre elles en adimensionnant leurs performances. Ils permettent également de réaliser un pré-dimensionnement d'un compresseur (voir AUNGIER [2003]). D'une manière générale, plus le coefficient de charge est élevé et plus le coefficient de débit doit l'être également.

Le coefficient de charge  $\Psi_c$  traduit l'énergie transmise au fluide par rapport à l'énergie cinétique de l'aube. Il s'exprime suivant l'expression :

$$\Psi_c = \frac{h_t^{sortie} - h_t^{entrée}}{U_e^2} \quad (\text{A.8})$$

avec  $U_e$  la vitesse d'entraînement. Pour un fan, la plage de la vitesse d'entraînement varie beaucoup le long de l'envergure, on utilise la vitesse d'entraînement à l'extrémité de l'aube. Le maximum du coefficient de charge est de 1. Comme pour le rendement isentropique, le coefficient de charge s'exprime à partir du taux de pression :

$$\Psi_c = \frac{c_p T_t^{entrée} \left( \Pi_{t-t}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right)}{U_e^2} \quad (\text{A.9})$$

Le coefficient de débit  $\Phi_d$  permet d'adimensionner le débit :

$$\Phi_d = \frac{\dot{m}}{\rho^{entrée} S^{entrée} U_e} \quad (\text{A.10})$$

avec  $\rho$  la masse volumique et  $S$  la surface de la section en entrée.

## A.2 Description de l'écoulement dans un fan

L'écoulement d'un étage de compression fan + OGV est complexe. La méthode la plus simple pour analyser l'écoulement dans une roue aubagée consiste à se placer dans le référentiel tournant à la même vitesse que celle-ci autour de l'axe de la machine. Dans ce référentiel, l'écoulement est alors stationnaire dans des conditions de fonctionnement stables. On utilise donc le référentiel tournant pour les rotors et le référentiel fixe pour les stators.

Afin d'analyser l'écoulement stationnaire, celui-ci est classiquement divisé en un écoulement principal et un écoulement secondaire. La distinction entre ces deux types d'écoulements n'est pas parfaitement établie. L'écoulement principal peut être considéré comme étant l'écoulement dont la composante de vitesse est à peu près alignée avec les profils des aubes et dirigée de l'amont vers l'aval. Les écoulements secondaires sont les écoulements dont la composante transverse à l'écoulement principal est majoritaire.

### A.2.1 Écoulement principal

Les topologies de l'écoulement principal rencontrées sur fan basse vitesse sont illustrées sur la figure A.2. Pour un fonctionnement dans des conditions nominales (figure A.2a), l'incidence sur l'aube est positive et l'accélération du fluide sur l'extrados forme une zone supersonique. Cette zone est délimitée à l'amont par une ligne sonique (LS) partant du bord d'attaque. À l'aval l'écoulement forme une onde de choc (OdC) pour repasser à des vitesses d'écoulement subsoniques. Plus l'incidence est élevée et plus l'onde de choc remonte vers le bord d'attaque. À vitesse de rotation constante, une augmentation de l'incidence est causée par une diminution du débit. À l'inverse lorsque l'incidence est suffisamment négative, l'onde de choc traverse le canal inter-aube (figure A.2b). Le débit ne peut plus augmenter et le blocage sonique est atteint. Enfin lorsque l'accélération sur l'extrados est faible, l'écoulement peut être entièrement subsonique (figure A.2c). Cela se produit pour les régimes partiels sur toute l'envergure de l'aube ou bien sur une portion de l'aube pour les régimes transsoniques, car la vitesse d'entraînement  $U_e$  est beaucoup plus faible en pied

qu'en tête pour un fan.

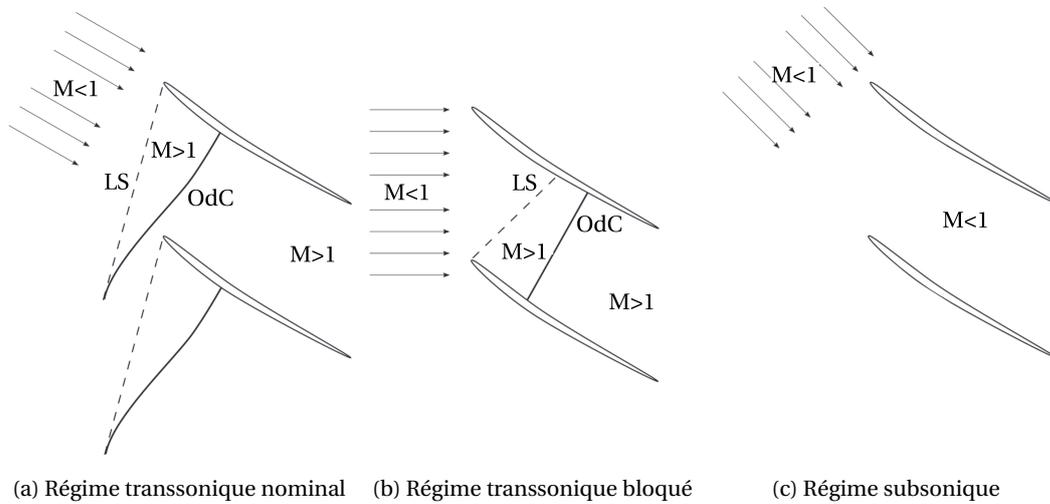


FIGURE A.2 – Vue d'un plan aube à aube. Topologies caractéristiques de l'écoulement principal dans le canal inter-aube pour un fan transsonique ( $M$  : nombre de Mach, LS : ligne sonique, OdC : onde de choc) (d'après RENDU [2016])

La veine aérodynamique d'un compresseur est définie par trois éléments : le moyeu, le carter et les aubes des différentes roues aubagées. Toutes ces surfaces génèrent des couches limites par adhérence. Dans une approche 2D, on peut distinguer deux comportements de la couche limite : elle peut être attachée ou décollée. Lorsque la couche limite est attachée (figure A.3a), les lignes de courant et les vecteurs vitesse sont orientés vers l'aval dans la couche limite. Lorsque le gradient de pression à l'aval est trop important, la couche limite devient décollée et son épaisseur augmente fortement. En 2D, une couche limite décollée se caractérise par un écoulement de retour dans la zone décollée et l'apparition d'un point de séparation. Les couches limites décollées peuvent être considérées comme des écoulements secondaires, car le fluide ne suit plus la direction du profil. Un troisième cas intermédiaire existe également : la bulle de décollement. Dans ce cas, l'écoulement décolle localement, mais la couche limite se raccroche à une position plus aval où le gradient de pression est plus favorable. Les bulles de décollement sont le plus souvent observées là où le gradient de pression adverse est le plus important : proche du bord d'attaque et à l'aval des ondes de choc.

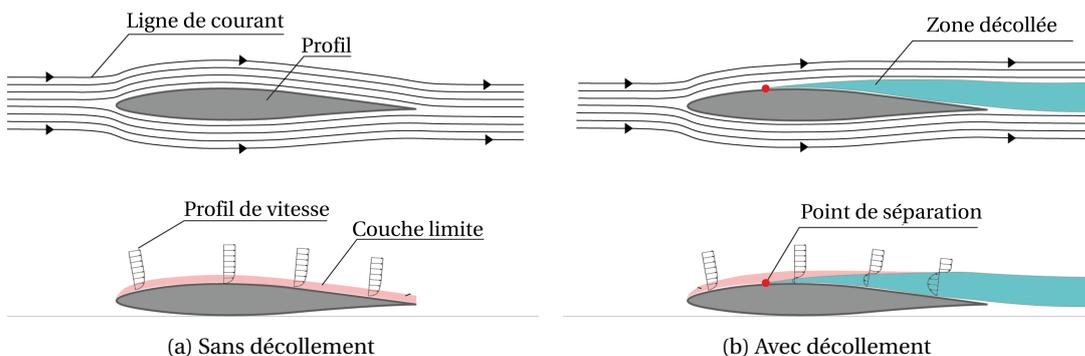


FIGURE A.3 – Illustration de la couche limite 2D autour d'un profil dans un cas attaché (à gauche) ou décollé (à droite) (d'après FIQUET [2021])

Les principales caractéristiques de l'écoulement principal ont été présentées dans une approche 2D. Avec l'amélioration des méthodes numériques et l'augmentation de la puissance de calcul, les aubes sont aujourd'hui directement conçues en 3D. Il en résulte des formes tri-dimensionnelles complexes qui répondent au besoin de limiter des écoulements secondaires délétères pour le fonctionnement du fan.

### A.2.2 Principaux écoulements secondaires

Les écoulements des turbomachines sont caractérisés par de nombreux écoulements secondaires. Les écoulements secondaires limitent le rendement qui peut être réalisé par le compresseur. En plus des couches limites décollées qui ont été décrites précédemment, les écoulements secondaires les plus notables dans les étages fans sont le décollement de coin en pied de l'OGV et l'écoulement de jeu en tête du fan.

Le **décollement de coin** est un écoulement secondaire qui est causé par le mélange des couches limites de la veine et de l'aube. Cette zone de mélange forme une zone de recirculation délimitée par une surface de séparation [GBADEBO et al., 2005]. La taille d'un décollement de coin peut brusquement augmenter lorsque l'incidence augmente ce qui produit de fortes instabilités qui limitent la plage de fonctionnement proche de la limite d'opérabilité à bas débit [TAYLOR et MILLER, 2017], on parle alors de décollement de coin ouvert. Dans un étage fan, le décollement de coin est maximal entre le moyeu et l'OGV car l'aube est fixe et les effets centrifuges favorisent une migration radiale de l'écoulement vers le carter.

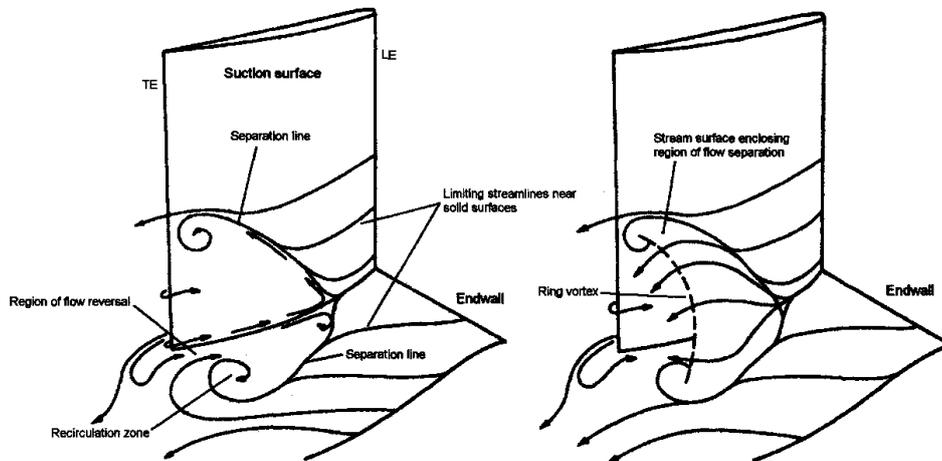


FIGURE A.4 – Topologie d'un décollement de coin [SCHULZ et al., 1990]

La présence d'un jeu fonctionnel entre les aubes du fan et le carter génère un **écoulement de jeu**. La différence de pression entre l'intrados et l'extrados de l'aube crée un écoulement dans le jeu depuis l'intrados vers l'extrados. Cet écoulement en tête d'aube génère des structures tourbillonnaires dans le canal inter-aube représentées sur la figure A.5. La plus énergétique de ces structures est le tourbillon de jeu. Il délimite la zone de l'écoulement de jeu par rapport à l'écoulement amont. L'écoulement de jeu est maximal proche de la limite d'opérabilité à bas débit, car les aubes sont alors plus chargées et la différence de pression entre l'intrados et l'extrados est plus importante.

Ces deux écoulements secondaires gagnent en intensité relative par rapport à l'écoulement principal lorsque le débit diminue. Ils causent une baisse des performances et peuvent être res-

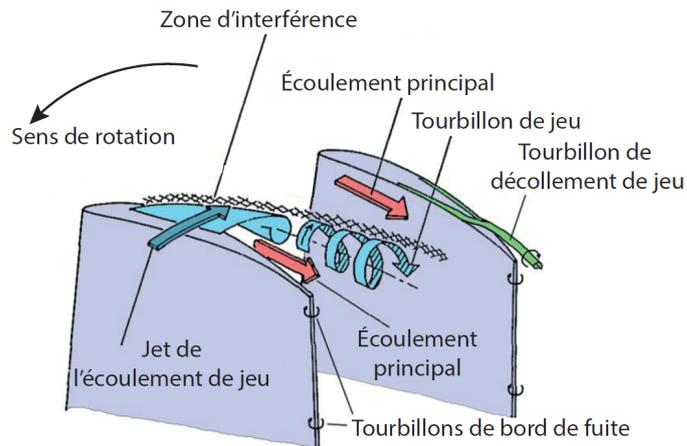


FIGURE A.5 – Topologie de l'écoulement de jeu entre une aube et le carter [LEITNER et al., 2019]

possibles d'instabilités aérodynamiques pouvant aller jusqu'au pompage. Un fort enjeu de la conception d'un fan est de parvenir à les réduire au maximum. Pour l'écoulement de jeu, la première méthode de contrôle consiste à réduire sa taille, ce qui permet de réduire le débit au-dessus de la tête de l'aube et donc ses effets [BEHESHTI et al., 2004]. Pour le décollement de coin [SASAKI et BREUGELMANS, 1998] et l'écoulement de jeu [SUN et al., 2019], l'utilisation de géométries tri-dimensionnelles permet également de réduire leur impact sur les performances.

## Notions sur la statique et la dynamique d'une roue aubagée

La plage de fonctionnement d'un fan peut être limitée par les phénomènes aérodynamiques instationnaires qui font chuter les performances (pompage, décollement tournant), mais aussi par le risque de défaillance structurelle des roues aubagées. Ces dernières sont soumises à deux types de contraintes mécaniques : les contraintes statiques et les contraintes dynamiques. Les contraintes statiques, ou moyennes, sont générées par les forces aérodynamiques stationnaires et les effets centrifuges. Les contraintes dynamiques, ou alternées, sont générées par les forces instationnaires qui provoquent des vibrations de la roue aubagée. Les contraintes statiques seules sont le plus souvent trop faibles pour provoquer des dommages structurels. C'est la combinaison avec les contraintes dynamiques qui peut provoquer une détérioration de la roue aubagée par fatigue pouvant aller jusqu'à la rupture. La plage de fonctionnement est donc restreinte aux zones pour lesquelles les vibrations sont suffisamment faibles.

En considérant un système mécanique dont l'ensemble des degrés de liberté de déplacement  $u$  sont regroupés sous le vecteur  $\mathbf{U}$ , l'équation discrétisée du mouvement du système couplé aéromécanique peut être exprimée dans le référentiel tournant suivant l'équation :

$$M\ddot{\mathbf{U}}(t) + (D + G_y)\dot{\mathbf{U}}(t) + K\mathbf{U}(t) = \mathbf{F}(t) \quad (\text{B.1})$$

avec  $\mathbf{F}$  les forces aérodynamiques et centrifuges appliquées à la roue aubagée.  $M$  désigne la matrice de masse,  $D$  la matrice d'amortissement et  $K$  la matrice de raideur du système. La matrice  $G_y$  gyroscopique est propre aux systèmes en rotation. Les effets gyroscopiques sont d'autant plus faibles que le disque est compact. Ils sont considérés négligeables dans ces travaux. La matrice de raideur  $K$  peut se décomposer ainsi :

$$K = K_{\text{élas}} + K_{\text{cent}} + K_{\text{acc.ang}} + K_{\text{précontrainte}} \quad (\text{B.2})$$

avec  $K_{\text{élas}}$  la matrice de raideur élastique propre au système, les matrices d'assouplissement centrifuge  $K_{\text{cent}}$  et d'accélération angulaire  $K_{\text{acc.ang}}$  propres aux systèmes en rotation et la matrice de pré-contrainte  $K_{\text{précontrainte}}$  provenant du chargement statique pour le calcul d'une perturbation à partir d'un état d'équilibre.

## B.1 Déformation statique des roues aubagées

Les principaux efforts statiques appliqués aux rotors tels que les fans sont les efforts centrifuges et le chargement aérodynamique. Sur les stators tels que l'OGV, les aubes sont soumises uniquement au chargement aérodynamique. En négligeant les efforts visqueux, le chargement aérodynamique peut être restreint aux forces de pression sur la surface de l'aube. Le système couplé fluide-structure statique s'écrit :

$$K\bar{\mathbf{U}} = \mathbf{F}_{pres} + \mathbf{F}_{cent} \text{ avec } K = K_{\acute{e}las} + K_{cent} \quad (\text{B.3})$$

Les efforts statiques ont un effet géométrique non négligeable sur les aubes. Par exemple, le calage des aubes a tendance à varier sous les effets combinés de la rotation et des chargements aérodynamiques. Cette déformation a donc des conséquences sur le comportement aérodynamique stationnaire de l'aube [SCHUFF et al., 2017]. En particulier, les changements de forme peuvent être d'autant plus importants que les géométries sont complexes, ce qui est le cas des aubes de fan UHBR. En chaque point de la plage de fonctionnement, la géométrie de l'aube que voit l'écoulement est donc différente. Le plus souvent, la forme des aubes est moins sensible à la variation des efforts aérodynamiques le long d'une iso-vitesse qu'à la variation de la vitesse de rotation le long d'une ligne de fonctionnement. Ainsi, il est possible de considérer que la géométrie de l'aube pour les simulations aérodynamiques ne dépend pas du point de fonctionnement le long d'une iso-vitesse.

## B.2 Modes mécaniques des structures à symétrie cyclique

Cette section décrit les particularités des modes propres des roues aubagées. Les principaux outils d'analyse permettant de les caractériser seront introduits dans les sections suivantes.

Sur une roue aubagée, les aubes sont le plus souvent considérées identiques entre elles tant au niveau de la géométrie que des propriétés des matériaux. Dans ce cas, on parle de configuration « accordée ». Les roues aubagées sont alors des structures à symétrie cyclique dont le nombre de répétitions est égal au nombre d'aubes  $N_a$ . La théorie des calculs statique et dynamique des structures à symétrie cyclique a été développée par VALID et OHAYON [1985]. La modélisation mécanique des structures à symétrie cyclique est détaillée dans le thèse de LAXALDE [2007]. Les modes propres sont obtenus par la décomposition du déplacement  $\mathbf{U}(t)$  sur une base modale :

$$\mathbf{U}(t) = \sum_{l=1}^{N_{mode}} \sum_{\kappa=1}^{\kappa_{max}} \Psi_{l,\kappa} a_{l,\kappa}(t) \quad (\text{B.4})$$

$$\mathbf{U}(t) = \text{Re} \left( \sum_{l=1}^{N_{mode}} \sum_{\kappa=1}^{\kappa_{max}} a_{l,\kappa}^0 \Psi_{l,\kappa} e^{i\omega_{l,\kappa} t} \right) \quad (\text{B.5})$$

avec  $N_{mode}$  le nombre de modes considérés,  $a_{l,\kappa}^0$  un entier réel positif définissant l'amplitude du mode propre. Les grandeurs  $(\Psi_{l,\kappa}, \omega_{l,\kappa}^2)$  sont un couple vecteur propre / valeur propre du système harmonique de la roue aubagée :

$$\left( -\omega_{l,\kappa}^2 M + K \right) \Psi_{l,\kappa} = 0 \quad (\text{B.6})$$

En symétrie cyclique, les valeurs propres et les vecteurs propres définissant respectivement les pulsations et les déformées modales sont caractérisés par un indice harmonique  $\kappa$  en plus d'un indice de mode  $l$ . Cet indice harmonique est un entier compris entre 0 et  $N_a/2$  si  $N_a$  est pair et entre 0 et  $(N_a - 1)/2$  si  $N_a$  est impair. Il définit la forme des déformées modales sur la circonférence de la roue aubagée :

- Si  $\kappa = 0$ , toute la roue aubagée vibre en phase. Les aubes se déplacent toutes de façon identique et simultanément. La déformée modale de ce type de mode est illustrée figure B.1a.
- Si  $\kappa = N_a/2$ , les aubes adjacentes vibrent en opposition de phase par rapport à leurs voisines immédiates. La roue aubagée est donc divisée en  $N_a$  secteurs qui subissent des déplacements de manière alternée.
- Pour toutes les autres valeurs de  $\kappa$ , la roue est divisée en  $2\kappa$  secteurs qui subissent des déplacements alternativement dans un sens et dans l'autre, tel que représenté sur la figure B.1. Par exemple, la figure B.1b présente la déformée modale d'un mode  $\kappa = 1$ . Il existe alors  $\kappa$  lignes sur lesquelles le déplacement est nul à un instant donné : ces lignes sont appelées diamètres nodaux. On parle ainsi de modes à nombre de diamètres nodaux. Pour ces indices harmoniques, la résolution du système harmonique B.6 aboutit à des valeurs propres doubles dont les vecteurs propres sont orthogonaux et stationnaires (voir figure B.2). Ces vecteurs propres se différencient uniquement par le fait que la déformée modale est tournée de la moitié de l'angle entre deux diamètres nodaux. Comme cela correspond à un quart de la période angulaire, on les identifie comme le mode « cosinus » et le mode « sinus » associé à une fréquence propre. Ces vecteurs propres forment une base associée à la valeur propre de telle sorte que toute combinaison linéaire de ces vecteurs est aussi un vecteur propre.

La résolution du système harmonique par les solveurs mécaniques est réalisée de façon à fournir les modes stationnaires. Cependant pour l'analyse aéroélastique instationnaire des vibrations, il est préférable d'utiliser une approche tournante qui correspond mieux à la physique des excitations aérodynamiques sur la roue aubagée. Il est donc préférable d'exprimer ces déformées modales sous la forme de deux ondes tournantes contra-rotatives l'une par rapport à l'autre. Un mode mécanique tournant est désigné par son « diamètre nodal », ou *nodal diameter* (ND). Le diamètre nodal d'un mode désigne à la fois le nombre de diamètres nodaux de la déformée modale et son sens de rotation. Le diamètre nodal est un entier relatif :  $ND = \pm\kappa$ . Par convention, il est positif si le mode se propage dans la direction où pointe le bord d'attaque des aubes. Les vecteurs propres complexes associés aux diamètres nodaux sont :

$$\Psi_{l,ND=+\kappa} = \Psi_{l,\kappa}^{\cos} + i\Psi_{l,\kappa}^{\sin} \quad (\text{B.7})$$

$$\Psi_{l,ND=-\kappa} = \Psi_{l,\kappa}^{\cos} - i\Psi_{l,\kappa}^{\sin} \quad (\text{B.8})$$

et pour les modes d'indices harmoniques  $\kappa = 0$  et  $\kappa = N_a/2$ , on a simplement :

$$\Psi_{l,ND=0} = \Psi_{l,0} \quad (\text{B.9})$$

$$\Psi_{l,ND=N_a/2} = \Psi_{l,ND=-N_a/2} = \Psi_{l,N_a/2} \quad (\text{B.10})$$

Le mode  $k = N_a/2$  est le cas limite sans sens de rotation pour les diamètres nodaux négatifs et

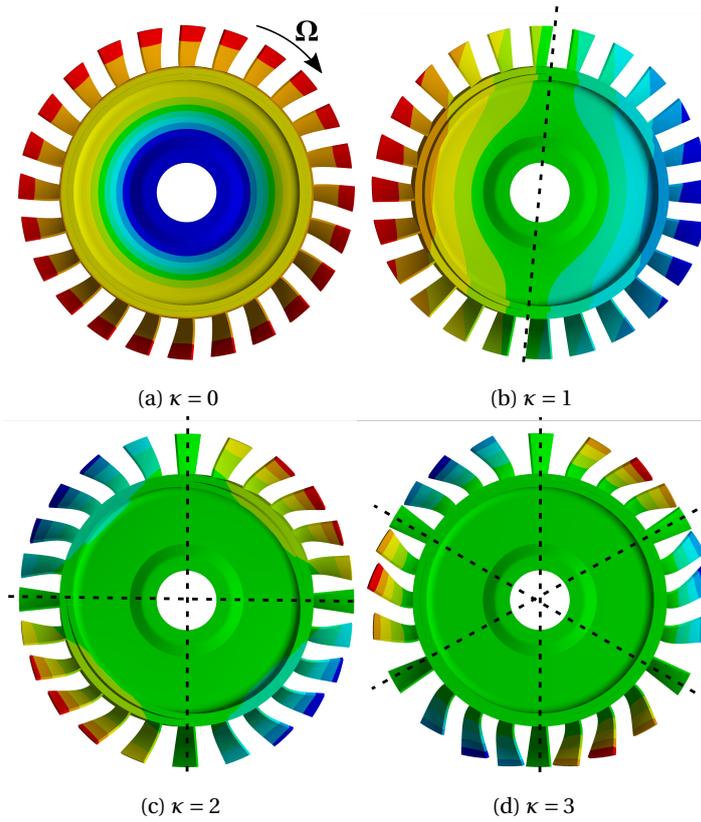


FIGURE B.1 – Exemple de déformées modales pour différents indices harmoniques  $\kappa$

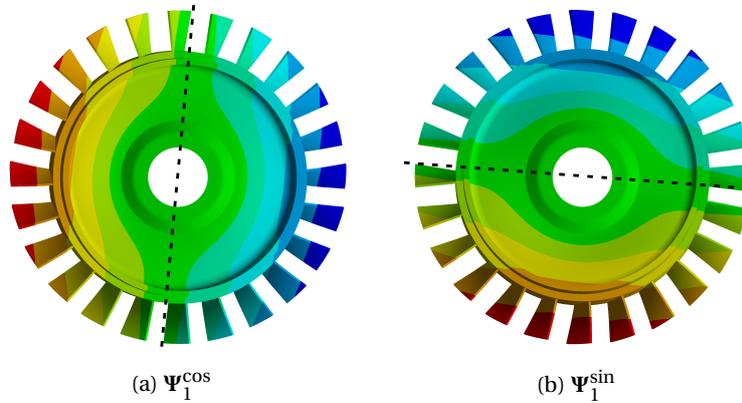


FIGURE B.2 – Exemple de modes orthogonaux pour une même valeur propre  $\omega^2$  ( $\kappa = 1$ )

positifs. Il peut donc indifféremment être désigné par un ND négatif ou positif.

Sous l'hypothèse de symétrie cyclique, les déplacements des frontières d'un secteur angulaire (voir figure B.3) de part ( $g$ ) et d'autre ( $d$ ) de l'aube sont déphasés suivant l'équation :

$$\mathbf{U}^g = \mathbf{U}^d e^{i\sigma} \quad (\text{B.11})$$

La condition de la symétrie cyclique impose que le déphasage  $\sigma$ , appelé déphasage inter-aube, ou *Inter Blade Phase Angle*, d'un secteur à l'autre soit proportionnel au diamètre nodal :

$$\sigma = 2\pi \frac{\text{ND}}{N_a} \quad (\text{B.12})$$

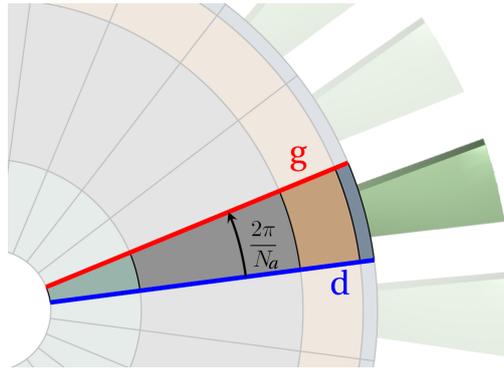


FIGURE B.3 – Schéma du secteur d'une roue aubagée correspondant à une aube

Ce déphasage est compris entre  $-\pi$  et  $\pi$ . À partir de la déformée modale sur un secteur de référence, indicé 0, et du diamètre nodal, il est possible de reconstruire la déformée modale sur chaque secteur  $n$  de la roue aubagée :

$$\Psi_{l,ND}^n = \Psi_{l,ND}^0 e^{(in\sigma)} \quad (\text{B.13})$$

On définit une famille de modes comme l'ensemble des modes à diamètres nodaux de la roue aubagée pour un indice  $l$  donné. Les déformées modales au sein d'une famille modale au niveau des aubes sont similaires. On parle ainsi du premier mode de flexion pour désigner la famille modale dont la déformée modale au niveau des aubes est proche du premier mode de flexion d'une poutre libre-encastree.

En résumé, les modes propres tournants des roues aubagées sont caractérisés par trois éléments : une fréquence  $f_{l,\kappa} = \frac{\omega_{l,\kappa}}{2\pi}$ , une déformée modale complexe sur un secteur et un diamètre nodal. Le diamètre nodal désigne le nombre de diamètres nodaux d'un mode et le sens de rotation du mode tournant. On peut retrouver le déphasage inter-aube  $\sigma$  entre les aubes à partir du diamètre nodal. Par convention, s'il est positif alors le mode se propage dans la direction où pointe le bord d'attaque des aubes. Dans la suite de cette annexe, les modes sont considérés indépendamment les uns des autres. Les déformées modales, les pulsations modales et les fréquences modales seront mentionnées sans les indices  $(l, \kappa)$  pour simplifier la lecture.

### B.3 Analyse de la situation modale des roues aubagées

La situation modale des roues aubagées est généralement représentée dans un diagramme où les fréquences propres sont classées par indice harmonique. Un exemple de diagramme fréquences / indice harmonique est présenté en figure B.4. Les fréquences modales sont reliées entre elles au sein d'une même famille modale. Sur le diagramme, il est possible de suivre l'évolution des fréquences propres en fonction de l'indice harmonique dans une même famille. On distingue généralement deux zones séparées par les pointillés noirs sur l'exemple. Pour les bas indices harmoniques, les fréquences évoluent rapidement au sein d'une même famille modale, ceci est dû à une plus grande participation du disque dans la déformée modale. Pour les hauts indices harmoniques, les fréquences n'évoluent presque pas. Le disque participe peu à la déformée modale et seules comptent la raideur et la masse des aubes. Ainsi sur l'exemple de la figure B.1, le déplacement modal du disque décroît très fortement entre le mode à 0ND et le mode à 3ND.

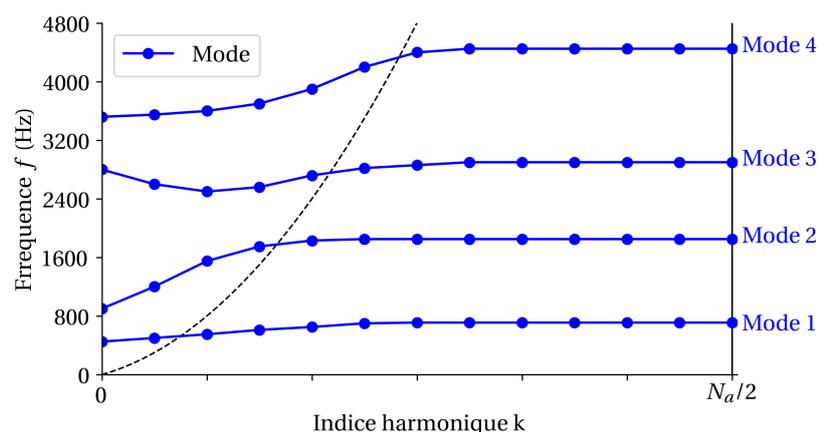


FIGURE B.4 – Exemple d'évolution des fréquences modales en fonction de l'indice harmonique

## B.4 Risque de fatigue vibratoire

Les phénomènes d'aéroélasticité instationnaire peuvent générer d'importantes vibrations des roues aubagées. Le dimensionnement vibratoire des roues aubagées se fait principalement pour éviter les phénomènes synchrones. La fatigue vibratoire peut entraîner une détérioration des aubes. Elle constitue la principale cause de défaillance structurelle des turbomachines. Pour les matériaux isotropes, cette détérioration se caractérise par l'apparition et la propagation de fissures. Pour les matériaux composites, le risque est un délaminage des fibres de carbone dans la matrice résineuse. Dans des cas extrêmes, des pertes d'aubes peuvent survenir. En sollicitation vibratoire, la rupture se produit à des niveaux de contrainte bien inférieurs à la limite de résistance du matériau. Les analyses en fatigue vibratoire sont principalement basées sur un outil empirique : les diagrammes de Haigh [LALANNE, 2010].

### B.4.1 Diagramme de Haigh

Pour un matériau donné, on définit sa limite d'endurance,  $\sigma_e$ , comme étant la contrainte dynamique maximale admissible pour une durée de vie infinie. Les roues aubagées sont soumises à une contrainte statique  $\sigma$ , en plus de cette contrainte dynamique  $\sigma_a$ . Cette contrainte stationnaire est principalement créée par les forces centrifuges et les forces aérodynamiques qui s'exercent sur les aubes. Plus la contrainte statique est élevée et plus la limite d'endurance est faible. Plusieurs modèles ont été proposés (Goodman, Soderberg, Morrow...) pour estimer l'effet de cette contrainte statique sur la limite d'endurance. On utilise généralement un diagramme de Haigh (figure B.5), qui permet de relier les niveaux de contrainte dynamique, pour un nombre de cycles donné, à la contrainte statique. Dans un tel diagramme, le modèle de Goodman simplifié est une droite passant par la limite d'élasticité  $R_e$  ( $\sigma_a = 0$ ) et la limite d'endurance  $\sigma_e$  ( $\sigma = 0$ ). Un niveau de vibration est acceptable si l'ensemble des contraintes dans la structure se situe sous la courbe du modèle considéré.

Lors de la phase de conception d'une roue aubagée, les contraintes dynamiques sont déterminées grâce à une analyse modale. Les niveaux de contraintes obtenus sont proportionnels au déplacement de la structure dont l'amplitude est arbitraire. En pratique, le diagramme de Haigh est utilisé afin de prédire le maximum de contraintes dynamiques admissible et la localisation du point critique qui est le point où la rupture est la plus susceptible d'apparaître. Pour cela, l'en-

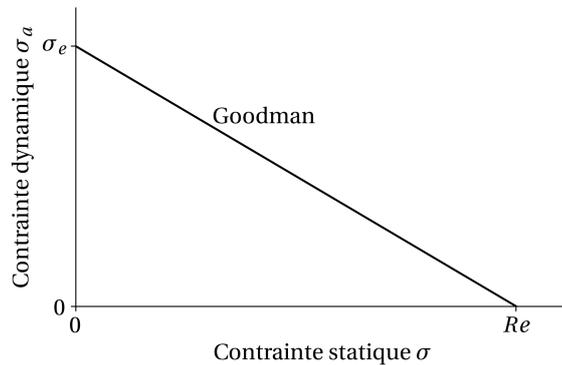


FIGURE B.5 – Diagramme de Haigh schématisé avec un modèle de Goodman

semble des points du modèle sont placés sur le diagramme en ajustant l'amplitude de la déformation modale telle que tous les points soient situés sous la courbe du modèle de Goodman à l'exception d'un seul, le point critique, qui est sur la limite d'endurance définie par le modèle.

## B.5 Réponse forcée

La réponse forcée, ou *forced response* en anglais, est une excitation d'origine aérodynamique liée aux distorsions circonférentielles et à la différence de vitesse entre les parties fixes et les parties tournantes de la machine. Les distorsions fixes dans un repère impactent périodiquement les aubes dans l'autre repère. Ces distorsions circonférentielles peuvent avoir de multiples origines. Les plus courantes sont les sillages des aubes à l'amont et les effets potentiels des aubes à l'aval. D'autres sont plus spécifiques aux fans. C'est le cas des distorsions de l'entrée d'air. Elles peuvent être causées par l'utilisation d'une veine non axi-symétrique ou de phénomènes aérodynamiques à l'amont non axi-symétriques [BERTHELON et al., 2019]. Quelle que soit l'origine des distorsions, la fréquence d'excitation sur la roue aubagée est un multiple de la vitesse de rotation. On parle d'excitation « synchrone ». Ces distorsions sont également caractérisées par un nombre de lobes sur la circonférence de la veine. Par exemple dans le cas des sillages, il s'agit simplement du nombre d'aubes.

### B.5.1 Diagramme de Campbell et étude des coïncidences

La réponse forcée synchrone peut se produire si une fréquence modale de la roue aubagée coïncide avec un multiple de la fréquence de rotation, ou *Engine Order* en anglais. Les vitesses de rotation d'apparition potentielle des phénomènes synchrones peuvent donc être facilement prédites. Pour repérer ces coïncidences, on utilise généralement un diagramme de Campbell (figure B.6). Les coïncidences correspondent aux intersections des lignes « horizontales » d'évolution des fréquences propres en fonction du régime et les droites des harmoniques du régime moteur. Il résulte de ce diagramme que la réponse forcée ne peut apparaître qu'à certaines vitesses de rotation. Par exemple, sur la figure B.6, le premier mode coïncide avec l'3<sup>e</sup> harmonique pour une vitesse de rotation de 7800 tr/min.

Le diagramme de Campbell, tel que celui représenté en figure B.6, permet également de visualiser l'évolution des fréquences propres en fonction de la vitesse. L'évolution des fréquences lorsque la vitesse de rotation augmente est liée d'une part à l'assouplissement centrifuge, qui les

diminue, et d'autre part à la pré-contrainte statique, qui les augmente. Une fois ces effets combinés, les fréquences tendent à augmenter avec la vitesse de rotation. Par abus de langage, on parle de raidissement centrifuge.

Dans un processus de conception, le premier niveau d'étude de la dynamique des roues aubagées est l'étude des coïncidences à l'aide des diagrammes de Campbell. Le diagramme de Campbell ne fournit pas d'information sur le niveau vibratoire qui sera atteint aux coïncidences, mais permet de les éviter. La géométrie des aubes est optimisée pour éloigner les coïncidences des vitesses de rotation principales auxquelles doit opérer le fan.

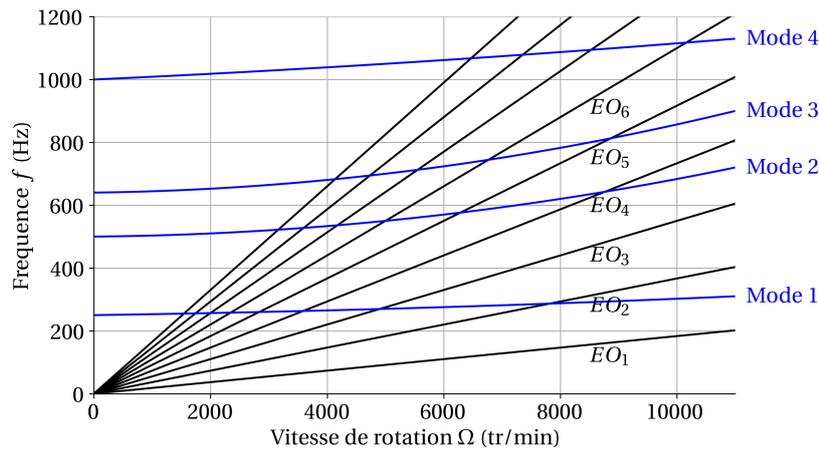


FIGURE B.6 – Exemple de diagramme de Campbell. EO désigne des multiples de la vitesse de rotation

Dans le cas de roues aubagées, un mode à diamètres nodaux ne peut être excité que par un phénomène aérodynamique ayant une cohérence spatio-temporelle avec nombre de diamètres nodaux du mode. En symétrie cyclique, le champ de pression  $P(z, r, \theta, t)$  sur la circonférence peut s'écrire sous la forme d'une série de Fourier :

$$P(z, r, \theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{P}(z, r) e^{i\omega t - m\theta} \quad (\text{B.14})$$

avec  $\tilde{P}$  complexe. L'ordre azimutal  $m$  des fluctuations de pression correspond au nombre de lobes sur la circonférence de la même façon que pour les diamètres nodaux. Contrairement à la structure mécanique divisée en secteurs, il n'y a pas de limites à l'ordre azimutal  $m$ . La fréquence d'excitation par une distorsion circonférentielle est proportionnelle à la fréquence de rotation  $f_{\Omega}$  du fait du défilement de la distorsion sur les aubes :

$$f_{excitation} = m f_{\Omega} \quad (\text{B.15})$$

Si l'ordre azimutal  $|m|$  est inférieur à l'indice harmonique maximal  $k_{max}$  ( $N_a/2$  ou  $(N_a - 1)/2$ ), le diamètre nodal excité est directement celui égal à l'ordre azimutal. En revanche si l'ordre azimutal  $|m|$  est supérieur à l'indice harmonique maximal, le phénomène de repliement se produit à cause de la structure à symétrie cyclique de la roue. Le diamètre nodal excité est alors  $ND = m + pN_a$  avec  $p$  un entier relatif tel que  $ND \in [-k_{max}, k_{max}]$ . Ces conditions d'excitation peuvent être visualisées sous la forme d'un diagramme zig-zag [WILDHEIM, 1979] dont un exemple est représenté en figure B.7 pour une roue à 24 aubes. Le zig-zag représente le repliement du spectre spatial en fonction de l'excitation. Dans l'exemple présenté, un mode d'indice  $k = 2$  peut

être excité par des excitations d'ordre azimutal  $m = 2$  et  $m = 26$  sur sa forme co-rotative (en pointillés verts) et par des excitations d'ordre azimutal  $m = -2$  et  $m = 22$  sur sa forme contra-rotative (en pointillés rouges).

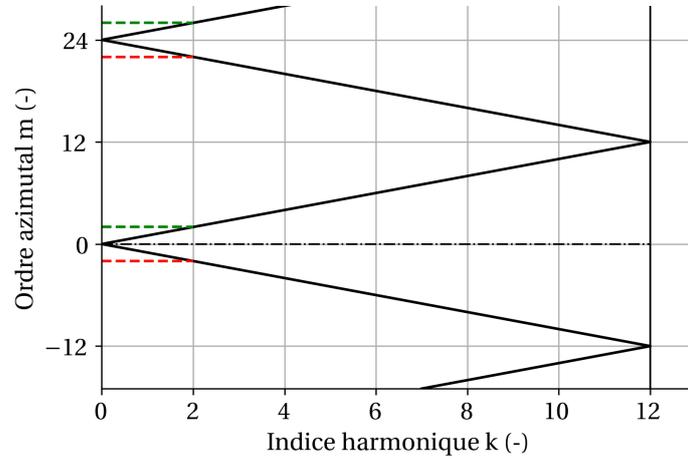


FIGURE B.7 – Exemple de diagramme zig-zag pour  $N_a = 12$

Sur le diagramme de Campbell de la figure B.6, chaque famille de modes a été approximée par une unique ligne. Cependant la fréquence varie avec l'indice harmonique du mode (voir figure B.4), ces lignes sont donc en réalité des faisceaux. Comme une coïncidence ne peut se produire qu'entre un mode et une excitation cohérents entre eux, il faut regarder les coïncidences entre les lignes des modes  $k = 1$  avec les harmoniques moteur  $EO_1, EO_{1+N_a}, \dots$ ; puis les coïncidences entre les lignes des modes  $k = 2$  avec les harmoniques moteur  $EO_2, EO_{2+N_a}, \dots$ ; et ainsi de suite.



## Paramétrisation des aubes

### C.1 Définition d'une aube de turbomachine

La figure C.1 présente une vue méridienne schématisée dans une turbomachine. Le dessin 3D d'une aube est défini à partir d'un nombre défini de profils 2D (voir figure C.2). Ces profils sont empilés à différentes hauteurs. La hauteur est exprimée en pourcentage de la hauteur totale de la veine, 0% correspondant au moyeu et 100% au carter. Les profils sont également inclinés et déformés pour prendre en compte la forme de la veine. Une fois empilés, inclinés et déformés, ils deviennent les sections de l'aube (voir figure C.1). L'aube est créée par interpolation entre ces sections sur un logiciel externe. TurboConcept a pour but de fournir les coordonnées de ces sections.

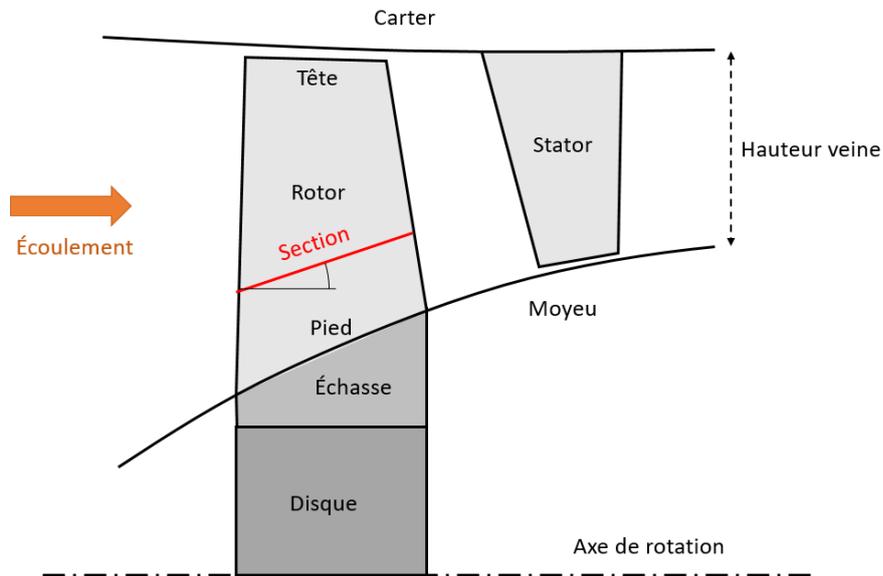


FIGURE C.1 – Schéma d'une vue méridienne d'un étage de compresseur

La figure C.2 présente les différents éléments d'un profil. Une façon classique de définir un profil est d'utiliser deux éléments distincts : sa loi de cambrure et sa loi d'épaisseur. Pour obtenir le profil, on applique la loi d'épaisseur sur la normale à la loi de cambrure. La figure C.3 présente ces deux éléments pour le profil NACA2412. Le profil ainsi obtenu est adimensionné (sa corde est

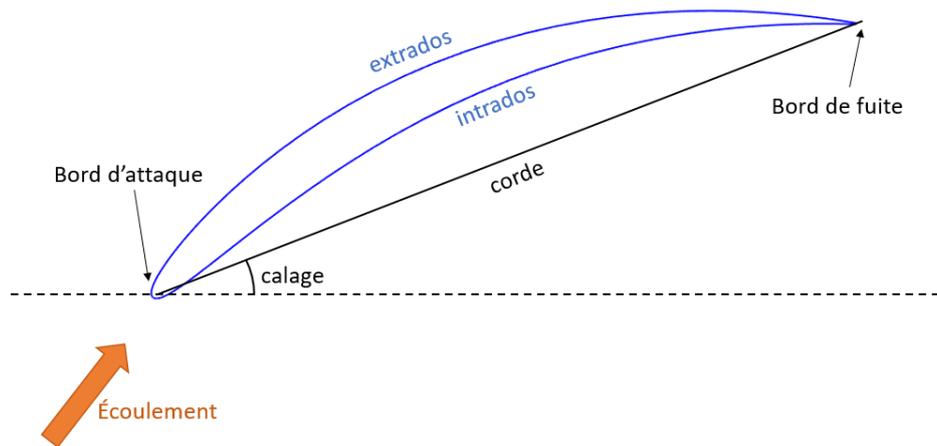


FIGURE C.2 – Schéma d'un profil d'aube

unitaire) et son calage est nul.

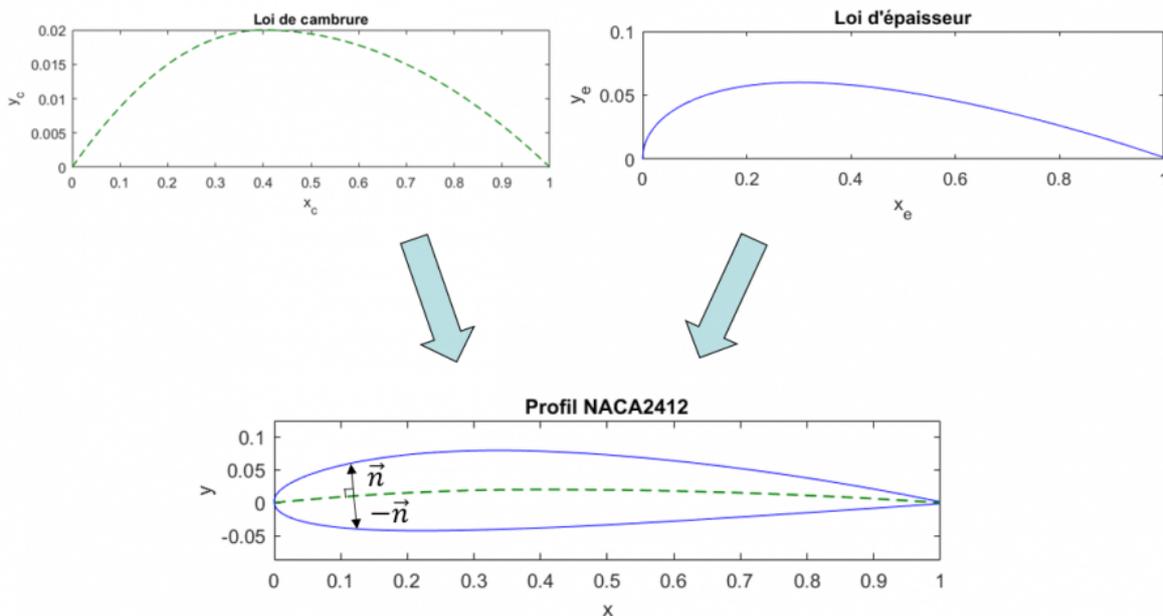


FIGURE C.3 – Décomposition épaisseur et cambrure du profil NACA 2412

Les lois de cambrure et d'épaisseur peuvent être paramétrées de deux façons : avec des points de contrôle ou bien à l'aide de paramètres géométriques métier.

Dans le premier cas, les lois sont définies à partir de points de contrôle et de courbes de Bézier. Cette méthode présente l'avantage de laisser une grande liberté dans la définition d'un profil. Cependant, l'inconvénient pour l'utilisateur est qu'il ne connaît pas a priori l'influence de la position d'un point de contrôle sur le comportement aérodynamique de l'aube. Cette méthode est donc principalement utilisée dans les processus de construction automatique de profils comme pour une optimisation de forme [GIANNAKOGLU, 1999; PIERRET et VAN DEN BRAEMBUSSCHE, 1998].

Dans le second cas, les lois sont définies à partir de paramètres métiers géométriques tels que la cambrure maximale, sa position, le rayon de courbure au bord d'attaque, au bord de fuite, ... Ces paramètres présentent l'avantage d'être plus intuitifs dans la mesure où leur influence sur l'écou-

lement est connue du concepteur. On peut par exemple citer les études paramétriques de LIEBLEIN et al. [1953] sur la déviation et les pertes des profils. Cette approche peut faire appel à des polynômes, des arcs de cercles ou d'ellipse [DERKSEN et ROGALSKY, 2009; ROGALSKY, 2004].

## C.2 Paramétrisation des profils

La paramétrisation implémentée dans Turboconcept permet de générer de nombreux types d'aubes [PAGÈS, 2017] : compresseurs subsoniques et supersoniques, turbines subsoniques et ventilateurs. Il s'agit d'une variante de celle proposée par [ROGALSKY, 2004]. Cette dernière présente des limitations pour la génération de profils de turbines et de compresseurs supersoniques avec une inflexion de la loi de cambrure.

Cette méthode de définition des profils utilise des courbes de Bézier de degré 3 pour les lois de cambrure et d'épaisseur. Cependant, la position des points de contrôle de ces courbes est déterminée à partir de paramètres métier. Elle est donc à mi-chemin des deux catégories de paramétrisation présentées : elle est adaptée à la conception à partir de paramètres métier comme cela a été fait pour l'ECL5 et peut aussi être utilisée dans un processus d'optimisation de géométrie d'aube. Une courbe de Bézier de degré 3 est définie par le système d'équations C.1 où les couples de coefficients  $(x_i, y_i)$  sont les coordonnées des points de contrôle de la courbe :

$$\begin{cases} x(t) = x_0(1-t)^3 + x_1(1-t)^2t + x_2(1-t)t^2 + x_3t^3 \\ y(t) = y_0(1-t)^3 + y_1(1-t)^2t + y_2(1-t)t^2 + y_3t^3 \\ t \in [0, 1] \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

### C.2.1 Paramètres de cambrure

La loi de cambrure  $(x_c, y_c)$  est définie par deux courbes de Bézier, une première du bord d'attaque au maximum de cambrure et une seconde du maximum de cambrure au bord de fuite. Elle est décrite avec 7 paramètres indépendants (voir figure C.4) :

- La flèche maximale  $f_{max}$
- La position de la flèche maximale  $x_{f_{max}}$
- Le rayon de courbure à la flèche maximale  $R_c$
- L'angle métal au bord d'attaque  $\gamma_{BA}$
- L'angle métal au bord de fuite  $\gamma_{BF}$
- Un paramètre de bord d'attaque  $A_c^{BA}$
- Un paramètre de bord de fuite  $A_c^{BF}$

Les équations C.2, C.3 et C.4, C.5 permettent de calculer les coefficients des courbes de Bézier respectivement côté bord d'attaque et côté bord de fuite.

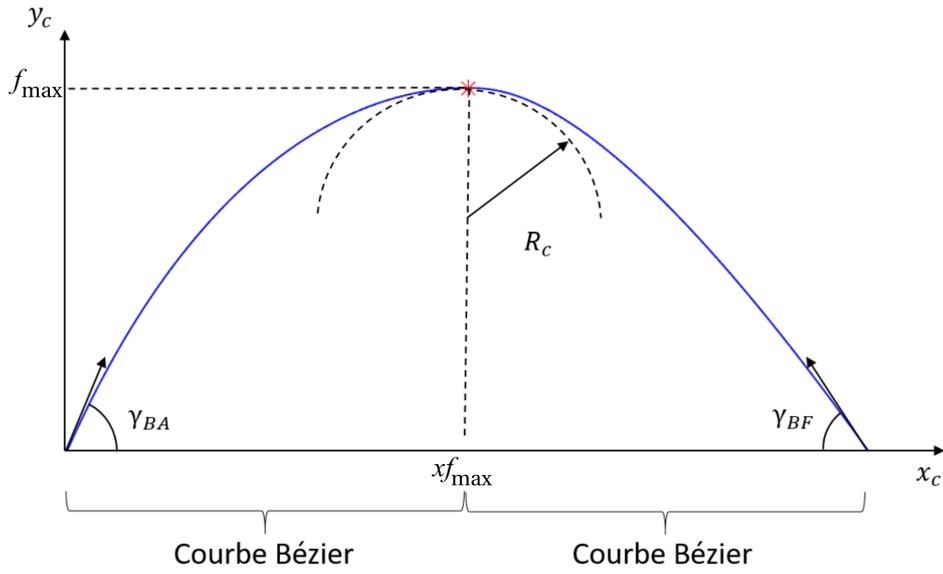


FIGURE C.4 – Paramétrisation de la loi de cambrure d'un profil dans TurboConcept

$$\begin{cases} x_0 = 0 \\ x_1 = A_c^{BA} \cos(\gamma_{BA}) \\ x_2 = x_{f_{max}} - \sqrt{\frac{2R_c}{3}} (f_{max} - A_c^{BA} \sin(\gamma_{BA})) \\ x_3 = x_{f_{max}} \end{cases} \quad (C.2)$$

$$\begin{cases} y_0 = 0 \\ y_1 = A_c^{BA} \sin(\gamma_{BA}) \\ y_2 = f_{max} \\ y_3 = f_{max} \end{cases} \quad (C.3)$$

$$\begin{cases} x_0 = x_{f_{max}} \\ x_1 = x_{f_{max}} + \sqrt{\frac{2R_c}{3}} (f_{max} - A_c^{BF} \sin(\gamma_{BF})) \\ x_2 = 1 - A_c^{BF} \cos(\gamma_{BF}) \\ x_3 = 1 \end{cases} \quad (C.4)$$

$$\begin{cases} y_0 = f_{max} \\ y_1 = f_{max} \\ y_2 = A_c^{BF} \sin(\gamma_{BF}) \\ y_3 = 0 \end{cases} \quad (C.5)$$

Les paramètres  $A_c^{BA}$  et  $A_c^{BF}$  sont liés au rayon de courbure respectivement au bord d'attaque et bord de fuite. En revanche, il n'est pas possible de les exprimer explicitement en fonction de ces rayons de courbure. Ces paramètres peuvent être adimensionnés entre 0 et 1 et sont alors notés

$B_c^{BA}$  et  $B_c^{BF}$ .

### C.2.1.1 Étude des paramètres de bord d'attaque et de fuite

Les paramètres  $A_c^{BA}$  et  $A_c^{BF}$  sont liés au rayon de courbure respectivement au bord d'attaque et bord de fuite. En revanche, il n'est pas possible de les exprimer explicitement en fonction de ces rayons de courbure. Dans cette section, on étudie le comportement d'une courbe paramétrée de la loi de cambrure en fonction de ces paramètres. On utilisera donc les paramètres sans leurs indices  $BA$  ou  $BF$ , la loi de cambrure étant définie de façon symétrique par rapport au maximum de cambrure (voir figure C.4)<sup>1</sup>.

D'après la définition de  $x_2$  équation C.2 et  $x_1$  équation C.4,  $A^c$  doit vérifier l'inégalité C.6. Ces limites garantissent notamment que  $y(t)$  est croissante du bord d'attaque au maximum de cambrure et décroissante sur la seconde partie. Dans TurboConcept, l'utilisateur doit renseigner un paramètre adimensionné,  $B^c$  au lieu de  $A^c$  tel que  $B^c$  vérifie la condition donnée par l'inégalité C.7. Une première définition de l'adimensionnement est  $B^c = A^c A_{max}^c$  et  $A_{max}^c = \frac{f_{max}}{\sin(\gamma)}$ .

$$0 < A^c < \frac{f_{max}}{\sin(\gamma)} \quad (C.6)$$

$$0 < B^c < 1 \quad (C.7)$$

On cherche également à assurer que  $x_c(t)$  est croissante sur chaque courbe de Bézier. En effet, une zone de rebroussement peut apparaître lorsque  $\gamma$  faible ou  $R_c$  est grand par exemple. Un cas de rebroussement est illustré en figure C.5 pour une valeur de  $B_c = 0.7$  alors que la courbe est acceptable pour  $B_c = 0.2$ . Le cas  $B_c = 0.573$  est le cas limite.

Pour empêcher tout rebroussement, il ne faut pas que la dérivée de  $x_c(t)$  s'annule. Cette dérivée étant un polynôme d'ordre 2, on peut déterminer facilement ses racines et vérifier qu'elles ne sont pas toutes deux incluses dans l'intervalle  $t \in [0, 1]$  de définition de la courbe. La définition retenue pour  $A_{max}^c$  est qu'il s'agit du minimum entre  $\frac{f_{max}}{\sin(\gamma)}$  et la valeur de  $A^c$  pour laquelle une racine de  $x_c(t)$  apparaît dans l'intervalle  $t \in [0, 1]$ . Pour toutes les valeurs  $A^c$  du nouvel intervalle  $[0, A_{max}^c]$ ,  $x_c(t)$  et  $y_c(t)$  est croissante, et ainsi calculer  $A^c$  à partir de  $B^c$ .

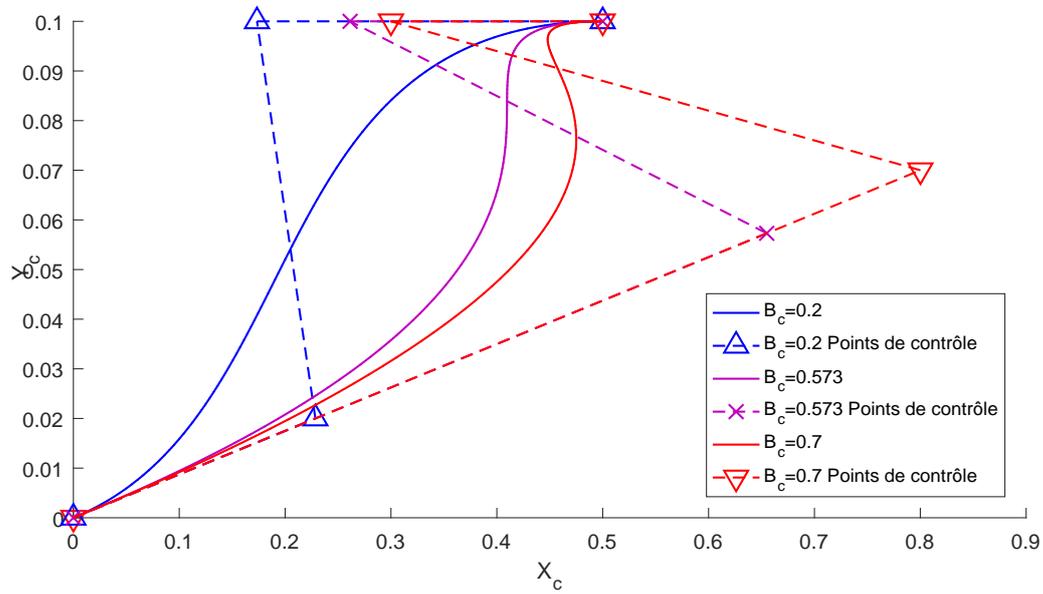
Le cas d'une turbine avec un angle métal BA  $\gamma_{BA}$  supérieur à  $90^\circ$  est un cas particulier. Dans ce cas  $x_c(t)$  de la courbe paramétrée du BA est décroissante puis croissante. Pour que la loi de cambrure présente un rebroussement non désiré, il faudrait que  $x_c$  ait trois extrema ce qui n'est pas possible, car il s'agit d'un polynôme de degré 3. Dans ce cas les limites de  $A_c^{BA}$  sont toujours celles données par C.6.

### C.2.1.2 Simplifications de la paramétrisation de la loi de cambrure

**Bezier PARSEC (BP3333)** À partir de la paramétrisation de la loi de cambrure, il est possible de retrouver la paramétrisation Bezier PARSEC (BP3333) de [ROGALSKY, 2004].

Les coefficients de la paramétrisation BP3333 sont donnés par les systèmes suivants, en utilisant les notations de TurboConcept :

1. La loi de cambrure n'est pas elle-même symétrique.


 FIGURE C.5 – Influence de  $B_c$  sur la courbe de Bézier de bord d'attaque

$$\begin{cases} x_0 = 0 \\ x_1 = b_1 \cot(\gamma_{BA}) \\ x_2 = x_{fmax} - \sqrt{\frac{2R_c}{3}} (f_{max} - b_1) \\ x_3 = x_{fmax} \end{cases} \quad (C.8)$$

$$\begin{cases} y_0 = 0 \\ y_1 = b_1 \\ y_2 = f_{max} \\ y_3 = f_{max} \end{cases} \quad (C.9)$$

$$\begin{cases} x_0 = x_{fmax} \\ x_1 = x_{fmax} + \sqrt{\frac{2R_c}{3}} (f_{max} - b_1) \\ x_2 = 1 - b_1 \cot(\gamma_{BF}) \\ x_3 = 1 \end{cases} \quad (C.10)$$

$$\begin{cases} y_0 = f_{max} \\ y_1 = f_{max} \\ y_2 = b_1 \\ y_3 = 0 \end{cases} \quad (C.11)$$

avec  $b_1$  la solution de l'équation :

$$(\cot(\gamma_{BA}) + \cot(\gamma_{BF})) + 8\sqrt{\frac{R_c(y_c - b_1)}{6}} - 1 = 0 \quad (C.12)$$

La différence entre TurboConcept et BP3333 provient des conditions introduites pour assurer la continuité du rayon de courbure au maximum de cambrure. Il est nécessaire que  $R_c^{BA}(1) = R_c^{BF}(0)$ . Soit :

$$\frac{\frac{d^2 y_c^{BA}}{dt^2}(1)}{\left(\frac{dx_c^{BA}}{dt}(1)\right)^2} = \frac{\frac{d^2 y_c^{BF}}{dt^2}(0)}{\left(\frac{dx_c^{BF}}{dt}(0)\right)^2} \quad (C.13)$$

Rogalsky impose pour valider cette égalité que les numérateurs soient égaux et de même pour les dénominateurs. Cette solution est efficace tant que les profils sont convexes et permet de limiter la paramétrisation de la loi de cambrure à 5 paramètres (sans  $A_c^{BA}$  et  $A_c^{BF}$ ) en résolvant l'équation sur  $b_1$ . En revanche pour des profils plus complexes tels que des profils avec une inflexion, cela présente une limitation importante, car le rayon de courbure au bord d'attaque est figé.

Néanmoins, il est possible à partir de la paramétrisation de TurboConcept de retrouver une loi de cambrure BP3333. Pour cela, il faut poser :  $A_c^{BA} = A_c^{BF} = \frac{b_1}{f_{max}}$ .

**Arc parabolique** La paramétrisation d'une loi de cambrure en arc parabolique (« Parabolic-Arc CamberLine ») est décrite dans AUNGIER [2003]. La loi de cambrure est définie par l'équation suivante avec les notations de TurboConcept :

$$x_c^2 + \frac{1 - 2xf_{max}}{f_{max}} x_c y_c + \frac{(1 - 2xf_{max})^2}{4(f_{max})^2} y_c^2 - x_c - \frac{1 - 4xf_{max}}{4f_{max}} y_c = 0 \quad (C.14)$$

De plus les angles  $\gamma_{BA}$  et  $\gamma_{BF}$  peuvent être retrouvés à partir du couple  $(f_{max}, xf_{max})$  :

$$\tan(\gamma_{BA}) = \frac{4f_{max}}{4xf_{max} - 1} \quad (C.15)$$

$$\tan(\gamma_{BF}) = \frac{4f_{max}}{3 - 4xf_{max}} \quad (C.16)$$

La forme paramétrique d'une parabole s'écrit :

$$\begin{cases} x^c(t) = x_0 t^2 + x_1 t + x_2 \\ y^c(t) = y_0 t^2 + y_1 t + y_2 \end{cases} \quad (C.17)$$

La paramétrisation de TurboConcept peut être réduite à deux courbes de Bézier d'ordre 2. Les conditions aux limites (unicité de la solution) assurent que cette solution est l'arc parabolique vérifiant l'équation ci-dessus. Pour réduire à l'ordre 2, il faut ajouter les conditions :  $-3x_1 + 3x_2 - x_3 = 0$  et  $-3y_1 + 3y_2 - y_3 = 0$

Il est possible à partir de la paramétrisation de TurboConcept de retrouver une loi de cambrure en arc parabolique et ramener le nombre de paramètres à seulement 2 (contre 7 dans la version complète) :  $\gamma_{BA}$  et  $\gamma_{BF}$ . Pour cela, il faut poser :

$$\left\{ \begin{array}{l} xf_{max} = \frac{3 \tan(\gamma_{BA}) + \tan(\gamma_{BF})}{4(\tan(\gamma_{BA}) + \tan(\gamma_{BF}))} \\ f_{max} = \frac{\tan(\gamma_{BA}) \tan(\gamma_{BF})}{\tan(\gamma_{BA}) + \tan(\gamma_{BF})} \\ R_c = 2 \frac{\left(xf_{max} - \frac{f_{max}}{\tan(\gamma_{BA})}\right)^2}{f_{max}} \\ B_c^{BA} = \frac{2}{3} \\ B_c^{BF} = \frac{2}{3} \end{array} \right. \quad (C.18)$$

### C.2.2 Paramètres d'épaisseur

La loi d'épaisseur est divisée en quatre parties. Les bords d'attaque et de fuite sont définis chacun avec des arcs d'ellipse. Une courbe de Bézier est utilisée du bord d'attaque au maximum d'épaisseur et une autre du maximum d'épaisseur au bord de fuite. Les points de raccord entre les arcs d'ellipse et les courbes de Bézier sont définis tels que le gradient de la loi d'épaisseur soit continu. L'ensemble est décrit par 11 paramètres indépendants (voir figure C.6) :

- Le maximum d'épaisseur  $e_{max}$
- La position du maximum d'épaisseur  $xe_{max}$
- Le rayon de courbure au maximum d'épaisseur  $R_e$
- Le demi-axe axial de l'ellipse de BA  $r_{BA}^a$
- Le demi-axe azimutal de l'ellipse de BA  $r_{BA}^b$
- L'angle de raccord du congé de BA  $\theta_{BA}$
- Le demi-axe axial de l'ellipse de BF  $r_{BF}^a$
- Le demi-axe azimutal de l'ellipse de BF  $r_{BF}^b$
- L'angle de raccord du congé de BF  $\theta_{BF}$
- Un paramètre de bord d'attaque  $A_e^{BA}$
- Un paramètre de bord de fuite  $A_e^{BF}$

Les paramètres  $A_e^{BA}$  et  $A_e^{BF}$  sont similaires aux paramètres  $A_c^{BA}$  et  $A_c^{BF}$ . Ils sont aussi définis à l'aide de paramètres adimensionnés  $B_e^{BA}$  et  $B_e^{BF}$ .

Les coordonnées des points de raccord entre les arcs d'ellipse et courbes de Bézier de la loi d'épaisseur, au bord d'attaque et au bord de fuite, sont notées respectivement  $(x_e^{BA}, y_e^{BA})$  et  $(x_e^{BF}, y_e^{BF})$ . Les équations C.19 à C.24 donnent les relations pour le calcul des points de raccord en fonction des paramètres de la loi d'épaisseur et pour le calcul des coefficients des courbes de Bézier de la loi d'épaisseur.

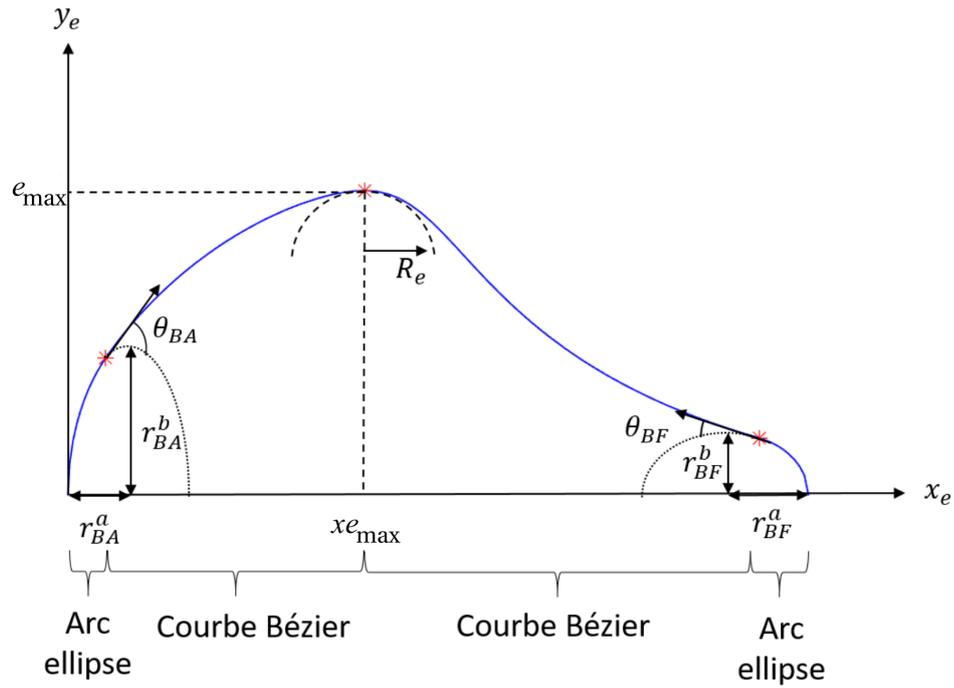


FIGURE C.6 – Paramétrisation de la loi d'épaisseur d'un profil dans TurboConcept

$$\left\{ \begin{array}{l} x_e^{BA} = r_{BA}^a - \sqrt{\frac{\tan(\theta_{BA})^2}{\left(\frac{r_{BA}^b}{r_{BA}^a}\right)^2 + \left(\frac{\tan(\theta_{BA})}{r_{BA}^a}\right)^2}} \\ y_e^{BA} = r_{BA}^b * \sqrt{1 - \left(\frac{x_e^{BA} - r_{BA}^a}{r_{BA}^a}\right)^2} \end{array} \right. \quad (C.19)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} x_0 = x_e^{BA} \\ x_1 = x_e^{BA} + A_e^{BA} \cos(\theta_{BA}) \\ x_2 = x_{e_{max}} - \sqrt{\frac{2R_e}{3} (e_{max} - (y_e^{BA} + A_e^{BA} \sin(\theta_{BA})))} \\ x_3 = x_{e_{max}} \end{array} \right. \quad (C.20)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y_0 = y_e^{BA} \\ y_1 = y_e^{BA} + A_e^{BA} \sin(\theta_{BA}) \\ y_2 = e_{max} \\ y_3 = e_{max} \end{array} \right. \quad (C.21)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} x_e^{BF} = (1 - r_{BF}^a) + \sqrt{\frac{\tan(-\theta_{BF})^2}{\left(\frac{r_{BF}^b}{r_{BF}^a}\right)^2 + \left(\frac{\tan(-\theta_{BF})}{r_{BF}^a}\right)^2}} \\ y_e^{BF} = r_{BF}^b * \sqrt{1 - \left(\frac{x_e^{BF} - (1 - r_{BF}^a)}{r_{BF}^a}\right)^2} \end{array} \right. \quad (C.22)$$

$$\begin{cases} x_0 = xe_{max} \\ x_1 = xe_{max} + \sqrt{\frac{2R_e}{3}} (e_{max} - (y_e^{BF} + A_e^{BF} \sin(\theta_{BF}))) \\ x_2 = x_e^{BF} - A_e^{BF} \cos(\theta_{BF}) \\ x_3 = x_e^{BF} \end{cases} \quad (C.23)$$

$$\begin{cases} y_0 = e_{max} \\ y_1 = e_{max} \\ y_2 = y_e^{BF} + A_e^{BF} \sin(\theta_{BF}) \\ y_3 = y_e^{BF} \end{cases} \quad (C.24)$$

## Comparaison des champs stationnaires pour les points d'étude aéroélastique

Les simulations stationnaires RANS du fan ont été réalisées avec deux configurations. La première pour la conception aéro-mécanique avec le solveur FineTurbo avec un modèle  $k - \omega$  SST et sur un maillage de 3.5M de points. La seconde pour l'étude aéroélastique linéarisée avec le solveur elsA avec un modèle  $k - \omega$  de Kok et sur un maillage de 2.5M de points. Cette annexe présente les différences entre les champs stationnaires pour les quatre points de fonctionnement de l'étude aéroélastique. En plus des deux configurations pré-citées, une troisième configuration est présentée : avec le solveur elsA avec un modèle  $k - \omega$  de Kok et sur un maillage de 3.5M de points. Cette configuration permet de déterminer si les différences constatées entre des deux premières configurations sont dues au déraffinement du maillage ou au changement de solveur.

Point de fonctionnement	FineTurbo 3.5M	elsA 3.5M	elsA 2.5M
<b>A</b> (100Nn, 36.0 kg/s)	1.368	1.370	1.370
<b>B</b> (100Nn, 32.0 kg/s)	1.384	1.388	1.388
<b>C</b> (100Nn, 38.9 kg/s)	1.325	1.326	1.326
<b>D</b> (80Nn, 26.0 kg/s)	1.226	1.227	1.227

TABLEAU D.1 – Taux de pression aux points d'étude aéroélastique

Point de fonctionnement	FineTurbo 3.5M	elsA 3.5M	elsA 2.5M
<b>A</b> (100Nn, 36.0 kg/s)	96.3	96.3	96.3
<b>B</b> (100Nn, 32.0 kg/s)	93.5	93.5	93.4
<b>C</b> (100Nn, 38.9 kg/s)	94.0	94.0	93.6
<b>D</b> (80Nn, 26.0 kg/s)	93.6	93.6	93.3

TABLEAU D.2 – Rendement aux points d'étude aéroélastique

Les performances (rendement et taux de pression) présentent des différences significatives en pied et en tête d'aube. Les lignes de friction pariétale sont similaires. En conclusion, le changement de solveur a un impact important sur l'écoulement de jeu, malgré le choix de ne pas prendre les points les plus éloignés de la ligne de fonctionnement. elsA prédit un écoulement de jeu ayant un impact sur une plus large portion de la veine que FineTurbo. La topologie de l'écoulement et en particulier les décollements de couche limite sur l'extrados ne sont pas impactés par le chan-

gement de configuration. En revanche le déraffinement du maillage n'induit pas de différences significatives sur l'écoulement du jeu. Les différences de performances dues au maillage sont principalement localisées en pied d'aube. Ces différences correspondent à l'écoulement de coin en pied d'aube. Cette zone est peu importante du point de vue de l'analyse aéroélastique.

### D.1 A - Point de design (100Nn, 36.0 kg/s)

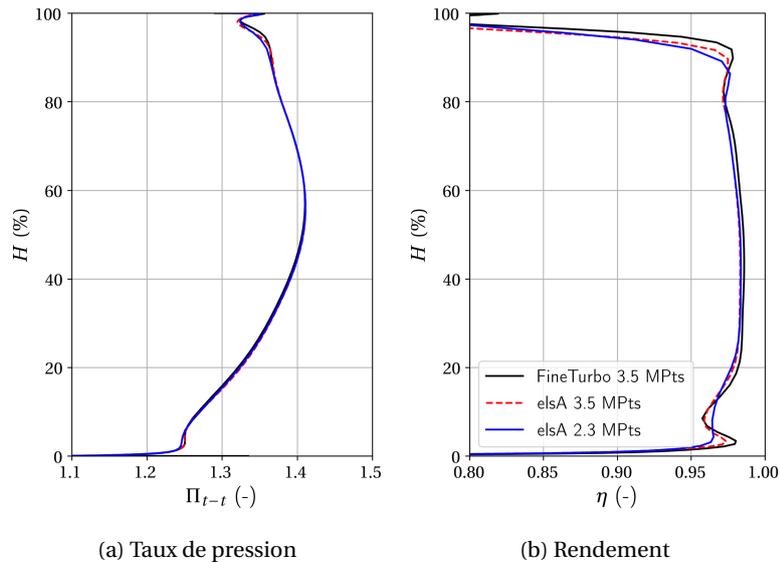


FIGURE D.1 – Performances du fan au point A en fonction de la configuration numérique

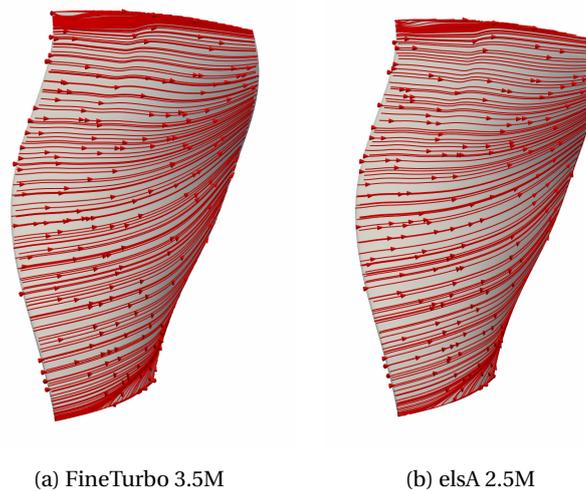


FIGURE D.2 – Lignes de friction partiales extrados au point A

## D.2 B - Maximum du taux de pression (100Nn, 32.0 kg/s)

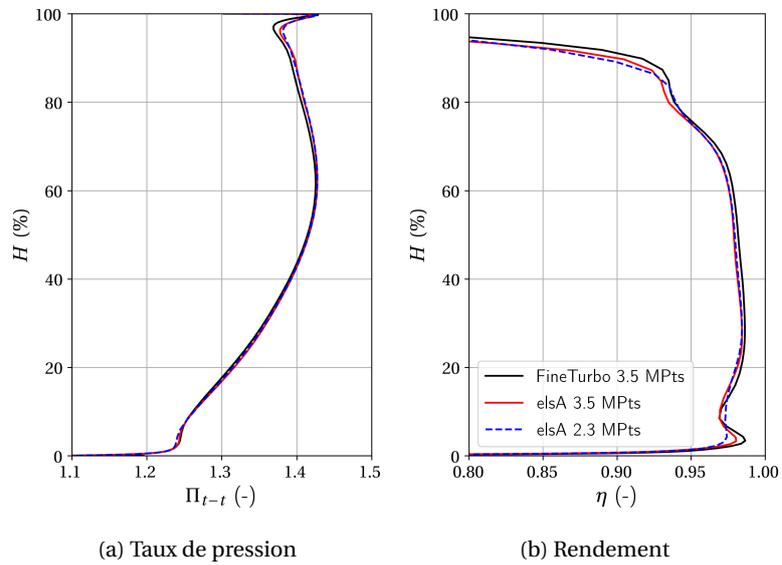


FIGURE D.3 – Performances du fan au point A en fonction de la configuration numérique

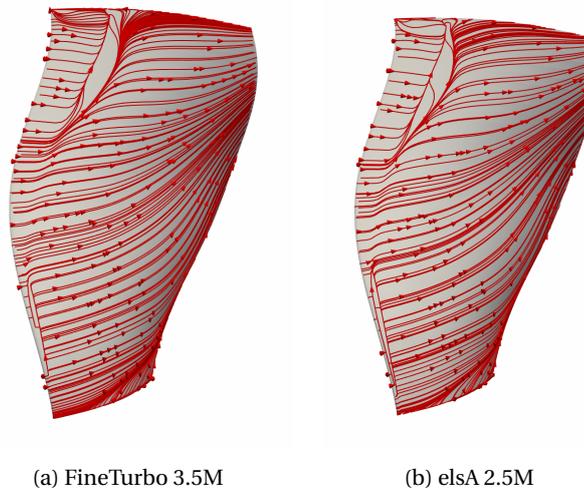


FIGURE D.4 – Lignes de friction paritales extrados au point A

### D.3 C - Blocage sonique (100Nn, 38.9 kg/s)

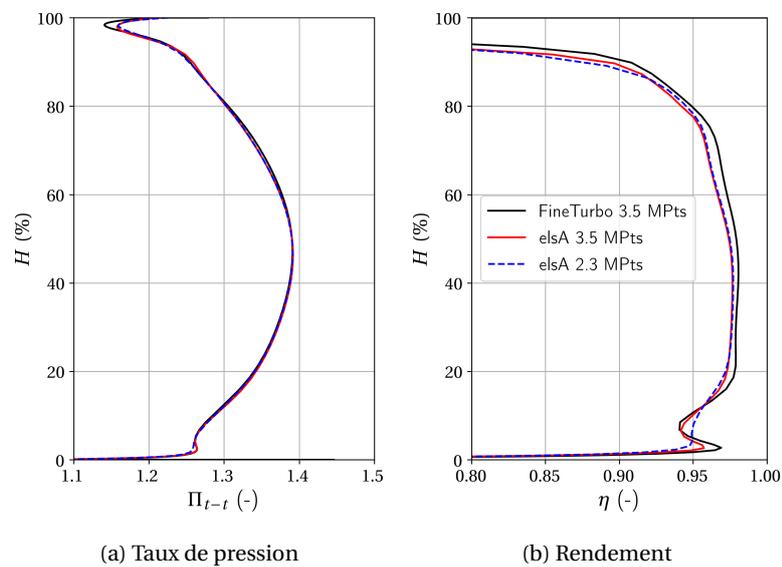


FIGURE D.5 – Performances du fan au point A en fonction de la configuration numérique

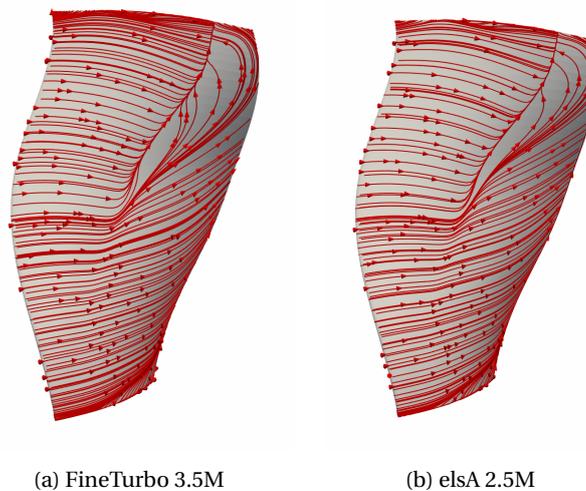


FIGURE D.6 – Lignes de friction partiales extrados au point A

### D.4 D - Maximum du taux de pression (80Nn, 26.0 kg/s)

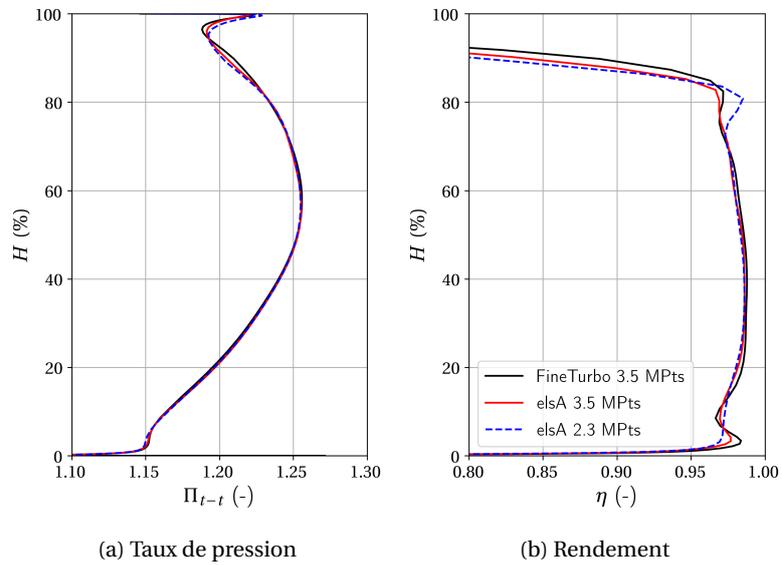


FIGURE D.7 – Performances du fan au point D en fonction de la configuration numérique

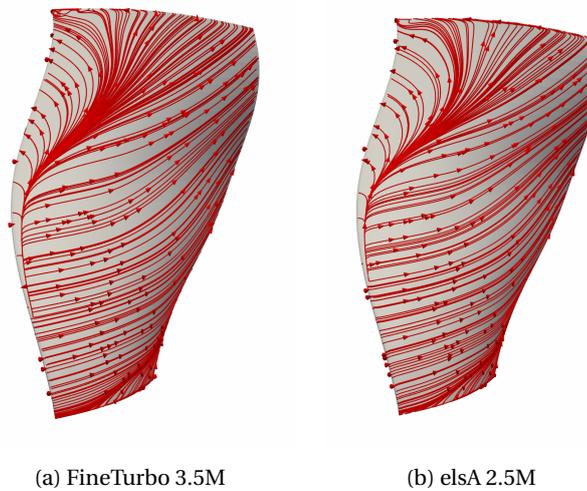


FIGURE D.8 – Lignes de friction partiales extrados au point D



# Modèle de propagation des modes acoustiques dans une veine 2D avec un écoulement rotatif

Cette section décrit sous quelles conditions un mode acoustique peut se propager dans une conduite annulaire 2D. Par convention, l'écoulement a une vitesse axiale  $V_z$  et une vitesse azimutale  $V_\theta$  positives. On considère un mode acoustique dans le référentiel fixe généré à la pulsation  $\omega = 2\pi f$  et avec un ordre azimutal  $m$ .  $m$  est positif si le mode est co-rotatif avec l'écoulement. Ce mode a la forme générale :

$$P_m^\pm(z, r, \theta, t) = \tilde{A}^\pm(r) e^{i(\omega t - m\theta - k_z^\pm z)} \quad (\text{E.1})$$

avec  $k_z^\pm$  le nombre d'onde axial et  $\tilde{A}^\pm$  l'amplitude complexe du mode. Le signe + désigne un mode se propageant vers l'aval et le signe - vers l'amont. La propagation des ondes acoustiques est régie par la relation de d'Alembert :

$$\Delta P = \frac{1}{a_s^2} \frac{D^2 P}{Dt^2} \quad (\text{E.2})$$

avec  $\frac{D}{Dt}$  la dérivée particulaire. On note le nombre d'onde  $k$  :

$$k = \frac{\omega}{a_s} \quad (\text{E.3})$$

avec  $a_s$  la vitesse du son.

## E.1 Développements mathématiques

On réalise les développements mathématiques nécessaires à la résolution de l'équation [E.2](#).

### E.1.1 Développement de la dérivée particulaire en cylindrique

L'expression de la dérivée particulaire est :

$$\frac{DP}{Dt} = (V \cdot \nabla)P + \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{E.4})$$

avec  $\frac{\partial P}{\partial r} = 0$  en 2D, on obtient en coordonnées cylindriques :

$$\frac{DP}{Dt} = \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{E.5})$$

$$\frac{D^2 P}{Dt^2} = \frac{V_\theta}{r} \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial P}{\partial \theta} \right) + V_z \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial P}{\partial z} \right) + \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial P}{\partial t} \right) \quad (\text{E.6})$$

$$\frac{D^2 P}{Dt^2} = \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{DP}{Dt} \right) + V_z \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{DP}{Dt} \right) + \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{DP}{Dt} \right) \quad (\text{E.7})$$

$$\begin{aligned} \frac{D^2 P}{Dt^2} &= \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial t} \right) \\ &+ V_z \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial t} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial P}{\partial \theta} + V_z \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial t} \right) \end{aligned} \quad (\text{E.8})$$

$$\begin{aligned} \frac{D^2 P}{Dt^2} &= \frac{V_\theta}{r} \left( \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + V_z \frac{\partial^2 P}{\partial z \partial \theta} + \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial \theta} \right) \\ &+ V_z \left( \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial z \partial \theta} + V_z \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z \partial t} \right) \\ &+ \frac{V_\theta}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial \theta} + V_z \frac{\partial^2 P}{\partial t \partial z} + \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (\text{E.9})$$

$$\begin{aligned} \frac{D^2 P}{Dt^2} &= \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{V_\theta^2}{r^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + V_z^2 \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \\ &+ \frac{2V_\theta V_z}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial z \partial \theta} + \frac{2V_\theta}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta \partial t} + 2V_z \frac{\partial^2 P}{\partial z \partial t} \end{aligned} \quad (\text{E.10})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{a_s^2} \frac{D^2 P}{Dt^2} &= \frac{1}{a_s^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{M_\theta^2}{r^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + M_z^2 \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \\ &+ \frac{2M_\theta M_z}{r} \frac{\partial^2 P}{\partial z \partial \theta} + \frac{2M_\theta}{a_s r} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta \partial t} + \frac{2M_z}{a_s} \frac{\partial^2 P}{\partial z \partial t} \end{aligned} \quad (\text{E.11})$$

### E.1.2 Développement du laplacien en cylindrique

L'expression du laplacien en coordonnées cylindriques est :

$$\Delta P = \frac{\partial^2 P}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \quad (\text{E.12})$$

avec  $\frac{\partial P}{\partial r} = 0$  en 2D, on obtient :

$$\Delta P = \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} \quad (\text{E.13})$$

### E.1.3 Calcul des dérivées partielles

D'après l'équation E.1, on a :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = -\omega^2 P \quad (\text{E.14})$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \theta^2} = -m^2 P \quad (\text{E.15})$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = -k_z^{\pm 2} P \quad (\text{E.16})$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z \partial \theta} = -k_z^{\pm} m P \quad (\text{E.17})$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \theta \partial t} = \omega m P \quad (\text{E.18})$$

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z \partial t} = k_z^{\pm} \omega P \quad (\text{E.19})$$

## E.2 Conditions de propagation

### E.2.1 Equation caractéristique du nombre d'onde axial

On combine l'équation E.2 avec les équations E.11 et E.13, et on remplace les dérivées partielles par les équations E.14 à E.19 :

$$\begin{aligned} -\frac{m^2}{r^2} P - k_z^{\pm 2} P &= \frac{1}{a_s^2} (-\omega^2) P + \frac{M_\theta^2}{r^2} (-m^2) P + M_z^2 (-k_z^{\pm 2}) P \\ &+ \frac{2M_\theta M_z}{r} (-k_z^{\pm} m) P + \frac{2M_\theta}{a_s r} \omega m P + \frac{2M_z}{a_s} k_z^{\pm} \omega P \end{aligned} \quad (\text{E.20})$$

$$-\frac{m^2}{r^2} - k_z^{\pm 2} = -\frac{\omega^2}{a_s^2} - \frac{M_\theta^2}{r^2} m^2 - M_z^2 k_z^{\pm 2} - \frac{2M_\theta M_z}{r} k_z^{\pm} m + \frac{2M_\theta}{a_s r} \omega m + \frac{2M_z}{a_s} k_z^{\pm} \omega \quad (\text{E.21})$$

$$(1 - M_z^2) k_z^{\pm 2} - 2M_z \left( \frac{M_\theta}{r} m - \frac{\omega}{a_s} \right) k_z^{\pm} + (1 - M_\theta^2) \frac{m^2}{r^2} - \frac{\omega^2}{a_s^2} + \frac{2M_\theta}{a_s r} \omega m = 0 \quad (\text{E.22})$$

On remplace par le nombre d'onde  $k = \frac{\omega}{a_s}$  et on pose  $\kappa = \frac{m}{r}$  pour obtenir l'équation permettant de déterminer le nombre d'onde axial :

$$(1 - M_z^2) k_z^{\pm 2} - 2M_z(M_\theta \kappa - k) k_z^\pm + (1 - M_\theta^2) \kappa^2 - k^2 + 2M_\theta \kappa k = 0 \quad (\text{E.23})$$

## E.2.2 Nombre d'onde de cut-on et nombre d'onde axial

L'équation E.23 est une équation du second degré d'inconnue  $k_z^\pm$ . Son discriminant est calculé :

$$\begin{aligned} \Delta &= 4M_z^2(M_\theta \kappa - k)^2 - 4(1 - M_z^2)((1 - M_\theta^2) \kappa^2 - k^2 + 2M_\theta \kappa k) \\ &= 4M_z^2 M_\theta^2 \kappa^2 - 8M_z^2 M_\theta k \kappa + 4M_z^2 k^2 \\ &\quad - 4(1 - M_z^2)(1 - M_\theta^2) \kappa^2 + 4(1 - M_z^2) k^2 - 8(1 - M_z^2) M_\theta k \kappa \\ &= 4\kappa^2 (M_z^2 M_\theta^2 - (1 - M_z^2)(1 - M_\theta^2)) + 4k^2 - 8M_\theta k \kappa \\ &= 4(k^2 - 2M_\theta k \kappa + \kappa^2 (M_z^2 + M_\theta^2 - 1)) \\ &= 4(k - M_\theta \kappa)^2 + \kappa^2 (M_z^2 - 1) \end{aligned} \quad (\text{E.24})$$

Le mode acoustique se propage sans atténuation si  $k_z^\pm$  est réel, c'est-à-dire si la condition suivante est vérifiée :

$$\Delta > 0 \Leftrightarrow (k - M_\theta \kappa)^2 + \kappa^2 (M_z^2 - 1) > 0 \quad (\text{E.25})$$

Cette condition est vérifiée à l'extérieur des racines qui sont :

$$k = \kappa \left( M_\theta \pm \sqrt{1 - M_z^2} \right) \quad (\text{E.26})$$

La racine positive correspond au nombre d'onde de cut-on  $k^c$ . Si le mode est co-rotatif ( $\kappa > 0$ ), il est donné par l'expression<sup>1</sup> :

$$k^c = \kappa \left( M_\theta + \sqrt{1 - M_z^2} \right) \quad (\text{E.27})$$

Si le mode est contra-rotatif ( $\kappa < 0$ ), il est donné par l'expression :

$$k^c = \kappa \left( M_\theta - \sqrt{1 - M_z^2} \right) \quad (\text{E.28})$$

Les conditions de propagation E.27 et E.28 peuvent se regrouper sous la forme de l'équation 2.41 avec  $k_r = |\kappa| = \frac{|m|}{r}$  :

$$k^c = k_r \left( \sqrt{1 - M_z^2} \pm M_\theta \right) \quad (\text{E.29})$$

avec le signe + si le mode est co-rotatif et le signe - s'il est contra-rotatif.

Dans le cas où le mode se propage, le nombre d'onde axial est déduit de l'équation E.23 :

---

1. Lorsque le mode est co-rotatif, la seconde racine est positive si  $M_\theta > \sqrt{1 - M_z^2}$  ce qui ne se produit pas en pratique en turbomachine

$$k_z^{\pm} = \frac{-M_z(k - M_{\theta}\kappa) \mp \sqrt{(k^2 - M_{\theta}\kappa)^2 - \kappa^2(1 - M_z^2)}}{(1 - M_z^2)} \quad (\text{E.30})$$

avec le signe  $-$  si le mode se propage vers l'aval et le signe  $+$  s'il se propage vers l'amont.



## Détermination des conditions de propagation acoustique

La propagation des fluctuations de pression à l'amont et à l'aval du fan sont déterminées à partir de transformées de Fourier azimutale à 90% $H$  de la partie réelle des fluctuations de pression. Elles sont calculées pour chaque position axiale dans la veine. Seuls les modes acoustiques ayant un ordre azimutal correspondant au diamètre nodal du mode mécanique ( $m = ND$ ), à la modulation supérieure par le nombre d'aube ( $m = ND + 16$ ) et à la modulation inférieure ( $m = ND - 16$ ) sont considérés. Les graphiques « Amplitude » et « Phase » des figures [E1](#) à [E6](#) présentent l'amplitude et la phase de ces trois harmoniques en fonction de la position axiale dans la veine. Les graphiques « Conditions de propagation » présentent les conditions de propagation acoustiques qui en sont déduites.

Les phases ne sont tracées que pour les modes acoustiques ayant une amplitude en sortie du domaine de simulation stationnaire (amont ou aval) supérieure à 3% du maximum d'amplitude de tous les modes acoustiques dans toute la veine. Les fronts de pression se propagent dans le sens des phases décroissantes. Dans la plupart des cas, la phase des fluctuations de pression décroît en s'éloignant du fan. La seule exception est pour un mode amont inverse qui se caractérise par une phase qui croît en s'éloignant du fan.

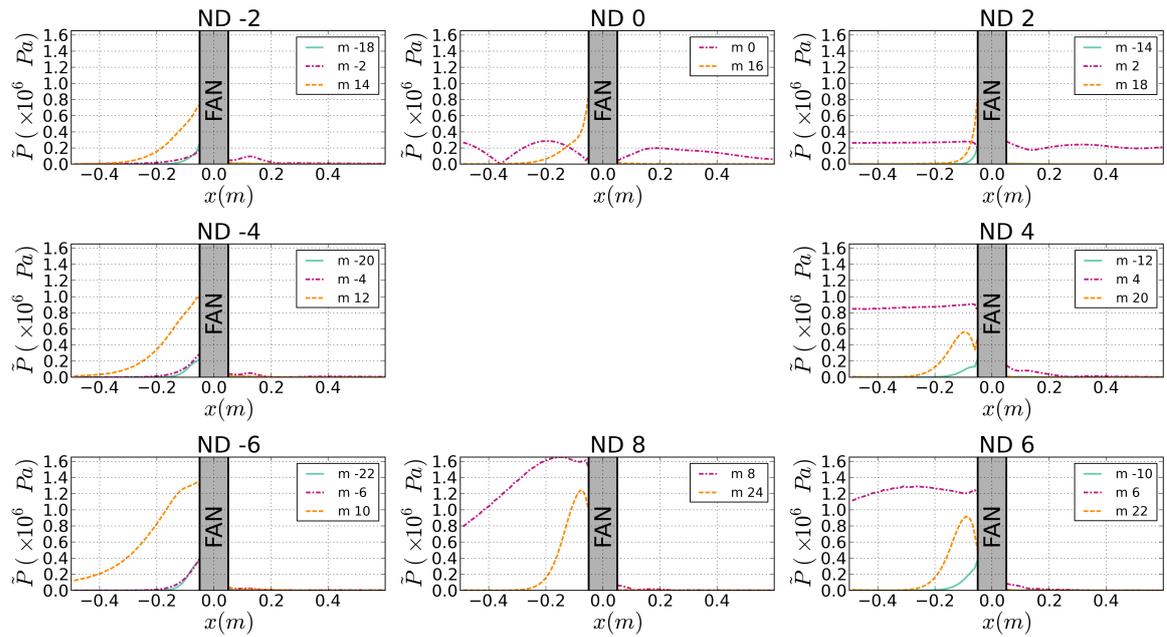
Les modèles acoustiques détaillés section [2.3.5](#) sont illustrés sur les graphiques « Conditions de propagation ». Ils aident à l'analyse des conditions de propagation en permettant de situer les configurations simulées par rapport aux frontières entre les différentes catégories de condition de propagation. On constate un bon accord entre simulations et modèles sur l'ensemble des configurations.

Les conditions de propagation acoustique renseignent sur la possibilité pour une onde de se propager ou non dans la veine. Il est donc possible qu'une onde puisse se propager mais ne soit simplement pas générée par la vibration du fan. Par exemple, pour le mode 2 à OP-A (figure [E2](#)), les modes contra-rotatifs ont tous une amplitude nulle à l'aval pour les ordres azimutaux inférieurs à  $m = -3$ , y compris en dessous de  $m = -12$  alors que la théorie prévoit que les modes acoustiques soient cut-on en dessous de  $m = -12$ . Une explication possible est que ces modes acoustiques étant des harmoniques du mode mécanique, ils ne sont pas générés en l'absence de non-linéarité de l'écoulement telle qu'une onde de choc. Ces modes sont référencés comme étant cut-off. Ce choix est sans conséquence sur les développements des chapitres [5](#) et [6](#).

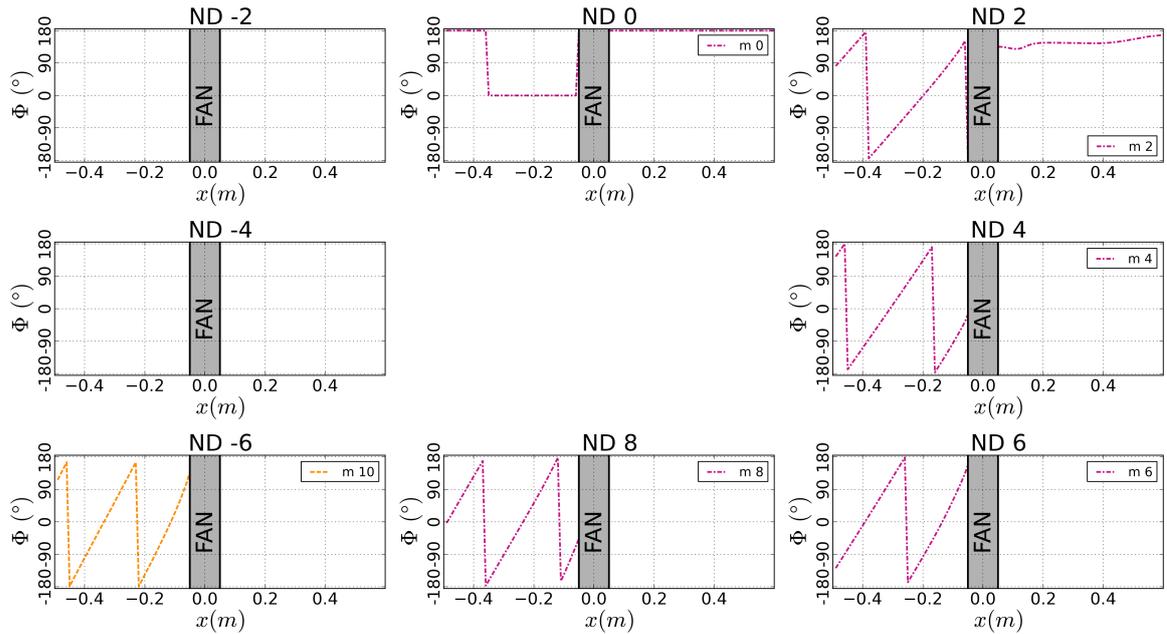
Les modes  $m = 0$  sont des modes plans et sont toujours cut-on. Comme les transformées de Fourier sont réalisées uniquement sur la partie réelle des fluctuations de pression, l'amplitude présente des nœuds et des ventres. La phase prend alors les valeurs  $\Phi = 0^\circ$  ou  $\Phi = 180^\circ$ .

**Remarques complémentaires sur l'analyse des figures E1 à E6 :**

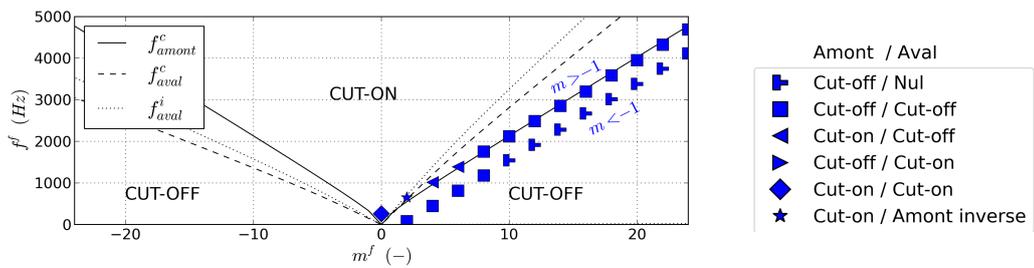
1. Mode 1ND8 à OP-A (figure E1). Pour  $m = 8$  à l'amont, le mode a une amplitude constante proche du fan puis diminuant de façon exponentielle. Or la fréquence de cut-on augmente lorsque la section augmente [RIENSTRA, 2001]. Ainsi proche du fan, le mode acoustique est passant et lorsque le rayon du moyeu diminue, le mode devient coupé. On observe le phénomène car la fréquence  $f^f$  est très proche de la fréquence de cut-on  $f^c$  (voir figure E1c).
2. Mode 2 à OP-A (figure E2). A l'amont, plus le nombre d'onde  $m$  augmente (en tournant sur la figure de  $m = 0$  à  $m = +16$ ), plus l'amplitude décroît rapidement en se propageant vers l'amont, alors que ces modes sont cut-on. Cette décroissance est due à la dissipation numérique du mode. Pour éliminer cette décroissance, il faudrait utiliser un maillage plus raffiné ou un schéma numérique moins dissipatif. Cette dissipation n'influe pas sur le résultat de la simulation au niveau de l'aube car on considère l'aube isolée. Les ondes émises sont de toute façon dissipées dans la partie extrudée du maillage (non représentée sur les figures).
3. Mode 2 à OP-C (figure E5) et Mode 3 à OP-A (figure E3). Le taux de décroissance des modes acoustiques vers l'amont est plus élevé qu'au mode 2 à OP-A (cf. remarque 2.). La dissipation est plus importante car la longueur d'onde axiale est plus petite respectivement à cause d'une vitesse d'écoulement axial plus rapide et à cause d'une fréquence plus élevée. Pour respectivement  $m > 16$  et  $m > 22$  l'amplitude est inférieure au seuil de 3% bien que ces modes acoustiques soient émis et cut-on.
4. Mode 2 pour tous les points de fonctionnement. Pour  $m = -4$ , la fréquence dans le repère fixe  $f^f$  est très proche de zéro. Les simulations (résolues dans ce repère) convergent très difficilement. On constate des oscillations de l'amplitude à l'amont et une amplitude non nulle à l'aval. Les différents modèles acoustiques montrent tous qu'une onde avec une fréquence  $f^f$  presque nulle ne peut se propager dans la veine avec un ordre azimutal différent de 0. Ces modes sont donc considérés sur les graphiques « Conditions de propagation » comme étant cut-off.



(a) Amplitude



(b) Phase



(c) Conditions de propagation

FIGURE E1 – Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 1 à OP-A

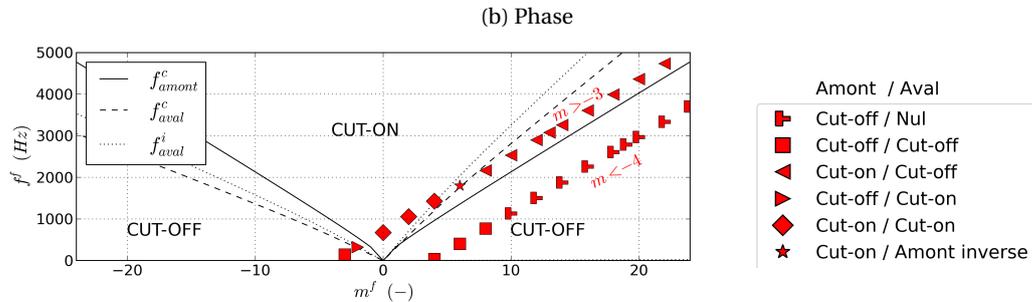
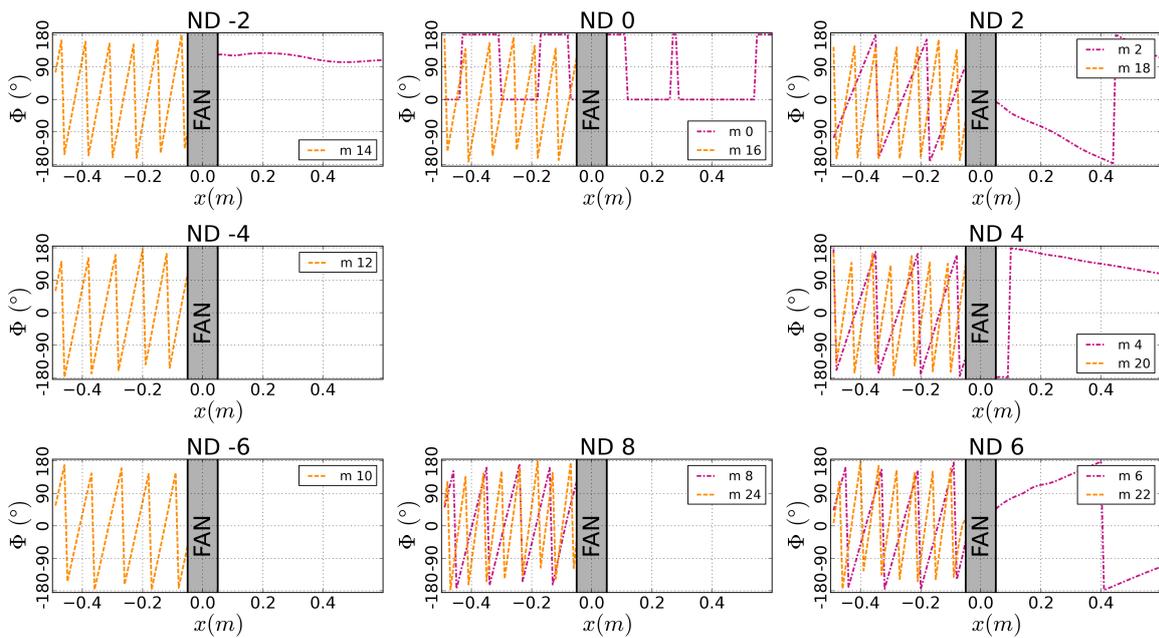
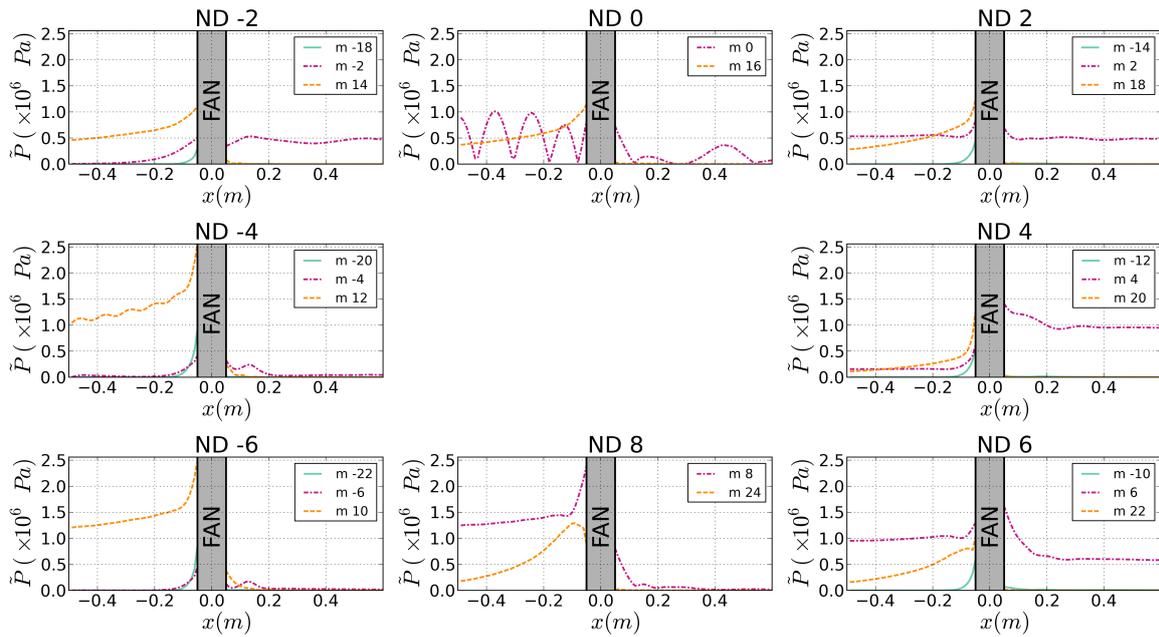
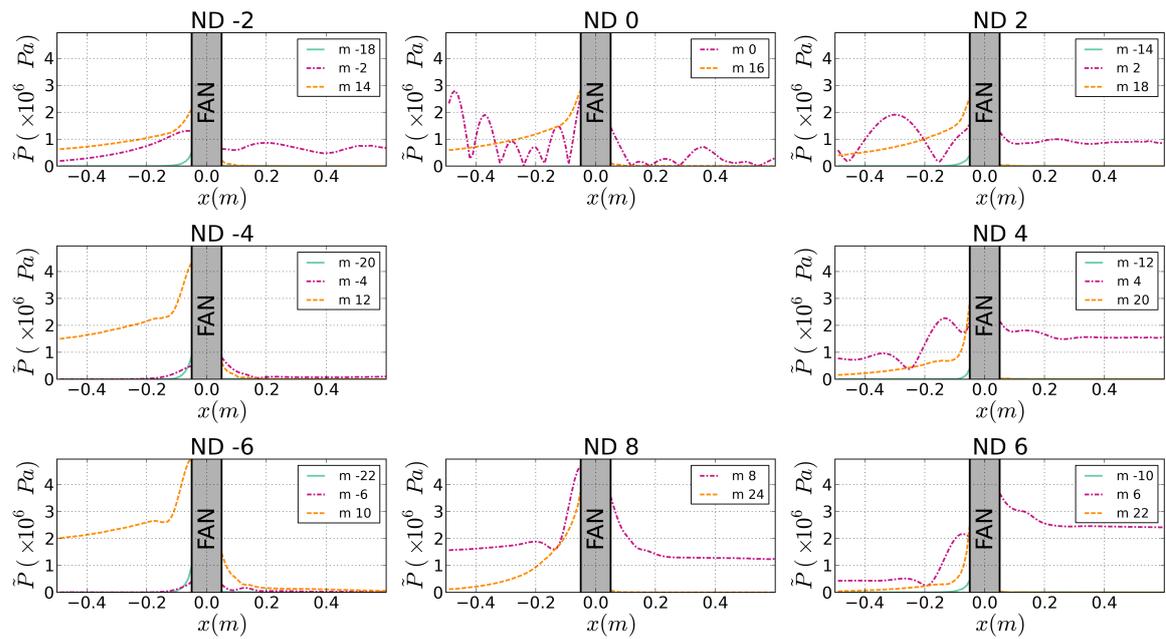
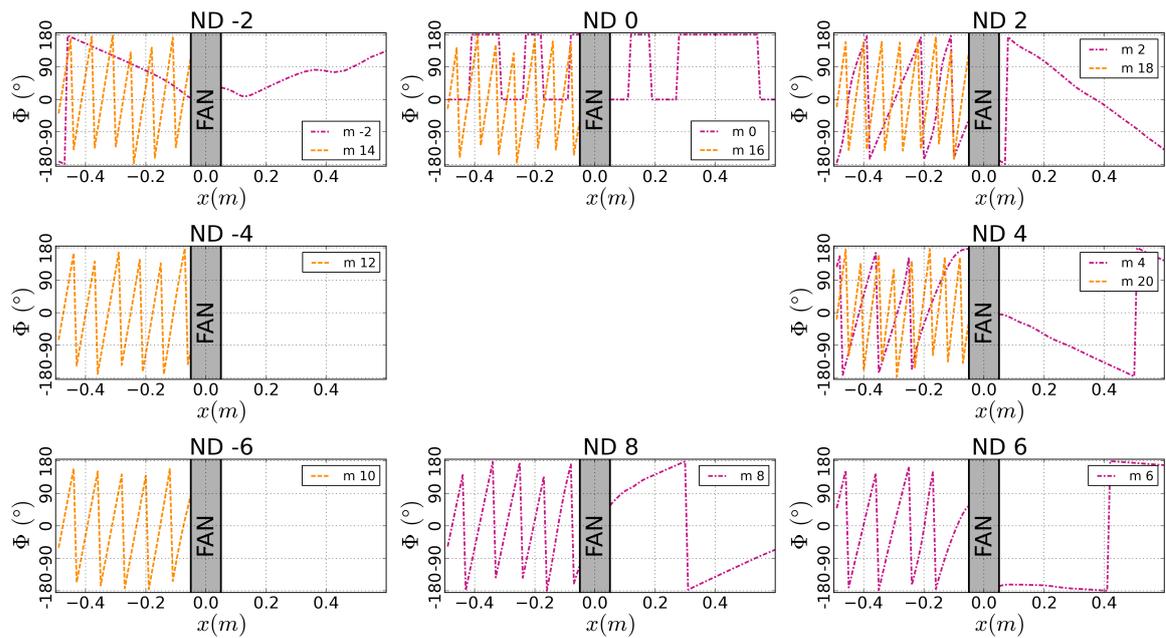


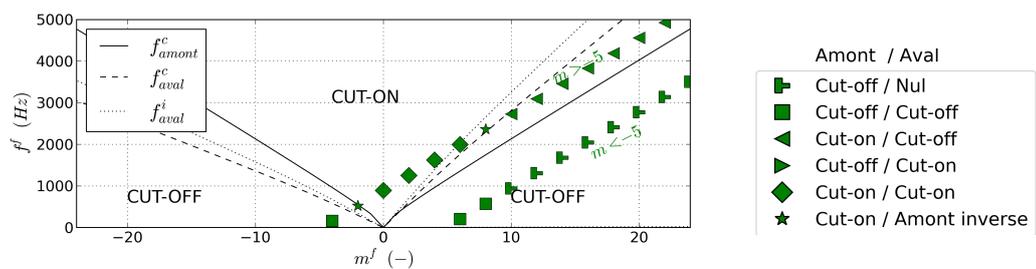
FIGURE F2 – Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-A



(a) Amplitude

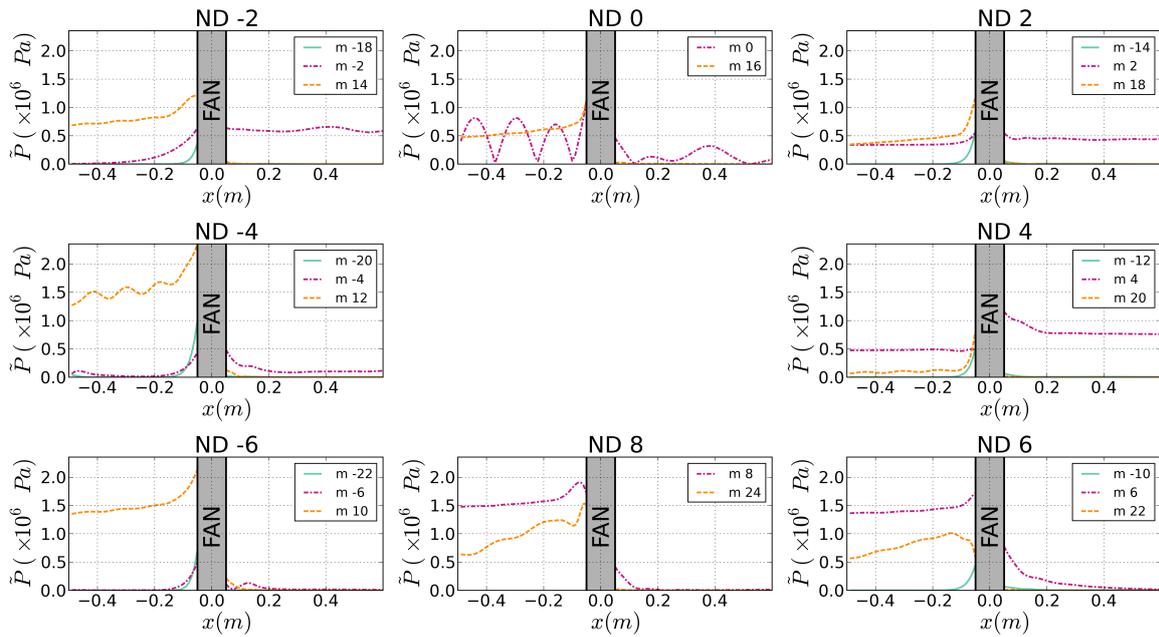


(b) Phase

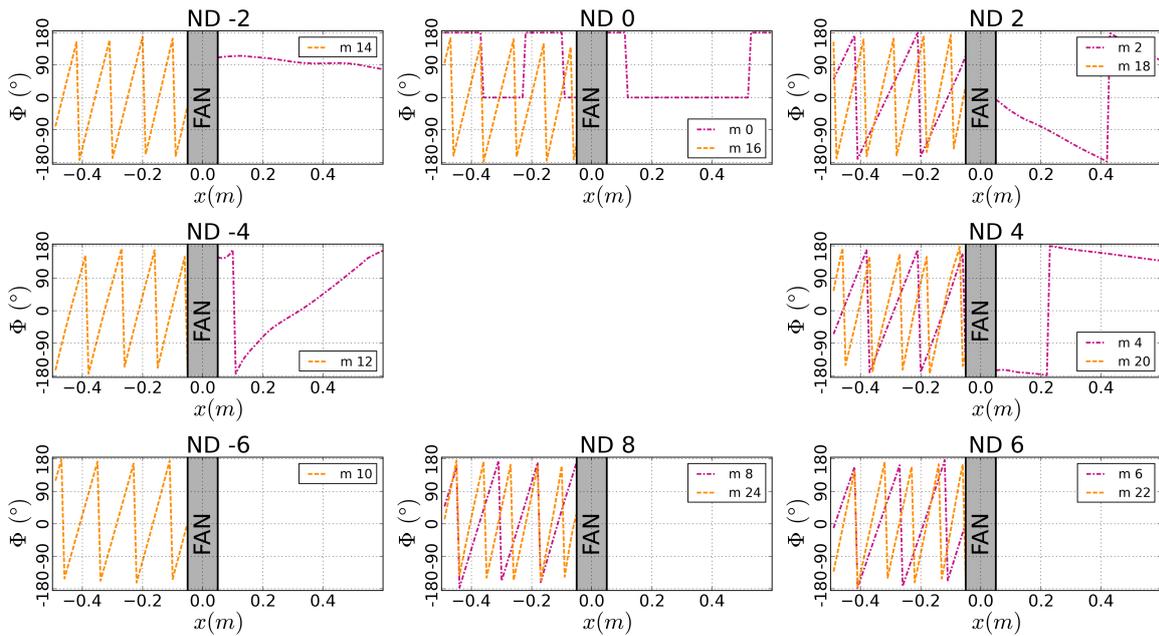


(c) Conditions de propagation

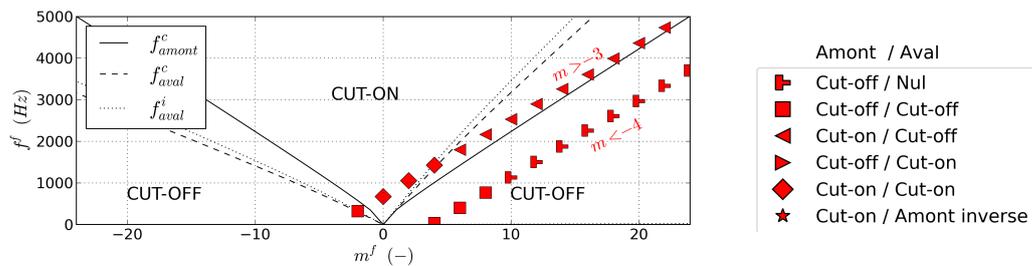
FIGURE E3 – Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 3 à OP-A



(a) Amplitude

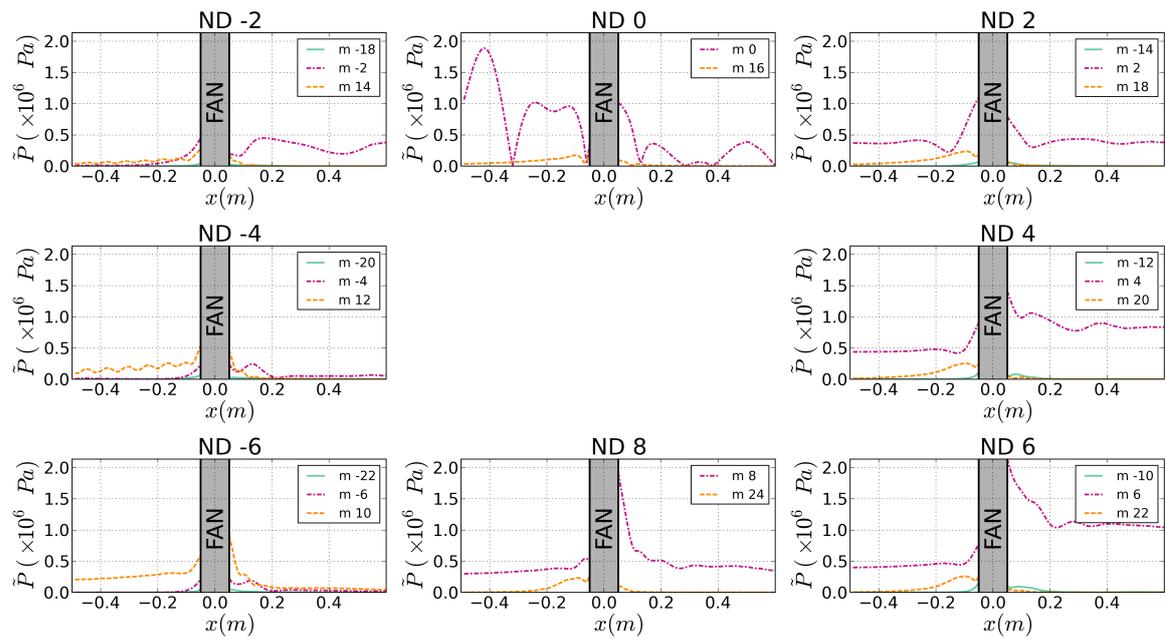


(b) Phase

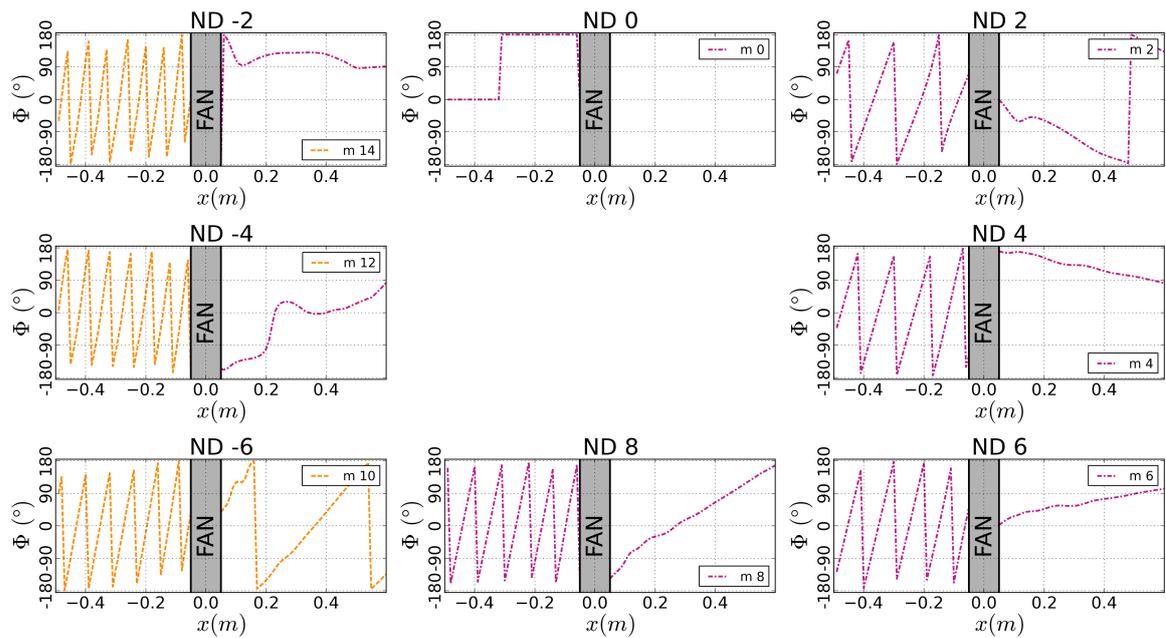


(c) Conditions de propagation

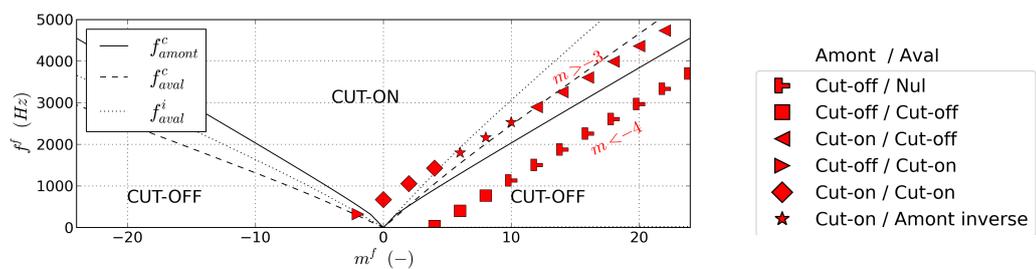
FIGURE F4 – Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-B



(a) Amplitude

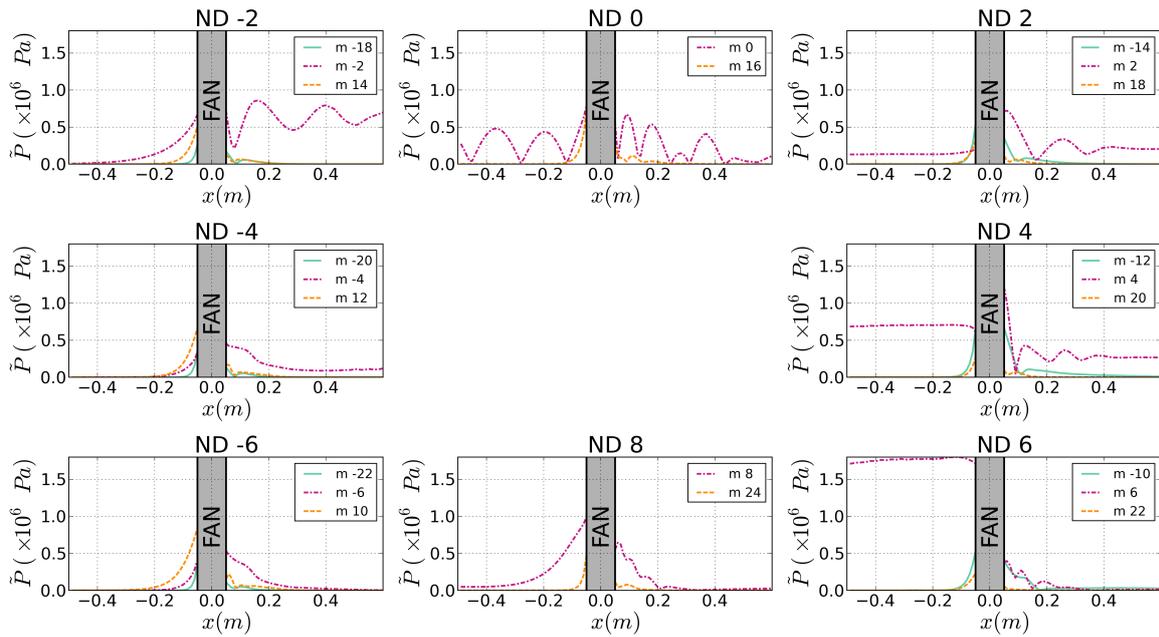


(b) Phase

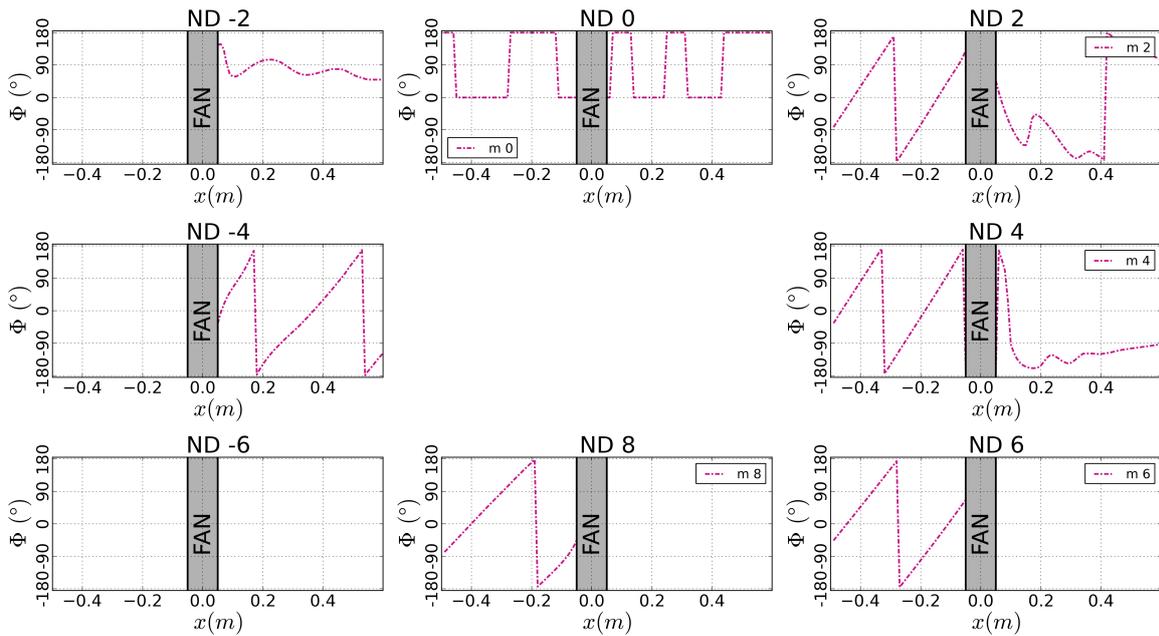


(c) Conditions de propagation

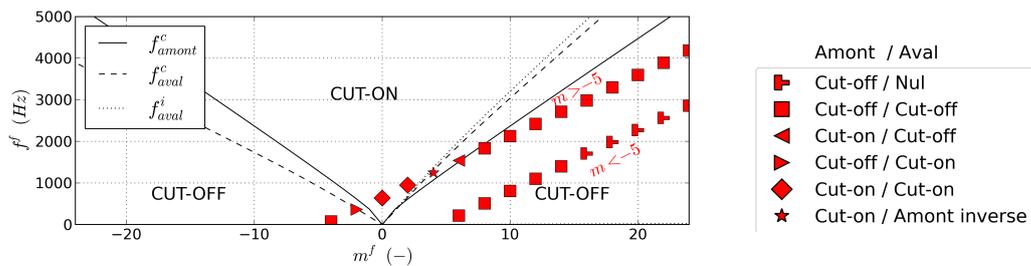
FIGURE E5 – Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-C



(a) Amplitude



(b) Phase



(c) Conditions de propagation

FIGURE F6 – Décomposition des fluctuations de pression dans la veine pour le mode 2 à OP-D

# Compléments d'analyse de la stabilité aéroélastique à 100Nn

## G.1 Quantification de la contribution des sources à la stabilité globale de l'aube

Les principaux mécanismes aérodynamiques et acoustiques entre les sources et les récepteurs ont été identifiés pour le mode 2 à OP-A dans la section 5.2. Le mouvement de l'aube a été décomposé en deux parties (section 5.2.5.1) afin de déterminer comment chaque partie génère des fluctuations de pression dans l'écoulement. A partir de ces simulations, il est possible de réaliser une étude sur le modèle de celle proposée par FERRIA et al. [2012], en déterminant le travail sur chaque lobe causé par le mouvement de chaque lobe. On calcule le travail extrait par ces fluctuations en les multipliant par la vitesse locale de vibration des aubes sur chaque partie. On obtient ainsi l'ensemble des travaux élémentaires et on notera  $\mathcal{W}_{SR}$  le travail local des fluctuations de pression générées sur la déformée modale réceptrice  $R$  lors de la vibration de l'aube selon la déformée modale source  $S$  :

$$\mathcal{W}_{SR} = \frac{\pi}{\omega} \frac{\tilde{P}_S^* \bar{\mathbf{S}} \cdot \tilde{\mathbf{u}}_R}{\bar{S}} \quad (\text{G.1})$$

**Remarque** La notion de récepteur dans cette annexe est différente de celle utilisée dans le corps du mémoire. Ici, il s'agit de la zone sur laquelle est intégrée le travail tandis que dans le corps du texte, il s'agit des zones localement les plus énergétiques.

A chaque travail élémentaire  $\mathcal{W}_{SR}$ , on associe un amortissement aérodynamique élémentaire  $\zeta_{SR}$  :

$$\zeta_{SR} = \frac{\sum_S \bar{S} \mathcal{W}_{SR}}{\mathcal{U}} \quad (\text{G.2})$$

avec toujours  $\mathcal{U}$  l'énergie modale de l'aube entière suivant le déplacement modal global. Par le principe de superposition, le travail total extrait par le fluide de la structure est donné par la somme des travaux élémentaires (le travail de déformation étant négligeable, voir section 4.5.6) :

$$\begin{aligned}\zeta &\approx \zeta_{TT} = \zeta_{AT} + \zeta_{BT} \\ &= \zeta_{AA} + \zeta_{AB} + \zeta_{BA} + \zeta_{BB}\end{aligned}\tag{G.3}$$

où  $T$ ,  $A$  et  $B$  désignent respectivement l'aube totale, la partie du lobe A et la partie du lobe B.

La figure G.1 présente le travail local extrait sur la totalité de l'aube à partir des fluctuations générées par le mode total, le lobe A et le lobe B pour le mode 2ND0. Le travail local  $\mathcal{W}_{AT}$  est beaucoup plus important que le travail  $\mathcal{W}_{BT}$ , ce qui est cohérent avec les faibles amplitudes de fluctuations de pression observées dans ce cas (voir figure 5.15). La figure G.2 présente les mêmes résultats pour le mode 2ND8. Dans ce cas, le travail local extrait est d'amplitude comparable pour les deux lobes A et B. Le lobe A génère un travail local très similaire entre les deux modes 2ND0 et 2ND8. Les cartographies de travail local sont cohérentes avec les mécanismes identifiés dans la section 5.2. Le bord d'attaque est stabilisant à cause de la variation d'incidence et est peu impacté par le changement de diamètre nodal car il s'agit d'un phénomène auto-stabilisant. L'onde de choc et la zone aval sont contrôlés principalement par l'onde régressive. Le travail local sur l'extrados est donc de signe opposé mais d'amplitude similaire.

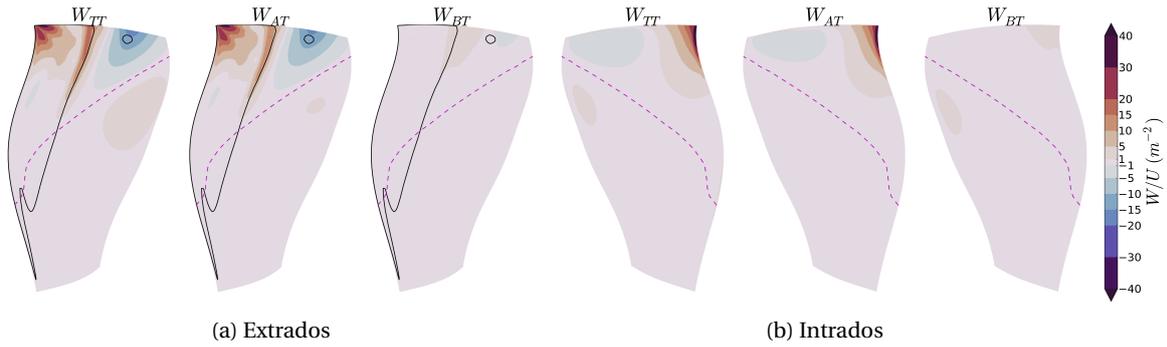


FIGURE G.1 – Travail local pour la décomposition de la déformée modale à ND0

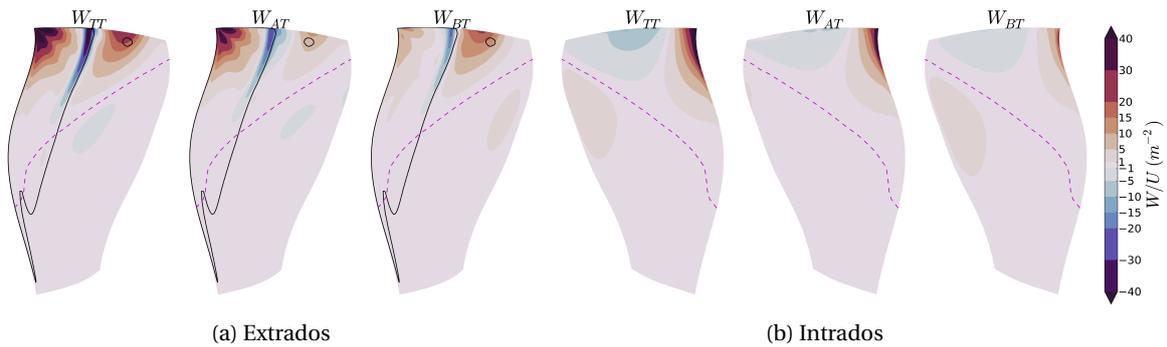


FIGURE G.2 – Travail local pour la décomposition de la déformée modale à ND8

On calcule les différents amortissements élémentaires sur l'aube. Les résultats sont présentés dans les tableaux à double entrée G.1 et G.2. « Source » désigne la partie de l'aube en vibration générant les fluctuations de pression et « Récepteur » la partie sur laquelle est extraite le travail.

Pour le mode 2ND0, la participation principale à l'amortissement est  $\zeta_{AA}$ . La zone source et réceptrice principale du travail est donc le lobe A. Cependant, le lobe B génère une part non négligeable du travail. En effet  $\zeta_{BB}$  est de l'ordre de 30% du total  $\zeta_{TT}$  alors que le travail local (voir

Source \ Récepteur	Total (T)	Lobe A (A)	Lobe B (B)
Total (T)	1.6%	1.1%	0.5%
Lobe A (A)	1.2%	1.0%	0.1%
Lobe B (B)	0.5%	0.1%	0.4%

TABEAU G.1 – Amortissements élémentaires en fonction des parties de la déformée modale du mode 2ND0

Source \ Récepteur	Total (T)	Lobe A (A)	Lobe B (B)
Total (T)	3.1%	2.9%	0.2%
Lobe A (A)	1.3%	1.8%	-0.5%
Lobe B (B)	1.8%	1.1%	0.7%

TABEAU G.2 – Amortissements élémentaires en fonction des parties de la déformée modale du mode 2ND8

figure G.1) est un ordre de grandeur inférieur sur toute l'aube. Ce résultat est dû à la compensation entre les récepteurs stabilisants et déstabilisants sur le lobe A.

Pour le mode 2ND8, le constat est similaire. Alors que le travail local  $\mathcal{W}_{BT}$  généré par le lobe B atteint des extréma plus faibles que le travail local  $\mathcal{W}_{AT}$  généré par le lobe A, l'amortissement  $\zeta_{BT}$  généré par le lobe B représente plus de 60% du total  $\zeta_{TT}$ . Le lobe B a donc une forte influence sur la stabilité globale de l'aube. On notera également que  $\zeta_{AB}$  est négatif ce qui contribue à diminuer l'importance relative de l'amortissement  $\zeta_{AT}$  généré par le lobe A sur toute l'aube.

Enfin il ressort de ces deux tableaux que le travail extrait sur le lobe B (colonne de droite) joue un rôle significatif sur la stabilité totale. La compensation entre les principaux récepteurs (stabilisants ou déstabilisants) sur le lobe A explique cette contribution. Ces résultats illustrent bien la difficulté de prédire l'amortissement d'une aube, un petit nombre, à partir de la somme de fortes contributions opposées.

## G.2 Amplification des fluctuations de pression à l'aval du fan

Dans la section 5.4.2, pour le mode 2 à OP-C, une corrélation a été mise en évidence entre l'amplification des fluctuations à l'aval de l'aube, l'existence d'un mode acoustique amont inverse et le temps de propagation caractéristique  $T_\theta$  entre les canaux. Cette amplification des fluctuations à l'aval de l'aube génère une amplification des fluctuations sur l'intrados de l'aube et de l'onde régressive.

La figure G.3 regroupe les résultats pour les autres cas étudiés dans le chapitre 5. Pour tous, l'amplitude des fluctuations de pression augmente fortement pour les conditions détaillées précédemment. Pour le mode 2 à OP-B, les différentes conditions de propagation acoustique sont très rapprochées en fréquence. Aucun mode amont inverse à proprement parler n'est donc observé.

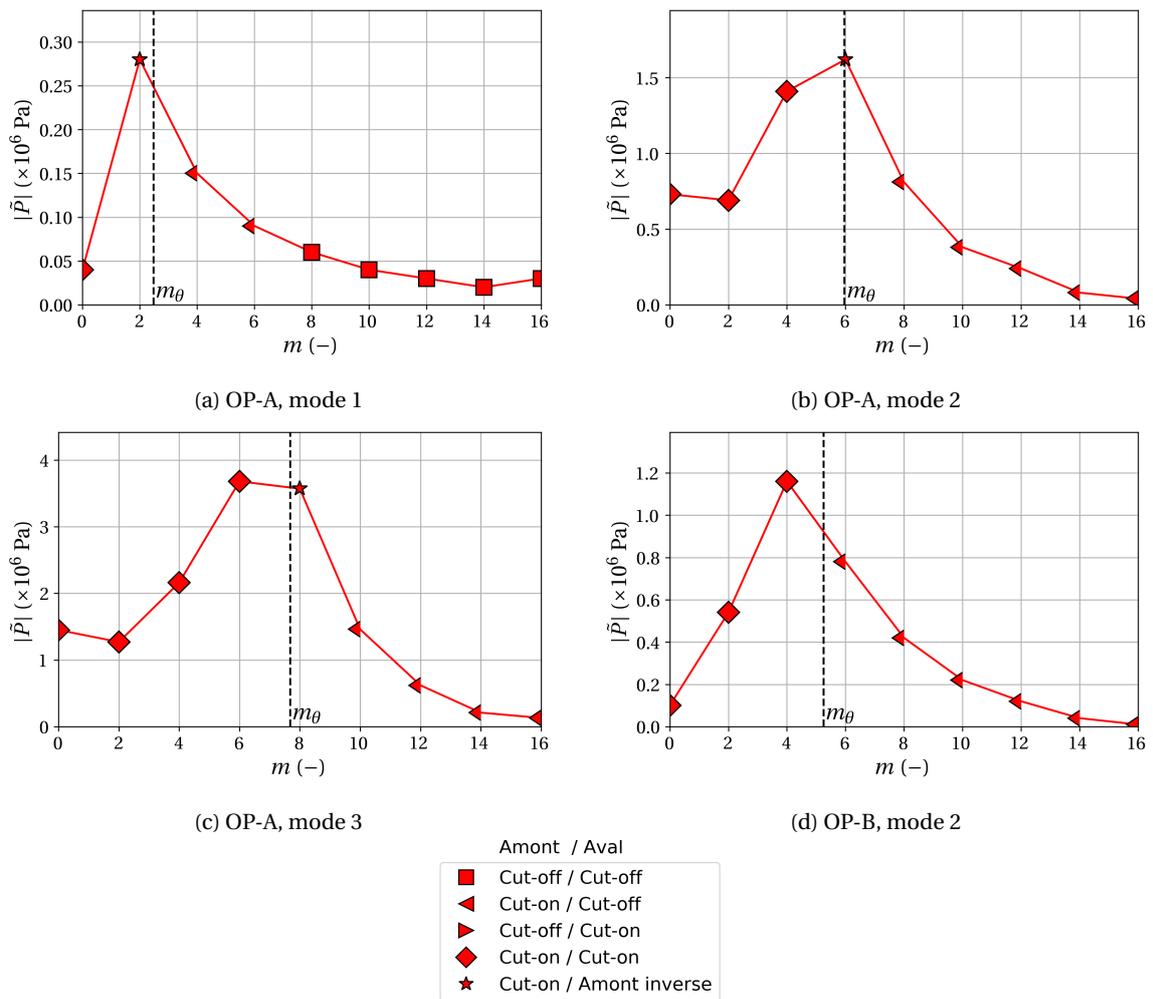


FIGURE G.3 – Amplitude des ordres azimutaux co-rotatifs à l’aval des aubes à 90%H pour les différents cas étudiés

# Nomenclature

## H.1 Liste des Acronymes

Acronymes	Définition
ALE	Arbitrary Lagrangian-Eulerian
BA	Bord d'Attaque
BF	Bord de Fuite
BPR	Taux de dilution
CATANA	Composite Aeroelastics and Aeroacoustics
CFL	Nombre de Courant-Friedrichs-Lewy
DNS	Direct Numerical Simulation
ECL	Ecole Centrale de Lyon
FEM	Finite Element Method
IBPA	Inter Blade Phase Angle
JST	schéma de Jameson-Schmidt-Turkel
$k - \omega$	Modèle de turbulence $k - \omega$
$k - l$	Modèle de turbulence $k - l$
LES	Large Eddy Scale
LMFA	Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique
LRANS	Linearized Reynolds Averaged Navier Stokes
LTDS	Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Structures
MAC	Modal Assurance Criteria
OGV	Outlet Guide Vane
PHARE	Plateforme machines tournantes pour la maîtrise des Risques Environnementaux
PIV	Particle image velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
SST	Shear Stress Transport
TUD	Technische Universität Darmstadt
UHBR	Ultra High Bypass Ratio
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes

## LISTE DES ACRONYMES

---

<b>Acronymes</b>	<b>Définition</b>
------------------	-------------------

---

VKI	Von Karman Institute
-----	----------------------

## H.2 Liste des Variables

Variables	Description	Unité
$Z$	Direction axiale	-
$a$	Amplitude de vibration	m
$a_s$	Vitesse du son	m/s
$c$	Corde	m
$c_p$	Capacité calorifique à pression constante	J/K
$D$	Matrice d'amortissement du système mécanique	kg/s
$\mathcal{D}$	Amortissement modal	kg
$E$	Energie totale	J
E	Module d'élasticité	Pa
$\mathcal{E}_c$	Énergie cinétique modale	J
$e_{max}$	Épaisseur maximale	m
EO	Harmoniques de la vitesse de rotation ( <i>Engine Order</i> )	-
$\mathbf{F}$	Termes de flux (RANS)	[q]/s
$f$	Fréquence	Hz
$\mathbf{F}$	Vecteur des forces appliquées au système mécanique	N
$\mathbf{f}_a$	Force aérodynamique	N
$f^c$	Fréquence de cut-on	Hz
$f^i$	Fréquence de transition aval/amont inverse	Hz
$\mathcal{F}$	Force modale	N
$f_{max}$	Flèche maximale	%c
$f_\Omega$	Fréquence adimensionnée	-
$f^f$	Fréquence positive dans le repère fixe	Hz
$f_r^f$	Fréquence relative dans le repère fixe	Hz
G	Coefficient de contraction	-
$G_y$	Matrice gyroscopique	kg/s <sup>2</sup>
$h$	Enthalpie	J
$h_t$	Enthalpie totale	J
H	Hauteur de veine	-
$h_{m/c}$	Rapport rayon moyeu/carter	-
$K$	Matrice de raideur du système mécanique	kg/s <sup>2</sup>
$k$	Nombre d'onde	rad/m
$k_t$	Énergie cinétique turbulente	J/kg
$k^c$	Nombre d'onde de cut-on	rad/m
$k^i$	Nombre d'onde de transition aval/amont inverse	rad/m
$\mathcal{K}$	Raideur modale	kg/s <sup>2</sup>
$k_r$	Nombre d'onde radial	rad/m
$k_z^\pm$	Nombre d'onde axial	rad/m
$k^r$	Fréquence réduite	-
$k_\omega^r$	Pulsation réduite	rad
$l$	Indice de la famille modale	-
$m$	Ordre azimutal	-
$M$	Matrice de masse du système mécanique	kg

LISTE DES VARIABLES

Variables	Description	Unité
$M$	Nombre de Mach	-
$m^f$	Ordre azimutal dans le repère fixe	-
$M_{is}$	Nombre de Mach isentropique dans le repère relatif	-
$\mathcal{M}$	Masse modale	kg
$M_r$	Nombre de Mach dans le repère relatif	-
$M_\theta$	Nombre de Mach azimutal	-
$M_z$	Nombre de Mach axial	-
$\mathbf{n}$	Normale surfacique	-
$N_a$	Nombre d'aubes	-
ND	Nombre de diamètres nodaux	-
Nn	Pourcentage de la vitesse nominale	s
$P$	Pression statique	Pa
$P_t$	Pression totale	Pa
$\mathcal{P}$	Puissance	W
$P_r$	Nombre de Prandtl	-
$P_{rt}$	Nombre de Prandtl Turbulent	-
$\mathbf{q}$	Vecteur des variables aérodynamiques conservatives	[q]
$q$	Variable aérodynamique quelconque	[q]
$r$	Coordonnée radiale	m
$\mathbf{R}$	Termes de résidu (RANS)	[q]/s
Re	Limite d'élasticité	Pa
$\mathbf{S}$	Termes sources (RANS)	[q]/s
$s$	Entropie	J/K
$S$	Surface	m <sup>2</sup>
$S_p$	Section de passage	m <sup>2</sup>
$T$	Période	s
$t$	Temps	s
$T_t$	Température totale	K
$T_\theta$	Temps de propagation acoustique azimutal	s
$Tu$	Taux de turbulence	-
$\mathbf{U}$	Vecteur des degrés de liberté de déplacement du système mécanique	m
$u$	Déplacement mécanique	m
$\dot{\mathbf{u}}$	Vitesse de déplacement mécanique	m/s
$U_e$	Vitesse d'entraînement	m/s
$\mathcal{U}$	Énergie de référence modale	J
$V$	Vitesse absolue	m/s
$\mathcal{V}$	Volume	m <sup>3</sup>
$W$	Vitesse relative	m/s
$\mathcal{W}_{elem}$	Travail aérodynamique élémentaire	J
$\mathcal{W}_{lin}$	Travail aérodynamique linéaire	J/m
$\mathcal{W}_{loc}$	Travail aérodynamique surfacique (local)	J/m <sup>2</sup>
$\mathcal{W}$	Travail aérodynamique	J
$\mathbf{x}$	Coordonnées du maillage	m

Variables	Description	Unité
$\dot{\mathbf{x}}$	Vitesse du maillage	m/s
$x_{f_{max}}$	Position de la flèche maximale	%c
$z$	Coordonnée axiale	m
$\alpha$	Angle de l'écoulement	°
$\alpha^f$	Angle des fronts d'onde dans le repère fixe	°
$\beta_{BA}$	Angle au bord d'attaque par rapport à l'axe machine	°
$\beta_{BF}$	Angle au bord de fuite par rapport à l'axe machine	°
$\delta$	Orientation de la nappe composite	°
$\Delta\gamma$	Cambrure	°
$\epsilon$	Déformation mécanique	-
$\eta$	Rendement isentropique	-
$\gamma$	Calage	°
$\gamma_{BA}$	Angle au bord d'attaque du profil	°
$\gamma_{BF}$	Angle au bord de fuite du profil	°
$\kappa$	Indice harmonique mécanique	-
$\lambda$	Longueur d'onde	m
$\mu$	Ordre radial	-
$\mu_t$	Viscosité dynamique turbulente	Pa.s
$\nu$	Module de cisaillement	Pa
$\omega$	Pulsation	rad/s
$\omega_t$	Taux de dissipation d'énergie turbulente	1/s
$\Omega$	Vitesse de rotation	tr/min
$\Omega^f$	Vitesse de rotation d'un mode dans le repère fixe	rad/s
$\omega^f$	Pulsation positive dans le repère fixe	rad/s
$\omega_r^f$	Pulsation relative dans le repère fixe	rad/s
$\Phi$	Phase des fluctuations de pression	rad
$\Phi_d$	Coefficient de débit	-
$\Pi$	Taux de pression	-
$\Psi$	Vecteur propre	-
$\Psi_c$	Coefficient de charge	-
$\rho$	Masse volumique	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Déphasage inter-aubes (IBPA)	rad
$\theta$	Coordonnée azimutale	m
$\theta^f$	Coordonnée azimutale dans le repère fixe	m
$\zeta$	Amortissement aérodynamique	-

### H.3 Liste des Exposants

Exposants	Définition
$\bar{z}$	Partie stationnaire
$\delta z$	Partie instationnaire
$\tilde{z}$	Fluctuation harmonique (complexe)

**Exposants Définition**

---

$c$	Direction de compression
1	Direction des fibres de carbone
2	Direction transverse aux fibres de carbone
3	Direction de l'épaisseur de nappes composites
$s - s$	Taux de pression statique à statique
$t - s$	Taux de pression totale à statique
$t - t$	Taux de pression totale à totale
$t$	Direction de traction

#### H.4 Liste des Opérateurs Mathématiques

**Opérateur Définition**

---

$\dot{z}$	Dérivée temporelle
$\mathbf{z}$	Vecteur
$z_R$	Partie réelle d'un nombre complexe
$z_I$	Partie imaginaire d'un nombre complexe
$ z $	Module d'un nombre complexe
$\arg(z)$	Argument d'un nombre complexe
$z^*$	Conjugué d'un nombre complexe
$z^t$	Transposée d'une matrice
$z^H$	Hermitien d'une matrice de nombres complexes
$z_1 \cdot z_2$	Produit scalaire

## 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. X. AMANDOLESE  
Maître de Conférences - EPN04 - Ingénierie Mécanique & Matériaux - 2 rue Conté  
75141 Paris cedex 03

et de

E. GONCALVES  
Professeur - ISAE-ENSMA - Téléport 2 - 1 avenue Clément Ader - BP 40109  
86961 Futuroscope Chasseneuil cedex

**Monsieur PAGES Valdo**

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

**Ecole doctorale Mécanique, Energétique, Génie Civil et Acoustique**

Fait à Ecully, le 29 novembre 2021

P/l'administrateur provisoire de l'ECL  
Le directeur des Formations

