



HAL
open science

Flottement fan et couplage acoustique : analyse et modélisation

Thomas Bontemps

► **To cite this version:**

Thomas Bontemps. Flottement fan et couplage acoustique : analyse et modélisation. Autre. Université de Lyon, 2020. Français. NNT : 2020LYSEC029 . tel-03250648

HAL Id: tel-03250648

<https://theses.hal.science/tel-03250648>

Submitted on 4 Jun 2021

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

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



ÉCOLE
CENTRALE LYON

Numéro d'ordre: 2020LYSEC29

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

Soutenue publiquement le 06/11/2020, par :

Thomas BONTEMPS

Flottement fan et couplage acoustique : analyse et modélisation

Devant le jury composé de :

Michel ROGER	Professeur des universités	Ecole Centrale de Lyon, LMFA	<i>Président</i>
Jean-Camille CHASSAING	Professeur des universités	Sorbonne Université, Institut d'Alembert	<i>Rapporteur</i>
Xavier GLOERFELT	Professeur des universités	ENSAM, DynFluid	<i>Rapporteur</i>
Emeline SADOULET-REBOUL	Maître de conférence	UBFC, FEMTO-ST	<i>Examinatrice</i>
Renaud DAON	Ingénieur	Safran Aircraft Engines	<i>Examineur</i>
Stéphane AUBERT	Professeur des universités	Ecole Centrale de Lyon, LMFA	<i>Directeur</i>
Maxime DE PRET	Ingénieur	Safran Aircraft Engines	<i>Invité</i>
Alain DUGEAI	Ingénieur	ONERA	<i>Invité</i>

Remerciements

Ça y est, la thèse c'est finalement terminé... C'est à la fois un grand soulagement et une belle page qui se tourne. Ce fut une période riche et intense, qui me marquera assurément pendant longtemps. Cela tient à la fois à l'expérience de recherche, toujours stimulante et enthousiasmante, mais aussi beaucoup aux gens avec qui j'ai pu être en contact pendant la durée de cette thèse.

Je tiens à remercier en premier lieu tous les membres du jury, et en particulier Jean-Camille Chassaing et Xavier Gloerfelt pour avoir accepté d'être rapporteurs.

J'adresse mes plus chaleureux remerciements à mon directeur de thèse Stéphane Aubert. Il a su m'accompagner et me faire grandir tout au long de mon travail, en étant toujours pertinent dans ses remarques et ouvert à la discussion. Un grand merci à toi Stéphane.

Je tiens également à remercier mes encadrants du côté de Safran Aircraft Engines. Je suis particulièrement reconnaissant à Maxime de Pret, qui m'a encadré sur toute la fin de thèse. Tu t'es toujours montré très disponible pour discuter de physique et tu t'es montré très à l'écoute pendant la dernière année. Un grand merci également à Renaud Daon pour m'avoir suivi de près depuis son arrivée. Enfin, je tiens également à remercier Nicolas de Cacqueray pour avoir initié ces travaux de thèse et m'avoir encadré pendant deux ans. Je souhaite également remercier toutes les personnes du Pôle aéroélasticité et des Méthodes qui m'ont accompagné au cours de ce travail, en particulier Béatrice et Charles pour leurs conseils avisés. Je me rappelle aussi du temps passé sur le plateau AEL, à "juste" régler quelques petits problèmes, et je remercie Tony, Thomas H., Jérôme, et surtout mon acolyte "l'autre" Thomas B. Bonne chance à Nicolas pour la suite !

J'ai passé la majorité du temps de cette thèse au LMFA. Je remercie vivement toutes les personnes que j'ai pu y côtoyer pendant ces années, notamment les membres du groupe Turbomachines. Le fait de se sentir entouré, de savoir qu'on peut toujours trouver de l'aide si besoin et de travailler dans la bonne humeur contribue pour beaucoup à la construction d'un projet de recherche. Merci en particulier à Pascal, Pierre et Christoph qui ont su me donner les bons conseils au bon moment et avec qui j'ai pu avoir des discussions passionnantes. Merci à Laurent pour m'avoir tant de fois dépanné, toujours avec bienveillance ! J'en viens à présent à mes camarades doctorants, avec qui j'ai partagé des idées, des barbecues, des descentes à ski et bien plus ! Ceux qui ont été là dans les bons et les mauvais moments et qui ont rendu le quotidien au labo plus agréable ! Trois ans de vie en somme... Merci donc à Jeff, Victor, Julissa, Ludo, Anne-Lise, Valdo, Martin R. et Martin B., Florent, Christophe, Gabriel, Yvo, Aurélien, Nicolas, et à tous ceux que j'oublie. Bon courage à ceux qui s'apprêtent à soutenir !

Je veux remercier du fond du cœur les membres de ma famille qui n'ont jamais cessé de me soutenir et de m'encourager. Bon courage à mon petit frère qui s'engage à son tour dans cette aventure qu'est la thèse !

Enfin, merci à toi Audrey pour embellir ma vie au quotidien. Les années passées ensemble ont été les plus belles de ma vie et ne sont je suis sûr qu'un début.

Résumé

Le flottement du fan d'un turboréacteur aéronautique est une instabilité aéroélastique qui peut entraîner la fatigue ou la rupture des aubes. Sa modélisation et sa simulation sont complexes en raison des nombreux phénomènes mécaniques, aérodynamiques et acoustiques impliqués. En particulier, la réflexion acoustique sur l'entrée d'air peut potentiellement stabiliser ou déstabiliser le fan de manière critique. L'objectif de ce travail est d'étudier l'interaction acoustique entre le fan et l'entrée d'air afin de préciser les mécanismes de ce couplage.

L'étude porte sur un fan représentatif des configurations civiles modernes, opérant en écoulement transsonique à régime partiel. Le premier mode de flexion est considéré avec 1, 2 et 3 diamètres nodaux. L'entrée d'air est de type « bellmouth ». La réponse aéroélastique du fan est étudiée en fonction du comportement acoustique du mode pour différents points de fonctionnement.

Trois méthodes avec différents niveaux de fidélité sont utilisées : des simulations instationnaires (URANS) sont réalisées avec le solveur elsA et incluent le fan vibrant sur un mode imposé et l'entrée d'air dans sa totalité ; des simulations acoustiques linéarisées sont réalisées avec le solveur Actran pour caractériser la réponse acoustique de l'entrée d'air à une source imposée au niveau du fan ; un modèle analytique issu de la littérature est utilisé pour prédire la propagation et la réflexion des ondes dans l'entrée d'air. Diverses études de sensibilité à des paramètres numériques montrent que la variabilité des résultats des simulations URANS est dans l'état de l'art. Les deux méthodes à plus basse fidélité sont validées en confrontation avec les résultats URANS.

Les résultats obtenus numériquement sont en accord avec les données expérimentales et avec celles établies dans la littérature. Les analyses menées montrent une forte corrélation entre la stabilité de l'aube et le comportement acoustique du mode excité, selon qu'il soit cut-on ou cut-off en amont et en aval du fan, et selon l'amplitude et la phase des ondes réfléchies sur l'entrée d'air. Cette caractérisation acoustique permet de classer les points de fonctionnement en différentes familles, lesquelles montrent également des comportements aéroélastiques locaux distincts. La poche supersonique sur l'extrados est le principal récepteur susceptible de réagir à l'interaction avec l'entrée d'air et de modifier significativement la stabilité de l'aube.

Mots-clés : Flottement, aéroélasticité, turbomachine, fan, couplage acoustique

Abstract

For an aeroengine, fan flutter is an aeroelastic instability that may lead to the fatigue or the failure of the blades. Its modelling and simulation are complex because of the many phenomena involved from mechanics, aerodynamics and acoustics. In particular, the acoustic reflexion on the air intake is likely to stabilize or destabilize the fan critically. This work aims to study the acoustic interaction between the fan and the air intake to precise the coupling mechanism.

A fan representative of the civil modern configurations is studied at partial speed for a transonic flow. The first bending mode is considered with 1, 2 and 3 nodal diameters. The air intake has a bellmouth geometry. The aeroelastic response of the fan is studied depending on the acoustic behavior of the modes for different operating points.

Three methods with different fidelity levels are used : unsteady simulations (URANS) are done with the elsA solver and include the fan vibrating on an imposed mode and the whole air intake ; acoustic linearized simulations are done with the Actran solver to characterize the acoustic response of the intake to a source imposed at the location of the fan ; an analytical model from the literature is used to predict the waves propagation and reflection in the air intake. Several sensitivity studies to numerical parameters show that the variability of the URANS simulations is in the state of the art. Both methods with a lower fidelity are validated through comparison with the URANS results.

The numerical results are consistent with experimental data and those from literature. The analyses show a strong correlation between the blade stability and the acoustic behavior of the excited mode, depending on its cut-on or cut-off condition upstream and downstream the fan. It depends also on the amplitude and the phase of the waves reflected on the air intake opening. That acoustic characterization allows to sort the operating points in different families that show also distinct local aeroelastic behaviors. The supersonic region on the suction side is the main receptor likely to respond to the interaction with the intake and that can change significantly blade stability.

Keywords : Flutter, aeroelasticity, turbomachinery, fan, acoustic coupling

Table des matières

Nomenclature	xxi
Introduction	1
1 Flottement du fan : un phénomène physique complexe à simuler	5
1.1 Fonctionnement du fan d'un moteur aéronautique	6
1.2 Phénomènes vibratoires pour un disque aubagé	7
1.2.1 Mode mécanique	7
1.2.2 Système harmonique avec couplage fluide/structure	9
1.2.3 Stabilité du système	11
1.2.4 Conditions d'un couplage déstabilisant	12
1.3 Le flottement, un couplage à différentes échelles	13
1.3.1 Couplage avec les structures aérodynamiques proches de l'aube	13
1.3.2 Couplage inter-aubes	14
1.3.3 Couplage acoustique amont/aval	16
1.3.4 Réduction d'opérabilité par le flottement	19
1.4 Méthodes de simulation numérique du flottement	20
1.4.1 Couplage fluide/structure	21
1.4.2 Simulation d'un écoulement instationnaire	22
1.4.3 Problématique des conditions aux limites	22
1.4.4 Incertitudes sur la prédiction numérique du flottement	23
1.5 Bilan	25
2 Acoustique dans l'entrée d'air	27
2.1 Introduction sur les ondes planes acoustiques	27
2.2 Notion de mode de conduit	29
2.2.1 Structure générale d'un mode de conduit	29
2.2.2 Structure radiale du mode	32
2.2.3 Notion de cut-on / cut-off	35
2.2.4 Concept de mode amont inverse	39

Table des matières

2.3	Propagation dans l'entrée d'air	40
2.3.1	Extension du modèle de mode de conduit pour une géométrie lentement variable	40
2.3.2	Wave splitting	42
2.4	Réflexion sur l'entrée d'air	44
2.4.1	Modélisation analytique	44
2.4.2	Influence de la forme de l'entrée d'air	47
2.5	Types de résonances acoustiques dans un conduit	49
2.6	Bilan	51
3	Méthodologie	53
3.1	Configuration étudiée	54
3.2	Modèle acoustique analytique de propagation / réflexion	56
3.3	Simulations acoustiques avec le solveur Actran	58
3.3.1	Présentation du solveur Actran	58
3.3.2	Calcul du champ aérodynamique moyen	59
3.3.3	Calcul de propagation acoustique	59
3.4	Confrontation du modèle analytique aux simulations Actran	59
3.4.1	Entrée d'air cylindrique	60
3.4.2	Entrée d'air bellmouth	60
3.5	Simulations URANS avec le solveur elsA	70
3.5.1	Modélisation physique et résolution numérique	71
3.5.2	Post-traitement des données	72
3.5.3	Mise en données	77
3.5.4	Etude de la linéarité des résultats instationnaires	92
3.6	Bilan	99
4	Analyse de la réponse acoustique et aéroélastique du système fan/nacelle	101
4.1	Etude de l'évolution du champ stationnaire dans le champ fan	102
4.2	Validation des simulations acoustiques dans l'entrée d'air	106
4.3	Analyse du comportement acoustique de l'entrée d'air	111
4.3.1	Transition cut-off/cut-on	111
4.3.2	Comportement acoustique des modes dans le champ fan	116
4.4	Analyse des variations de l'amortissement aérodynamique dans le champ fan	119
4.5	Confrontation de la stabilité du fan à la réponse acoustique de l'entrée d'air	122
4.5.1	Analyse croisée des grandeurs aéroélastiques et acoustiques	122
4.5.2	Modélisation de la corrélation entre l'amortissement aérodynamique et le flutter index	125
4.6	Bilan	126
5	Analyse de la réponse aéroélastique locale	129
5.1	Analyse du travail surfacique dans le champ fan	129
5.2	Analyse des fluctuations de pression	138

5.2.1	Stabilisation dans la zone de transition cut-off/cut-on à l'amont du fan	138
5.2.2	Analyse de la zone cut-on à l'amont et à l'aval du fan	141
5.2.3	Déstabilisation du fan pour un mode cut-on à l'amont et cut-off à l'aval	145
5.2.4	Stabilisation du fan pour un mode cut-on à l'amont et cut-off à l'aval	152
5.3	Bilan	154
Conclusion		155
A Paramètres numériques dans elsA		161
A.1	Modélisation physique de l'écoulement	161
A.2	Discretisation spatiale et temporelle	163
A.3	Déformation du maillage pour les calculs instationnaires aéroélastiques	164
A.4	Interface RNA	165
B Complément sur la méthode de wave splitting		167
C Complément au modèle de réflexion		173
D Évaluation du travail de déformation		175
E Sensibilité des résultats elsA au maillage		177
F Comparaison des résultats de wave splitting obtenus avec Actran et elsA		183
G Comportement cut-on/cut-off des modes dans les simulations elsA		189

Table des figures

1.1	Moteur LEAP-1A (www.safran-group.com)	6
1.2	Exemple de champ fan, d'après Rendu (2016)	7
1.3	Exemples de déformées modales, d'après Dugeai et al. (2018)	8
1.4	Exemple de diagramme de Campbell	10
1.5	Stabilité de l'aube selon le signe de l'amortissement ξ_m	11
1.6	Exemples de modes à différents nombres de diamètres	15
1.7	Réflexion acoustique sur l'entrée d'air d'après Zhao et al. (2017)	17
1.8	Amortissement aérodynamique selon la fréquence du mode 1F normalisée par la fréquence de cut-on associée, d'après Vahdati et Cumpsty (2012) . Les diamètres nodaux 1, 2 et 3 sont tracés respectivement en bleu, rouge et noir.	18
1.9	Types de flottement en fonction du point de fonctionnement dans le champ fan	19
1.10	Comparaison entre les prédictions numériques d'amortissement de 10 partenaires et les résultats expérimentaux (courbe rouge avec les barres d'erreur notées TUD) pour un point de fonctionnement pour un compresseur à 1.5 étages dans le projet FUTURE. D'après Fransson (2013)	24
1.11	Comparaison entre les prédictions numériques d'amortissement de 9 partenaires et les résultats expérimentaux le long de l'iso-vitesse 111%Nn pour un compresseur à 1.5 étages dans le projet FUTURE. Adapté d'après Holzinger et al. (2015) et Vogt et Fransson (2013)	25
2.1	Exemple d'onde plane oblique	28
2.2	Modes de conduit $(m, \mu) = (2, 0)$ à gauche et $(m, \mu) = (4, 2)$ à droite. Les diamètres nodaux sont en lignes pleines et les cercles nodaux sont en lignes pointillées.	30
2.3	Surface à iso-phase $k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} x + m\theta$ d'après Rienstra (2015)	31
2.4	Répartitions radiales $\psi_{m,\mu}$ pour $\mu = 0, 1, 2$ (en colonne) et $\tilde{h} = 0, 0.3, 0.6$ (en ligne). $m = 0$ en bleu, $m = 1$ en jaune, $m = 2$ en vert et $m = 3$ en rouge. Les valeurs de \tilde{h} sont représentatives de l'entrée d'air, du moyeu en pied du fan et du flux secondaire respectivement. La fonction $\psi_{\mu,rect}$ (cf équation (2.37)) est en ligne pointillée noire.	36
2.5	Relation de dispersion pour les modes $m = 0, 2, 3$ et $\mu = 0$ pour $\tilde{h} = 0$	38

2.6	Influence du nombre de Mach axial M_x et du rapport de moyeu \tilde{h} sur le nombre d'onde de cut-on k_c pour les modes (m, μ) avec $m = 0, 1, 2, 3$ et $\mu = 0, 1$	39
2.7	Mode amont inverse pour le mode $(2, 0)$. $\tilde{h} = 0$ et $M_x = 0.5$	40
2.8	Propagation et réflexion d'une onde émise par le fan dans l'entrée d'air	41
2.9	Module (à gauche) et argument (à droite) de $\mathcal{R}_{m,\mu,\nu}$ en fonction de la fréquence adimensionnée kR_c pour $m = 2$, μ et $\nu = 0, 1$ et $M_x = 0$	46
2.10	Module (à gauche) et argument (à droite) de $\mathcal{R}_{2,0,0}$ en fonction de la fréquence adimensionnée par la fréquence de cut-on f_c pour $m = 2$ et pour différentes valeurs du nombre de Mach axial	46
2.11	Formes de type « vol » et « bellmouth » d'après Silcox (1984)	48
2.12	Taux de réflexion pour les modes $m = 1, 2, 4$ et $\mu = 0$ pour différentes entrées d'air. Adaptée de Ville et Silcox (1980) et Silcox (1984)	48
2.13	Résonance radiale selon l'ordre azimutal m du mode. D'après Bouley (2017)	49
2.14	Evolution de la fréquence de cut-on f_c le long de l'axe du moteur	50
2.15	Configurations possibles selon la fréquence f du mode (voir la figure 2.14 pour la définition de f_{cBA} , f_{cmax} et f_{caval}). Les cas b et c sont les cas de résonance longitudinale.	51
3.1	Vue méridienne de la configuration étudiée	54
3.2	Amplitude de déplacement pour le mode 1F. Extradados à gauche, intrados à droite.	55
3.3	Entrées et sorties du modèle analytique de propagation/réflexion dans l'entrée d'air	57
3.4	Domaine de calcul utilisé pour les calculs avec Actran (agrandissement autour de l'entrée d'air)	58
3.5	Nombre de Mach axial stationnaire	59
3.6	Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air cylindrique pour le mode 1F2ND	60
3.7	Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air bellmouth pour le mode 1F1ND	61
3.8	Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air bellmouth pour le mode 1F2ND	62
3.9	Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air bellmouth pour le mode 1F3ND	62
3.10	Erreur commise par le modèle analytique pour les modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND pour l'entrée d'air bellmouth	63
3.11	Mode 1F2ND dans l'entrée d'air obtenu avec Actran avec $\dot{m} = \dot{m}_{ref}$ et $f = 1.06f_{cmax}$. Point à 75%Nn dp00	64
3.12	Mode 1F2ND dans l'entrée d'air obtenu avec Rienstra avec $\dot{m} = \dot{m}_{ref}$ et $f = 1.06f_{cmax}$. Point à 75%Nn dp00	64
3.13	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = \dot{m}_{ref}$ et $f = 1.06f_{cmax}$. Point à 75%Nn dp00	65
3.14	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = \dot{m}_{ref}$ et $f = 1.06f_{cmax}$. Point à 75%Nn dp00 (taux de réflexion corrigé pour le modèle de Rienstra)	66
3.15	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = 0.88\dot{m}_{ref}$ et $f = 1.03f_{cmax}$. Point à 75%Nn dp20	67
3.16	Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = \dot{m}_{ref}$ et $f = 1.27f_{cmax}$. Point à 75%Nn dp00	67

3.17 Flutter index obtenu avec Actran et le modèle de Rienstra pour le mode 1F1ND dans le champ fan	69
3.18 Flutter index obtenu avec Actran et le modèle de Rienstra pour le mode 1F2ND dans le champ fan	69
3.19 Flutter index obtenu avec Actran et le modèle de Rienstra pour le mode 1F3ND dans le champ fan	70
3.20 Amplitude de déplacement du maillage à 90%H pour le mode 1F2ND. Le déplacement dans la direction radiale est négligeable.	72
3.21 Schéma de l'aube soumise à un déplacement réel $\vec{\delta}_r$	74
3.22 Schéma de l'extraction des données sur une coupe à hauteur de veine constante et sur une ligne à x constant. Seule une partie de l'intérieur de la nacelle est représentée. . .	76
3.23 Domaine CFD avec une vue globale et un agrandissement proche du fan	78
3.24 Profils de couche limite au carter à $x = -0.42R_{cBA}$ (domaine fan) en amont du fan. Les marqueurs correspondent au centre des cellules du maillage.	81
3.25 Vue en coupe dans l'entrée d'air du maillage G. Seul 1 point sur 4 est affiché.	82
3.26 y^+ à la première cellule à la paroi pour le maillage G	84
3.27 Influence du maillage sur le nombre de Mach isentropique stationnaire à 90%H	85
3.28 Influence du maillage sur le gradient du nombre de Mach isentropique stationnaire à 90%H	86
3.29 Influence du maillage sur la cartographie du travail aérodynamique pour le mode 1F2ND	87
3.30 Influence du maillage sur la cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression pour le mode 1F2ND	87
3.31 Influence du maillage sur la cartographie de la phase des fluctuations de pression pour le mode 1F2ND	87
3.32 Influence du maillage sur les répartitions de travail, d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H	88
3.33 Influence du maillage sur la répartition de travail à 80%H et 50%H	89
3.34 Influence du maillage sur les répartitions radiales de travail pour le mode 1F2ND . . .	89
3.35 Sensibilité de l'amortissement aérodynamique au nombre d'itérations par période dans le repère tournant (20 sous-itérations)	91
3.36 Convergence de l'amortissement aérodynamique pour différents nombres de sous-itérations par pas de temps physique dans le schéma DTS (192 itérations par période)	91
3.37 Influence du nombre de sous-itérations sur la répartition de travail dans la direction radiale (192 itérations par période)	92
3.38 Influence du nombre de sous-itérations sur les répartitions de travail et d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H (192 itérations par période)	93
3.39 Amplitude des fluctuations de pression projetées sur des ordres azimutaux. Seuls les modes dépassant 5% de l'amplitude maximum du mode $m = 2$ sont tracés. La moyenne et la BPF sont exclues.	94
3.40 Spectre de la pression statique en 4 points du domaine	95
3.41 Influence de l'amplitude de vibration sur la répartition de travail dans la direction radiale	96

3.42	Influence de l'amplitude de vibration sur les répartition de travail et d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H	97
3.43	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air en fonction de l'amplitude de vibration	98
4.1	Caractéristiques stationnaires dans le champ fan	102
4.2	Nombre de Mach relatif à 90%H à 75%Nn	103
4.3	Comparaison des évolutions radiales du champ stationnaire en amont du fan ($x = -0.42R_{cBA}$)	104
4.4	Cartographie de nombre de Mach isentropique pour les différents points de fonctionnement. Les lignes vertes correspondent aux lignes de courant limites.	105
4.5	Valeurs moyennes (lignes noire) et extrémales (lignes rouges et bleues) dans la direction azimutale de M_x à 90% de hauteur de veine	106
4.6	Nombre de Mach axial moyen à 75%Nn dp20	107
4.7	Champ aérodynamique moyen le long de l'axe moteur à 75%Nn dp20	108
4.8	Mode 1F2ND elsA à 75%Nn dp20	109
4.9	Mode 1F2ND Actran à 75%Nn dp20	109
4.10	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20	110
4.11	Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20	110
4.12	Exemples de différents comportements cut-off/cut-on à l'amont et à l'aval issus des simulations elsA	112
4.13	Fréquences de cut-on à l'amont dans le champ fan pour les différents modes	113
4.14	Evolution de la fréquence de cut-on le long de l'entrée d'air	114
4.15	Amplitude du mode $m = 1$ à 90%H le long de l'axe moteur pour le mode 1F1ND à 70%Nn dp20	115
4.16	Amplitude du mode $m = 3$ à 90%H le long de l'axe moteur pour le mode 1F3ND à 80%Nn dp00	115
4.17	Amplitude du mode $m = 2$ à 90%H le long de l'axe moteur pour le mode 1F2ND	115
4.18	Cartographies de Flutter index obtenues avec Actran. [f_{cBA}, f_{cmax}] est la plage de transition cut-off/cut-on à l'amont, et f_{caval} est la fréquence de cut-on à l'aval.	117
4.19	Amortissement aérodynamique obtenu avec elsA dans le champ fan	120
4.20	Amortissement aérodynamique obtenu avec elsA selon le point de fonctionnement et le mode. Les courbes sont triées par régime moteur dans la colonne de gauche, et par mode dans la colonne de droite.	121
4.21	Corrélation entre les caractéristiques acoustiques dans l'entrée d'air et à l'aval du fan et l'amortissement aérodynamique	123
4.22	Evolutions comparées de l'amortissement aérodynamique et du flutter index (à gauche) et position de l'extraction à partir de la figure 4.21 (à droite)	124
4.23	Evaluation du modèle de corrélation entre ξ_{aero} et \mathcal{F} confronté avec les résultats de la figure 4.22	127
4.24	Application du modèle de corrélation entre ξ_{aero} et \mathcal{F} . Comparaison avec les résultats des simulations elsA (à gauche) et impact du couplage acoustique avec la nacelle (droite)	128

5.1	Cartographie du travail aérodynamique local pour le mode 1F1ND pour les différents points de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.	130
5.2	Cartographie du travail aérodynamique local pour le mode 1F2ND pour les différents points de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.	131
5.3	Cartographie du travail aérodynamique local pour le mode 1F3ND pour les différents points de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.	131
5.4	Travail intégré séparément sur l'extrados et l'intrados selon le point de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.	133
5.5	Travail intégré séparément en 3 zones sur une coupe à 90%H selon le point de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.	136
5.6	Travail et fluctuations de la pression statique à 90%H, à 70%Nn pour le mode 1F2ND et à 75%Nn pour le mode 1F3ND (famille ○)	139
5.7	Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F3ND, à 70%Nn (famille ×) et à 75%Nn (famille ○)	140
5.8	Cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression pour le mode 1F1ND pour les différents points de fonctionnement (famille □)	141
5.9	Cartographie de la phase des fluctuations de pression pour le mode 1F1ND pour les différents points de fonctionnement (famille □)	142
5.10	Cartographie de l'amplitude et de la phase des fluctuations de pression pour le mode 1F2ND à 80%Nn dp00 (famille □)	142
5.11	Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H, à 70%Nn dp20 et 80%Nn dp00 pour le mode 1F1ND et à 80%Nn dp00 pour le mode 1F2ND (famille □)	144
5.12	Cartographie du travail aérodynamique sur l'extrados pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ▽ à dp20 et dp10 et famille △ à dp00)	146
5.13	Cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ▽ à dp20 et dp10 et famille △ à dp00)	146
5.14	Cartographie de la phase des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ▽ à dp20 et dp10 et famille △ à dp00)	146
5.15	Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ▽ à dp20 et dp10 et famille △ à dp00)	147
5.16	Répartition radiale de travail pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ▽ à dp20 et dp10 et famille △ à dp00)	148
5.17	Fluctuations de la pression statique à 90%H, pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ▽ à dp20 et dp10 et famille △ à dp00)	149
5.18	Cartographie du travail aérodynamique sur l'extrados pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ▽ à dp20 et famille △ à dp10 et dp00)	150
5.19	Cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ▽ à dp20 et famille △ à dp10 et dp00)	150
5.20	Cartographie de la phase des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ▽ à dp20 et famille △ à dp10 et dp00)	150

Table des figures

5.21	Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ∇ à dp20 et famille \triangle à dp10 et dp00)	151
5.22	Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F2ND à 80%Nn (famille \triangle à dp20 et dp10 et famille \square à dp00)	153
5.23	Répartition radiale de travail pour le mode 1F2ND à 80%Nn (famille \triangle à dp20 et dp10 et famille \square à dp00)	154
A.1	Schéma de l'interface RNA entre deux domaines à rayon donné. Les valeurs de la grandeur Q sont calculées au centre des faces. \tilde{Q} est une valeur interpolée.	166
B.1	Mode analytique imposé $p^- + p^+$	168
B.2	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données analytiques (méthode locale)	168
B.3	Répartition radiale du mode en amplitude pour différentes positions axiales pour les données analytiques (méthode locale)	168
B.4	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données elsA (méthode locale)	169
B.5	Répartition radiale du mode en amplitude pour différentes positions axiales pour les données elsA (méthode locale)	169
B.6	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données analytiques (méthode locale perturbée)	170
B.7	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données analytiques (méthode globale perturbée)	170
B.8	Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données elsA (méthode globale)	171
C.1	Chemin d'intégration dans le plan complexe, d'après Rienstra (2015)	174
D.1	Travail de déformation selon le mode et le point de fonctionnement	176
D.2	Part du travail de déformation par rapport au travail total selon le mode et le point de fonctionnement	176
E.1	Influence du maillage sur le nombre de Mach isentropique stationnaire à 90%H sur l'iso-vitesse 75%Nn	177
E.2	Influence du maillage sur la pression statique stationnaire à 90%H sur l'iso-vitesse 75%Nn	178
E.3	Influence du maillage sur la cartographie du travail aérodynamique sur l'extrados pour le mode 1F2ND sur l'iso-vitesse 75%Nn pour le maillage G^+	178
E.4	Influence du maillage sur la cartographie du travail aérodynamique sur l'extrados pour le mode 1F2ND sur l'iso-vitesse 75%Nn pour le maillage G	178
E.5	Influence du maillage sur les répartitions de travail et d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H sur l'iso-vitesse 75%Nn	179
E.6	Influence du maillage sur les répartitions radiales de travail pour le mode 1F2ND sur l'iso-vitesse 75%Nn	181

E.7 Influence du maillage sur l'amortissement aérodynamique	182
F.1 Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20	184
F.2 Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp10	184
F.3 Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00	184
F.4 Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20	185
F.5 Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp10	185
F.6 Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00	185
F.7 Sensibilité au maillage de la norme et de la phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20	186
F.8 Sensibilité au maillage de la norme et de la phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp10	186
F.9 Sensibilité au maillage de la norme et de la phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00	186
F.10 Comparaison des champs aérodynamiques moyens le long de l'axe moteur à 75%Nn	187
F.11 Norme et phase du mode 1F3ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00	187
G.1 Comportement cut-off/cut-on du mode 1F1ND à l'amont et à l'aval à 90%H dans les simulations elsA	190
G.2 Comportement cut-off/cut-on du mode 1F2ND à l'amont et à l'aval à 90%H dans les simulations elsA	191
G.3 Comportement cut-off/cut-on du mode 1F3ND à l'amont et à l'aval à 90%H dans les simulations elsA	192

Liste des tableaux

1.1	Couplage fluide/structure en fonction de la fréquence réduite	12
1.2	Conditions d'apparition du flottement décrites dans la littérature	20
3.1	Nombre de points dans les maillages	83
3.2	Qualité des maillages	83
3.3	Nombre d'itérations par période selon le mode et le domaine	90
3.4	Comparaison des 3 méthodes retenues	99
4.1	Matrice des calculs	103
4.2	Caractère cut-off/cut-on des modes à l'aval du fan	116
4.3	Coefficients du modèle d'amortissement en fonction du débit et du flutter index	125
5.1	Table des symboles associés aux familles de comportement acoustique	130
A.1	Paramètres utilisés pour les calculs elsA	163

Nomenclature

Variables

$A_{m,\mu}^{\pm}$	Coefficient d'amplitude complexe du mode (m, μ) amont $(-)$ ou aval $(+)$
a	Vitesse du son [m/s]
c	Corde [m]
\vec{f}	Force surfacique du fluide sur l'aube [Pa]
f	Fréquence [Hz]
f_c	Fréquence de cut-on [Hz]
ω_r	Fréquence réduite [-]
\mathcal{F}	Flutter index [-]
G^+, G	Maillages raffiné et déraffiné
h	Hauteur de veine [%]
\tilde{h}	Rapport de moyeu $(=R_m/R_c)$ [-]
i	Unité imaginaire, $i^2 = -1$
J_m, Y_m	Fonctions de Bessel de 1 ^{ère} et de 2 ^{nde} espèces d'ordre m
k	Energie cinétique turbulente [m ² /s ²]
k	Nombre d'onde [rad/m]
$k_{r_{m,\mu}}$	Nombre d'onde radial du mode (m, μ) [rad/m]
$k_{x_{m,\mu}}^{\pm}$	Nombre d'onde axial complexe du mode (m, μ) [rad/m]
l	Longueur caractéristique de la turbulence [m]
m	Ordre azimutal, nombre de diamètres nodaux
\dot{m}	Débit masse [kg/s]
M	Nombre de Mach [-]
M_{rel}	Nombre de Mach relatif [-]
M_x	Nombre de Mach axial [-]
M_{is}	Nombre de Mach isentropique [-]
$N_{m,\mu}, M_{m,\mu}$...	Coefficients de normalisation du mode (m, μ)
N_b	Nombre d'aubes [-]
P_s	Pression statique [Pa]
p	Partie fluctuante de la pression statique [Pa]
P_t	Pression totale [Pa]
r	Rayon [m]
R_c	Rayon au carter [m]
R_m	Rayon au moyeu [m]
$\mathcal{R}_{m,\mu,\nu}$	Coefficient de réflexion du mode (m, μ) sur le mode (m, ν)
t	Temps [s]

Nomenclature

T	Période [s]
T_s	Température statique [K]
T_t	Température totale [K]
Tu	Taux de turbulence [-]
\mathcal{U}	Energie cinétique sur une période de vibration ($= 2\pi\kappa$) [J]
V	Vitesse du fluide dans le repère fixe [m/s]
W	Vitesse du fluide dans le repère relatif [m/s]
\mathcal{W}	Travail [J]
\mathcal{W}_{loc}	Travail local surfacique [J/m ²]
x, y, z	Coordonnées cartésiennes [m]
$\vec{\delta}$	Déplacement de l'aube [m]
θ	Angle azimutal [°]
θ_s	Extension azimutale d'un secteur d'aube ($= 360/N_b$) [°]
κ	Raideur généralisée [J]
λ	Longueur d'onde [m]
μ	Ordre radial
μ	Viscosité dynamique laminaire [Pa.s]
μ_t	Viscosité dynamique turbulente [Pa.s]
$\Delta\phi$	Déphasage [°]
ϕ	Phase [°]
φ	Potentiel acoustique [m ² /s]
Π	Taux de pression totale à totale [-]
$\psi_{m,\mu}$	Forme radiale du mode (m, μ)
ρ	Masse volumique [kg/m ³]
σ	Nombre d'onde axial réduit [rad/m]
τ	Rapport d'amplitude de pression [%]
ξ	Amortissement
ω	Pulsation ($=2\pi f$) [rad/s]
Ω	Vitesse de rotation du fan [rad/s]

Exposants

z^R	Partie réelle du nombre complexe z ($= \text{Re}(z)$)
z^I	Partie imaginaire du nombre complexe z ($= \text{Im}(z)$)
z^*	Conjugué du nombre complexe z , $z^* = z^R - iz^I$

Indices

BA/ BF	Valeur au bord d'attaque / bord de fuite
ref	Valeur au point de référence
tournant	Valeur dans le repère tournant
fixe	Valeur dans le repère fixe
aero	aérodynamique
bord	Valeur à l'entrée de la nacelle
meca	mécanique

Opérateurs mathématiques

$\vec{\nabla}$	Gradient
$\vec{\nabla} \cdot$	Divergence
$\vec{\nabla} \times$	Rotationnel
\cdot	Produit scalaire euclidien

- $\|\cdot\|$ Norme euclidienne
- $\langle \cdot, \cdot \rangle$ Produit scalaire L^2
- $\|\cdot\|_{L^2(x)}$ Norme L^2 à la position x

Introduction

Contexte

L'Organisation de l'Aviation Civile Internationale ([OACI \(2018\)](#)) prévoit une augmentation du trafic aérien d'un facteur 2 d'ici à 2050. Dans le même temps, les objectifs donnés par l'[ACARE \(2017\)](#) (*Advisory Council for Aeronautics Research in Europe*) pour la même date sont très ambitieux, ciblant notamment une baisse de 75% des émissions de CO₂, de 90% des émissions d'oxydes d'azote (NO_x) et de 65% du bruit perçu par rapport à l'année 2000. Les progrès technologiques à accomplir sont conséquents, et nécessitent des changements importants dans la conception des moteurs. Par exemple, les fans des turboréacteurs récents tendent à être en matériaux composites, d'un plus grand diamètre et avec une forme davantage tridimensionnelle que par le passé. Ces évolutions, guidées par une recherche de performance, ne doivent cependant pas se faire au détriment de l'opérabilité. Le risque vibratoire encouru par les aubages doit notamment être maîtrisé. Toutefois, certains phénomènes restent encore aujourd'hui mal compris.

C'est par exemple le cas du flottement du fan, une instabilité aéroélastique qui peut mener à la fatigue et à la rupture des aubes. Il est primordial de garantir à la fin du processus de conception que ce danger est écarté et ne sera pas rencontré sur le moteur en vol. Avant de vérifier cela en essais, il est important d'être en mesure de réaliser des simulations numériques du phénomène, de manière à tester différentes configurations lors de la conception. Pour cela, une compréhension suffisamment fine des mécanismes physiques impliqués est nécessaire.

Le flottement est un phénomène multiphysique par nature, qui résulte d'un couplage fluide/structure instable. Néanmoins, sous certaines hypothèses, un découplage peut être envisagé. Cela a facilité la conception du fan pendant les dernières décennies, au prix d'aubes très rigides et droites, avec éventuellement des dispositifs inter-aubes (nageoires) pour limiter le risque vibratoire. Les avancées réalisées dans la conception, pour gagner en rendement notamment, remettent peu à peu en cause les pratiques passées. Récemment, les interactions acoustiques du fan avec son environnement dans le moteur ont été mises en évidence et elles semblent avoir un impact significatif sur le déclenchement du flottement. L'évolution rapide de la forme de l'entrée d'air attendue pour les prochaines générations de moteurs met d'autant plus l'accent sur cette problématique.

Objectifs

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'une convention CIFRE entre le Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA) et l'entreprise Safran Aircraft Engines.

Les objectifs en sont :

- Vérifier et caractériser l'influence de l'entrée d'air sur le flottement du fan.
- Améliorer la compréhension des mécanismes d'interaction entre le fan et l'entrée d'air.
- Proposer des méthodes de prédiction du flottement fan tenant compte de cette interaction, et cela avec plusieurs niveaux de fidélité.

Organisation du mémoire

Le premier chapitre introduit le phénomène de flottement du fan d'un turboréacteur aéronautique moderne. Le fonctionnement du fan est d'abord brièvement décrit. Ensuite, le cadre habituel de la modélisation du flottement est exposé, notamment en s'attachant aux notions de mode mécanique, de couplage aéroélastique et de stabilité. Une revue non exhaustive des principaux phénomènes impliqués dans le flottement du fan est entreprise, en spécifiant l'échelle à laquelle ils se manifestent (locale, inter-aubes, globale au niveau de la nacelle). Dans un dernier temps, les outils de simulations numériques couramment utilisés pour prédire le flottement fan sont présentés, afin de donner des références par rapport à la méthodologie employée dans la thèse.

Au vu de l'importance de l'interaction du fan avec la nacelle, le second chapitre introduit la théorie des modes acoustiques de conduit qui est utilisée par la suite comme cadre d'analyse dans l'entrée d'air. La notion de mode de conduit est d'abord décrite, en insistant sur la structure d'une telle onde et les conditions nécessaires à sa propagation sans atténuation selon l'axe du moteur. La théorie est ensuite étendue au cas d'une géométrie de conduit à section variable, de manière à pouvoir être appliquée par la suite à la configuration réelle étudiée. Cette extension permet également de définir une méthode de décomposition modale pour séparer les ondes se propageant vers l'amont de celles se propageant vers l'aval. La suite du chapitre introduit une méthode de modélisation de la réflexion des ondes sur le bord de l'entrée d'air, ainsi que des limitations vis-à-vis de la géométrie étudiée. Enfin, une synthèse des cas de résonance acoustique dans l'entrée d'air est proposée.

Après une courte présentation de la configuration industrielle étudiée, le chapitre 3 est consacré à l'exposition des différentes méthodologies utilisées dans ce travail et à leur évaluation. Un premier outil, analytique et rapide à mettre en œuvre, s'appuie sur les théories décrites dans le chapitre 2. Un deuxième outil est le logiciel commercial Actran permettant de faire des simulations de la propagation/réflexion acoustique dans l'entrée d'air, en modélisant le fan comme une source modale. Ces deux méthodes sont ensuite confrontées sur une configuration académique et sur la configuration étudiée. La suite du chapitre 3 présente le solveur elsA (Airbus-Safran-ONERA) utilisé pour réaliser des simulations URANS dans lesquelles la vibration du fan est imposée. Les modèles physiques et numériques employés sont décrits, ainsi que les méthodes de post-traitements utilisées pour les analyses, avant de détailler la mise en données réalisée. Le domaine de calcul sur 360° comprend en particulier le fan et la nacelle. Des études de sensibilité au maillage et aux paramètres de discrétisation en temps

sont analysées. Enfin, le caractère linéaire des résultats instationnaires en fonction de l'amplitude de l'excitation du fan est évalué.

Une analyse du système fan/nacelle est réalisée dans le chapitre 4, à partir de résultats stationnaires, acoustiques puis aéroélastiques. La corrélation entre la stabilité du fan et les conditions de propagation acoustique des modes en amont et en aval est ensuite analysée. Un modèle analytique simple est par ailleurs proposé pour rendre compte des contributions du fan seul et de la nacelle à la stabilité des aubages.

Le chapitre 5 étudie ensuite les distributions de travail surfacique et de fluctuations de pression sur une aube fan. Cette approche locale vient en support des analyses plus globales réalisées dans le chapitre 4 et permet d'approfondir les liens entre la réponse aéroélastique du fan et l'interaction acoustique avec son environnement.

Enfin, le dernier chapitre donne les conclusions de ce travail ainsi que les perspectives qui en découlent.

Flottement du fan : un phénomène physique complexe à simuler

Sommaire

1.1	Fonctionnement du fan d'un moteur aéronautique	6
1.2	Phénomènes vibratoires pour un disque aubagé	7
1.2.1	Mode mécanique	7
1.2.2	Système harmonique avec couplage fluide/structure	9
1.2.3	Stabilité du système	11
1.2.4	Conditions d'un couplage déstabilisant	12
1.3	Le flottement, un couplage à différentes échelles	13
1.3.1	Couplage avec les structures aérodynamiques proches de l'aube	13
1.3.2	Couplage inter-aubes	14
1.3.3	Couplage acoustique amont/aval	16
1.3.4	Réduction d'opérabilité par le flottement	19
1.4	Méthodes de simulation numérique du flottement	20
1.4.1	Couplage fluide/structure	21
1.4.2	Simulation d'un écoulement instationnaire	22
1.4.3	Problématique des conditions aux limites	22
1.4.4	Incertitudes sur la prédiction numérique du flottement	23
1.5	Bilan	25

Ce chapitre vise à présenter l'état de l'art sur la compréhension physique du flottement du fan et sur les méthodes de simulation numérique disponibles. Après une brève introduction au fonctionnement du fan, les notions essentielles pour comprendre la mécanique vibratoire du flottement sont abordées. Ensuite, les phénomènes aérodynamiques, mécaniques et acoustiques potentiellement impliqués sont passés en revue, en précisant l'échelle à laquelle ils interviennent. Enfin, les principales méthodes de simulation numérique utilisées pour caractériser le flottement sont introduites.

1.1 Fonctionnement du fan d'un moteur aéronautique

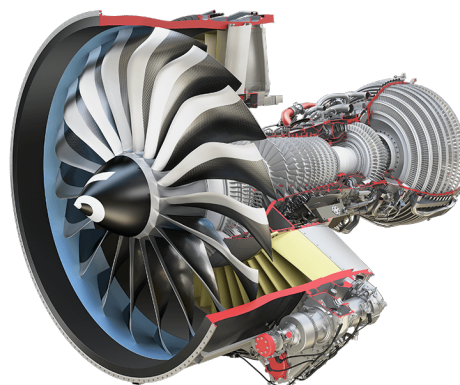
Le fan, ou soufflante, est la première roue aubagée que rencontre l'écoulement dans un turboréacteur aéronautique civil moderne. Il est par exemple visible sur un moteur LEAP-1A sur la figure 1.1. Un tel moteur est dit bi-flux car l'écoulement est divisé après le passage du fan :

- le flux primaire est dirigé vers les parties chaudes du moteur (compresseur, chambre de combustion, turbine). Une partie de l'énergie du fluide est récupérée par la turbine, et sert à entraîner le fan et le compresseur.
- le flux secondaire contourne le corps chaud. Il est simplement redressé par un stator appelé OGV (*Outlet Guide Vane*) et il contribue à la majeure partie de la poussée.

Le rapport entre les débits masses du flux secondaire et du flux primaire est appelé taux de dilution. Il est de l'ordre de 10 pour les moteurs actuels et devrait atteindre 15 sur la prochaine génération (UHBR de Safran Aircraft Engines, UltraFan de Rolls-Royce). Dans le même temps, le taux de pression généré par le fan (FPR pour *Fan Pressure Ratio*) tend à diminuer. Ces deux évolutions visent à augmenter le débit du flux secondaire tout en diminuant sa vitesse d'éjection, de manière à augmenter le rendement propulsif du moteur (voir Epstein (2014)). Une façon d'y parvenir est d'augmenter le diamètre du fan, ce qui pose alors des problèmes de masse et de vitesse en tête d'aube. En conséquence, les fans modernes ont tendance à être plutôt en matériaux composites, plus légers que les alliages métalliques pour la même rigidité spécifique (voir Arnold (2012)), et à avoir moins d'aubages mais davantage chargés. L'évolution dans la conception modifie également la réponse aux vibrations du fan, nécessitant de nouvelles méthodes de simulation.



(a) Installé sur un avion d'essai B747-400



(b) Vue en coupe

FIGURE 1.1: Moteur LEAP-1A (www.safran-group.com)

Le fan est amené à fonctionner dans différentes conditions, par exemple au décollage, en croisière ou à l'atterrissage. Son état est classiquement repéré par un point de fonctionnement placé dans un diagramme taux de pression / débit masse tel qu'illustré sur la figure 1.2. Une telle représentation est souvent appelée champ fan. Le point de fonctionnement nominal est un point de repère lors de la conception, proche du point de fonctionnement en croisière. La vitesse de rotation en ce point est notée N_n . Le régime moteur peut être exprimé en pourcentage de cette vitesse nominale. Les lignes à iso-vitesse de rotation sont également représentées sur la figure 1.2. A vitesse constante et en régime

sain, la baisse de débit est associée à une augmentation de l'incidence et du chargement des aubes, provoquant une augmentation du taux de pression fourni par le fan. La baisse du débit est obtenue expérimentalement par la fermeture d'une vanne dans le flux secondaire. La variation du vannage permet ainsi d'atteindre les différents points de fonctionnement sur une iso-vitesse.

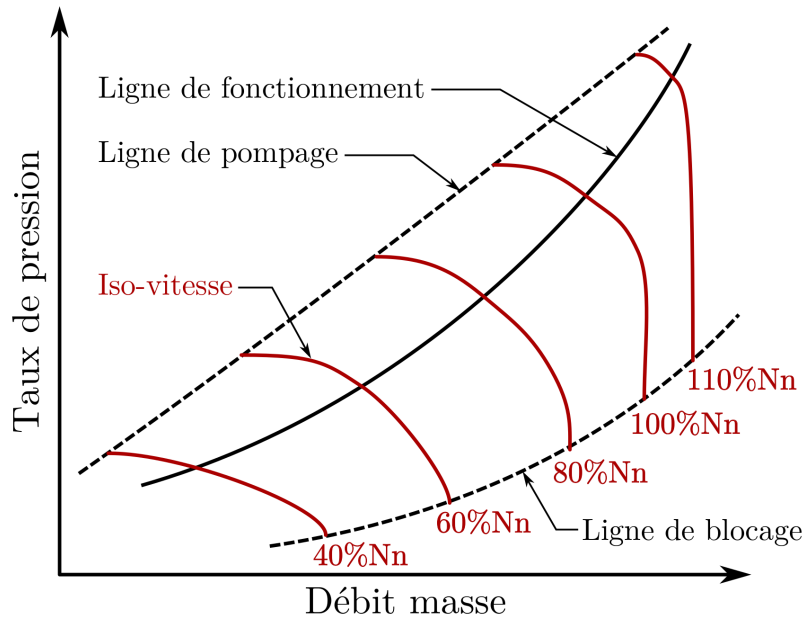


FIGURE 1.2: Exemple de champ fan, d'après Rendu (2016)

Le fan est prévu pour opérer le long de la ligne de fonctionnement nominale. Néanmoins, dans certaines phases de vol, les conditions d'opération du fan peuvent s'éloigner de cette ligne. La plage de fonctionnement du fan, ou zone d'opérabilité, est cependant limitée par différents phénomènes. Parmi les phénomènes aérodynamiques limitants les plus connus, il est possible de citer :

- le blocage (à bas taux de pression et haut débit) : il correspond à l'apparition d'une onde de choc sur toute une section du moteur. Une diminution de la pression aval n'a plus de répercussion sur l'amont, et le débit maximum est alors atteint.
- le pompage (à haut taux de compression et bas débit) : l'incidence sur les aubes est telle que le décrochage est atteint sur la totalité de la circonférence. Une onde de pression longitudinale basse fréquence s'installe alors, pouvant dans le pire des cas provoquer une inversion du débit dans la machine.

Enfin, l'opérabilité du fan est également limitée par des phénomènes vibratoires, qui sont l'objet de la section qui suit.

1.2 Phénomènes vibratoires pour un disque aubagé

1.2.1 Mode mécanique

En considérant que l'aube est un système mécanique à n degrés de liberté, son état est déterminé par la donnée du vecteur $X(t)$ contenant les n coordonnées dans l'espace des points du système qui

suffisent à le décrire, et du vecteur $\dot{X}(t) = \frac{\partial X}{\partial t}(t)$ contenant la vitesse de déplacement en chacun de ces points. Pour un système soumis à de petites oscillations (dans le domaine linéaire) et excité par un forçage F , l'équation du mouvement peut s'écrire :

$$M\ddot{X} + D\dot{X} + KX = F \quad (1.1)$$

avec M la matrice de masse du système, D la matrice de dissipation et K la matrice de raideur. Il s'agit d'un système de n équations couplées. Lorsque la force F est d'origine aérodynamique, on parle de réponse aéroélastique du système mécanique.

Dans le cas d'une faible perturbation du système autour de sa position d'équilibre (hypothèse de linéarité), une décomposition en modes propres peut être effectuée :

$$X(t) = \sum_{i=1}^n \Phi_i q_i(t) \quad (1.2)$$

où Φ_i désigne le $i^{\text{ième}}$ mode propre et q_i est la $i^{\text{ième}}$ coordonnée généralisée (sans dimension, $q_i \in \mathbb{R}$). En pratique, Φ_i correspond à une déformée propre de l'aube. Des exemples de modes de flexion et de torsion sont illustrés sur la figure 1.3.

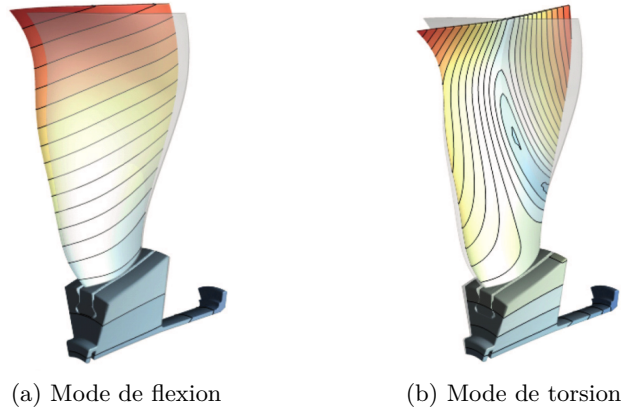


FIGURE 1.3: Exemples de déformées modales, d'après [Dugeai et al. \(2018\)](#)

En injectant l'expression (1.2) dans l'équation du mouvement (1.1), il vient :

$$\sum_{i=1}^n (M\Phi_i \ddot{q}_i + D\Phi_i \dot{q}_i + K\Phi_i q_i) = F \quad (1.3)$$

Les modes propres forment une base orthogonale des déplacements permis, sinon la structure aurait moins de n degrés de liberté. Par conséquent, en projetant l'équation (1.3) sur le mode Φ_m , le système d'équations est découplé et l'équation scalaire pour chaque mode s'écrit :

$$\underbrace{\Phi_m^T M \Phi_m}_{\mu_m} \ddot{q}_m + \underbrace{\Phi_m^T D \Phi_m}_{\delta_m} \dot{q}_m + \underbrace{\Phi_m^T K \Phi_m}_{\kappa_m} q_m = \underbrace{\Phi_m^T F}_{F_m} \quad (1.4)$$

où μ_m est la masse généralisée, δ_m la dissipation généralisée, κ_m la raideur généralisée et F_m la force généralisée. L'adjectif "modale" est parfois préféré à celui de "généralisée". Les termes μ_m , δ_m , κ_m et F_m sont définis à une constante multiplicative près dépendant de l'amplitude du mouvement. En effet, si l'amplitude de la déformée Φ_m est multipliée par un réel positif α , la force généralisée varie également d'un rapport α , tandis que les valeurs de μ_m , δ_m et κ_m sont multipliées par α^2 .

Pour de petites perturbations harmoniques autour de la position d'équilibre du système, la coordonnée généralisée q_m et la force modale F_m peuvent s'écrire :

$$q_m = q_{m0} e^{i\omega t} \quad (1.5)$$

$$F_m = F_{m0} e^{i\omega t} \quad (1.6)$$

L'équation (1.4) peut alors être formulée dans le domaine fréquentiel :

$$\left[-\omega^2 \mu_m + i\omega \delta_m + \kappa_m \right] q_{m0} = F_{m0} \quad (1.7)$$

Dans le cas où il n'y a pas de couplage entre l'écoulement et l'aubage, l'amplitude F_{m0} est indépendante de l'état du système mécanique, et l'équation (1.4) est un système harmonique forcé. On parle alors de réponse forcée, dans la mesure où la force d'excitation est extérieure au fan et coïncide avec la fréquence d'un mode propre de l'aube à la pulsation ω . Il s'agit alors : ou bien d'éviter que le moteur ne fonctionne sur ces points ; ou bien de s'assurer que l'amplitude maximum des vibrations est suffisamment faible pour ne pas endommager les aubages. Pour cela, les coïncidences entre les multiples de la fréquence de rotation du moteur et les modes propres de la structure sont représentées dans un diagramme de Campbell. Un exemple est donné sur la figure 1.4. Les sources d'excitation synchrones peuvent être par exemple les interactions rotor/stator (voir [Terstegen et al. \(2019\)](#)) et les distorsions d'entrée d'air (voir [Berthelon et al. \(2019\)](#)). Au contraire de la réponse forcée synchrone, la signature fréquentielle du flottement est asynchrone, c'est-à-dire qu'elle n'est pas un multiple de la fréquence de rotation de la machine. De plus, la source d'excitation est intrinsèquement liée au mouvement vibratoire de l'aube. Pour cela, le flottement est un phénomène dit auto-induit et auto-entretenu.

1.2.2 Système harmonique avec couplage fluide/structure

Dans le cas où le couplage fluide/structure ne peut pas être négligé, la force F_m dépend de q_m et \dot{q}_m . En considérant que $F_m = 0$ quand le système est au repos, un développement au premier ordre en q_m et \dot{q}_m , tel que réalisé par [Dugeai et al. \(2018\)](#), permet alors d'écrire :

$$F_m(q_m, \dot{q}_m) = \kappa_m^{\text{aero}} q_m + \delta_m^{\text{aero}} \dot{q}_m \quad (1.8)$$

et donc :

$$F_{m0} = (\kappa_m^{\text{aero}} + i\omega \delta_m^{\text{aero}}) q_{m0} \quad (1.9)$$

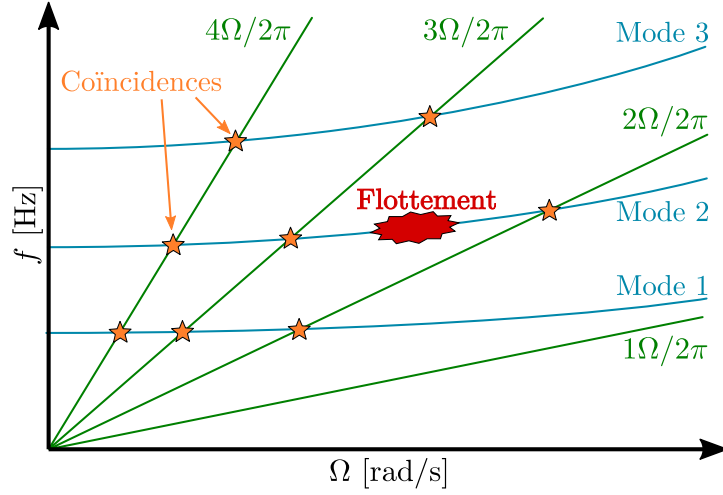


FIGURE 1.4: Exemple de diagramme de Campbell

Injecté dans l'équation (1.7), il vient :

$$[-\omega^2 \mu_m + i\omega \underbrace{(\delta_m + \delta_m^{\text{aero}})}_{\tilde{\delta}_m} + \underbrace{(\kappa_m + \kappa_m^{\text{aero}})}_{\tilde{\kappa}_m}] q_{m0} = 0 \quad (1.10)$$

La pulsation du mode m est définie comme $\omega_m^2 = \tilde{\kappa}_m / \mu_m$, et elle est donc différente a priori de la pulsation d'excitation ω . Le terme de dissipation est exprimé sous la forme $\tilde{\delta}_m = 2\xi_m \omega_m \mu_m$, faisant ainsi apparaître le coefficient d'amortissement ξ_m . L'équation (1.10) devient :

$$[-\omega^2 + 2i\omega \omega_m \xi_m + \omega_m^2] q_{m0} = 0 \quad (1.11)$$

En excluant la solution triviale $q_{m0} = 0$, il est nécessaire que :

$$-\omega^2 + 2i\omega \omega_m \xi_m + \omega_m^2 = 0 \quad (1.12)$$

Dans le cas où $|\xi_m| < 1$ (ce qui est le cas dans tout le mémoire), cette équation du second ordre en ω a pour solution positive :

$$\omega = \sqrt{1 - \xi_m^2} \omega_m + i\xi_m \omega_m \quad (1.13)$$

Le mouvement est finalement déterminé par l'équation :

$$q_m(t) = q_{m0} e^{-\xi_m \omega_m t} e^{i\sqrt{1 - \xi_m^2} \omega_m t} \quad (1.14)$$

En conséquence :

- La pulsation de vibration du système amorti $\sqrt{1 - \xi_m^2} \omega_m$ n'est pas la pulsation naturelle du système harmonique non amorti ω_m . Cependant, pour les cas de flottement, l'amortissement ξ_m ne dépasse pas quelques pourcents, et la variation de pulsation liée à ξ_m est alors négligeable.

— La variation d'amplitude de l'oscillateur amorti sur une période $T = \frac{2\pi}{\omega_m}$ est :

$$\frac{|q_m(t+T)|}{|q_m(t)|} = e^{-2\pi\xi_m} \quad (1.15)$$

Deux cas sont à distinguer :

- Si $\xi_m > 0$, alors l'amplitude des oscillations décroît : le système est stable et retourne à sa position d'équilibre. Ce comportement est illustré par la figure 1.5a.
- Si $\xi_m < 0$, alors l'amplitude des oscillations croît : le système est instable et s'éloigne de sa position d'équilibre. Ce comportement est illustré par la figure 1.5b et correspond au flottement.

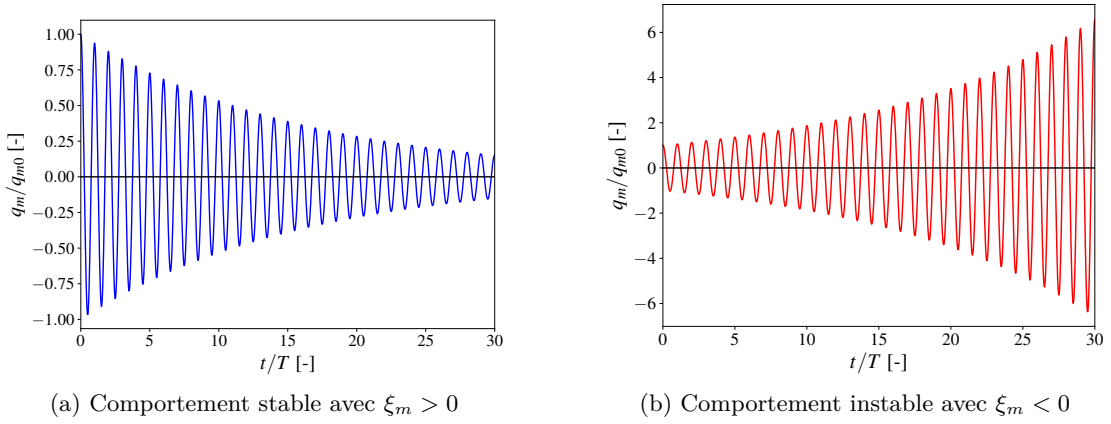


FIGURE 1.5: Stabilité de l'aube selon le signe de l'amortissement ξ_m

1.2.3 Stabilité du système

L'objectif est alors d'évaluer le signe et l'amplitude de ξ_m pour prédire la stabilité du système. Pour cela, suivant la méthode de [Carta \(1967\)](#) et en faisant l'hypothèse que $\omega = \omega_m \in \mathbb{R}$, le travail des forces aérodynamiques généralisées est calculé sur un cycle d'oscillation ainsi :

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\int_0^{\frac{2\pi}{\omega_m}} F_m(t) \dot{q}_m(t)^* dt \right) \quad (1.16)$$

$$= \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\int_0^{\frac{2\pi}{\omega_m}} (\kappa_m^{\text{aero}} + i\omega_m \delta_m^{\text{aero}}) q_{m0} e^{i\omega_m t} \times (-i\omega_m q_{m0} e^{-i\omega_m t}) dt \right) \quad (1.17)$$

$$= \frac{1}{2} q_{m0}^2 \operatorname{Re} \left(-i\omega_m \int_0^{\frac{2\pi}{\omega_m}} (\kappa_m^{\text{aero}} + i\omega_m \delta_m^{\text{aero}}) dt \right) \quad (1.18)$$

$$= \pi \omega_m \delta_m^{\text{aero}} q_{m0}^2 \quad (1.19)$$

En négligeant le terme de dissipation mécanique δ_m et le terme de raideur aérodynamique κ_m^{aero} , il vient que :

$$\delta_m^{\text{aero}} \approx \tilde{\delta}_m = 2\xi_m \omega_m \mu_m = 2\xi_m \frac{\tilde{\kappa}_m}{\omega_m} \approx 2\xi_m \frac{\kappa_m}{\omega_m} \quad (1.20)$$

et donc :

$$\mathcal{W} = 2\pi\xi_m\kappa_m q_{m0}^2 \quad (1.21)$$

L'amortissement aérodynamique est donc égal à :

$$\xi_m = \frac{\mathcal{W}}{2\pi(\kappa_m q_{m0}^2)} \quad (1.22)$$

avec $\kappa_m q_{m0}^2$ la raideur généralisée du mode pour une amplitude de vibration q_{m0} .

1.2.4 Conditions d'un couplage déstabilisant

La notion de quasi-stationnaire a été introduite pour quantifier l'écart fréquentiel entre l'excitation et la réponse pour un système hors équilibre (voir par exemple [Ferrand \(2016\)](#)). La fréquence réduite est un paramètre adimensionné défini comme le rapport :

$$\omega_r = \frac{\omega c}{W} = \frac{2\pi f c}{W} \quad (1.23)$$

avec c la corde de l'aube et W la vitesse relative de l'écoulement en amont de l'aube. D'autres conventions sont possibles. Ce paramètre permet d'évaluer le caractère quasi-stationnaire ou non d'un écoulement. En effet, en fonction de sa valeur, différents scenarii, répertoriés dans le tableau 1.1, sont possibles.

Tableau 1.1: Couplage fluide/structure en fonction de la fréquence réduite

	L'écoulement...	La structure...
$\omega_r \ll 1$ Écoulement quasi-stationnaire	s'adapte quasi-instantanément à toute modification de la géométrie.	répond sur une période longue à toute sollicitation de l'écoulement.
$\omega_r \gg 1$ Écoulement très instationnaire	varie très lentement suite à une modification de la géométrie.	répond quasi-instantanément à toute modification de l'écoulement.
$\omega_r \approx 1$	Les temps de réaction/d'adaptation de l'écoulement et de la structure sont comparables. Il existe un couplage fort fluide/structure.	

Le fait que le système couplé soit stable ou instable dépend ensuite du déphasage entre les efforts aérodynamiques et le mouvement de l'aube. Pour un forçage d'amplitude donnée, ce déphasage change le poids relatif des termes κ_m^{aero} et $\omega\delta_m^{\text{aero}}$ dans l'expression (1.9). Une force en phase ou en opposition de phase avec le mouvement se traduit par un amortissement aérodynamique δ_m^{aero} nul et donc n'a pas d'impact sur la stabilité de l'aube. Au contraire, une force en phase ou en opposition de phase avec la vitesse de déplacement de l'aube aura un impact important sur la stabilité.

1.3 Le flottement, un couplage à différentes échelles

Par sa nature même de phénomène instable auto-induit et auto-entretenu, le flottement nécessite un échange d'énergie régulier et correctement déphasé de l'écoulement vers le mode mécanique associé. Cela implique un ou plusieurs couplages entre des éléments au sein du système, qui se comportent alors tantôt comme des sources et tantôt comme des récepteurs. In fine, comprendre le flottement revient à correctement situer ces sources et ces récepteurs et à expliquer les mécanismes qui les relient. Une façon de procéder est d'isoler les contributions de différentes zones de l'aube par rapport à l'échange de travail global. Ce type d'analyse zonale a par exemple été entrepris par [Rendu *et al.* \(2017\)](#) et [Duquesne *et al.* \(2018\)](#).

La suite présente une liste non exhaustive des types de couplage qui peuvent être en cause dans le déclenchement du flottement du fan, de l'échelle la plus locale (structures directement autour de l'aube) à l'échelle la plus globale (le fan dans son environnement moteur).

1.3.1 Couplage avec les structures aérodynamiques proches de l'aube

La couche limite qui se développe sur l'aube est un élément d'attention lors de la conception. Quand le gradient de pression sur l'aube est défavorable et trop important, par exemple à forte incidence, un décollement de couche limite peut avoir lieu. Le fluide proche de la paroi est alors éjecté. En deux dimensions, cela correspond à une zone d'écoulement de retour avec une vitesse de signe opposée à la vitesse hors couche limite. Ce n'est toutefois pas nécessairement le cas dans un cas tri-dimensionnel (voir [Délery \(2013\)](#)). Si l'aube est soumise à des vibrations, le point de décollement de la couche limite oscille. Cette structure peut alors se comporter comme une source excitatrice pour l'aube. Son déphasage par rapport au mouvement de la structure doit alors être déterminé pour conclure quant à son influence. [Vahdati et Cumpsty \(2016\)](#) mettent en évidence un phénomène de migration radiale de l'écoulement sur l'aube accompagné d'un décollement tri-dimensionnel à régime partiel et à haut vannage, qui est en partie responsable du flottement observé sur leur cas.

Une autre structure importante en régime transsonique est l'onde de choc. Sa position, son intensité, ainsi que l'amplitude et la phase de son mouvement d'oscillation sont autant d'éléments qui modifient la réponse aéroélastique de l'aube (voir [Fransson et Sieverding \(1999\)](#)). [Tijdeman \(1977\)](#) a proposé un modèle analytique 1D pour rendre compte de la variation de pression (en amplitude et en phase) au passage de l'onde de choc en fonction de l'amplitude de déplacement de cette dernière, du nombre de Mach et de son gradient, et de la fréquence réduite. De plus, la réponse de l'onde de choc à la vibration peut se coupler avec celle de la couche limite. Ce type d'interaction a par exemple été étudié par [Bruce et Babinsky \(2008\)](#) sur une configuration académique. Le grand nombre d'études de ce type de structure sur des fans transsoniques (par exemple : [Isomura et Giles \(1997\)](#), [Vahdati *et al.* \(2001\)](#), [Srivastava et Keith \(2005\)](#), [Vahdati *et al.* \(2011\)](#), [Im et Zha \(2013\)](#)) montre son importance vis-à-vis du flottement. Selon les cas, la réponse aéroélastique de l'aube peut être diamétralement opposée, mais le fait est que cette zone est un récepteur propice aux échanges de travail intenses avec la structure.

Les forts gradients du champ stationnaire autour du bord d'attaque et du bord de fuite peuvent également impacter la distribution de travail aérodynamique sur l'aube. En régime transsonique, la

poche supersonique est une zone pouvant affecter fortement les ondes acoustiques qui s’y propagent en les amplifiant ou en les déphasant (voir [Ferrand et al. \(1996\)](#)).

[Atassi et al. \(1995\)](#) ont montré que pour un écoulement subsonique à haut nombre de Mach, il existe une augmentation locale de l’amplitude de la pression instationnaire dans la région presque sonique. De plus, les ondes régressives sont amplifiées bien plus fortement que les ondes progressives, avec un facteur d’amplification qui varie en $\frac{1}{1-M}$, jusqu’à être limité par des effets non linéaires. Cela s’explique par le fait que leur vitesse, égale à $W - a$, devient presque nulle quand l’écoulement est quasi sonique, produisant un effet local d’accumulation. Lorsque l’écoulement est transsonique, les mêmes auteurs montrent que les ondes progressives ne sont que faiblement amplifiées au niveau du choc, tandis que les ondes régressives connaissent une forte amplification juste à l’aval du choc. Elles ne sont par contre évidemment pas propagées en amont à cause de la nature supersonique de l’écoulement. Ce phénomène a été étudié par [Rendu et al. \(2016\)](#) dans le cas d’un conduit rectiligne avec une bosse vibrante. L’exploitation du blocage acoustique a mené à la proposition d’une stratégie de contrôle actif du flottement transsonique pour cette géométrie simple en utilisant un dispositif générant des ondes de pression en aval de la bosse. Les ondes sont générées de manière qu’une fois arrivées au niveau de la bosse, elles aient une phase adaptée pour permettre l’atténuation du mouvement de vibration. L’amplification due au phénomène de blocage acoustique permet dans ce cas d’augmenter leur effet stabilisant.

1.3.2 Couplage inter-aubes

Dans le cas d’un rotor, les aubes ne sont pas isolées et leur mouvement vibratoire est couplé. Le couplage peut être d’origine mécanique, les aubes étant liées mécaniquement par le disque. La réponse vibratoire peut dans certains cas être issue d’une interaction des aubes avec le disque, voir avec l’arbre. Cela est d’autant plus fréquent que le disque est souple et possède un diamètre important par rapport à la taille des aubes. Cela dépend également du type d’assemblage. Ainsi, le disque aura plus d’importance dans le cas d’un disque aubagé monobloc (DAM) que dans le cas d’un rotor assemblé.

Le couplage peut également être d’origine aérodynamique. Cela se produit quand le champ aérodynamique proche d’une aube modifie l’écoulement autour de l’aube adjacente. Cette situation se retrouve par exemple quand une onde de choc obstrue partiellement le canal. Le couplage par l’écoulement de jeu a également été étudié par [Leichtfuß et al. \(2013\)](#) et [Möller et al. \(2016\)](#).

Dans tous ces cas, le couplage inter-aubes est source d’un déphasage entre deux aubes adjacentes, appelé IBPA (*Inter Blade Phase Angle*). A cause de la symétrie cyclique du rotor, ce déphasage ne peut prendre qu’un nombre fini de valeurs. En effet, si N_b désigne le nombre d’aubes, $\text{IBPA} \times N_b = 2\pi m$ avec m un entier relatif, soit encore :

$$\text{IBPA} = 2\pi \frac{m}{N_b} \quad (1.24)$$

De plus, le déphasage entre deux aubes adjacentes ne peut pas dépasser π en valeur absolue. Par conséquent, $|m|$ est un entier compris entre 0 et $N_b/2$ si N_b est pair et entre 0 et $(N_b - 1)/2$ si N_b est impair. Si $m = 0$, toutes les aubes vibrent en phase. Si $m \neq 0$, la roue est divisée en $2|m|$ secteurs qui subissent des déplacements alternativement dans un sens et dans l’autre, tels que représentés sur la figure 1.6. Il existe alors $|m|$ lignes sur lesquelles le déplacement est nul à un instant donné :

ces lignes sont appelées diamètres nodaux. Le nombre de diamètres nodaux est compté positivement (respectivement négativement) si ces derniers ont une vitesse circonférentielle positive (respectivement négative) dans le repère tournant. On parle ainsi de mode à m diamètres nodaux (ND pour *Nodal Diameters*).

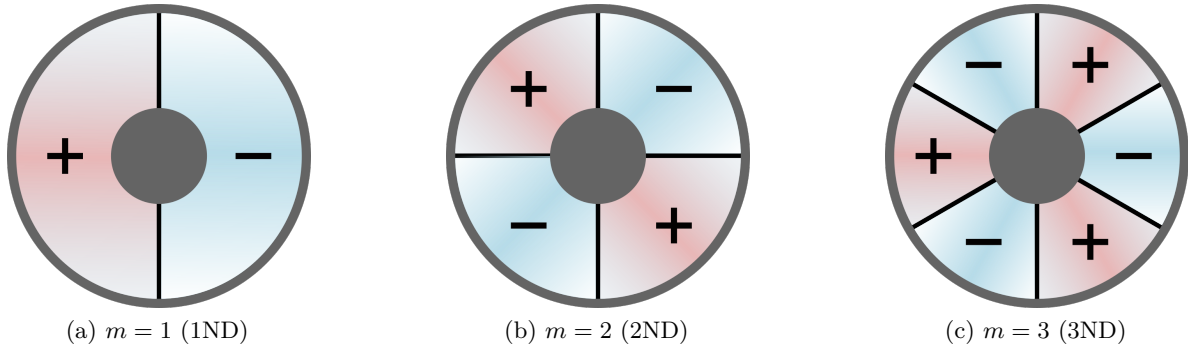


FIGURE 1.6: Exemples de modes à différents nombres de diamètres

Dans le repère fixe, la fréquence de vibration des aubes dépend du nombre de diamètres nodaux m :

$$f_{\text{fixe}} = \left| f_{\text{tournant}} + m \frac{\Omega}{2\pi} \right| \quad (1.25)$$

où Ω est la vitesse de rotation du fan en rad/s et où m est signé.

Pour un mode donné, la vibration s'organise spontanément sur le diamètre pour lequel le système est le plus instable. Pour cette raison, pour prédire numériquement sur quel diamètre le flottement va apparaître, des calculs sont généralement faits pour plusieurs IBPA considérés comme potentiellement critiques. Celui qui correspond à l'amortissement le plus faible est qualifié de diamètre critique.

Le couplage inter-aubes peut être modifié par des inhomogénéités entre les aubes. Le mistuning, ou désaccordage en français, désigne le fait qu'en pratique toutes les aubes d'une roue n'ont pas exactement les mêmes modes propres. Ce phénomène perturbe le couplage des aubes. Il s'explique par les différences structurelles ou géométriques minimales inévitables lors de la fabrication des aubes, ou par la variation du jeu en tête d'aube par exemple. Le mistuning remet en cause l'hypothèse de symétrie cyclique de la roue aubagée. Son effet le plus important est que les vibrations d'une aube sur un de ses modes propres sont souvent amorties par les autres aubes qui n'ont pas exactement le même mode de vibration. Un faible mistuning, de l'ordre de quelques pourcents, améliore sensiblement la stabilité du fan en flottement. Au delà de 5%, les effets ne sont plus visibles (voir [Kaza et Kielb \(1982\)](#)). Le mistuning naturel du fan peut donc suffire à améliorer sa stabilité. C'est également ce que remarquent [Vahdati et Salles \(2015\)](#) : une simulation avec 2% de mistuning aléatoire donne une marge au flottement plus proche des résultats expérimentaux que le calcul sans mistuning. Cependant, [Kielb et al. \(2004\)](#) apportent un élément important qui nuance le bénéfique attendu du mistuning. Dans le cas du DAM de compresseur qu'ils ont étudié, ils observent que le couplage mécanique permis par le disque annule en grande partie l'effet stabilisant du mistuning. Cet effet déstabilisant du disque ne se manifestait pourtant pas sur des simulations sans mistuning. Quand bien même le mistuning aurait un effet positif sur le flottement, il peut cependant augmenter considérablement l'amplitude en

réponse forcée. Par exemple, [Whitehead \(1966\)](#) montre que pour un mistuning alterné d'une aube sur deux, l'augmentation d'amplitude atteint 20%. Un arbitrage doit donc être fait entre le risque de flottement et de réponse forcée pour choisir, si c'est possible, un niveau de mistuning optimal.

Un effet proche du mistuning mais qui impacte directement le champ aérodynamique est le mis-staggering. Il s'agit d'une variation de calage entre les aubes. Il peut être dû notamment à un dévissage différent entre les aubes lors de la montée en régime du moteur. [Stapelfeldt et Vahdati \(2018\)](#) montrent numériquement que ce phénomène peut avoir un impact significatif sur l'aérodynamique autour des aubes et leur amortissement aéroélastique.

1.3.3 Couplage acoustique amont/aval

Cette section décrit un ensemble de phénomènes d'origine acoustique liés aux interactions avec les éléments à l'amont et l'aval du fan, tels que l'entrée d'air et l'OGV. Ils sont dit "globaux" dans la mesure où un calcul instationnaire avec des conditions aux limites proches du fan ne permet pas de les mettre en évidence.

[Whitehead \(1973\)](#) avait déjà pointé la possibilité d'un flottement correspondant à une résonance acoustique, proche de la fréquence de cut-on d'un mode¹. Cette fréquence correspond à la transition d'une onde évanescente à une onde passante.

Une équipe de l'Imperial College étudie l'influence de l'entrée d'air sur le flottement du fan depuis le début des années 2000 (voir [Vahdati et al. \(2001\)](#), [Vahdati et al. \(2011\)](#), [Vahdati et Cumpsty \(2016\)](#), [Vahdati et al. \(2015\)](#), [Lee et al. \(2016\)](#)). Les auteurs distinguent deux types de flottement en régime transsonique : un flottement de décrochage, dû à l'interaction entre le mode mécanique et l'écoulement instationnaire sans influence de l'amont et de l'aval ; et un flottement d'origine acoustique. Comme l'illustre la figure 1.7, la vibration du fan génère des ondes acoustiques qui peuvent, sous certaines conditions, se propager jusqu'au bord de la nacelle, se réfléchir sur l'entrée d'air et venir modifier la stabilité du fan (dans un sens ou dans l'autre). Une autre condition énoncée par [Vahdati et Cumpsty \(2016\)](#) est qu'il semble nécessaire que le mode impliqué soit cut-on (passant) en amont du fan et cut-off (non passant) en aval.

Ce flottement d'origine acoustique a été mis en évidence de différentes manières, en utilisant un domaine de calcul étendu et des conditions aux limites non réfléchives comme références :

- Lorsque qu'une bosse en paroi est placée dans la conduite en amont du fan, l'amortissement dépend de la position de la bosse. Le déphasage entre l'onde émise et l'onde réfléchie juste en amont du fan est proportionnel à la distance entre la bosse et le fan. De plus, si cette longueur est normalisée par la longueur d'onde du flottement, les courbes obtenues pour différents débits se superposent.
- Différentes longueurs d'entrée d'air ont été testées et elles modifient le régime critique.
- Le minimum d'amortissement est obtenu pour un déphasage de 90° entre les ondes émises et réfléchies proche du bord d'attaque du fan. Le maximum d'amortissement est obtenu pour un déphasage de -90° .
- Numériquement, lors des premiers cycles de calcul, l'évolution de l'amortissement est la même pour des entrées d'air de différentes longueurs. Ce n'est qu'au bout de plusieurs périodes de

1. Cette grandeur et les autres notions d'acoustique citées dans cette section sont développées au chapitre 2.

flottement qu'un écart apparaît, car il faut le temps que l'onde émise soit réfléchiée et revienne au niveau du fan pour en percevoir les effets.

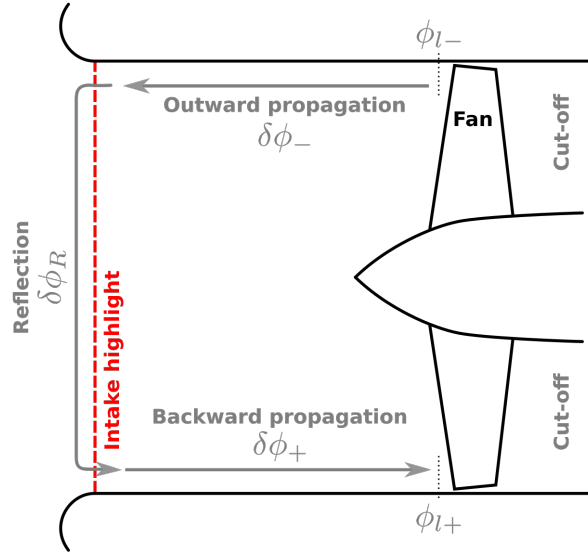


FIGURE 1.7: Réflexion acoustique sur l'entrée d'air d'après [Zhao et al. \(2017\)](#)

Un aspect intéressant qui ressort de ces études est que l'amortissement minimal est obtenu pour des fréquences proches mais supérieures à la fréquence de cut-on du mode à l'amont du fan, et ce pour des diamètres nodaux de 1 à 3 (voir figure 1.8). Plus exactement, ce minimum d'amortissement est obtenu pour une fréquence entre 1.2 à 1.5 fois la fréquence de cut-on.

[Zhao et al. \(2017\)](#) proposent un modèle analytique simple pour prédire la contribution acoustique de l'entrée d'air sur le flottement en fonction de sa longueur et des conditions de propagation et de réflexion. Le coefficient complexe de réflexion \mathcal{R} au bord de la nacelle est calculé à l'aide du modèle de [Rienstra \(1984\)](#). Le taux de réflexion est égal à $|\mathcal{R}|$. Le déphasage entre les ondes émises et réfléchiées, évalué au bord d'attaque du fan, est égal à :

$$\Delta\phi_{BA} = \Delta\phi^- + \arg(\mathcal{R}) + \Delta\phi^+ \quad (1.26)$$

avec $\arg(\mathcal{R})$ le déphasage dû à la réflexion, et $\Delta\phi^-$ et $\Delta\phi^+$ les déphasages dus au temps de propagation aller-retour entre le fan et le bord de l'entrée d'air. Ces derniers sont calculés en considérant une géométrie d'entrée d'air cylindrique avec un écoulement axial uniforme.

Partant de ces grandeurs, [Zhao et al. \(2017\)](#) définissent un paramètre appelé « flutter index » \mathcal{F} défini par :

$$\mathcal{F} = |\mathcal{R}| \sin(\Delta\phi_{BA}) \quad (1.27)$$

Sur les simulations effectuées pour le premier mode de flexion à 2 ou 3 diamètres nodaux, ce paramètre possède un comportement très similaire à l'amortissement aérodynamique de l'aube, lorsque la longueur de l'entrée d'air varie. Les auteurs concluent que le flutter index pourrait être utilisé en phase de pré-conception pour déterminer pour quelles combinaisons (longueur d'entrée d'air, fréquence,

nombre de Mach axial) le fan est instable. Pour les trois géométries d'entrée d'air passées en revue par [Zhao *et al.* \(2017\)](#), ce modèle prédit le régime critique d'apparition du « flutter bite » avec une précision entre 2% et 3% vis-à-vis des essais.

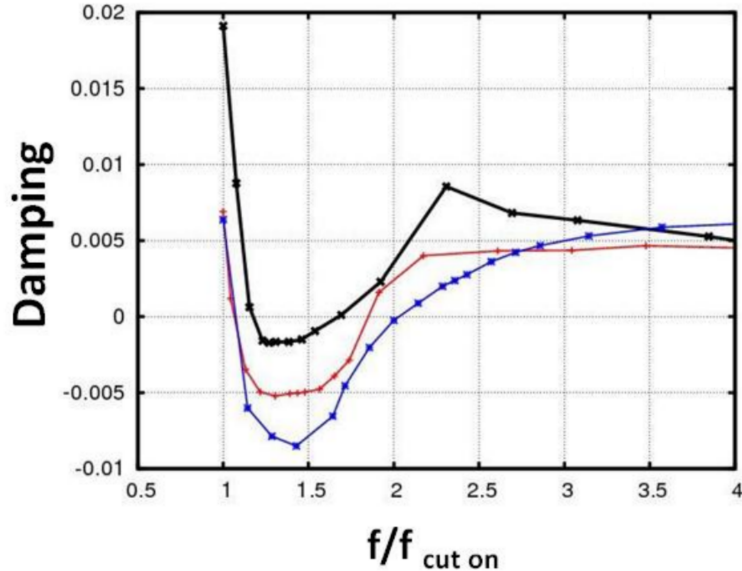


FIGURE 1.8: Amortissement aérodynamique selon la fréquence du mode 1F normalisée par la fréquence de cut-on associée, d'après [Vahdati et Cumpsty \(2012\)](#). Les diamètres nodaux 1, 2 et 3 sont tracés respectivement en bleu, rouge et noir.

Par ailleurs, [Stapelfeldt et Vahdati \(2018\)](#) ont étudié l'influence de la température ambiante et la reliant à la vitesse du son, et donc à la fréquence de cut-on du mode. En conséquence, une variation de la température en amont du moteur peut provoquer un décalage du régime critique pour le flottement.

Des études s'attardent également sur l'effet des traitements acoustiques présents classiquement dans l'entrée d'air sur la stabilité de l'aube vis-à-vis du flottement. [Lee *et al.* \(2016\)](#) expliquent que les traitements acoustiques sont typiquement centrés sur des fréquences élevées par rapport à celles du flottement, correspondant aux bruits dominants émis par le fan (passage d'aube notamment). En conséquence, ils ne pourraient avoir un impact sur le flottement que pour les modes associés aux fréquences les plus élevées. A bas régime, soit pour une fréquence moindre, l'effet devrait être moins marqué. C'est effectivement ce qui est observé par [Lee *et al.* \(2016\)](#) sur leurs cas tests avec des calculs où les traitements acoustiques sont modélisés. [Stapelfeldt et Vahdati \(2018\)](#) montrent néanmoins que cela peut causer un décalage en régime de 2% à 3% pour un mode à 2 diamètres, sans modifier fondamentalement la forme de la poche de flottement et augmenter l'amortissement minimum.

Enfin, [Zhao *et al.* \(2016\)](#) ont mis en évidence l'impact de la réflexion des ondes acoustiques sur les stators adjacents à un rotor de compresseur sujet au flottement. Ils montrent que la prise en compte de ces roues modifie significativement l'amortissement. Toutefois, dans le cas du fan, [Vahdati *et al.* \(2015\)](#) ont montré pour leur configuration que la présence de l'OGV n'avait pas d'impact significatif sur le flottement. Cette faible influence serait liée à la condition acoustique de cut-off à l'aval du fan, qui semble nécessaire dans leur cas pour observer du flottement fan.

1.3.4 Réduction d'opérabilité par le flottement

En fonction de la présence et de l'interaction de phénomènes tels que ceux décrits dans la section 1.3, le flottement peut se manifester dans différentes zones du champ fan, illustrées sur la figure 1.9. Il

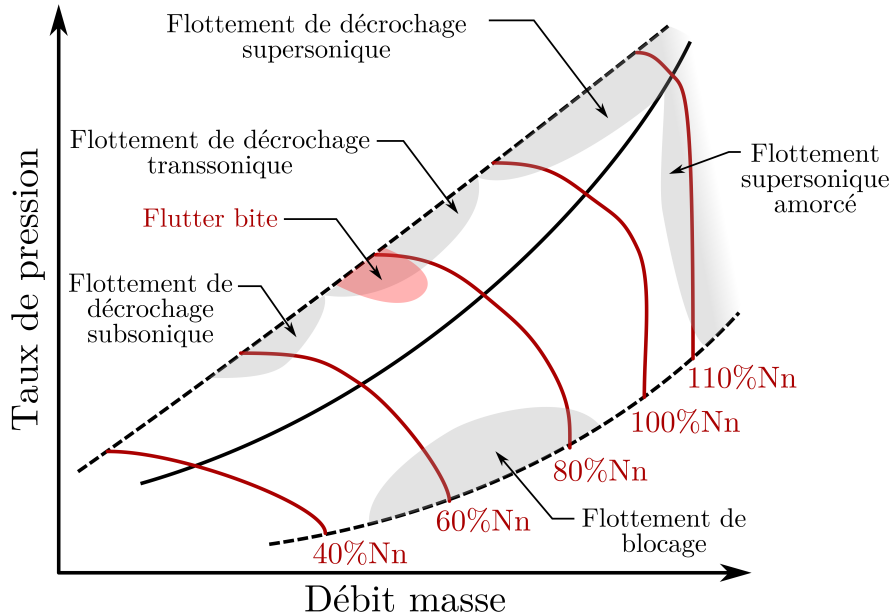


FIGURE 1.9: Types de flottement en fonction du point de fonctionnement dans le champ fan

apparaît en « poches » plus ou moins étendues dans le champ, et est habituellement catégorisé en différents types (détaillés par [Srinivasan \(1997\)](#) ou encore [Fransson et Sieverding \(1999\)](#)) :

- Le flottement de blocage : il se déclenche à fort débit et faible taux de pression. Le canal inter-aubes est alors bloqué par une onde de choc droite. Chaque aube est donc excitée par l'onde de choc proche du bord d'attaque sur l'intrados et proche du bord de fuite sur l'extrados. Cette configuration peut exciter l'aube en torsion. L'onde de choc traversant le canal provoque également un couplage inter-aubes fort. Par ailleurs, à cause du canal bloqué, le phénomène de blocage acoustique se manifeste et amplifie les ondes acoustiques provenant de l'aval. Une source d'excitation localisée autour du bord de fuite (perturbation liée à la condition de Kutta par exemple), ou une interaction avec l'OGV pourrait avoir un impact important sur la stabilité.
- Le flottement de décrochage subsonique : L'écoulement est entièrement subsonique, et l'instabilité apparaît au delà du décrochage de l'aube. Sur la plage d'apparition de ce type de flottement, à régime partiel, la structure de l'écoulement n'est a priori pas favorable à un couplage aérodynamique entre les aubes. Il reste donc la possibilité d'un couplage mécanique, par exemple faisant intervenir le disque, et donc à faible nombre de diamètres.
- Le flottement de décrochage transsonique : il apparaît pour des régimes partiels pour lesquels l'écoulement est transsonique, c'est-à-dire qu'une poche supersonique se forme près du bord d'attaque de l'aube. L'interaction onde de choc / couche limite, décentrée sur l'aube, peut donc exciter la structure en torsion. Selon l'inertie des structures aérodynamiques, la torsion est plus ou moins déphasée par rapport à la flexion et le flottement peut apparaître. Par ailleurs, la

structure potentiellement complexe de l'écoulement peut induire un couplage aérodynamique entre les aubes, favorisant alors les modes tournants.

- Le « flutter bite » : il s'agit du flottement d'origine acoustique décrit dans la section 1.3.3. Il survient à régime partiel sur une faible plage de vitesse de rotation. C'est ce type de flottement qui est approfondi dans les chapitres 4 et 5.
- Les flottements en régime supersonique ne sont pas détaillés ici.

Le tableau 1.2, complété d'après Rendu (2016), présente une synthèse des conditions d'apparition du flottement fan qu'on peut trouver dans la littérature depuis 1995. Différents critères sont retranscrits si disponibles. Le mode critique est le premier mode de flexion (1F) à 2 diamètres nodaux co-rotatifs, en majorité pour des régimes partiels entre 70% et 90% du régime nominal. Certains articles indiquent uniquement la vitesse de rotation via le nombre de Mach en tête $M_{\text{tip}} = \frac{\Omega R_c}{a}$. La fréquence réduite ω_r , définie selon l'équation (1.23), est comprise entre 0.5 et 0.9. En ce qui concerne la géométrie, les fans récents ont souvent une vingtaine d'aubes et des rapports de rayons moyeu/carter \tilde{h} autour de 0.3 au niveau du bord d'attaque du fan. Les fréquences en jeu sont de l'ordre de la centaine de Hertz.

Tableau 1.2: Conditions d'apparition du flottement décrites dans la littérature

Référence	Constructeur ¹	Régime	ω_r	N_b	\tilde{h}	Mode	ND
Mostofi (1995)	RR	85%Nn	-	24	-	1F	2
Isomura et Giles (1997)	IHI	79%Nn	0.88	22	0.3	1F	2
Sanders <i>et al.</i> (2003) (1)	H	70%Nn	0.72	22	0.38	1F	2
Sanders <i>et al.</i> (2003) (2)	H	85%Nn	0.68	22	0.38	1F	2
Srivastava <i>et al.</i> (2003)	NASA/H	90-100%Nn	-	22	0.35	1F	2
Weir (2003)	NASA/H	75%Nn	0.6	22	0.35	1F	2
Vahdati <i>et al.</i> (2011)	RR	78%Nn	-	20	0.32	1F	2
Aotsuka et Murooka (2014)	IHI	80%Nn	-	18	0.27	1F	2
Stapelfeldt et Vahdati (2018) (1)	RR	$M_{\text{tip}} = 0.86-0.98$	0.54	20	0.3	1F	2-3
Stapelfeldt et Vahdati (2018) (2)	RR	$M_{\text{tip}} = 0.80-0.94$	0.66	18	0.3	1F	2

1.4 Méthodes de simulation numérique du flottement

En raison de la complexité physique du flottement, sa simulation numérique (souvent désignée par le sigle CFD pour *Computational Fluid Dynamics*) est ardue et nécessite des simplifications fortes par rapport à la réalité à plusieurs niveaux :

1. Le système réel est d'abord simplifié. En premier lieu le domaine simulé est nécessairement restreint et ne prend pas en compte des éléments dont l'interaction avec le fan est négligée. De plus le fan lui-même est idéalisé : les aubes sont le plus souvent supposées identiques, sans défauts géométriques et avec les mêmes propriétés mécaniques (sauf pour les études d'impact du mistuning par exemple). Enfin, il est possible de réduire le domaine de calcul en azimuth si une hypothèse de symétrie cyclique est pertinente.

1. RR désigne Rolls-Royce, IHI désigne Ishikawajima-Harima Heavy Industries et H désigne Honeywell.

2. Le système simplifié est ensuite modélisé au prix d'hypothèses sur la physique des phénomènes. Par exemple, le couplage entre le fluide et la structure est simplifié, ou encore la turbulence est modélisée.
3. Enfin, l'évolution du système simplifié et modélisé est résolue au moyen d'une simulation numérique qui génère des écarts par rapport à la solution exacte.

La fidélité de la simulation par rapport au système réel dépend de la fidélité de la modélisation sur ces trois niveaux. Il est donc vain de chercher à optimiser à tout prix la précision des schémas numériques si le phénomène étudié est fortement influencé par un élément omis dès l'étape de simplification du réel.

La suite de cette section décrit brièvement les méthodes de couplage fluide/structure disponibles et les différentes approches de modélisation de l'écoulement. Enfin, les incertitudes concernant les pratiques actuelles pour prédire l'entrée en flottement sont discutées.

1.4.1 Couplage fluide/structure

Différents niveaux de modélisation du couplage fluide/structure existent. Ils ont par exemple été passés en revue par [Bénéfice \(2015\)](#). Le couplage le plus fort, dit monolithique, résout en un seul bloc les équations de la dynamique du fluide et de la structure. En raison du coût de calcul très important, ce n'est pas une méthode envisageable pour une application aux turbomachines. Différentes hypothèses peuvent être faites pour réduire le coût du couplage, notamment en utilisant des solveurs séparés pour l'écoulement et la structure qui échangent juste des données à l'interface entre les deux milieux. On parle alors de stratégies partitionnées. Toutefois, pour l'application au flottement, la méthode la plus utilisée est découplée. Plus simple et rapide à mettre en place, elle repose cependant sur des hypothèses fortes :

- Les modes propres n'interagissent pas entre eux.
- Les modes propres sont indépendants de l'écoulement instationnaire autour de l'aube.
- L'amortissement ξ est indépendant de l'amplitude des déplacements de l'aube.
- L'amortissement total est la somme de l'amortissement mécanique et de l'amortissement aérodynamique.

On considère généralement ces hypothèses comme vérifiées lorsque les fréquences propres sont éloignées les unes des autres et que la raideur modale κ est élevée. Ces hypothèses tendent cependant à être de moins en moins vérifiées concernant les soufflantes modernes qui sont composées d'aubes fines à grand diamètre, à large corde et fabriquées en composites.

En pratique, on procède à une analyse modale de l'aube soumise au champ aérodynamique stationnaire, puis un mode choisi est imposé pour réaliser un calcul aérodynamique instationnaire. Il n'y a pas de bouclage entre les analyses mécanique et aérodynamique. Afin d'évaluer la stabilité du système, le travail aérodynamique est ensuite calculé sur une période suivant la méthodologie décrite dans la section [1.2.3](#).

1.4.2 Simulation d'un écoulement instationnaire

La simulation directe de l'écoulement à toutes les échelles spatiales et temporelles (DNS, pour *Direct Numerical Simulation*) est bien trop coûteuse pour une application à l'environnement complexe en turbomachine. Une façon de réduire le coût de calcul est de modéliser les plus petites échelles de la turbulence et de ne simuler directement que les plus gros tourbillons. Cette approche, appelée LES (pour *Large Eddies Simulation*), est cependant toujours très coûteuse et donc limitée à certaines applications, souvent académiques et sur un domaine de calcul très restreint à l'échelle du moteur, typiquement une seule aube fan. Selon Tucker (2011), cette méthode est surtout justifiée pour l'étude d'écoulements complexes (par exemple le tourbillon de jeu) ou pour simuler les sources dans un calcul aéroacoustique.

La très grande majorité des calculs industriels en turbomachine sont réalisés avec une approche RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*). Sous l'hypothèse que le temps caractéristique de la turbulence est très faible devant le temps caractéristique des phénomènes instationnaires à décrire, la turbulence est entièrement modélisée. Seules ses propriétés statistiques sont calculées, et les caractéristiques dynamiques des tourbillons ne sont pas accessibles. L'appellation URANS désigne un calcul RANS instationnaire (*Unsteady RANS*).

Enfin, il peut être intéressant de supposer par avance une forme de solution pour accélérer encore la résolution, au prix d'un filtrage de la solution exacte. C'est le cas des approches fréquentielles ou linéarisées, qui supposent une décomposition de la solution sur une ou plusieurs fréquences. Ces méthodes varient notamment en fonction du domaine de résolution (temporel ou fréquentiel) et du nombre de fréquences admissibles. Elles sont désignées sous les sigles LRANS (*Linearized RANS*, voir par exemple Rendu *et al.* (2015)), HBM (*Harmonic Balanced Method*, voir par exemple Hall *et al.* (2002)) ou TSM (*Time Spectral Method*, voir par exemple Gopinath et Jameson (2005)).

1.4.3 Problématique des conditions aux limites

Un autre élément important à prendre en compte est l'imposition de conditions aux limites adaptées, dans le but de restreindre l'étendue du domaine de calcul pour diminuer le coût de la simulation.

Sous l'hypothèse que la configuration est axisymétrique, il est possible de limiter le domaine à un secteur d'aube. Pour un calcul stationnaire, les conditions aux limites azimutales (entre deux aubes) assurent la périodicité de l'écoulement. Pour un calcul instationnaire, les fluctuations dans l'écoulement doivent pouvoir se propager selon la circonférence, et les conditions ne peuvent plus être périodiques. A la place, il est possible d'utiliser des conditions spatio-temporelles dites chorochroniques qui permettent de fixer un déphasage inter-aubes. Gerolymos *et al.* (2002) décrivent l'implémentation de telles conditions. Elles ont l'inconvénient d'agir comme un filtre sur des fréquences connues a priori, comme pour les approches de résolution fréquentielle évoquées dans la section 1.4.2.

Une autre option est de considérer un domaine de calcul sur 360° . Plus coûteux en ressources informatiques, cela permet de ne pas faire d'hypothèse sur les fréquences du phénomène instationnaire prédit et de pouvoir considérer des géométries non axisymétriques. Il reste alors la problématique de

l'échange d'informations à l'interface entre un domaine tournant lié à un rotor et un domaine fixe lié à un stator.

Les conditions aux limites à l'amont et à l'aval du domaine de calcul d'un système ouvert sont également un point à ne pas négliger. Pour un calcul instationnaire, elles doivent en particulier permettre aux fluctuations du champ d'être évacuées vers l'extérieur du domaine, sans être elles-mêmes sources de perturbations. La recherche de conditions de non réflexion efficaces est ainsi devenue un enjeu important pour réaliser des simulations instationnaires saines. Différentes stratégies peuvent être adoptées :

- Zone éponge : le domaine de calcul est artificiellement étendu et le maillage est progressivement déraffiné, de manière à filtrer les ondes en utilisant une taille de cellule importante. En effet, en dessous d'une trentaine de cellules par longueur d'onde avec un schéma spatial du second ordre, une onde est rapidement dissipée numériquement (voir [Chélius \(2014\)](#)). C'est par exemple la stratégie utilisée en amont et en aval par [Rendu *et al.* \(2019b\)](#). Le déraffinement doit être suffisamment progressif pour ne pas induire de réflexion parasite d'origine purement numérique.
- Conditions caractéristiques : L'idée est de supprimer la composante entrante vis-à-vis du domaine simulé en calculant les relations caractéristiques au bord. Ce type de conditions existent en 1D ou 2D (voir [Giles \(1990\)](#)).
- Zone tampon ou PML (Perfectly Matched Layer) : Plusieurs couches de cellules sont ajoutées au-delà du plan de sortie. Dans cette zone artificielle dite "zone tampon" ou "buffer zone" en anglais, un terme source est ajouté pour forcer la dissipation des ondes (voir [Richards *et al.* \(2004\)](#)).
- Tuyère convergente en sortie : [Rendu *et al.* \(2019a\)](#) placent un convergent en aval du domaine de manière à atteindre le blocage sonique au col. Le dispositif imite une vanne réelle utilisée pour contrôler le débit dans le flux secondaire. Il permet d'empêcher les réflexions acoustiques sur la condition aux limites de sortie. Cependant, des réflexions non désirées peuvent avoir lieu dans le convergent.

Il est possible de cumuler plusieurs de ces conditions aux limites pour plus d'efficacité. Par exemple, il est possible d'associer une zone éponge avec une zone tampon. Cependant, comme le montrent [Richards *et al.* \(2004\)](#) plus l'inclinaison des fronts d'onde par rapport à l'axe du moteur est importante, moins ces conditions sont efficaces pour atténuer les réflexions.

Les ondes hautes fréquences, donc avec une faible longueur d'onde, sont rapidement dissipées par une zone éponge ou une zone tampon sur une faible distance. En revanche, le flottement fan transsonique est un phénomène basse fréquence sur les configurations actuelles. Les ondes générées nécessitent une zone de dissipation très étendue, ce qui peut rendre l'utilisation de ces conditions relativement chère ou complexe à mettre en place, par exemple pour contrôler l'épaisseur de la couche limite en amont du fan.

1.4.4 Incertitudes sur la prédiction numérique du flottement

A cause de la complexité des mécanismes physiques à l'origine du flottement et des nécessaires simplifications dans les simulations numériques pour des raisons pratiques, les capacités actuelles de prédiction des zones de flottement sont limitées et imprécises. Cela a notamment été montré lors

du projet européen FUTURE (Flutter-free Turbomachinery Blades). Des essais ont été réalisés sur un compresseur à 1.5 étages à la TU Darmstadt, avec un rotor monobloc. Un dispositif excitateur permet de réaliser des mesures d'amortissement pour des points de fonctionnement sans flottement. Les partenaires du projet (académiques, centres de recherche et industriels) ont par ailleurs mené des calculs avec leurs propres outils numériques pour estimer l'amortissement aérodynamique. Les solveurs utilisés sont variés : elsA (Safran Snecma, Safran Techspace Aero, Safran Turbomeca, ONERA, CERFACS, voir [Cambier et al. \(2013\)](#)), TRACE (DLR, MTU Aero Engines, voir [Kersken et al. \(2012\)](#)), VolSol (GKN Aerospace, voir [Hosseini et al. \(2012\)](#)), TF3D (Siemens Industrial Turbomachinery, voir [Zhai et al. \(2012\)](#)), AU3D (Imperial College, voir [Sayma et al. \(2000\)](#)) et ANSYS CFX (PCA Engineers, voir [Elder et al. \(2013\)](#)). La figure 1.10 compare les résultats expérimentaux et numériques pour un même point d'opération pour différents nombres de diamètres. L'ordre de grandeur et les tendances sont les mêmes mais les écarts dépassent 1% en absolu. Ces derniers proviennent des différences sur le calcul du champ moyen, de la déformée mécanique et du champ instationnaire, les solveurs ayant recours à des méthodes variées. La figure 1.11 montre quant à elle les résultats expérimentaux et numériques le long d'une iso-vitesse en fonction du taux de pression. Cette fois les tendances prédites diffèrent fortement selon la méthode employée.

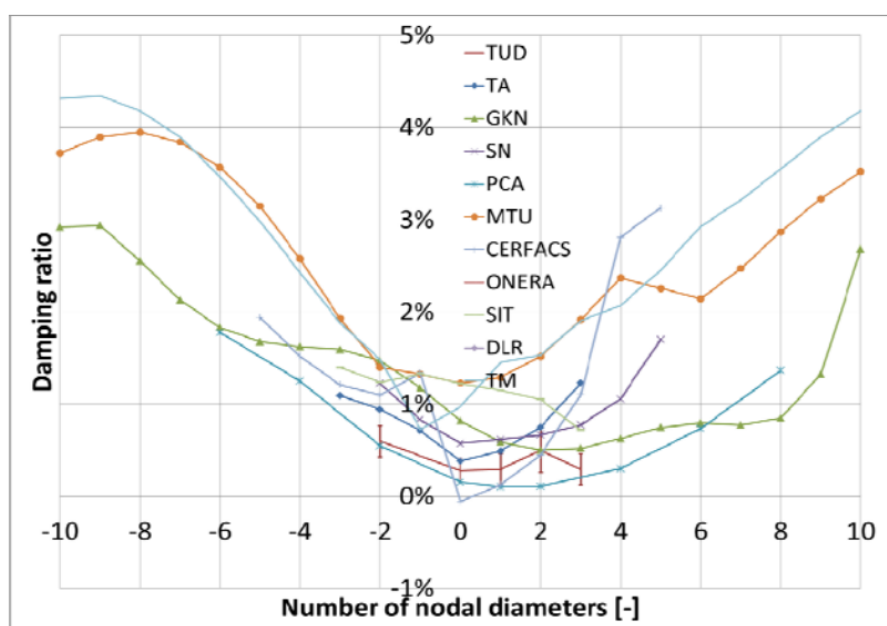


FIGURE 1.10: Comparaison entre les prédictions numériques d'amortissement de 10 partenaires et les résultats expérimentaux (courbe rouge avec les barres d'erreur notées TUD) pour un point de fonctionnement pour un compresseur à 1.5 étages dans le projet FUTURE. D'après [Fransson \(2013\)](#)

A défaut d'une grande précision dans les résultats, il apparaît donc indispensable à ce jour de pouvoir réaliser une estimation correcte des tendances et de la limite de flottement pour laquelle l'amortissement total s'annule. Pour cela, une meilleure compréhension des interactions physiques liées au flottement est nécessaire de manière à intégrer et capter au mieux les éléments prédominants dans les simulations numériques. Il ne serait en effet pas sage d'être très prédictif sur un phénomène physique au détriment d'un autre non pris en compte.

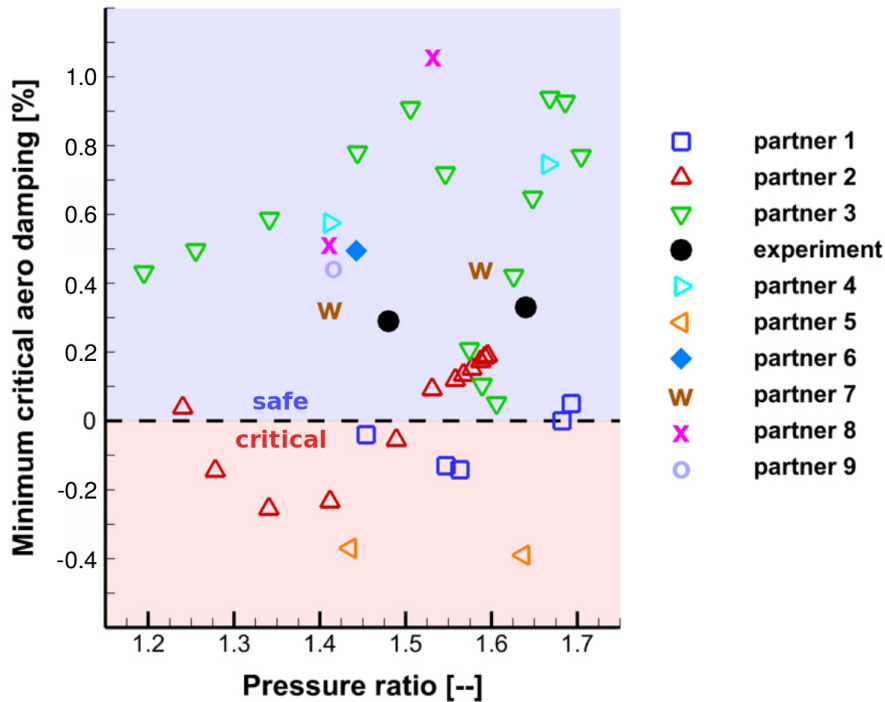


FIGURE 1.11: Comparaison entre les prédictions numériques d’amortissement de 9 partenaires et les résultats expérimentaux le long de l’iso-vitesse 111%Nn pour un compresseur à 1.5 étages dans le projet FUTURE. Adapté d’après [Holzinger et al. \(2015\)](#) et [Vogt et Fransson \(2013\)](#)

1.5 Bilan

Le flottement du fan est une instabilité aéroélastique complexe à modéliser et à simuler numériquement. Lors de ce phénomène, l’écoulement rentre en interaction avec un mode propre de l’aube. Ce couplage instable est rendu possible par le déphasage entre le champ de pression instationnaire et le mouvement de la structure. Dans le cas général, de nombreux éléments (mécaniques, aérodynamiques, acoustiques) sont à prendre en considération pour modéliser le flottement.

En régime transsonique à haut vannage et à régime partiel, la position de l’onde de choc et son déphasage par rapport au mouvement de l’aube jouent un rôle prépondérant. De plus, l’instabilité n’apparaît que pour une organisation azimutale de la vibration particulière. Dans la littérature, ce type de flottement survient plutôt sur le premier mode de flexion à bas nombre de diamètres nodaux co-rotatifs. Par ailleurs, l’interaction acoustique avec l’entrée d’air peut jouer un rôle critique dans son déclenchement et occasionner une réduction d’opérabilité importante sur une plage de régime étroite. Afin d’approfondir ce phénomène, le chapitre 2 introduit des éléments d’acoustique de conduit.

Enfin, la mise en place de simulations pour déterminer les zones du champ fan sujettes au flottement est délicate, puisque de nombreuses stratégies sont envisageables. Le chapitre 3 décrit les méthodes, avec différents niveaux de fidélité, employées dans le cadre de cette thèse.

Acoustique dans l'entrée d'air

Sommaire

2.1	Introduction sur les ondes planes acoustiques	27
2.2	Notion de mode de conduit	29
2.2.1	Structure générale d'un mode de conduit	29
2.2.2	Structure radiale du mode	32
2.2.3	Notion de cut-on / cut-off	35
2.2.4	Concept de mode amont inverse	39
2.3	Propagation dans l'entrée d'air	40
2.3.1	Extension du modèle de mode de conduit pour une géométrie lentement variable	40
2.3.2	Wave splitting	42
2.4	Réflexion sur l'entrée d'air	44
2.4.1	Modélisation analytique	44
2.4.2	Influence de la forme de l'entrée d'air	47
2.5	Types de résonances acoustiques dans un conduit	49
2.6	Bilan	51

L'entrée d'air du moteur est un conduit annulaire à section variable ouvert sur l'extérieur. Ce chapitre a pour objectif de présenter certains éléments théoriques sur l'acoustique dans l'entrée d'air utilisés lors des analyses faites au chapitre 4. Dans un second temps, deux modèles analytiques sont détaillés, pour prédire la propagation dans le conduit d'une part, et la réflexion à l'entrée du moteur d'autre part. Ces modèles sont combinés dans les chapitres suivants pour simuler la réponse acoustique de l'entrée d'air à la vibration du fan.

2.1 Introduction sur les ondes planes acoustiques

Dans un fluide visqueux, conducteur de chaleur, compressible et assimilable à un gaz parfait, [Chu et Kovásznay \(1957\)](#) montrent par une approche linéarisée qu'il est possible de classer les ondes en 3 catégories : les ondes de pression, les ondes de vorticité et les ondes d'entropie. Les ondes de

vorticité et d'entropie sont convectives, et se propagent donc vers l'aval uniquement à la vitesse de l'écoulement. En considérant comme négligeables les perturbations générées au bord de l'entrée d'air et celles engendrées par la couche limite au carter, seules des ondes de pression sont considérées dans l'entrée d'air. Par la suite, ces ondes de pression seront appelées ondes acoustiques.

Afin d'introduire les notations et les grandeurs caractéristiques d'une onde, une onde plane p d'amplitude unitaire se propageant dans une direction oblique quelconque du plan $(0, \vec{x}, \vec{y})$ est prise en exemple et illustrée par la figure 2.1. Si la fréquence temporelle de l'onde est f , sa période temporelle est $T = \frac{1}{f}$. Les fronts d'onde sont repérés par les maxima locaux, en rouge sur la figure. La longueur d'onde λ est la distance qui sépare deux fronts d'onde. Elle est égale à $\lambda = aT = \frac{a}{f}$. La vitesse des fronts d'onde est donc égale à $a = \frac{\lambda}{T} = \lambda f$. En notant s la coordonnée selon la direction de propagation de l'onde, l'expression de p peut s'écrire :

$$p(s, t) = \cos\left(\frac{2\pi}{T}t - \frac{2\pi}{\lambda}s\right) \quad (2.1)$$

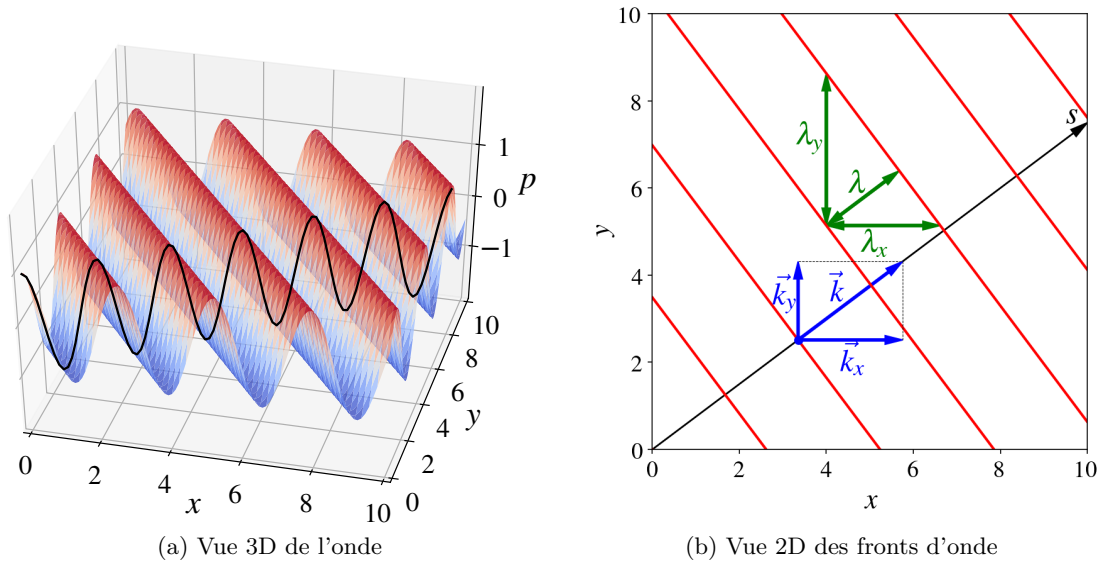


FIGURE 2.1: Exemple d'onde plane oblique

Pour alléger l'expression, il est fréquent d'introduire la pulsation de l'onde $\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$ et le nombre d'onde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Le rapport de ces deux grandeurs est égal à la vitesse de l'onde :

$$a = \frac{\omega}{k} \quad (2.2)$$

Le vecteur d'onde \vec{k} est également défini comme étant le vecteur colinéaire à la direction de propagation de l'onde et de même sens, et de norme $||\vec{k}|| = k$. L'équation (2.1) peut être réécrite comme une fonction du vecteur position $\vec{OM} = (x, y)$ et du temps t :

$$p(\vec{OM}, t) = \cos\left(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{OM}\right) \quad (2.3)$$

Enfin, pour simplifier les calculs par la suite, la notation complexe est introduite :

$$\tilde{p}(\overrightarrow{OM}, t) = e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \overrightarrow{OM})} \quad (2.4)$$

où $i^2 = -1$ et $p(\overrightarrow{OM}, t) = \text{Re}(\tilde{p}(\overrightarrow{OM}, t))$

Les projections de \vec{k} sur l'axe des abscisses et l'axe des ordonnées sont notées respectivement k_x et k_y . Leurs normes sont donc liées par la relation :

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (2.5)$$

La longueur d'onde absolue λ , la longueur d'onde dans la direction x λ_x et la longueur d'onde dans la direction y λ_y sont quant à elles liées par la relation :

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_x^2} + \frac{1}{\lambda_y^2} \quad (2.6)$$

Ces relations sont représentées graphiquement sur la figure 2.1b.

2.2 Notion de mode de conduit

2.2.1 Structure générale d'un mode de conduit

La synthèse qui suit s'appuie sur les cours de [Roger \(2011\)](#), [Rienstra \(2015\)](#) et [Rienstra et Hirschberg \(2016\)](#). Pour simplifier l'algèbre dans un premier temps, la veine fluide est assimilée dans cette partie à un conduit annulaire infini. Le rayon au carter est noté R_c et le rayon au moyeu est noté R_m (éventuellement nul). Le rapport $\tilde{h} = R_m/R_c$ est appelé le rapport de moyeu. Le repère de référence est le repère fixe attaché au conduit. Le fluide est considéré comme non visqueux, compressible et assimilable à un gaz parfait. L'écoulement est subsonique, irrotationnel, isentropique, uniforme et axial, de telle sorte que la vitesse s'écrit $\vec{V} = M_x a \vec{e}_x$, où M_x supposé positif est le nombre de Mach axial, a est la vitesse du son et \vec{e}_x est la direction de l'axe du conduit. De plus, chaque variable aérodynamique est décomposée comme la somme d'une valeur moyenne et d'une composante harmonique de pulsation ω .

Dans ces conditions, les ondes acoustiques s'organisent nécessairement comme une somme de modes de conduit :

$$p(x, r, \theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} p_{m,\mu}(x, r, \theta, t) \quad (2.7)$$

L'indice m est l'ordre azimutal du mode. Il correspond au nombre de diamètres nodaux. L'indice μ est l'ordre radial du mode. Il correspond au nombre de cercles nodaux. Les diamètres et les cercles nodaux sont des lignes séparatrices entre des lobes, dans lesquelles les fluctuations de pression sont alternativement positives et négatives. Des exemples de modes de conduit sont illustrés sur la figure 2.2.

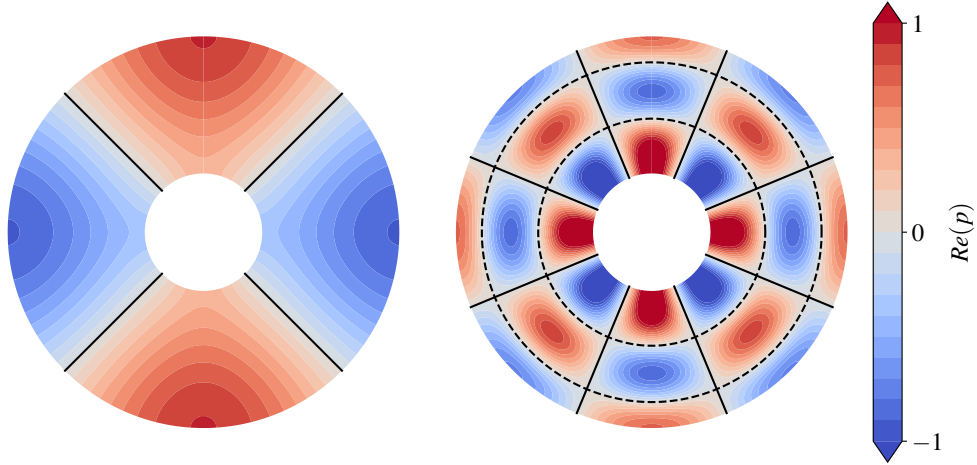


FIGURE 2.2: Modes de conduit $(m, \mu) = (2, 0)$ à gauche et $(m, \mu) = (4, 2)$ à droite. Les diamètres nodaux sont en lignes pleines et les cercles nodaux sont en lignes pointillées.

L'ensemble L^2 des fonctions de carré intégrable définies de $(r, \theta) \in [R_m, R_c] \times [0, 2\pi]$ dans \mathbb{C} est muni du produit scalaire :

$$\langle f, g \rangle = \frac{1}{2\pi R_c^2} \int_0^{2\pi} \int_{R_m}^{R_c} f(r, \theta) g^*(r, \theta) r dr d\theta \quad (2.8)$$

Les modes de conduit forment une base orthogonale de L^2 . Par conséquent, il existe une unique décomposition du champ de pression instationnaire sur l'ensemble des modes de conduit, et pour 2 modes (m, μ) et (n, ν) non nuls :

$$\langle p_{m,\mu}, p_{n,\nu} \rangle = 0 \iff m \neq n \text{ ou } \mu \neq \nu \quad (2.9)$$

La norme qui dérive de ce produit scalaire est :

$$\|f\|_{L^2} = \sqrt{\langle f, f \rangle} \quad (2.10)$$

Par définition, l'amplitude d'un mode est égale à sa norme.

Pour chaque mode (m, μ) , il existe une composante qui se propage de l'amont vers l'aval (par la suite appelée mode aval) et une composante qui se propage de l'aval vers l'amont (par la suite appelée mode amont). La relation (2.7) est réécrite sous la forme :

$$p(x, r, \theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{\mu=0}^{+\infty} \left(p_{m,\mu}^+(x, r, \theta, t) + p_{m,\mu}^-(x, r, \theta, t) \right) \quad (2.11)$$

où $p_{m,\mu}^+$ désigne un mode aval et $p_{m,\mu}^-$ désigne un mode amont.

L'expression générique du mode $p_{m,\mu}^\pm$ est :

$$p_{m,\mu}^\pm(x, r, \theta, t) = A_{m,\mu}^\pm \psi_{m,\mu}(r) e^{-ik_{x_{m,\mu}}^\pm x} e^{i(\omega t - m\theta)} \quad (2.12)$$

$$= A_{m,\mu}^\pm \psi_{m,\mu}(r) e^{k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm} x} e^{-ik_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} x} e^{i(\omega t - m\theta)} \quad (2.13)$$

avec $k_{x_{m,\mu}}^\pm = k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} + ik_{x_{m,\mu}}^{I,\pm}$, et où :

- $A_{m,\mu}^\pm$ est un coefficient d'amplitude complexe.
- $\psi_{m,\mu}(r)$ est la distribution radiale du mode. Par convention, sa norme est égale à 1.
- $e^{k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm} x}$ correspond à la variation de la norme du mode dans la direction axiale.
- $e^{-ik_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} x}$ correspond à la propagation du mode dans la direction axiale.
- $e^{i(\omega t - m\theta)}$ correspond au caractère pulsant et tournant du mode.

Le terme $k_{x_{m,\mu}}^\pm$ est appelé nombre d'onde axial du mode (m, μ) amont ou aval.

Le mode $(0, 0)$ est un cas particulier. Il s'agit du mode plan, pour lequel $\psi_{0,0}(r) = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1-\tilde{h}^2}}$ et $k_{x_{0,0}}^\pm = \frac{\pm k}{1 \pm M_x}$. L'expression (2.12) se simplifie beaucoup dans ce cas :

$$p_{0,0}^\pm(x, r, \theta, t) = A_{0,0}^\pm \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{1-\tilde{h}^2}} e^{-i\frac{\pm k}{1 \pm M_x} x} e^{i\omega t} \quad (2.14)$$

Si $m \neq 0$ le mode se propage dans le plan $(x, r\theta)$ en tournant autour de l'axe du conduit. On parle alors de mode spiral ou hélicoïdal. Les surfaces iso-phase sont telles que $k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} x + m\theta$ est constant, et un exemple est illustré par la figure 2.3. Le sens de rotation du mode autour de l'axe est déterminé par le signe de m .

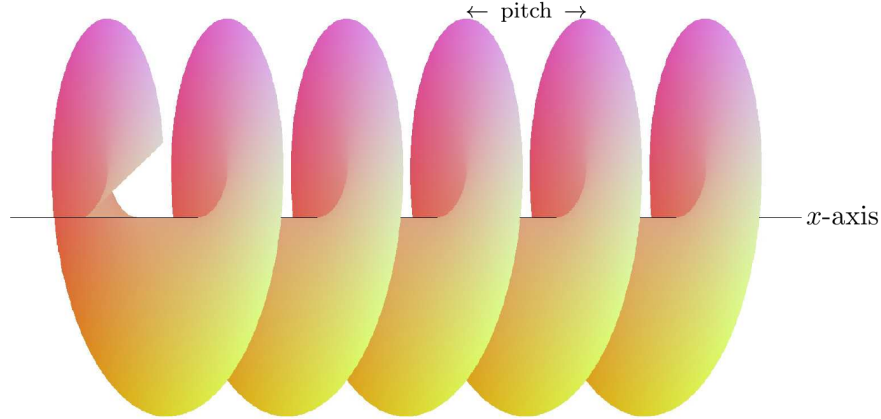


FIGURE 2.3: Surface à iso-phase $k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} x + m\theta$ d'après Rienstra (2015)

Compte tenu que $\|\psi_{m,\mu}\|_{L^2} = 1$, la norme du mode à la position axiale x est égale à :

$$\|p_{m,\mu}^\pm\|_{L^2}(x) = |A_{m,\mu}^\pm| e^{k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm} x} \quad (2.15)$$

Celle-ci dépend de la position x si $k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm}$ est non nul. Par ailleurs, la phase du mode ne dépend pas du rayon r . L'expression « phase du mode (m, μ) à la position x » désigne par la suite la phase de $p_{m,\mu}^\pm$

à la position axiale x pour $\theta = 0$ et $t = 0$. Elle est notée $\phi_{m,\mu}^\pm$ et vaut d'après l'équation (2.13) :

$$\phi_{m,\mu}^\pm(x) = \arg\left(p_{m,\mu}^\pm(x, r = R_c, \theta = 0, t = 0)\right) \quad (2.16)$$

$$= \arg\left(A_{m,\mu}^\pm\right) - k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} x \quad (2.17)$$

Il apparaît dans l'équation (2.17) que la phase varie linéairement selon la position x (dans le cas simplifié considéré dans cette section). L'équation (2.12) peut finalement être réécrite :

$$\overline{p_{m,\mu}^\pm}(x, r, \theta, t) = \|p_{m,\mu}^\pm\|_{L^2}(x) e^{i\phi_{m,\mu}^\pm(x)} \psi_{m,\mu}(r) e^{i(\omega t - m\theta)} \quad (2.18)$$

La suite explicite la structure radiale du mode et sa structure hélicoïdale dans le plan $(x, r\theta)$.

2.2.2 Structure radiale du mode

La relation de d'Alembert décrit la propagation des ondes de pression dans le milieu fluide :

$$\Delta p - \frac{1}{a^2} \frac{D^2 p}{Dt^2} = 0 \quad (2.19)$$

avec la dérivée particulaire qui s'écrit :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial t} + M_x a \vec{e}_x \cdot \vec{\nabla} \quad (2.20)$$

L'hypothèse que les fluctuations de pression sont harmoniques permet de réécrire l'équation (2.19) sous la forme de l'équation de Helmholtz convectée :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + (1 - M_x^2) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + 2ikM_x \frac{\partial p}{\partial x} + k^2 p = 0 \quad (2.21)$$

La recherche d'une solution séparable en x, r, θ permet alors de résoudre l'équation (2.21).

Le mode a une structure stationnaire dans la direction radiale et la répartition radiale du mode $\psi_{m,\mu}(r)$ (voir équation (2.12)) est solution de l'équation de Bessel :

$$\frac{d^2 \psi_{m,\mu}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\psi_{m,\mu}}{dr} + \left(k_{r_{m,\mu}}^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \psi_{m,\mu} = 0 \quad (2.22)$$

où $k_{r_{m,\mu}} \in \mathbb{R}^+$ est appelé nombre d'onde radial.

Dans le cas d'une géométrie annulaire, telle qu'au niveau du spinner proche du fan, les solutions sont de la forme :

$$\psi_{m,\mu}(r) = N_{m,\mu} J_m(k_{r_{m,\mu}} r) + M_{m,\mu} Y_m(k_{r_{m,\mu}} r) \quad (2.23)$$

où J_m et Y_m sont les fonctions de Bessel d'ordre m de première espèce et de seconde espèce respectivement. Pour obtenir des détails sur les propriétés mathématiques des fonctions de Bessel, il est par exemple possible de se référer à l'annexe D de [Rienstra et Hirschberg \(2016\)](#).

$k_{r_{m,\mu}}$ est déterminé par les conditions aux limites au carter et au moyeu. Dans le cas de parois rigides, les conditions aux limites sont :

$$\frac{d\psi_{m,\mu}(r)}{dr} = 0 \quad \text{pour } r = R_m, R_c \quad (2.24)$$

Cela implique :

$$\frac{M_{m,\mu}}{N_{m,\mu}} = -\frac{J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c)}{Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c)} = -\frac{J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m)}{Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m)} \quad (2.25)$$

qui conduit à la relation :

$$J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m) Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c) - J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c) Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m) = 0 \quad (2.26)$$

En définissant la fonction f_m telle que :

$$f_m(k_{r_{m,\mu}}) = J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m) Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c) - J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c) Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m) \quad (2.27)$$

le nombre d'onde radial $k_{r_{m,\mu}}$ est la $\mu^{\text{ième}}$ racine positive de f_m , à l'exception de $k_{r_{0,0}} = 0$ qui n'est pas inclus dans les solutions de l'équation (2.26). $k_{r_{m,\mu}}$ est fonction du mode (m, μ) et des rayons moyeu et carter R_m et R_c . Dans le cas où un traitement acoustique est présent dans le conduit au carter ou au moyeu, la condition aux limites (2.24) serait modifiée, ce qui changerait les valeurs du rapport $\frac{M_{m,\mu}}{N_{m,\mu}}$ et de $k_{r_{m,\mu}}$. Cette situation n'est pas considérée ici, mais il est possible de se référer par exemple à [Rienstra \(1999\)](#) pour plus de détails.

Une fois $k_{r_{m,\mu}}$ déterminé, l'équation (2.25) fixe le rapport $\frac{M_{m,\mu}}{N_{m,\mu}}$ mais laisse un degré de liberté. Ce dernier est levé en imposant une normalisation de $\psi_{m,\mu}$ selon la norme définie par l'équation (2.10) :

$$\|\psi_{m,\mu}\|_{L^2} = \sqrt{\frac{1}{R_c^2} \int_{R_m}^{R_c} \psi_{m,\mu}^2 r dr} = 1 \quad (2.28)$$

Ainsi, les fonctions $\psi_{m,\mu}$ forment une base orthonormée de L^2 et vérifient la propriété :

$$\langle \psi_{m,\mu}, \psi_{n,\nu} \rangle = \begin{cases} 1 & \text{si } m = n \text{ et } \mu = \nu \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.29)$$

Finalement, en combinant les équations (2.23), (2.25) et (2.28), l'expression de la répartition radiale du mode $(m, \mu) \neq (0, 0)$ est donc :

$$\psi_{m,\mu}(r) = \Psi_{m,\mu} [\cos(\gamma_{m,\mu}) J_m(k_{r_{m,\mu}} r) - \sin(\gamma_{m,\mu}) Y_m(k_{r_{m,\mu}} r)] \quad (2.30)$$

avec :

$$\Psi_{m,\mu} = \frac{\frac{\sqrt{2}}{2} \pi k_{r_{m,\mu}} R_c}{\sqrt{\frac{1 - \left(\frac{m}{k_{r_{m,\mu}} R_c}\right)^2}{J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c)^2 + Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c)^2} - \frac{1 - \left(\frac{m}{k_{r_{m,\mu}} R_m}\right)^2}{J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m)^2 + Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_m)^2}}} \quad (2.31)$$

et :

$$\gamma_{m,\mu} = \arctan \left(\frac{J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c)}{Y'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c)} \right) \quad (2.32)$$

Il convient de remarquer que l'expression (2.23) n'est pas définie dans le cas d'une géométrie cylindrique (sans moyeu) telle que dans l'entrée d'air car le terme $Y_m(k_{r_{m,\mu}} r)$ tend vers l'infini et $M_{m,\mu}$ tend vers 0 quand r tend vers 0. Elle est alors dégénérée sans introduction de discontinuité en :

$$\psi_{m,\mu}(r) = N_{m,\mu} J_m(k_{r_{m,\mu}} r) \quad (2.33)$$

L'unique condition aux limites restante dans l'équation (2.24) est celle en $r = R_c$, ce qui implique que les $k_{r_{m,\mu}}$ sont les solutions de l'équation :

$$J'_m(k_{r_{m,\mu}} R_c) = 0 \quad (2.34)$$

L'expression de la répartition radiale du mode fournie par l'équation (2.30) est modifiée en :

$$\psi_{m,\mu}(r) = \Psi_{m,\mu} J_m(k_{r_{m,\mu}} r) \quad (2.35)$$

avec

$$\Psi_{m,\mu} = \frac{\sqrt{2}}{J_m(k_{r_{m,\mu}} R_c) \sqrt{1 - \left(\frac{m}{k_{r_{m,\mu}} R_c} \right)^2}} \quad (2.36)$$

La figure 2.4 présente les répartitions radiales $\psi_{m,\mu}$ pour plusieurs modes (m, μ) et pour 3 rapports de moyeu différents : $\tilde{h} = 0$ correspond à l'entrée d'air sans moyeu, $\tilde{h} = 0.3$ est de l'ordre du rapport de moyeu au niveau du spinner proche du bord d'attaque du fan et $\tilde{h} = 0.6$ est de l'ordre du rapport de moyeu dans le flux secondaire. Seuls les ordres azimutaux m entre 0 et 3 sont présentés car les cas de flottement fan sont plus fréquents sur des nombres de diamètres peu élevés, et que la vibration du fan constituera la source acoustique dans la suite du mémoire. Par ailleurs, seuls les 3 premiers ordres radiaux μ sont présentés car dans la configuration décrite dans le chapitre 3, les modes d'ordre supérieur sont négligeables. Le mode plan $(0, 0)$ est d'amplitude constante sur toute la hauteur de veine. Excepté ce cas, pour $\tilde{h} = 0$, les fonctions $\psi_{m,\mu}$ sont de simples fonctions de Bessel du premier type, comme écrit dans l'équation (2.33). Pour m constant et μ qui varie, les fonctions $\psi_{m,\mu}$ sont les mêmes à une homothétie radiale et à une normalisation près. Les zéros de la fonction compris entre $R_m < r < R_c$ sont les nœuds radiaux du mode (les cercles nodaux sur la section), et ils sont au nombre de μ . La figure 2.4 montre également que quel que soit \tilde{h} , pour $\mu = 0$, l'amplitude est plus forte proche du carter que de l'axe machine. Cela est d'autant plus vrai que l'ordre azimutal m est grand.

Enfin, plus le rapport de moyeu \tilde{h} est proche de 1, plus les répartitions radiales $\psi_{m,\mu}$ se superposent à la fonction $\psi_{\mu,rect}$ en ligne pointillée noire sur la figure 2.4, définie comme :

$$\psi_{\mu,rect}(r) = N_{rect} \cos \left(\mu \pi \frac{r - R_m}{R_c - R_m} \right) \quad (2.37)$$

où $N_{rect} = \sqrt{\frac{2}{R_c^2 - R_m^2}}$ si $\mu = 0$ et $N_{rect} = \sqrt{\frac{4}{R_c^2 - R_m^2}}$ sinon. $\psi_{\mu,rect}$ est la solution pour une conduite rectangulaire de largeur infinie et de hauteur $R_c - R_m$. Cette limite quand \tilde{h} tend vers 1 est appelée le modèle de la conduite annulaire étroite et se ramène à un cas 2D pour l'ordre radial $\mu = 0$. Un cas remarquable est que $k_{r_{m,0}}$ tend alors vers m/R_c quand \tilde{h} tend vers 1. Par contre, lorsque $\tilde{h} \ll 1$ (et notamment dans l'entrée d'air où $\tilde{h} = 0$), cette approximation 2D est fautive pour $m \neq 0$ comme le montre la figure 2.4.

2.2.3 Notion de cut-on / cut-off

Le terme exprimant la propagation dans la direction axiale dans l'expression du mode (m, μ) (équation (2.12)) est $e^{-ik_{x_{m,\mu}}^\pm x}$.

Dans le cas sans écoulement, $k_{x_{m,\mu}}^- = -k_{x_{m,\mu}}^+$ et les modes amont et aval ne diffèrent que par leur direction de propagation et leur amplitude. De plus, $k_{x_{m,\mu}}^\pm$ et $k_{r_{m,\mu}}$ sont reliés par la relation de dispersion :

$$k^2 = k_{x_{m,\mu}}^{\pm 2} + k_{r_{m,\mu}}^2 \quad (2.38)$$

Dans ce cas particulier, cela fait apparaître $k_{x_{m,\mu}}^\pm$ et $k_{r_{m,\mu}}$ comme les projections du vecteur d'onde \vec{k} dans la direction axiale et dans le plan normal à l'axe de la machine respectivement.

En présence d'un écoulement axial uniforme, l'équation (2.38) est modifiée :

$$\left(k - M_x k_{x_{m,\mu}}^\pm\right)^2 = k_{x_{m,\mu}}^{\pm 2} + k_{r_{m,\mu}}^2 \quad (2.39)$$

L'expression du nombre d'onde axial qui s'en déduit est alors :

$$k_{x_{m,\mu}}^\pm = \frac{-M_x k \pm \sqrt{k^2 - (1 - M_x^2)k_{r_{m,\mu}}^2}}{1 - M_x^2} \quad (2.40)$$

La convention utilisée ici pour la racine carrée est que si $z \in \mathbb{R}^*$, $\sqrt{z} = -i\sqrt{-z}$. Dans l'expression (2.40), le terme $\frac{-M_x k}{1 - M_x^2}$ est commun aux modes amont et aval. Au contraire, le signe devant le terme $\frac{\sqrt{k^2 - (1 - M_x^2)k_{r_{m,\mu}}^2}}{1 - M_x^2}$ est $-$ pour le mode amont, et $+$ pour le mode aval.

Si le nombre d'onde axial $k_{x_{m,\mu}}^\pm$ est réel, $k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm} = 0$. Le mode est dit cut-on et se propage sans atténuation dans le conduit. En reprenant l'équation (2.13), l'expression du mode est :

$$p_{m,\mu}^\pm(x, r, \theta, t) = A_{m,\mu}^\pm \psi_{m,\mu}(r) e^{-ik_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} x} e^{i(\omega t - m\theta)} \quad (2.41)$$

Si sa partie imaginaire est non nulle ($k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm} \neq 0$), autrement dit si le terme sous la racine carrée dans l'équation (2.40) est négatif, le mode est alors cut-off et il est atténué de manière exponentielle dans la direction axiale à cause du terme $e^{k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm} x}$ dans l'équation (2.12). Il est alors qualifié de mode évanescent. Pour cette raison, pour le mode aval $k_{x_{m,\mu}}^{I,+} < 0$, tandis que pour le mode amont $k_{x_{m,\mu}}^{I,-} > 0$. Toutefois, un mode cut-off peut se propager sur une certaine distance d avant d'être complètement amorti si le produit $k_{x_{m,\mu}}^{I,\pm} d$ est suffisamment petit, c'est à dire si d est petit devant $\lambda_{m,\mu}^{I,\pm}$.

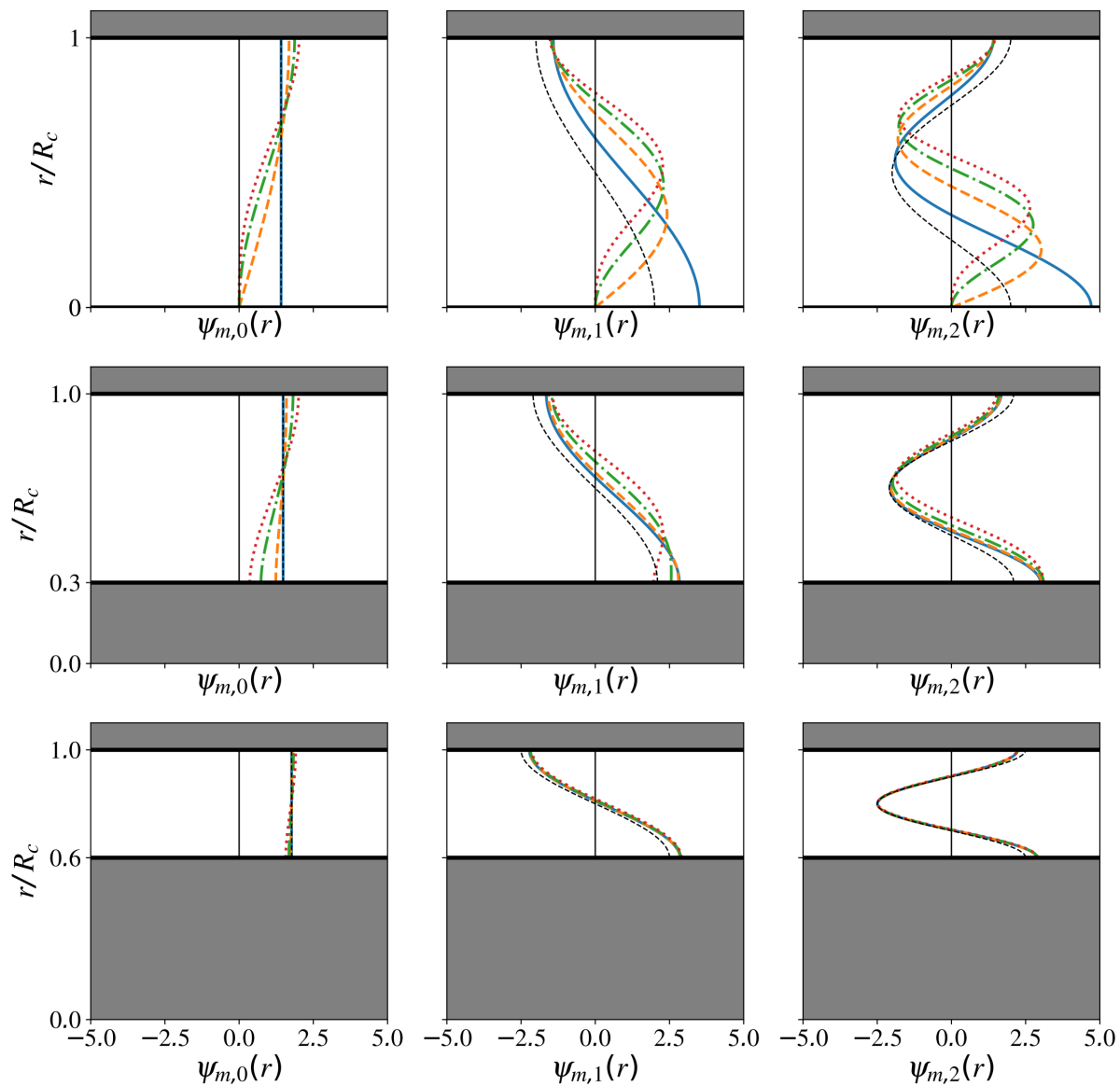


FIGURE 2.4: Répartitions radiales $\psi_{m,\mu}$ pour $\mu = 0, 1, 2$ (en colonne) et $\tilde{h} = 0, 0.3, 0.6$ (en ligne). $m = 0$ en bleu, $m = 1$ en jaune, $m = 2$ en vert et $m = 3$ en rouge. Les valeurs de \tilde{h} sont représentatives de l'entrée d'air, du moyeu en pied du fan et du flux secondaire respectivement. La fonction $\psi_{\mu,rect}$ (cf équation (2.37)) est en ligne pointillée noire.

Lorsque le terme sous la racine carrée dans l'équation (2.40) s'annule, le nombre d'onde est égal au nombre d'onde de cut-on :

$$k_c = k_{r_{m,\mu}} \sqrt{1 - M_x^2} \quad (2.42)$$

qui peut également s'exprimer en terme de fréquence de cut-on (ou fréquence de coupure) :

$$f_c = \frac{k_c a}{2\pi} = \frac{k_{r_{m,\mu}} a}{2\pi} \sqrt{1 - M_x^2} \quad (2.43)$$

Il est rappelé que $M_x < 1$. Il est important de noter que la fréquence de cut-on est identique pour les modes (m, μ) amont et aval. La condition pour qu'un mode soit cut-on s'écrit alors :

$$k > k_c \quad (2.44)$$

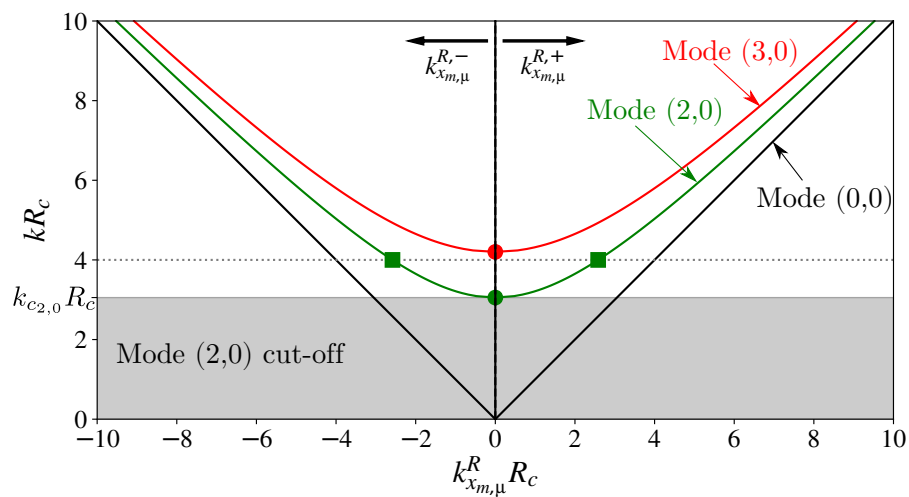
Une façon pratique pour visualiser les modes qui se propagent pour un nombre d'onde k donné est de représenter graphiquement la relation de dispersion (2.39), tel que cela a par exemple été fait par Harel et Perulli (1971). La figure 2.5a montre ainsi les valeurs que prend $k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} R_c$ en fonction de kR_c pour les modes $(0,0)$, $(2,0)$ et $(3,0)$, avec $\tilde{h} = 0$ et $M_x = 0$. Pour $m \neq 0$, le lieu géométrique parcouru est une hyperbole symétrique par rapport à l'axe des ordonnées. Ses asymptotes sont les droites correspondant au cas dégénéré du mode plan $(0,0)$, d'équations $k_{x_{0,0}}^{R,\pm} = \pm k$. De plus, ce mode est cut-on quelle que soit sa fréquence. La zone grisée correspond aux nombres d'onde $k < k_{c_{2,0}}$: le mode $(2,0)$ est cut-off dans cette zone. Le nombre d'onde de cut-on $k_{c_{2,0}}$ est indiqué par le cercle plein. Au delà de cette valeur, pour un nombre d'onde k donné, deux valeurs du nombre d'onde axial sont admises (repérées par les carrés pleins pour $kR_c = 4$) : $k_{x_{2,0}}^{R,+}$ qui correspond au mode aval et qui est positif, et $k_{x_{2,0}}^{R,-}$ qui correspond au mode amont et qui est négatif. Par ailleurs, l'hyperbole correspondant au mode $(3,0)$ (en rouge) est décalée vers les plus grandes valeurs de kR_c par rapport à celle du mode $(2,0)$ (en vert). Cela traduit le fait que plus l'ordre du mode (azimutal et radial) est élevé, plus son nombre d'onde de cut-on k_c est élevé. Le conduit se comporte donc comme un filtre passe-bas en terme d'ordre du mode, et un filtre passe-haut en terme de fréquence.

Le cas avec $M_x = 0.5$ est illustré par la figure 2.5b. L'influence de l'écoulement se manifeste de deux manières :

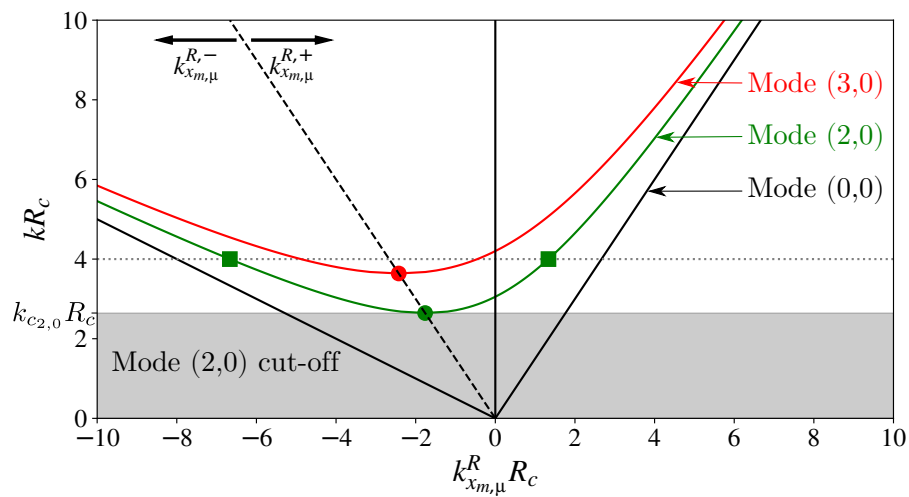
- La valeur de $k_{c_{2,0}}$ est réduite par rapport au cas sans écoulement (la zone grisée est moins haute). Le mode $(2,0)$ est donc cut-on pour des fréquences plus faibles que sans écoulement. Cela est dû au terme $\sqrt{1 - M_x^2}$ dans l'équation (2.42).
- L'hyperbole est à présent inclinée vers les valeurs négatives de $k_{x_{m,\mu}}^R R_c$. Les asymptotes, correspondant au mode $(0,0)$, ont pour équations $k_{x_{0,0}}^{R,\pm} = \frac{\pm k}{1 \pm M_x}$.

L'influence du nombre de Mach axial sur k_c est à présent étudiée plus en détail. La figure 2.6a montre l'évolution de k_c en fonction de M_x pour différents modes. Plus M_x est élevé, plus k_c est faible. Il est rappelé que le nombre d'onde de cut-on est le même pour le mode amont et pour le mode aval. A la limite quand $M_x \rightarrow 1$, tous les modes deviennent cut-on.

Enfin, la figure 2.6b montre l'évolution de k_c en fonction du rapport de moyeu \tilde{h} . Le comportement diffère selon l'ordre radial des modes. Pour les modes avec $\mu = 0$, k_c diminue faiblement quand \tilde{h} augmente. Au contraire, pour les modes avec $\mu = 1$, k_c varie davantage et augmente pour des valeurs



(a) $M_x = 0$



(b) $M_x = 0.5$

FIGURE 2.5: Relation de dispersion pour les modes $m = 0, 2, 3$ et $\mu = 0$ pour $\tilde{h} = 0$.

élevées de \tilde{h} . La tendance est la même pour les modes avec $\mu > 1$. Par conséquent, la présence du moyeu favorise la propagation des modes avec $\mu = 0$ au détriment des modes avec $\mu > 0$.

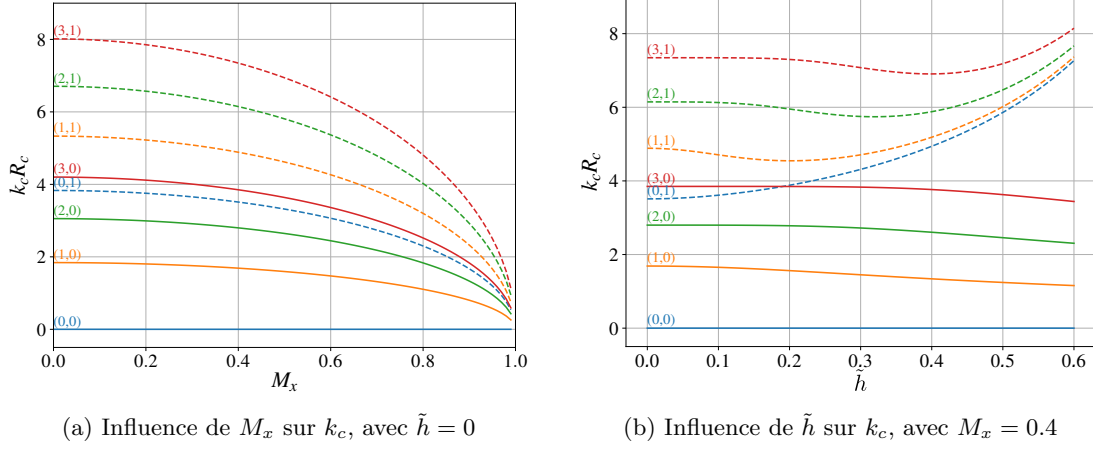


FIGURE 2.6: Influence du nombre de Mach axial M_x et du rapport de moyeu \tilde{h} sur le nombre d'onde de cut-on k_c pour les modes (m, μ) avec $m = 0, 1, 2, 3$ et $\mu = 0, 1$

2.2.4 Concept de mode amont inverse

L'expression (2.40) permet également de déterminer la vitesse de propagation axiale du mode. En réalité, comme pour toute onde, il est possible de définir deux vitesses caractéristiques du mode. D'une part, la vitesse de phase est définie comme :

$$v_\phi^\pm = \frac{\omega}{k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm}} = \frac{ka}{k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm}} \quad (2.45)$$

Il s'agit de la vitesse de défilement des fronts d'onde dans le repère fixe. Son signe est le même que $k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm}$.

D'autre part, la vitesse de groupe est obtenue en dérivant la relation de dispersion (2.39) par rapport à $k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm}$ pour M_x et a constants :

$$v_g^\pm = \left. \frac{\partial \omega}{\partial k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm}} \right|_{M_x, a} = \frac{k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm} a}{k - M_x k_{x_{m,\mu}}^{R,\pm}} + M_x a \quad (2.46)$$

Elle caractérise la vitesse de transport de l'énergie acoustique. Elle n'est pas en général égale à la vitesse de phase. Il se peut même que la vitesse de phase et la vitesse de groupe soient de signes opposés. Le mode, qui se propagerait vers l'amont s'il n'y avait pas d'écoulement ($v_\phi^+ < 0$), est en réalité convecté vers l'aval ($v_g^+ > 0$). Un tel mode est appelé mode amont inverse. L'énergie acoustique est propagée vers l'aval, mais les fronts d'onde se déplacent vers l'amont. Ce comportement n'apparaît que sur un intervalle étroit de fréquences, juste au-delà de la fréquence de cut-on du mode.

Ce phénomène est illustré sur la figure 2.7. La vitesse de groupe se lit comme la pente de la courbe. Le fait que l'hyperbole associée au mode (2,0) soit inclinée (du fait de l'écoulement) fait apparaître

une zone (en bleu) dans laquelle :

$$v_\phi^+ = \frac{\omega}{k_{x2,0}^{R,+}} = a \frac{kR_c}{k_{x2,0}^{R,+} R_c} < 0 \quad (2.47)$$

$$v_g^+ = \frac{\partial \omega}{\partial k_{x2,0}^{R,+}} = a \frac{\partial(kR_c)}{\partial k_{x2,0}^{R,+} R_c} > 0 \quad (2.48)$$

Il s'agit donc bien d'un mode amont inverse. Par ailleurs, pour la même valeur de kR_c , la pente de la courbe pour un mode amont est inférieure en valeur absolue à la pente pour un mode aval. Retranscrit en terme de vitesse de groupe, on retrouve qu'un mode amont, qui « lutte » contre l'écoulement, se propage moins vite qu'un mode aval.

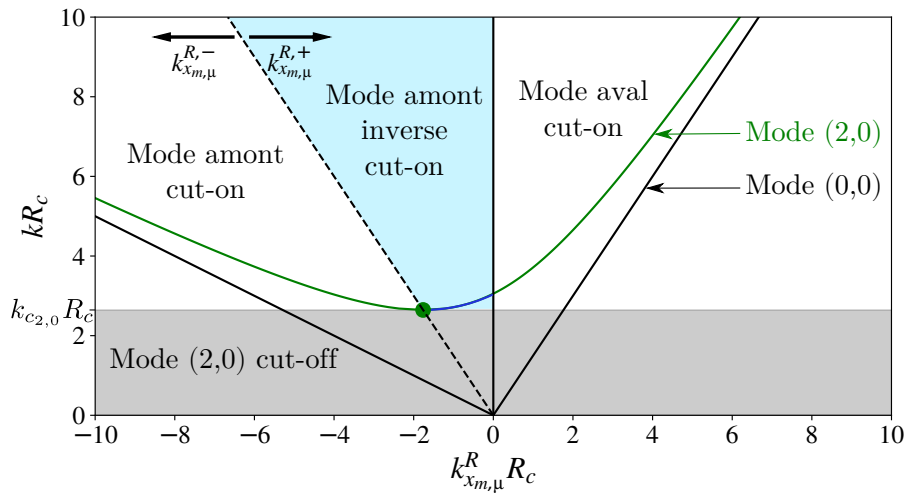


FIGURE 2.7: Mode amont inverse pour le mode (2,0). $\tilde{h} = 0$ et $M_x = 0.5$.

2.3 Propagation dans l'entrée d'air

2.3.1 Extension du modèle de mode de conduit pour une géométrie lentement variable

La théorie détaillée dans la section 2.2 n'est pas applicable telle quelle pour décrire la propagation des ondes acoustiques dans l'entrée d'air. En effet, la géométrie n'est pas assimilable à un cylindre infini avec un écoulement uniforme, notamment à cause de la présence du spinner et de la forme du bord de l'entrée d'air. La géométrie de l'entrée d'air est schématisée sur la figure 2.8. La veine est localement cylindrique dans l'entrée d'air, et localement annulaire au voisinage du fan.

Rienstra (1999) développe un modèle qui étend la théorie des modes de conduit cylindrique ou annulaire au cas où la géométrie et l'écoulement sont variables selon la position x dans la direction de l'axe du conduit. Les hypothèses de ce modèle sont les suivantes :

- Le conduit est axisymétrique.
- Les rayons moyeu et carter sont lentement variables selon x . Le raccord entre une portion cylindrique (sans moyeu) et une portion annulaire n'introduit pas de continuité du mode.

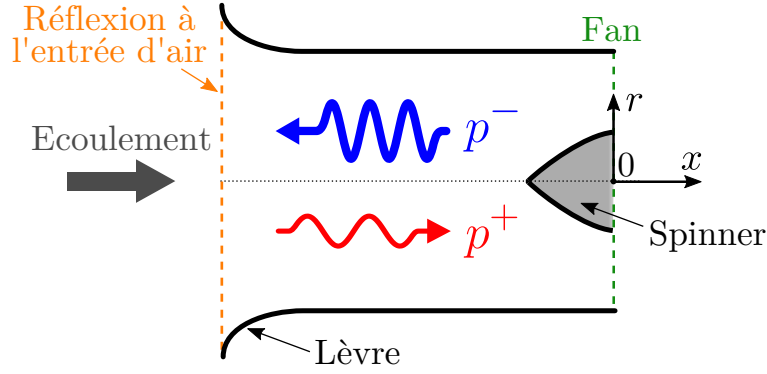


FIGURE 2.8: Propagation et réflexion d'une onde émise par le fan dans l'entrée d'air

- L'écoulement est principalement uniforme et axial par section selon x . Une composante radiale est incluse dans le modèle pour être cohérent avec la variation des rayons moyeu et carter, mais cette composante reste négligeable et n'intervient pas dans la propagation acoustique.

Les variables géométriques et aérodynamiques s'écrivent donc $R_m(x)$, $R_c(x)$, $M_x(x)$, $\rho(x)$, $a(x)$. L'hypothèse de la section « lentement variable » sert à justifier l'utilisation de la méthode WKB (pour Wentzel, Kramers et Brillouin) dans la résolution du problème.

A cause de cette dépendance à la position axiale, une analyse locale section par section est alors valable mais l'expression du mode (m, μ) donnée dans l'équation (2.12) est modifiée pour prendre en compte la dépendance en x :

$$p_{m,\mu}^{\pm}(x, r, \theta, t) = -i\rho(x) \left(\omega - k_{x_{m,\mu}}^{\pm}(x)a(x)M_x(x) \right) A_{m,\mu}^{\pm} \psi_{m,\mu}(x, r) e^{-i \int_0^x k_{x_{m,\mu}}^{\pm}(\xi) d\xi} e^{i(\omega t - m\theta)} \quad (2.49)$$

Le terme $A_{m,\mu}^{\pm}$ est multiplié par $-i\rho(x) \left(\omega - k_{x_{m,\mu}}^{\pm}(x)a(x)M_x(x) \right)$ (constant et pris en compte dans $A_{m,\mu}^{\pm}$ dans le cas de la conduite annulaire dans la section 2.2), le terme $\psi_{m,\mu}(r)$ est remplacé par $\psi_{m,\mu}(x, r)$, et le terme $e^{-ik_{x_{m,\mu}}^{\pm}x}$ est remplacé par $e^{-i \int_0^x k_{x_{m,\mu}}^{\pm}(\xi) d\xi}$. Les expressions précédentes pour $k_{r_{m,\mu}}$ (équation (2.27)) et $k_{x_{m,\mu}}^{\pm}$ (équation (2.40)) sont inchangées mais dépendent de la géométrie et des grandeurs aérodynamiques pour chaque section. La répartition radiale $\psi_{m,\mu}$ s'écrit à présent :

$$\psi_{m,\mu}(x, r) = N_{m,\mu}(x)J_m(k_{r_{m,\mu}}(x)r) + M_{m,\mu}(x)Y_m(k_{r_{m,\mu}}(x)r) \quad (2.50)$$

Le rapport entre $N_{m,\mu}(x)$ et $M_{m,\mu}(x)$ suit toujours l'équation (2.25). En revanche, l'expression de $N_{m,\mu}(x)$ est variable selon la position axiale de manière à assurer la continuité de l'amplitude du mode d'une section à l'autre et vaut :

$$N_{m,\mu}(x) = \sqrt{\frac{a(x)}{\omega\rho(x)\sqrt{1 - \left(\frac{k_c(x)}{k(x)}\right)^2}} N_{m,\mu}^0(x)} \quad (2.51)$$

où $N_{m,\mu}^0(x)$ correspond à l'expression de $N_{m,\mu}$ pour un conduit droit (voir équations (2.30), (2.31) et (2.32) pour le cas annulaire et (2.35) et (2.36) dans le cas cylindrique) et dans laquelle R_m , R_c , et $k_{r_{m,\mu}}$ dépendent de x .

Par conséquent, pour pouvoir appliquer le modèle, les variables $M_x(x)$, $\rho(x)$ et $a(x)$ sont nécessaires sur toute la longueur du conduit. Elles sont calculées en supposant l'écoulement monodimensionnel et isentropique dépendant de la section, du débit masse, de la pression totale et de la température totale.

Rienstra (2001) et Ovenden *et al.* (2004) mettent en garde contre le problème du point de retour (ou "turning point" en anglais). En raison de la section et de l'écoulement variables selon l'axe du conduit, la fréquence de cut-on locale varie aussi selon x . Cela a pour effet qu'un mode peut se propager jusqu'à une certaine position, puis devenir cut-off au-delà. Dans ce cas, il est réfléchi sur la section où il atteint sa fréquence de cut-on. Toutefois, au voisinage de f_c , le terme $\sqrt{1 - \left(\frac{k_c(x)}{k(x)}\right)^2}$ dans l'équation (2.51) tend vers 0, ce qui fait que l'amplitude du mode est divergente dans l'équation (2.49). Cela vient du fait que l'hypothèse de variation lente n'est plus valide localement. Ovenden *et al.* (2004) fournit une formulation plus générale qui permet de traiter des cas avec un point de retour. Cette formulation n'est pas explicitée et n'a pas été implémentée dans le cadre de ce mémoire.

2.3.2 Wave splitting

En plus de fournir une expression analytique pour le cas d'une géométrie non uniforme, le modèle de Rienstra (1999) peut servir de base pour développer une méthode de décomposition modale, ou wave splitting. La méthode utilisée ici est adaptée d'après Ovenden et Rienstra (2004). Afin de pouvoir décomposer le champ de pression instationnaire en ondes amont et aval, il est nécessaire de disposer soit de la donnée de 2 grandeurs sur un même plan (par exemple les fluctuations de pression et de vitesse), soit de la donnée d'une même grandeur sur deux plans différents. De manière à disposer d'une précision et d'une robustesse accrues, Ovenden et Rienstra (2004) utilisent 3 plans pour lesquels la pression instationnaire est connue. Cette méthode s'appelle TPP pour Triple Plane Pressure. Elle a comme avantages notables :

- la robustesse à la variation (lente) de la veine. En effet, la théorie des modes lentement variables avec la section de Rienstra (1999) est intégrée à la méthode TPP.
- un lissage des erreurs dues à l'utilisation de la méthode des moindres carrés sur 3 plans, au lieu d'utiliser seulement 2 plans.
- la robustesse à un champ légèrement rotationnel, par rapport à des méthodes utilisant les fluctuations de vitesse. En effet, les ondes de vorticit e ne produisent pas de fluctuations de pression au premier ordre (voir Chu et Kov aszny (1957)), et elles impactent donc peu le champ de pression instationnaire.

Après l'avoir comparée à d'autres méthodes existantes, elle est recommandée pour le wave splitting de modes de conduit en turbomachine par Ovenden et Rienstra (2002).

Cette méthode, appliquée sur un cas construit analytiquement, décompose de manière très précise l'onde totale en modes amont et aval. Néanmoins, elle est sensible à la précision des données d'entrée. L'annexe B détaille les cas de validation de la méthode et les tests de sensibilité effectués. Suivant une idée évoquée dans Ovenden et Rienstra (2004), la méthode est étendue à N plans pour pallier ce problème de sensibilité. Elle est décrite brièvement ci-après, et le lecteur peut se référer à l'article d'origine pour plus de détails.

En prenant comme référence de phase le plan situé à la position $x = x_0$, on fait l'hypothèse que le champ de pression instationnaire au plan n se décompose sur une base modale :

$$\begin{aligned}
 p_m(x_n, r) = & \sum_{\mu=0}^{M-1} -i\rho(x_n) \left(\omega - k_{x_{m,\mu}}^-(x_n) a(x_n) M_x(x_n) \right) A_{m,\mu}^- \psi_{m,\mu}(x_n, r) e^{-i \int_{x_0}^{x_n} k_{x_{m,\mu}}^-(\xi) d\xi} \\
 & + \sum_{\mu=0}^{M-1} -i\rho(x_n) \left(\omega - k_{x_{m,\mu}}^+(x_n) a(x_n) M_x(x_n) \right) A_{m,\mu}^+ \psi_{m,\mu}(x_n, r) e^{-i \int_{x_0}^{x_n} k_{x_{m,\mu}}^+(\xi) d\xi} \quad (2.52)
 \end{aligned}$$

La base modale utilisée contient $2M$ modes, dont M modes amont et M modes aval. Les inconnues sont les $2M$ termes d'amplitude complexe $A_{m,\mu}^\pm$. L'équation pour le plan n peut être réécrite :

$$\sum_{i=0}^{2M-1} a_i \chi_i(x_n, r) = p_m(x_n, r) \quad (2.53)$$

où les termes a_i correspondent aux termes $A_{m,\mu}^\pm$ dans l'équation (2.52) renumérotés et les termes $\chi_i(x_n, r)$ correspondent aux termes :

$$-i\rho(x_n) \left(\omega - k_{x_{m,\mu}}^\pm(x_n) a(x_n) M_x(x_n) \right) \psi_{m,\mu}(x_n, r) e^{-i \int_{x_0}^{x_n} k_{x_{m,\mu}}^\pm(\xi) d\xi} \quad (2.54)$$

Dans le cas d'un mode cut-off, les termes $\chi_i(x_n, r)$ relatifs aux composantes amont et aval peuvent différer de plusieurs ordres de grandeur. Afin de mieux conditionner le système, un changement de variable est effectué :

- Les termes $\chi_i(x_n, r)$ correspondant aux modes amont sont multipliés par $e^{+i \int_{x_0}^{x_n-1} k_{x_{m,\mu}}^-(\xi) d\xi}$. Les termes ainsi obtenus sont notés $\chi'_i(x_n, r)$.
- Les termes a_i correspondant aux modes amont sont multipliés par $e^{-i \int_{x_0}^{x_n-1} k_{x_{m,\mu}}^-(\xi) d\xi}$. Les termes ainsi obtenus sont notés a'_i .

Pour chaque plan n , des matrices \mathcal{M}_n , \mathcal{P}_n et \mathcal{A}' sont construites de la façon suivante en utilisant le produit scalaire défini par l'équation (2.8) :

$$\mathcal{M}_{n,i,j} = \int_{R_m(x_n)}^{R_c(x_n)} \chi'_i(x_n, r) \chi'_j{}^*(x_n, r) r dr \quad (2.55)$$

$$\mathcal{P}_{n,j} = \int_{R_m(x_n)}^{R_c(x_n)} p_m(x_n, r) \chi'_j{}^*(x_n, r) r dr \quad (2.56)$$

$$\mathcal{A}'_j = a'_j \quad (2.57)$$

Ainsi construites, les matrices \mathcal{M}_n , carrées de taille $2M \times 2M$, ont la propriété d'être hermitiennes, soit $\mathcal{M}_{n,i,j}^* = \mathcal{M}_{n,j,i}$. En chaque plan n , le système carré suivant est vérifié :

$$\mathcal{M}_n \mathcal{A}' = \mathcal{P}_n \quad (2.58)$$

La "meilleure" solution \mathcal{A}' au sens des moindres carrés est celle qui minimise le résidu :

$$\sum_{n=0}^{N-1} \|\mathcal{M}_n \mathcal{A}' - \mathcal{P}_n\|^2 \quad (2.59)$$

En profitant des propriétés des \mathcal{M}_n , cela revient à résoudre le système carré de taille $2M \times 2M$ suivant :

$$\tilde{\mathcal{M}}\mathcal{A}' = \tilde{\mathcal{P}} \quad (2.60)$$

avec :

$$\tilde{\mathcal{M}} = \sum_{n=0}^{N-1} \mathcal{M}_n^2 \quad (2.61)$$

$$\tilde{\mathcal{P}} = \sum_{n=0}^{N-1} \mathcal{M}_n \mathcal{P}_n \quad (2.62)$$

La taille de la base modale (M) augmente la taille du système linéaire à résoudre donc le temps de post-traitement. Au contraire, augmenter le nombre de plans (N) ne change pas la taille de ce système, et le temps d'assemblage des matrices est négligeable.

2.4 Réflexion sur l'entrée d'air

2.4.1 Modélisation analytique

Plusieurs modèles de réflexion peuvent être trouvés dans la littérature. Les premiers à apparaître, tels que celui de [Zorumski \(1973\)](#), font l'hypothèse d'une conduite avec une membrane, ce qui simplifie les équations au détriment de la précision des résultats. Par la suite, plusieurs auteurs ont donné une solution exacte au problème de la réflexion sur un conduit ouvert, avec des hypothèses simplificatrices. Ils utilisent pour cela la méthode de Wiener-Hopf qui permet de résoudre analytiquement certaines équations différentielles aux dérivées partielles. C'est le cas par exemple de [Lordi et al. \(1974\)](#), [Savkar \(1975\)](#) ou encore [Rienstra \(1984\)](#).

C'est ce dernier modèle qui est retenu ici. La géométrie considérée est un cylindre rigide semi-infini. L'écoulement est axial uniforme. Le bord du cylindre (assimilable aux lèvres de l'entrée d'air) est infiniment mince, et la continuité de la pression et de la vitesse est imposée de part et d'autre de la singularité du bord dans la direction radiale.

Rienstra ¹ considère un unique mode incident $p_{m,\mu}^-$ de norme 1 qui se propage dans le conduit vers l'ouverture à la position $x = 0$. Ce mode se réfléchit à l'extrémité du conduit sur des modes de même ordre azimutal m mais d'ordres radiaux μ potentiellement différents. La fluctuation de pression statique dans la conduite s'écrit donc comme la somme de l'onde incidente et de la somme des ondes réfléchies possibles :

$$p(x, r, \theta, t) = \left[\psi_{m,\mu}(r) e^{-ik_{x,m,\mu}^- x} + \sum_{\nu=0}^{+\infty} \mathcal{R}_{m,\mu,\nu} \psi_{m,\nu}(r) e^{-ik_{x,m,\mu}^+ x} \right] e^{i(\omega t - m\theta)} \quad (2.63)$$

1. Il est à noter que les signes devant les termes faisant apparaître le nombre de Mach dans l'équation (2.64) sont opposés par rapport à l'article de [Rienstra \(1984\)](#). La raison est que l'écoulement associé à $M_x > 0$ est considéré ici comme entrant dans l'entrée d'air, alors que Rienstra a choisi la convention opposée. De plus, la numérotation des ordres radiaux commence à 1 dans l'article de Rienstra plutôt que 0 ici. L'annexe C fournit des détails concernant le calcul numérique de l'intégrale (2.66).

où $\mathcal{R}_{m,\mu,\nu}$ est le coefficient (complexe) de réflexion du mode incident (m, μ) sur le mode réfléchi (m, ν) . Il est égal à :

$$\mathcal{R}_{m,\mu,\nu} = -\frac{1}{4}\psi_{m,\mu}(R_c)\psi_{m,\nu}(R_c)\frac{(1+\sigma_{m,\mu})(1+\sigma_{m,\nu})}{\sigma_{m,\nu}(\sigma_{m,\mu}+\sigma_{m,\nu})}\frac{1-M_x\sigma_{m,\nu}}{1+M_x\sigma_{m,\mu}}\tilde{K}_-(\sigma_{m,\mu})\tilde{K}_-(\sigma_{m,\nu}) \quad (2.64)$$

avec

$$\sigma_{m,\nu} = \begin{cases} \sqrt{1-(\beta k_{r_{m,\mu}}/k)^2} & \text{si } k \geq \beta k_{r_{m,\mu}} \\ -i\sqrt{(\beta k_{r_{m,\mu}}/k)^2-1} & \text{si } k < \beta k_{r_{m,\mu}} \end{cases} \quad (2.65)$$

et

$$\ln \tilde{K}_-(t) = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\ln \tilde{K}(\tau)}{\tau-t} d\tau \quad (2.66)$$

$$\tilde{K}(z) = L\left(k\sqrt{1-z^2/\beta}\right) \quad (2.67)$$

$$L(z) = -\pi i H_m^{(2)'}(z) J_m(z) \quad (2.68)$$

$$H_m^{(2)} = J_m(z) - iY_m(z) \quad (2.69)$$

$$\beta^2 = 1 - M_x^2 \quad (2.70)$$

Le module $|\mathcal{R}_{m,\mu,\nu}|$ du coefficient de réflexion complexe correspond au taux de réflexion du mode (m, μ) sur le mode (m, ν) . Son argument $\arg(\mathcal{R}_{m,\mu,\nu})$ correspond au déphasage à l'entrée d'air du mode (m, ν) réfléchi par rapport au mode (m, μ) incident. La figure 2.9 présente ainsi le taux de réflexion et le déphasage pour $m = 2$ en fonction de la fréquence adimensionnée kR_c pour le cas sans écoulement ($M_x = 0$). Il ne faut pas prêter grande attention aux courbes pour les fréquences inférieures à la fréquence de cut-on. En effet, la réflexion du mode est théoriquement possible et non nulle, mais en raison de son caractère cut-off, il est probable que le mode soit fortement atténué en arrivant à l'extrémité du conduit selon l'éloignement de la source et la proximité de la fréquence de cut-on. Un aspect remarquable est qu'à la résonance acoustique du conduit, soit à la fréquence de cut-on :

1. La réflexion d'un mode sur lui-même est totale : $\mathcal{R}_{m,\mu,\mu} = -1$. Le taux de réflexion atteint 100% et le déphasage est égal à 180° . Les points indiqués par des cercles bleus sur la figure 2.9 correspondent à ce cas.
2. La réflexion d'un mode sur un autre mode est nulle : $\mathcal{R}_{m,\mu,\nu} = 0$ (avec $\mu \neq \nu$). Le taux de réflexion est alors nul. Les points indiqués par des carrés bleus sur la figure 2.9 correspondent à ce cas.

La figure 2.10 montre l'effet du nombre de Mach axial sur le taux de réflexion et sur le déphasage pour la réflexion du mode $(2, 0)$ sur lui-même. Comme la fréquence de cut-on dépend du nombre de Mach, les courbes sont tracées en fonction de la fréquence normalisée par la fréquence de cut-on. Pour $f > f_c$, le déphasage provoqué par la réflexion est inchangé quelque que soit le nombre de Mach. En

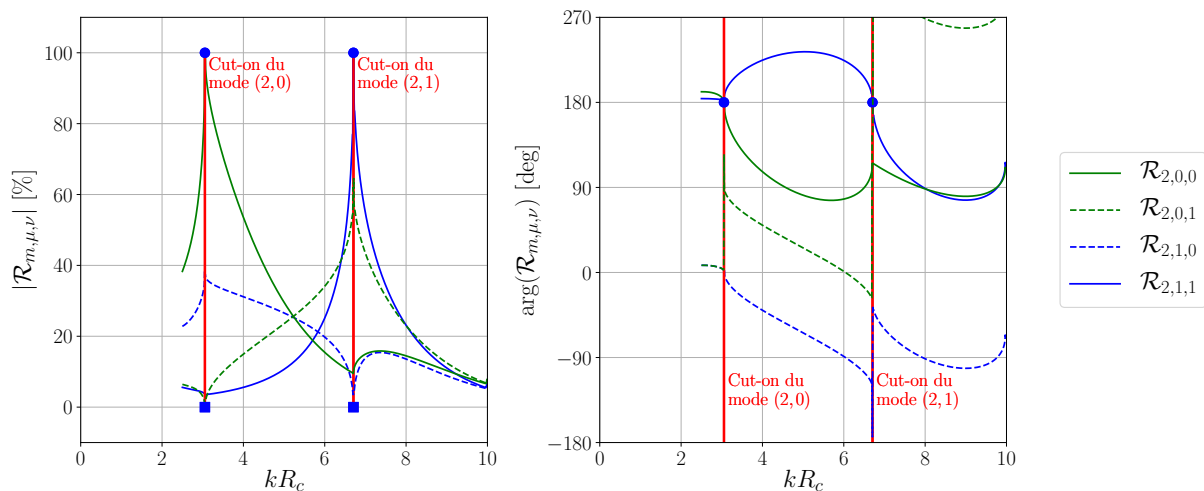


FIGURE 2.9: Module (à gauche) et argument (à droite) de $\mathcal{R}_{m,\mu,\nu}$ en fonction de la fréquence adimensionnée kR_c pour $m = 2$, μ et $\nu = 0, 1$ et $M_x = 0$

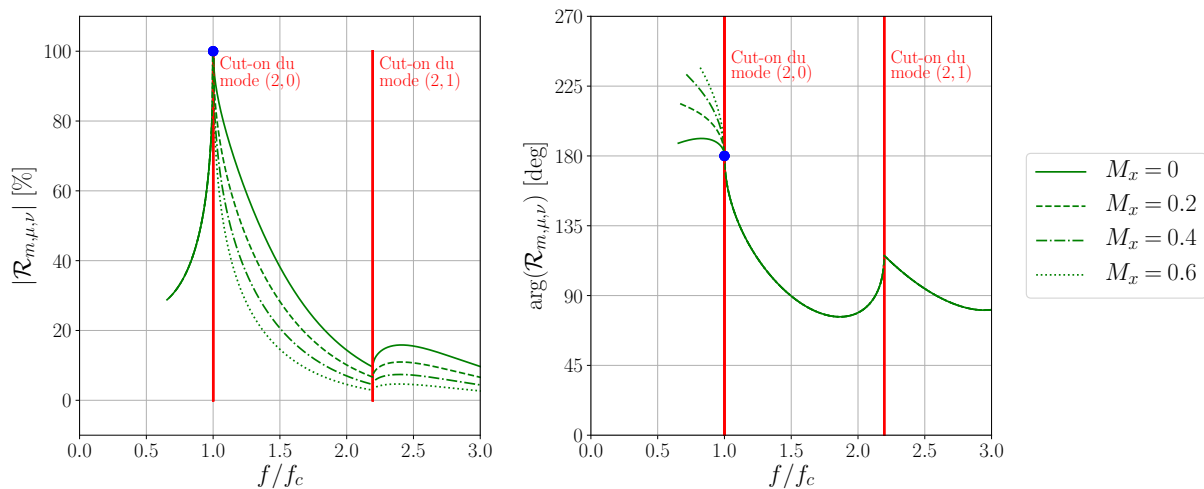


FIGURE 2.10: Module (à gauche) et argument (à droite) de $\mathcal{R}_{2,0,0}$ en fonction de la fréquence adimensionnée par la fréquence de cut-on f_c pour $m = 2$ et pour différentes valeurs du nombre de Mach axial

revanche, le taux de réflexion est plus faible quand le nombre de Mach augmente, bien que la forme générale des courbes soit la même. La baisse atteint jusqu'à 30% en absolu entre $M_x = 0$ et $M_x = 0.6$.

2.4.2 Influence de la forme de l'entrée d'air

Le modèle décrit dans la partie 2.4.1 a comme importante limitation l'hypothèse que l'entrée d'air est localement cylindrique et infiniment mince. En vue de l'appliquer à une géométrie réelle, il est crucial d'estimer les écarts de réflexion qui existent entre une entrée d'air avec des bords infiniment minces et une avec des bords épais. Lidoine *et al.* (2001) ont étudié cet aspect en comparant un modèle analytique (celui de Lordi *et al.* (1974), basé également sur la méthode de Wiener Hopf) avec une résolution numérique de type volumes finis. Les formes de lèvres testées sont les suivantes :

- Une lèvre en biseau.
- Une lèvre arrondie d'épaisseur $12.5\%R_c$.
- Une lèvre arrondie d'épaisseur $25\%R_c$.

A noter que l'épaisseur de la lèvre de l'entrée d'air présentée au chapitre 3 et étudiée dans les chapitres 4 et 5 est de l'ordre de $30\%R_c$.

Les auteurs mettent en évidence que le paramètre important, plus que l'épaisseur de la lèvre, est son rayon de courbure. Ainsi, une géométrie avec un bord en biseau permet de retrouver correctement les résultats du modèle analytique. Par ailleurs, l'augmentation du rayon de courbure de la lèvre a les conséquences suivantes sur la radiation vers l'extérieur :

- Le niveau acoustique rayonné proche de l'axe moteur augmente.
- Le niveau acoustique rayonné loin de l'axe moteur diminue.
- Les modes d'ordres élevés sont davantage affectés, la raison invoquée étant que l'énergie qu'ils transportent est surtout propagée proche du carter, ce qui les rend plus sensibles à la forme de la lèvre.
- Les fréquences élevées sont davantage affectées que les basses fréquences, car l'épaisseur de la lèvre est plus grande relativement à leur longueur d'onde qui diminue.

Ville et Silcox (1980) et Silcox (1984) ont par ailleurs mené une étude expérimentale sur plusieurs formes d'entrée d'air pour le cas sans écoulement :

- Une entrée d'air droite sans rebord, dite « unflanged » en anglais.
- Une entrée d'air typique de celles montées en vol. L'épaisseur de la lèvre est $21\%R_c$.
- Une entrée d'air de type « bellmouth », typique de celles montées en essais au sol afin de minimiser les perturbations dans l'écoulement entrant. L'épaisseur de la lèvre est $75\%R_c$.

Les deux dernières formes sont illustrées sur la figure 2.11. Le taux de réflexion est mesuré notamment pour les modes (1,0), (2,0) et (4,0). Les résultats sont tracés sur la figure 2.12. L'incertitude de mesure augmente avec la fréquence et pour les points en lesquels le taux de réflexion est inférieur à 0.1. Les courbes obtenues avec le modèle de Rienstra (1984) sont tracées en plus des résultats des auteurs. Les auteurs concluent que la géométrie a un effet significatif sur le taux de réflexion. Le taux de réflexion mesuré pour l'entrée d'air « unflanged » est assez proche de celui prédit par le modèle de Rienstra (1984) pour les modes (1,0) et (2,0). Pour le mode (4,0), pour lequel les incertitudes de mesure sont plus importantes, un écart jusqu'à 20% en absolu est constaté entre le modèle et les résultats de mesure. L'élément important ici est que le taux de réflexion est significativement plus

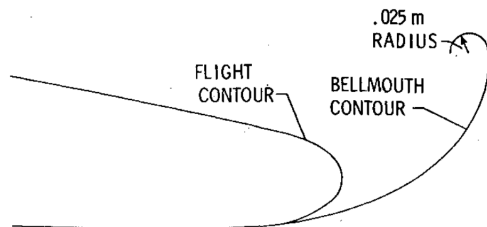


FIGURE 2.11: Formes de type « vol » et « bellmouth » d'après Silcox (1984)

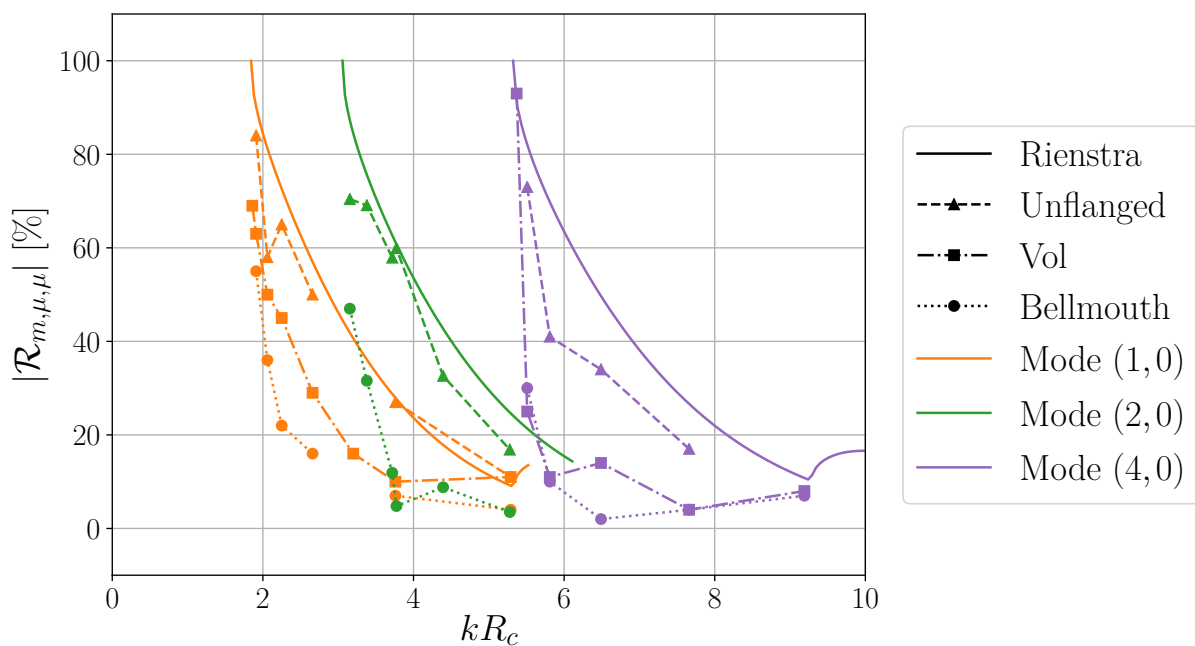


FIGURE 2.12: Taux de réflexion pour les modes $m = 1, 2, 4$ et $\mu = 0$ pour différentes entrées d'air. Adaptée de Ville et Silcox (1980) et Silcox (1984)

faible pour les entrées d'air de type « bellmouth » et « vol » par rapport à l'entrée d'air « unflanged », avec une réduction pouvant atteindre 45% en absolu.

2.5 Types de résonances acoustiques dans un conduit

Il est important de noter à ce stade que différents types de « résonance acoustique » peuvent être considérés.

Tout d'abord, le cas le plus simple est lorsque la fréquence du mode est égale à sa fréquence de cut-on, pour une section donnée ou pour un conduit à section annulaire constante. Dans ce cas, en l'absence d'écoulement, le vecteur d'onde \vec{k} appartient au plan de la section droite ($k_{x_{m,\mu}}^\pm = 0$) et il n'y a pas de propagation le long de l'axe. Il existe alors une **résonance radiale**, illustrée par la figure 2.13. Dans le cas où $m = 0$, \vec{k} est colinéaire à la direction radiale.

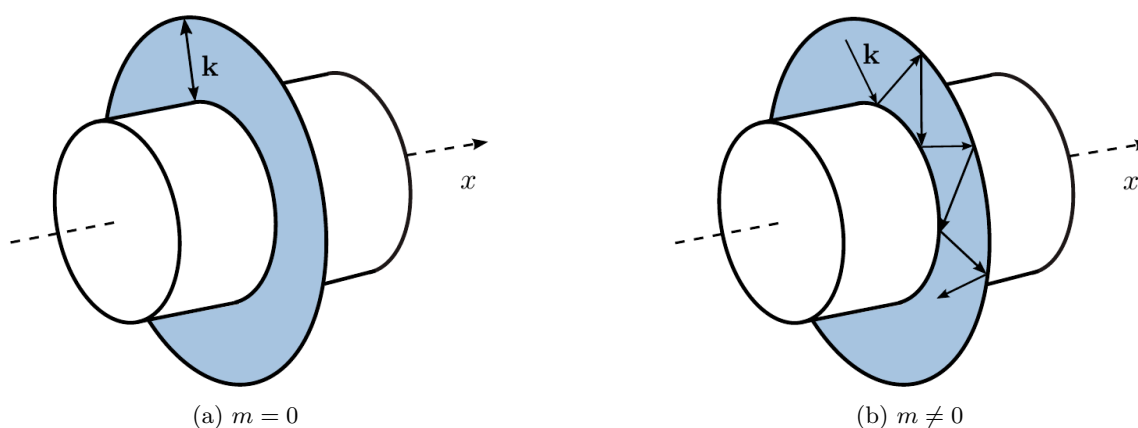


FIGURE 2.13: Résonance radiale selon l'ordre azimutal m du mode. D'après Bouley (2017)

Dès lors que la fréquence du mode dépasse localement la fréquence de cut-on pour au moins une section, il y a possibilité de **résonance longitudinale** dans le conduit. Pour une entrée d'air de turbomachine, il en existe différents types qui sont détaillés par Cooper et Peake (2000) et Cooper *et al.* (2004). La figure 2.14 montre une géométrie d'entrée d'air arbitraire ainsi que l'évolution schématisée de la fréquence de cut-on $f_c(x)$ d'un mode co-rotatif donné, le long de l'axe du moteur. Le fait que f_c soit plus élevée à l'aval qu'à l'amont du fan est dû à la giration de l'écoulement (voir par exemple Golubev et Atassi (1998) et Cooper et Peake (2001)). En fonction de la fréquence f du mode, plusieurs comportements, illustrés par la figure 2.15, se dégagent :

- Pour $f < f_{cBA}$, le mode est partout cut-off.
- Pour $f_{cBA} < f < f_{cmax}$, il existe (au moins) un point de retour à la position x_t . Le mode est cut-on pour $x > x_t$ et cut-off pour $x < x_t$. Il s'agit d'un cas de résonance longitudinale où le mode reste « piégé » entre le fan et le point de retour. Dans ce cas, d'après Ovenden *et al.* (2004), le taux de réflexion est égal à 100% et le déphasage est de $+90^\circ$. De plus, comme f est proche de f_c , $k_{x_{m,\mu}}^- \approx k_{x_{m,\mu}}^+ \approx \frac{-M_x k}{1 - M_x^2}$ (voir figure 2.5b). Les gradients de phase des ondes amont et aval sont par conséquent quasiment identiques, et donc le déphasage de $+90^\circ$ au point de retour reste quasiment le même jusqu'au niveau du fan.

En réalité, il peut exister plusieurs points de retour si la variation de f_c selon x n'est pas monotone. Sur la figure 2.14, c'est le cas très proche de la lèvre de l'entrée d'air. Cela a pour conséquence que le mode est successivement cut-on ou cut-off selon x . Si la largeur des zones où le mode est cut-off est suffisamment faible devant $\lambda_{m,\mu}^{I,\pm}$, une partie de l'énergie acoustique peut être propagée jusqu'à l'entrée de la nacelle. Dans ce cas, le taux de réflexion et le déphasage ne sont plus théoriquement égaux à 100% et $+90^\circ$ respectivement. Néanmoins, la proximité avec la fréquence de cut-on proche des lèvres de l'entrée d'air fait que ces valeurs sont quasiment atteintes à l'ouverture (voir la section 2.4.1). Finalement, la complexité à prendre en compte la présence de multiples points de retour, le fait que le taux de réflexion et le déphasage attendus sont très proches du cas avec un unique point de retour, et l'incertitude forte qui existe sur la fréquence de cut-on proche de la lèvre d'une entrée d'air « bellmouth » font que ce cas de figure ne sera pas analysé différemment du cas avec un unique point de retour dans la suite du mémoire.

- Pour $f_{c_{\max}} < f < f_{c_{\text{aval}}}$, le mode est partout cut-on à l'amont du fan, mais toujours cut-off à l'aval. Il est alors réfléchi au niveau de la lèvre de l'entrée d'air, avec un taux de réflexion et un déphasage variables qui peuvent être déterminés à l'aide du modèle décrit dans la section 2.4.1. Il s'agit là encore d'un cas de résonance acoustique longitudinale.
- Pour $f_{c_{\text{aval}}} < f$, le mode est partout cut-on à l'amont et à l'aval. La fréquence du mode étant éloignée de $f_{c_{\max}}$, le taux de réflexion sur l'entrée d'air est faible. De plus, l'énergie acoustique n'est plus « piégée » dans l'entrée d'air et elle peut s'évacuer vers l'aval (le cas d'une réflexion sur l'OGV serait néanmoins à investiguer). Ces éléments rendent beaucoup moins probable une résonance acoustique dans l'entrée d'air. C'est un critère repris par [Vahdati et Cumpsty \(2012\)](#) qui limite la plage en fréquence possible pour le « flutter bite ».

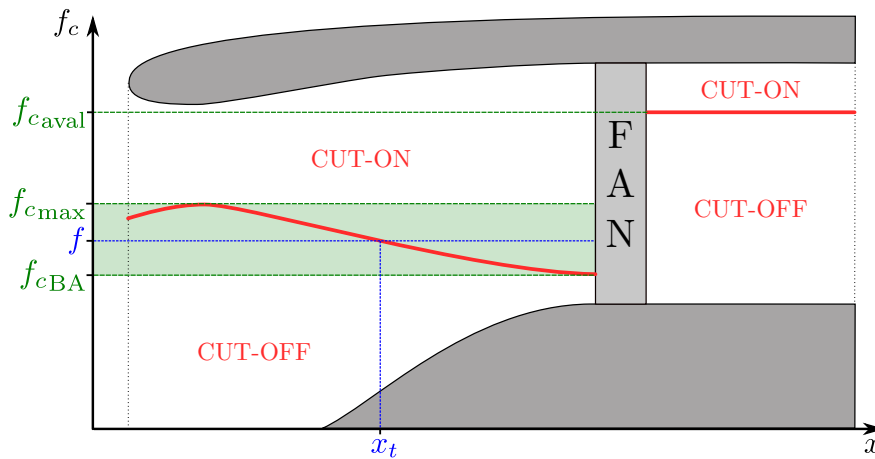


FIGURE 2.14: Evolution de la fréquence de cut-on f_c le long de l'axe du moteur

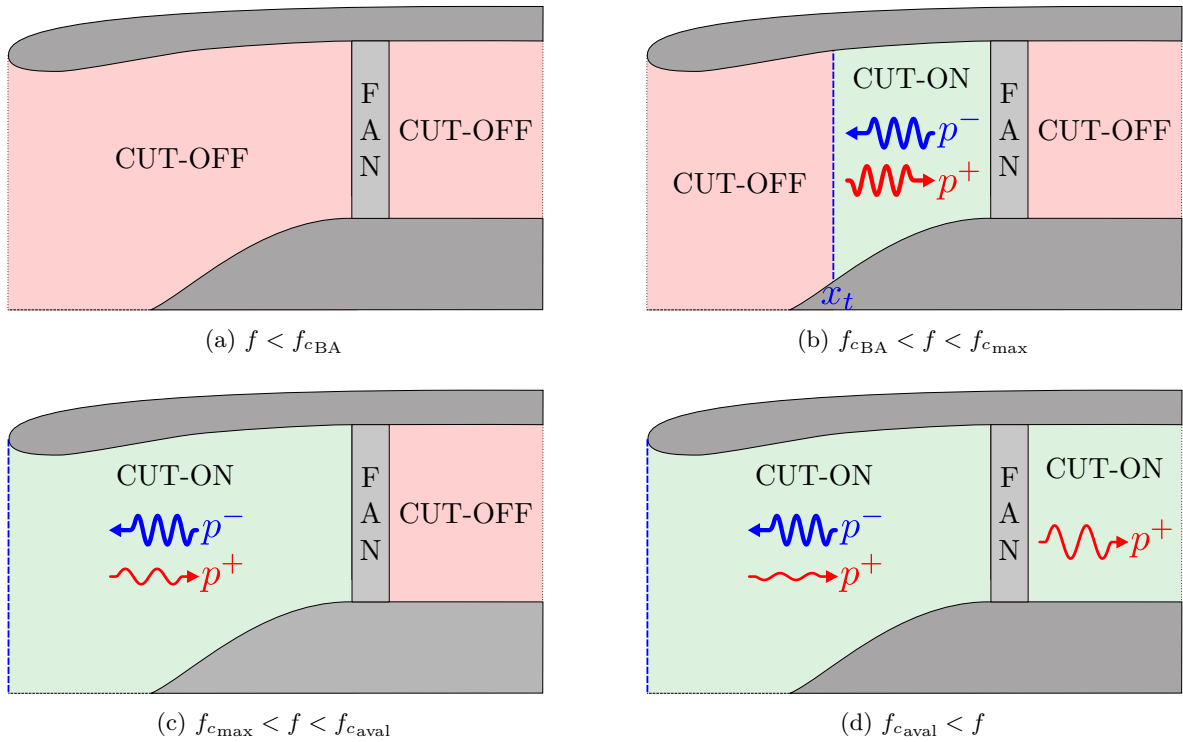


FIGURE 2.15: Configurations possibles selon la fréquence f du mode (voir la figure 2.14 pour la définition de f_{cBA} , f_{cmax} et f_{caval}). Les cas b et c sont les cas de résonance longitudinale.

2.6 Bilan

Sous certaines hypothèses, les ondes acoustiques émises par le fan dans l'entrée d'air se décomposent en une somme de modes de conduit dont l'expression mathématique est connue. Ces modes sont caractérisés par des ordres azimutal et radial (m, μ) et un sens de propagation dans le conduit (vers l'amont ou vers l'aval). Sur une section considérée, la donnée des rayons du carter et du moyeu et de l'écoulement moyen suffit à déterminer la fréquence de cut-on f_c d'un mode : en deçà de cette fréquence, ce mode est cut-off (évanescent) ; au delà, il est cut-on (passant sans atténuation). En outre, f_c varie le long de l'entrée d'air. Il est donc possible qu'un mode soit cut-on sur certains tronçons uniquement. Il se réfléchit alors à une position axiale en amont du fan appelée point de retour.

Par ailleurs, les modèles de propagation et de réflexion exposés sont combinés au chapitre 3 pour servir de modèle analytique, basse fidélité mais rapide à exécuter. Une méthode de wave-splitting a également été détaillée. Elle sert à l'analyse des résultats dans les chapitres 3, 4 et 5.

Méthodologie

Sommaire

3.1	Configuration étudiée	54
3.2	Modèle acoustique analytique de propagation / réflexion	56
3.3	Simulations acoustiques avec le solveur Actran	58
3.3.1	Présentation du solveur Actran	58
3.3.2	Calcul du champ aérodynamique moyen	59
3.3.3	Calcul de propagation acoustique	59
3.4	Confrontation du modèle analytique aux simulations Actran	59
3.4.1	Entrée d'air cylindrique	60
3.4.2	Entrée d'air bellmouth	60
3.5	Simulations URANS avec le solveur elsA	70
3.5.1	Modélisation physique et résolution numérique	71
3.5.2	Post-traitement des données	72
3.5.3	Mise en données	77
3.5.4	Etude de la linéarité des résultats instationnaires	92
3.6	Bilan	99

Ce chapitre aborde les aspects méthodologiques qui ont permis la production des résultats analysés dans les chapitres 4 et 5. Dans un premier temps, la configuration étudiée est présentée. Seuls le fan et la nacelle sont considérés.

Plusieurs outils de différents niveaux de fidélité sont ensuite détaillés. Premièrement, la mise en œuvre d'un modèle analytique reposant sur les théories développées dans le chapitre 2 est expliquée. Il s'agit d'un outil monodimensionnel rapide et basse fidélité. Deuxièmement, une section présente le solveur potentiel acoustique Actran, utilisé sur un maillage 2D axisymétrique pour caractériser plus fidèlement la réflexion acoustique dans l'entrée d'air. Ces deux méthodes sont ensuite comparées afin d'évaluer la pertinence du modèle analytique dans le cadre de ce mémoire. Troisièmement, le solveur elsA est présenté. Il permet de réaliser des calculs URANS englobant le fan en vibration et la nacelle. Il s'agit du plus haut niveau de fidélité exploité dans ce mémoire. Après avoir listé les post-traitements

utiles pour les analyses des chapitres suivants, la mise en place des calculs est détaillée. Des études de sensibilité au maillage et à la discrétisation en temps sont ensuite effectuées. Par ailleurs, le caractère linéaire des résultats des calculs instationnaires est évalué. Enfin une courte section synthétise les capacités et les performances des trois outils.

Les différents tests de validation et les comparaisons analysés dans ce chapitre sont réalisés sur des points de fonctionnement qui sont présentés dans les chapitres 4 et 5, de façon à vérifier la pertinence des méthodes mises en œuvre dans le cadre d'application du mémoire. Par la suite, toutes les images d'aubage sont distordues pour des raisons de confidentialité.

3.1 Configuration étudiée

Le cas étudié est une configuration représentative des moteurs civils bi-flux actuels. Elle est illustrée par la figure 3.1.

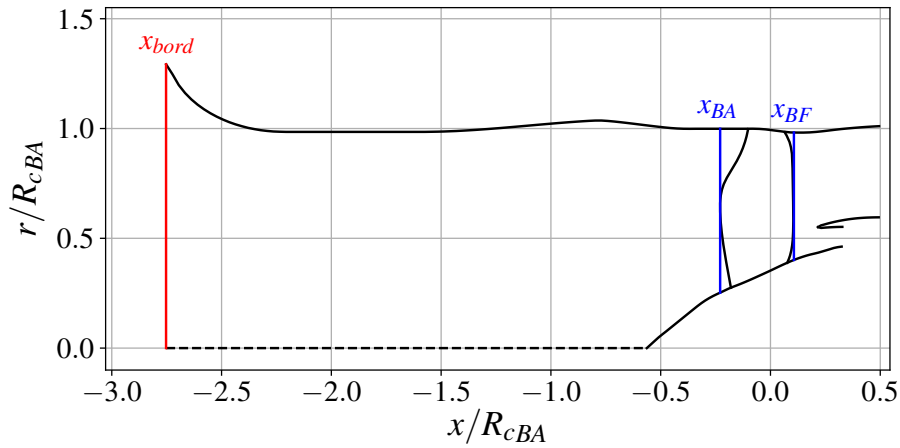


FIGURE 3.1: Vue méridienne de la configuration étudiée

Dans la suite du mémoire, les valeurs géométriques suivantes seront utilisées fréquemment :

- La position axiale du bord de l'entrée d'air est notée x_{bord} .
- La position axiale extrême amont du bord d'attaque du fan est notée x_{BA} .
- La position axiale extrême aval du bord de fuite du fan est notée x_{BF} .
- Le rayon au carter à la position axiale x_{BA} est noté $R_{c\text{BA}} = R_c(x_{\text{BA}})$ et sera utilisé pour adimensionner les distances.
- L'expression « corde axiale », ou simplement corde, fait référence à la corde axiale maximale, égale à $c = x_{\text{BF}} - x_{\text{BA}}$.

Toutes ces grandeurs sont rapportées sur la figure 3.1.

Le taux de dilution du moteur est de l'ordre de 10. Le rapport de la longueur de l'entrée d'air sur le rayon du fan est $L/R_{c\text{BA}} = 2.52$. Le rapport de la longueur de l'entrée d'air sur la corde axiale maximale du fan est $L/c = 8.34$. L'entrée d'air est de type « bellmouth » avec une épaisseur de lèvre de l'ordre de 30% du rayon au carter au niveau du fan. Le rapport de moyeu $\tilde{h} = R_m/R_c$ est de l'ordre de 0.3-0.4 au niveau du fan et de 0.6 dans la veine du flux secondaire.

Les régimes de fonctionnement étudiés sont 70%, 75% et 80% du régime nominal de la machine. Cela correspond à un régime transsonique, avec une onde de choc faiblement étendue vers l'amont. Le nombre de Mach azimuthal en tête $\frac{R_c \Omega}{a}$ varie entre 0.8 et 0.9.

Le fan est représentatif des technologies actuelles. Sa forme est fortement tridimensionnelle, à large corde à mi-envergure, et il a été fabriqué en composite à fibres en carbone tissé 3D et à matrice organique. Le mode mécanique étudié par la suite est le premier mode de flexion (1F) avec une organisation azimuthale de 1, 2 et 3 diamètres nodaux. Le déplacement maximal de la déformée du mode 1F est atteint au bord d'attaque en tête de l'aube (voir figure 3.2). La fréquence réduite du mode est de l'ordre de 0.5. Ces valeurs sont typiques de ce qui est constaté dans la littérature pour des événements de flottement à régime partiel sur des fans modernes (voir le tableau 1.2).

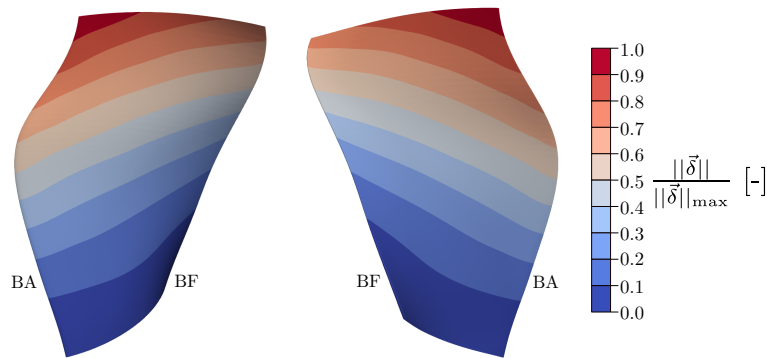


FIGURE 3.2: Amplitude de déplacement pour le mode 1F. Extrados à gauche, intrados à droite.

L'OGV n'est pas considéré dans la suite du mémoire. En effet, il ressort de la littérature deux situations : soit le mode est cut-off à l'aval, auquel cas l'OGV a un impact limité; soit le mode est cut-on à l'amont et à l'aval du fan, auquel cas la résonance acoustique dans l'entrée d'air n'est plus possible (voir section 2.5) et le fan est moins sensible à son environnement. De plus, la prise en compte de l'OGV aurait entraîné un surcoût de calcul important.

Par ailleurs, la question de l'impact d'un éventuel traitement acoustique dans l'entrée d'air a déjà été discutée dans la partie 1.3.3 et n'est pas traitée ici. En l'occurrence, aucun traitement acoustique n'est présent sur la configuration d'essai à laquelle les résultats numériques sont comparés dans le chapitre 4. Les parois du moyeu et du carter sont donc considérées comme infiniment rigides.

3.2 Modèle acoustique analytique de propagation / réflexion

Dans la suite du mémoire, la mise en œuvre du modèle analytique utilisé pour simuler la propagation et la réflexion d'ondes acoustique dans l'entrée d'air se décompose selon les étapes suivantes :

- Le champ aérodynamique moyen, appelé parfois champ porteur, doit être calculé avant tout. Les grandeurs utiles sont le nombre de Mach axial $M_x(x)$, la vitesse du son $a(x)$ et la masse volumique $\rho(x)$, moyennés par section axiale. Pour les obtenir, l'écoulement est supposé uniforme par section perpendiculaire à l'axe et isentropique, de telle sorte que les grandeurs aérodynamiques dépendent uniquement de la surface de la section $S(x) = \pi(R_c(x)^2 - R_m(x)^2)$, du débit masse \dot{m} dans l'entrée d'air, de la pression totale P_t et de la température totale T_t (qui sont uniformes du fait du caractère isentropique de l'écoulement) :

$$\dot{m} = S(x)P_t \sqrt{\frac{\gamma}{rT_t}} \frac{M_x(x)}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x(x)^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (3.1)$$

$$a(x) = \frac{a_t}{\sqrt{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x(x)^2}} \quad (3.2)$$

$$\rho(x) = \rho_t \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_x(x)^2\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}} \quad (3.3)$$

où $a_t = \sqrt{\gamma r T_t}$ et $\rho_t = \frac{P_t}{r T_t}$ sont les valeurs d'arrêt de la vitesse du son et de la masse volumique. La valeur de $M_x(x)$ est obtenue en résolvant numériquement l'équation non linéaire (3.1), puis elle est injectée dans les équations (3.2) et (3.3) pour trouver les valeurs de $a(x)$ et $\rho(x)$.

- Le fan est modélisé par une source acoustique émettant un mode de conduit amont unique, qui varie en fonction du point de fonctionnement. Ses paramètres modifiables sont les ordres modaux (m, μ) et la fréquence f . Ce mode source est noté $p_{m,\mu}^-$.
- Le mode émis par le fan est propagé du bord d'attaque du fan au bord de l'entrée d'air en utilisant le modèle de Rienstra (1999) décrit dans la section 2.3.1.
- Le taux de réflexion complexe $\mathcal{R}_{m,\mu,\mu}$ est calculé en utilisant le modèle de Rienstra (1984) décrit dans la section 2.4.1. Il est rappelé que ce modèle prend comme entrées (entre autres) une valeur unique de M_x et de R_c . Or la valeur $R_c(x_{\text{bord}})$ ne semble pas être appropriée pour définir une « entrée d'air cylindrique équivalente » à l'entrée d'air « bellmouth » étudiée. Pour cette raison, la valeur de R_c fournie au modèle de réflexion est arbitrairement prise égale à la moyenne linéique de R_c sur toute la longueur de l'entrée d'air. Les valeurs de M_x et a fournies au modèle de réflexion sont calculées à partir de ce rayon équivalent pour assurer la conservation du débit.
- Le mode est propagé du bord de l'entrée d'air jusqu'au fan en utilisant à nouveau le modèle de Rienstra (1999). Son amplitude est fixée à $\|p_{m,\mu}^-\|_{L^2(x_{\text{bord}})} |\mathcal{R}_{m,\mu,\mu}|$ à la position x_{bord} . De même, sa phase à la même position est fixée à $\phi_{m,\mu}^-(x_{\text{bord}}) + \arg(\mathcal{R}_{m,\mu,\mu})$, où $\phi_{m,\mu}^-(x) = \arg\left(p_{m,\mu}^-(x, r = R_c(x), \theta = 0, t = 0)\right)$.

Au final, le taux de réflexion τ et le déphasage $\Delta\phi$ entre les ondes émises et réfléchies sont définis de la manière suivante :

1. Le taux de réflexion τ est exprimé comme le produit de l'atténuation pendant les phases de propagation vers l'amont et vers l'aval entre x et x_{bord} et le taux de réflexion au bord de l'entrée d'air :

$$\tau(x) = \frac{\|p_{m,\mu}^+\|_{L^2}(x)}{\|p_{m,\mu}^-\|_{L^2}(x)} = \frac{\|p_{m,\mu}^-\|_{L^2}(x_{\text{bord}})}{\|p_{m,\mu}^-\|_{L^2}(x)} \times |\mathcal{R}_{m,\mu,\mu}| \times \frac{\|p_{m,\mu}^+\|_{L^2}(x)}{\|p_{m,\mu}^+\|_{L^2}(x_{\text{bord}})} \quad (3.4)$$

$$\text{car } |\mathcal{R}_{m,\mu,\mu}| = \frac{\|p_{m,\mu}^+\|_{L^2}(x_{\text{bord}})}{\|p_{m,\mu}^-\|_{L^2}(x_{\text{bord}})}.$$

2. Le déphasage entre le mode amont et le mode aval est :

$$\Delta\phi(x) = \phi_{m,\mu}^+(x) - \phi_{m,\mu}^-(x_{\text{BA}}) \quad (3.5)$$

Ces deux grandeurs seront notamment évaluées à la position $x = x_{\text{BA}}$, de manière à considérer l'entrée d'air comme un bloc système. Leurs valeurs sont notées $\tau_{\text{BA}} = \tau(x_{\text{BA}})$ et $\Delta\phi_{\text{BA}} = \Delta\phi(x_{\text{BA}})$. Elles servent à calculer le « flutter index » \mathcal{F} , introduit par [Zhao et al. \(2017\)](#) (voir section 1.3.3) et défini comme :

$$\mathcal{F} = \tau_{\text{BA}} \sin(\Delta\phi_{\text{BA}}) \quad (3.6)$$

La figure 3.3 fait la synthèse des entrées et des sorties du modèle analytique. A noter que comme le montre le schéma, la fréquence f est à la fois liée au mode et au point de fonctionnement du fan. En effet, il ne faut pas oublier que le mode acoustique est généré par la vibration d'un mode mécanique, dont la fréquence dépend du point de fonctionnement (Π, \dot{m}) dans le champ fan. Dans la suite, la fréquence mécanique d'un mode est considérée de manière simplifiée comme une fonction de la vitesse de rotation du fan uniquement.

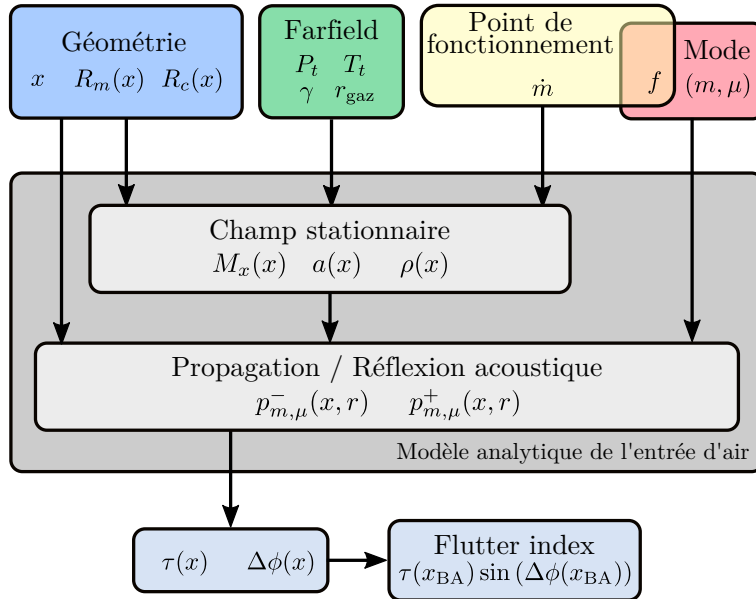


FIGURE 3.3: Entrées et sorties du modèle analytique de propagation/réflexion dans l'entrée d'air

3.3 Simulations acoustiques avec le solveur Actran

3.3.1 Présentation du solveur Actran

Actran est un solveur potentiel acoustique utilisant la méthode des éléments finis. Le potentiel acoustique φ est une grandeur souvent définie dans les problèmes d'acoustique linéaire, qui est liée à la pression acoustique et à la vitesse acoustique par les relations :

$$p = -\bar{\rho} \frac{D\varphi}{Dt} \quad (3.7)$$

$$\vec{v} = \vec{\nabla}\varphi \quad (3.8)$$

L'équation résolue par le solveur Actran est :

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\bar{\rho}}{\bar{a}^2} \frac{D\varphi}{Dt} \right) - \vec{\nabla} \cdot (\bar{\rho} \vec{\nabla}\varphi) = 0 \quad (3.9)$$

avec la dérivée particulaire qui s'écrit :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \quad (3.10)$$

$\bar{\rho}$, \bar{a} et \vec{V} désignent les valeurs moyennes temporelles de la masse volumique, de la vitesse du son et de la vitesse de l'écoulement. Le problème de propagation acoustique est résolu dans le domaine fréquentiel en supposant une décomposition harmonique du potentiel acoustique.

$$\varphi(x, y, z, t) = \text{Re} \left(\varphi(x, y, z, \omega) e^{i\omega t} \right) \quad (3.11)$$

Dans le cas présent, le domaine de calcul est 2D axisymétrique. Il est illustré par la figure 3.4. Le maillage est dimensionné de manière à avoir environ 40 cellules par longueur d'onde dans la veine. La limite aval à l'intérieur du moteur est située en $x = x_{\text{BA}}$. Les conditions farfield sont éloignées de $10R_{\text{cBA}}$ de l'entrée du moteur dans toutes les directions.

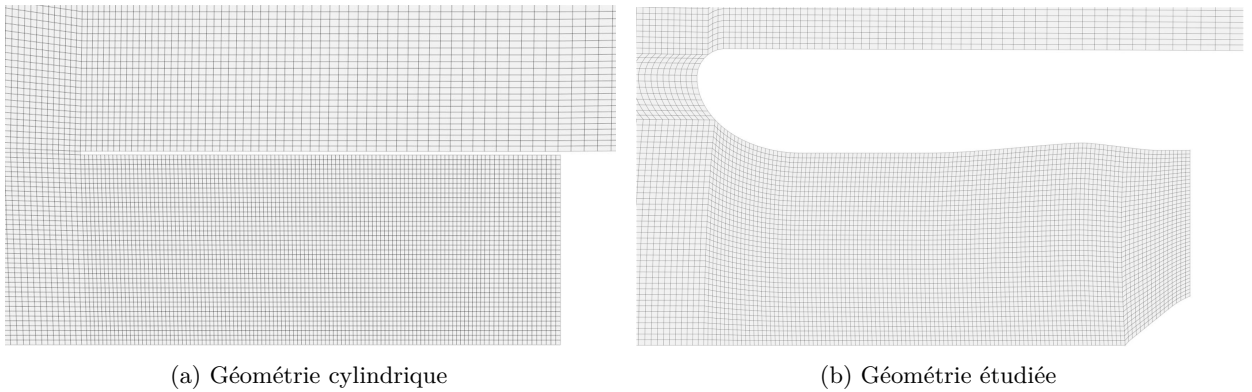


FIGURE 3.4: Domaine de calcul utilisé pour les calculs avec Actran (agrandissement autour de l'entrée d'air)

3.3.2 Calcul du champ aérodynamique moyen

Le champ moyen est calculé à l'aide du solveur potentiel compressible intégré à Actran. Les conditions aux limites farfield imposent un potentiel de vitesse nul, et la condition de sortie dans le moteur impose une vitesse axiale uniforme égale à $\frac{\dot{m}}{\rho\pi(R_c^2 - R_m^2)}$. La figure 3.5 montre en exemple le champ de nombre de Mach axial stationnaire. Dans le cas de la géométrie cylindrique, le champ imposé est uniforme et fixé par la condition de sortie.

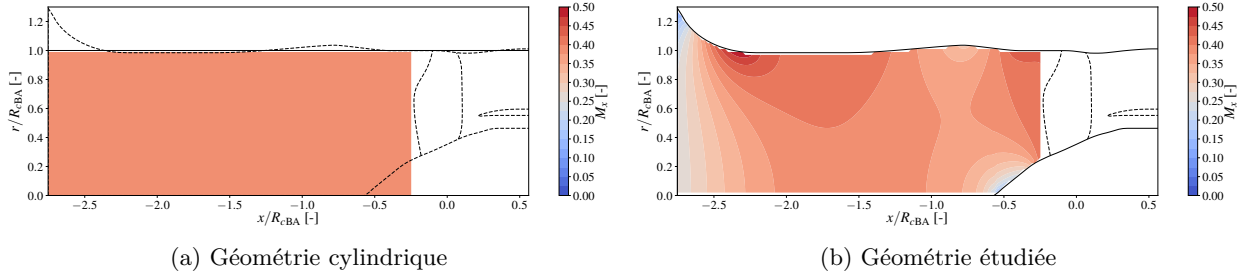


FIGURE 3.5: Nombre de Mach axial stationnaire

3.3.3 Calcul de propagation acoustique

La condition de rayonnement de Sommerfeld (1949) doit être satisfaite loin du moteur, c'est à dire qu'aucune onde ne doit revenir du champ lointain. Pour cela, des éléments infinis sont utilisés en guise de condition aux limites en champ lointain. Ils réalisent une extrapolation par polynômes de Legendre dans un écoulement considéré comme uniforme au delà des conditions aux limites.

Les parois de la nacelle, du carter et du spinner sont infiniment rigides.

La condition aux limites qui modélise le fan impose une décomposition sur un ensemble de modes de conduit, tels qu'ils ont été définis dans le chapitre 2 par l'équation 2.12, à la différence que la condition porte ici sur le potentiel acoustique. Sur cette base modale, un seul mode amont est imposé avec une amplitude fixe de manière à modéliser le fan comme source acoustique. En pratique, les modes admis dans la base modale sont tous les modes ayant une fréquence de cut-on (calculée par Actran) inférieure à deux fois la fréquence du mode 1F3ND à 80%Nn, qui est la plus haute fréquence considérée dans ce mémoire.

3.4 Confrontation du modèle analytique aux simulations Actran

L'objectif est d'éprouver le modèle analytique présenté dans la section 3.2 en le comparant aux résultats donnés par le solveur acoustique Actran. Deux géométries sont étudiées :

- Une entrée d'air cylindrique à bords biseautés (voir figure 3.4a) : cette configuration respecte toutes les hypothèses du modèle et sert de référence.
- Une entrée d'air à section variable, à bords larges et contenant le spinner (voir figure 3.4b) : cette configuration s'écarte des hypothèses mais correspond à l'entrée d'air utilisée dans les calculs URANS qui sont présentés dans les chapitres 4 et 5.

3.4.1 Entrée d'air cylindrique

La géométrie étudiée respecte les hypothèses du modèle analytique :

- L'entrée d'air est cylindrique de même longueur que la configuration présentée dans la section 3.1. Elle peut être assimilée à un conduit cylindrique semi-infini.
- La lèvre de l'entrée d'air fait une cellule de largeur. Cela permet de se rapprocher de l'hypothèse de lèvre infiniment mince.
- Le champ aérodynamique moyen est uniforme.

La figure 3.6 montre le taux de réflexion τ_{BA} et le déphasage $\Delta\phi_{BA}$ au bord d'attaque en fonction de la fréquence adimensionnée par la fréquence de cut-on donnée par le modèle analytique.

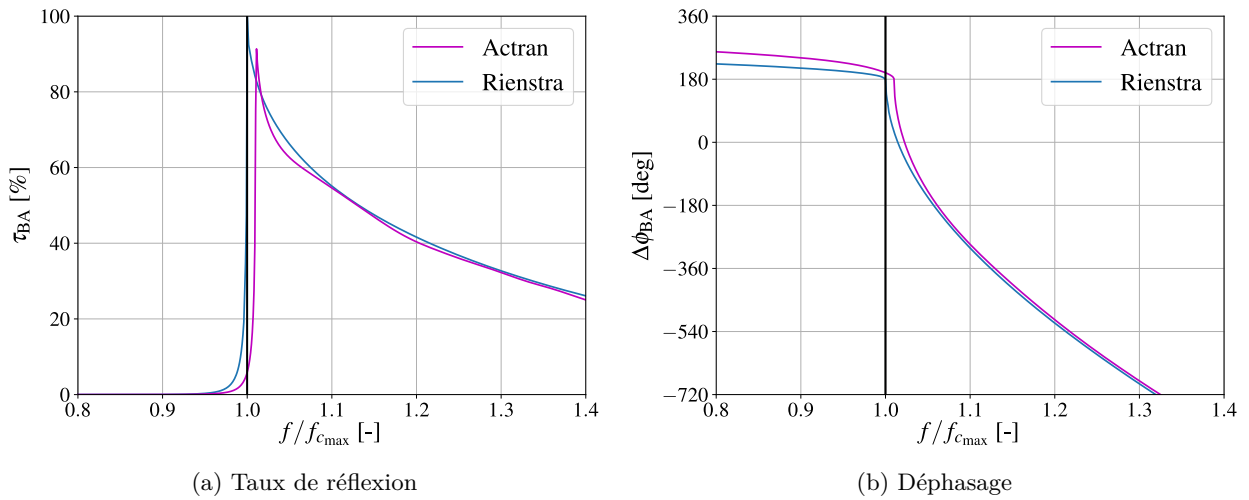


FIGURE 3.6: Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air cylindrique pour le mode 1F2ND

Le « flutter bite » (flottement dominé par l'acoustique) décrit par [Vahdati et al. \(2015\)](#) doit survenir pour des fréquences proches et supérieures à la fréquence de cut-on. Pour cette plage de fréquence, un très bon accord est obtenu entre les résultats Actran et le modèle analytique, tant sur la fréquence de cut-on, le taux de réflexion et le déphasage.

Pour $f \ll f_c$, le mode est cut-off dans l'entrée d'air et le taux de réflexion est négligeable. Quand f s'approche de f_c , le mode est toujours cut-off mais faiblement évanescent, ce qui fait que le taux de réflexion est faible mais non nul. Pour $f = f_c$, le mode devient cut-on et le taux de réflexion atteint 100%. La dérivée du déphasage devient également importante, car son terme dominant correspond à la propagation dans l'entrée d'air. Quand f augmente au-delà de f_c , le taux de réflexion diminue et le déphasage conserve la même pente.

3.4.2 Entrée d'air bellmouth

L'analyse est à présent conduite pour la géométrie d'entrée d'air de type « bellmouth » présentée dans la section 3.1 et qui est étudiée dans le reste du mémoire. Cette géométrie ne respecte pas toutes les hypothèses du modèle analytique dans la mesure où la variation de section au niveau de la lèvre de l'entrée d'air est rapide. De plus, le modèle de réflexion considère que l'entrée d'air est assimilable à une conduite cylindrique semi-infinie et infiniment mince, ce qui est loin d'être le cas ici. Cette section

a pour objectif de constater les écarts introduits entre un calcul Actran, servant ici de référence, et le modèle analytique utilisé hors des hypothèses pour lesquelles il a été conçu.

Effet de la fréquence

Tout d'abord, l'effet de la fréquence sur le taux de réflexion τ_{BA} et le déphasage $\Delta\phi_{BA}$ est considéré. Les figures 3.7, 3.8 et 3.9 montrent les résultats obtenus avec Actran et le modèle analytique de Rienstra, pour les modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND respectivement. Les résultats sont présentés pour trois valeurs du débit masse : \dot{m}_{ref} , $0.94\dot{m}_{ref}$, $0.88\dot{m}_{ref}$. Puisque la section de l'entrée d'air varie selon la position axiale, la fréquence de cut-on n'est pas constante entre le fan et le bord de l'entrée d'air. Sur les figures, la fréquence est normalisée par la fréquence de cut-on maximale atteinte le long de l'entrée d'air pour le modèle analytique, calculée pour chaque mode et chaque débit. La zone grise sur les figures correspond à l'intervalle entre la fréquence de cut-on au bord d'attaque f_{cBA} et f_{cmax} , comme schématisé sur la figure 2.14.

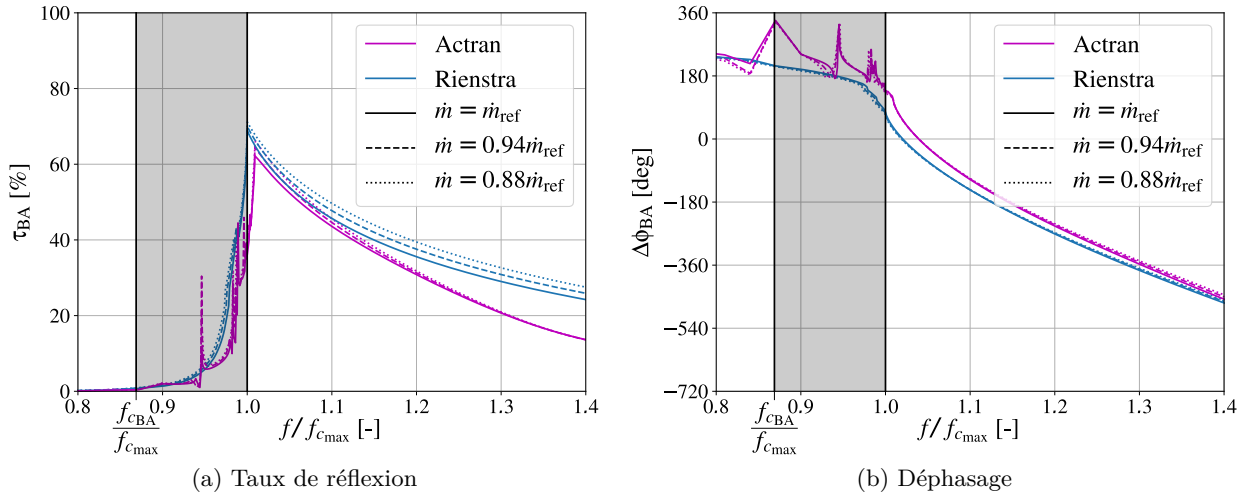


FIGURE 3.7: Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air bellmouth pour le mode 1F1ND

Puisque le débit varie relativement peu, le nombre de Mach axial varie peu également et les courbes pour les différents débits sont donc quasiment superposées. Néanmoins, comme sur la figure 2.10, le taux de réflexion diminue quand le débit augmente.

Les données sont bruitées dans l'intervalle de fréquence matérialisé par la zone grise, ce qui correspond à la présence d'au moins un point de retour dans l'entrée d'air. Cela est dû au fait que le modèle de propagation diverge dans ce cas autour de la position du point de retour. Cette zone grise n'est donc pas exploitable ni concernant le modèle de Rienstra, ni les résultats Actran qui sont post-traités avec la méthode de wave splitting (reposant sur le même modèle) pour extraire τ_{BA} et $\Delta\phi_{BA}$.

Quel que soit le mode, le taux de réflexion maximum atteint quand $f = f_{cmax}$ n'est pas égal à 100%. En effet, la fréquence de cut-on au niveau de la lèvre de l'entrée d'air $f_c(x_{bord})$ est inférieure à f_{cmax} . Pour avoir $\tau_{BA} = 100\%$, il faudrait que $f_c(x)$ soit uniforme le long de l'entrée d'air pour que le

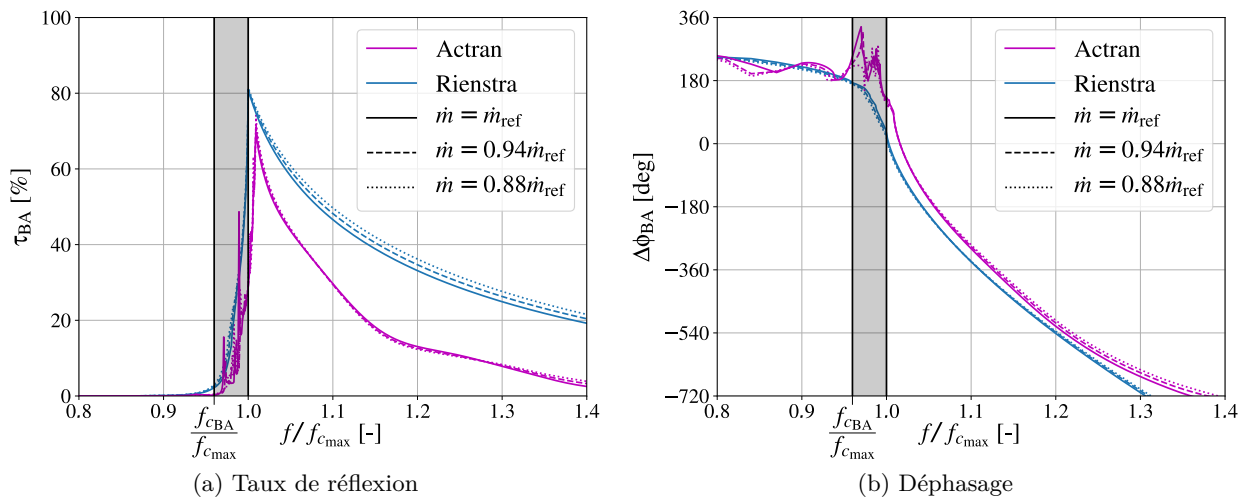


FIGURE 3.8: Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air bellmouth pour le mode 1F2ND

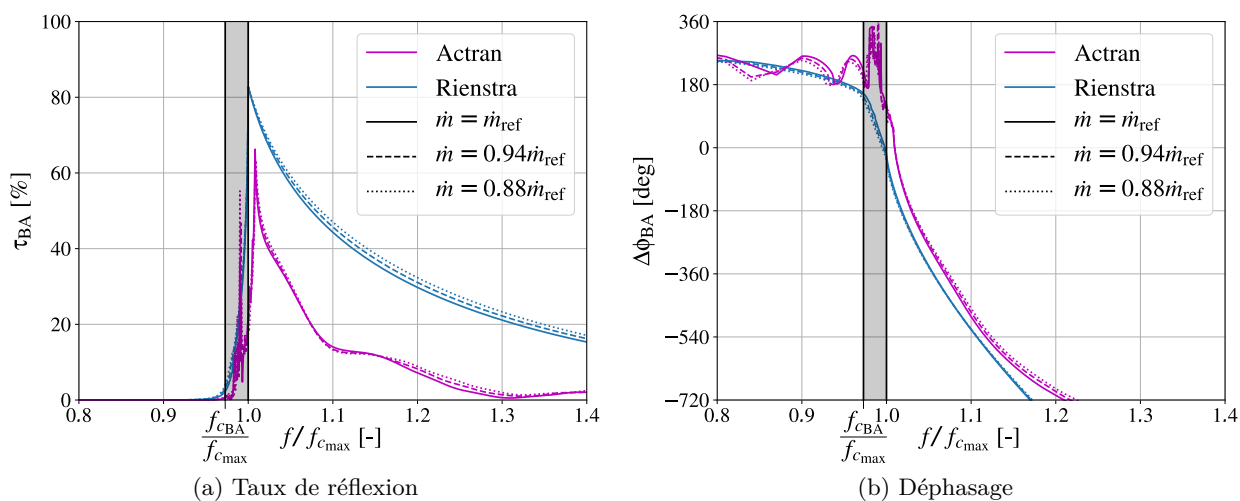


FIGURE 3.9: Quantification de la réflexion sur l'entrée d'air bellmouth pour le mode 1F3ND

3.4 Confrontation du modèle analytique aux simulations Actran

mode devienne cut-on simultanément en chaque section, ce qui n'arrive que si la section et le champ aérodynamique moyen sont uniformes (voir section 3.4.1).

La comparaison du modèle de Rienstra aux résultats des simulations Actran donne lieu aux conclusions suivantes :

- La fréquence de cut-on n'est que très légèrement sous-estimée par le modèle.
- Le modèle surestime le taux de réflexion. C'était attendu compte tenu de la forme courbe de la lèvre de l'entrée d'air (voir section 2.4.2). Cette surestimation du modèle est d'autant plus grande que l'ordre azimutal est grand, comme expliqué dans la section 2.4.2.
- La pente du déphasage $\Delta\phi_{BA}$ semble correctement prédite mais un écart systématique est présent entre les résultats du modèle analytique et des simulations Actran.

Pour évaluer plus précisément l'erreur commise par le modèle vis-à-vis des calculs Actran, l'écart entre les deux est calculé pour les 3 ordres azimutaux et pour le débit $\dot{m} = \dot{m}_{ref}$. Le résultat est tracé sur la figure 3.10. La zone grise correspond sur ce graphe à l'union des intervalles $[f_{cBA}, f_{c_{max}}]$ pour les trois modes, qui est égale en pratique à l'intervalle pour le mode 1F1ND. Tant pour le taux de réflexion que le déphasage, l'erreur est d'autant plus grande que l'ordre azimutal est grand. Concernant le déphasage, l'erreur est inférieure ou de l'ordre de -45° quand f est proche et supérieure à $f_{c_{max}}$, puis augmente (en valeur absolue) pour des fréquences plus élevées. La fréquence à partir de laquelle l'erreur commence à augmenter fortement dépend de l'ordre azimutal : supérieure à $1.4f_{c_{max}}$ pour $m = 1$, $1.25f_{c_{max}}$ pour $m = 2$, et $1.15f_{c_{max}}$ pour $m = 3$.

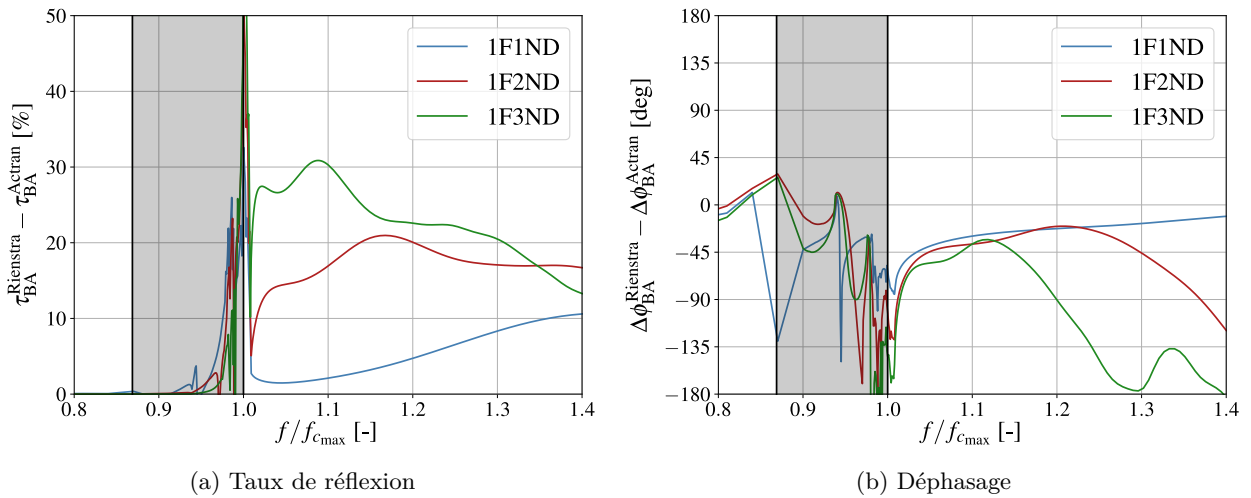


FIGURE 3.10: Erreur commise par le modèle analytique pour les modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND pour l'entrée d'air bellmouth

Comparaison du champ acoustique dans l'entrée d'air

A présent, le champ de pression instationnaire est observé dans l'entrée d'air selon une vue méridienne de l'amplitude et de la phase. Les figures ¹ 3.11 et 3.12 montrent le champ acoustique

1. La nomenclature du point de fonctionnement « XX%Nn dpYY » est la même que celle utilisée dans les chapitres 4 et 5, avec le même débit de référence. Le lecteur pourra revenir à cette section ultérieurement pour relier les résultats présentés ici à la position dans le champ fan.

pour le mode 1F2ND obtenu avec Actran et le modèle de Rienstra respectivement. Le point de fonctionnement correspond à $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.06f_{c_{\text{max}}}$. L'amplitude est normalisée par la norme de l'onde amont au bord d'attaque $\|p^-\|_{L^2}(x_{\text{BA}})$, définie par l'équation (2.10). Il est important de noter que l'amplitude et la phase présentées sur les figures 3.11 et 3.12 sont celles de $p = p^- + p^+$. Dans le cas d'Actran, il s'agit des résultats bruts avant l'application du wave splitting. Les lignes iso-phase sont légèrement déformées proches de l'axe du fait que l'amplitude des fluctuations est nulle pour $r = 0$.

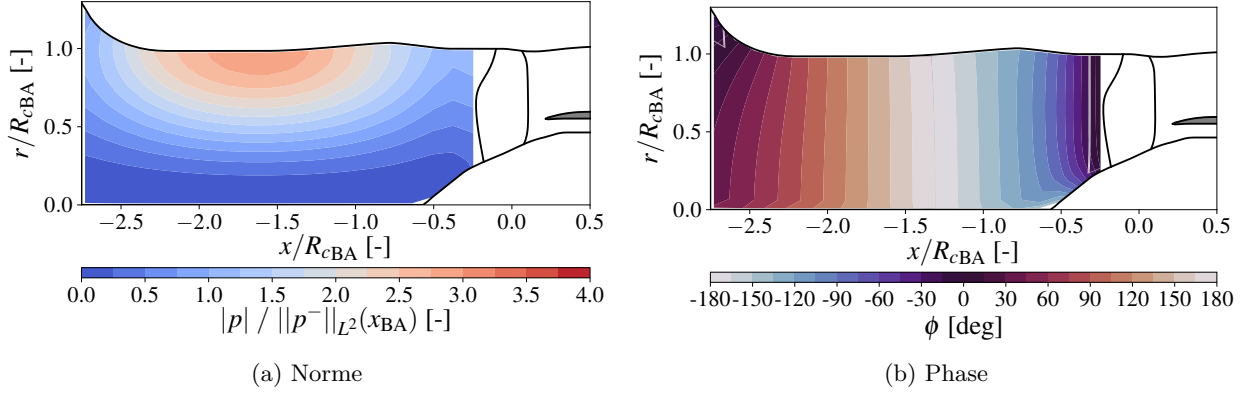


FIGURE 3.11: Mode 1F2ND dans l'entrée d'air obtenu avec Actran avec $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.06f_{c_{\text{max}}}$. Point à 75%Nn dp00

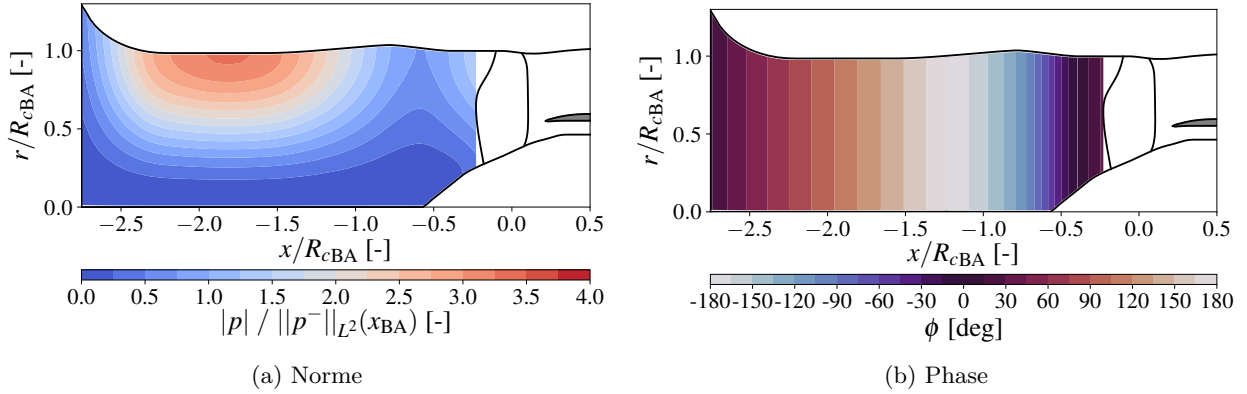


FIGURE 3.12: Mode 1F2ND dans l'entrée d'air obtenu avec Rienstra avec $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.06f_{c_{\text{max}}}$. Point à 75%Nn dp00

Plusieurs constats peuvent être faits :

- L'énergie associée au mode (2, 0) se propage surtout proche du carter. Cela vient de la forme radiale du mode ψ_{20} définie dans l'équation (2.23) comme combinaison de fonctions de Bessel et qui est illustrée sur la figure 2.4.
- Entre $x/R_{cBA} = -2.25$ et $x/R_{cBA} = -1.25$, l'entrée d'air est quasi cylindrique et la phase de la pression instationnaire obtenue avec Actran ne dépend que de x , ce qui est une hypothèse du modèle de Rienstra. Pour les résultats obtenus avec Actran, les fronts de phase sont courbes proche du spinner et de la lèvre de l'entrée d'air.

3.4 Confrontation du modèle analytique aux simulations Actran

- La pression instationnaire présente un ventre autour de la position $x/R_{cBA} = -1.7$. Cela témoigne d'une structure d'onde stationnaire créée par l'interférence entre l'onde amont émise au niveau du plan fan et l'onde aval réfléchie au bord de l'entrée d'air. En négligeant les variations de section et des grandeurs aérodynamiques selon x , les deux ondes sont en phase au niveau du maximum d'amplitude. Le décalage axial du ventre de pression entre Actran et Rienstra découle d'un déphasage entre les ondes amont et aval différent.

Le champ de pression instationnaire est ensuite décomposé en ondes amont et aval. Ces deux composantes sont directement connues dans le cas du modèle analytique, et obtenues par la méthode de wave splitting détaillée dans la section 2.3.2 pour les calculs Actran. La figure 3.13 montre l'évolution de la norme et la phase de la composante amont p^- et de la composante aval p^+ le long de l'axe du moteur entre le bord d'attaque du fan et le bord de l'entrée d'air, pour le débit masse $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et la fréquence $f = 1.06f_{c_{\text{max}}}$. Il est intéressant de remarquer que la valeur $\|p^+\|_{L^2}(x_{BA})/\|p^-\|_{L^2}(x_{BA})$ est égale au taux de réflexion au bord d'attaque τ_{BA} qui peut être lu sur la figure 3.8a pour la valeur $f = 1.06f_{c_{\text{max}}}$.

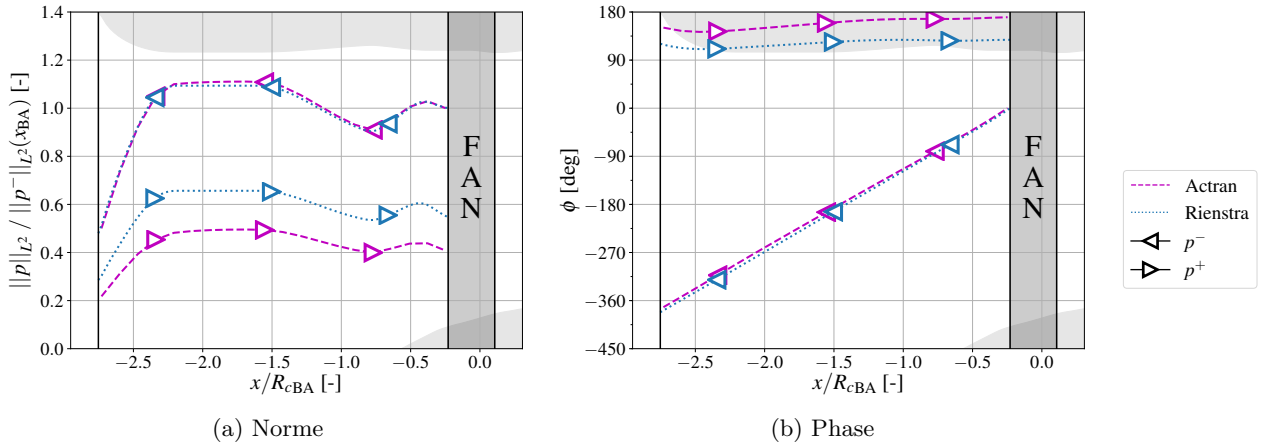


FIGURE 3.13: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.06f_{c_{\text{max}}}$. Point à 75%Nn dp00

La norme varie le long de l'axe du moteur en lien avec la variation du champ aérodynamique moyen montré sur la figure 3.5b. Le mode aval p^+ a une norme inférieure à celle du mode amont p^- car le taux de réflexion est de l'ordre de 50%. Cette valeur relativement élevée est due à la proximité de la fréquence de cut-on. La phase de p observée sur les figures 3.11 et 3.12 est donc proche de la phase de p^- . Par conséquent, la différence de position du ventre entre les résultats Actran ($x/R_{cBA} = -1.6$) et Rienstra ($x/R_{cBA} = -1.8$) témoigne d'une différence au niveau de la phase de l'onde réfléchie.

La phase de p^- évolue de façon quasi-linéaire ce qui montre que la variation du nombre d'onde axial est négligeable. Sa pente est élevée car le mode se propage dans la direction opposée à l'écoulement. En conséquence, sa longueur d'onde axiale est réduite et la phase varie rapidement avec la position axiale. Le cas de p^+ est particulier car la pente de sa phase est positive comme pour p^- . Il s'agit en fait d'un mode amont inverse (voir la section 2.2.4). Malgré le signe de sa phase, p^+ se propage bien vers l'aval.

La norme et la phase du mode amont sont correctement prédites par le modèle. Cependant, des écarts importants existent entre le modèle et les simulations Actran pour le mode aval. Tant sur la norme que sur la phase, l'écart est quasiment constant pour $x/R_{cBA} > -2.5$. Cela semble indiquer qu'une erreur est commise par le modèle proche du bord de l'entrée d'air pour le mode aval puis propagée le long de l'entrée d'air. Afin de vérifier cette hypothèse, le modèle de réflexion (voir section 2.4.1) est remplacé par le taux de réflexion calculé à partir des résultats Actran. Le modèle ainsi corrigé est comparé aux résultats Actran sur la figure 3.14. Cela permet de tester de façon isolée le caractère prédictif du modèle de propagation vis-à-vis d'Actran. Cette correction ne modifie en rien le mode amont. En revanche, l'accord entre le modèle corrigé et Actran pour le mode aval (réfléchi) est parfait sur la norme, et sensiblement amélioré sur la phase. L'erreur résiduelle provient du modèle de propagation et se manifeste par une dérive progressive vis-à-vis de la phase prédite par Actran. Elle semble être due à la proximité de la fréquence de cut-on, car il est rappelé que le modèle diverge localement quand $f = f_c$.

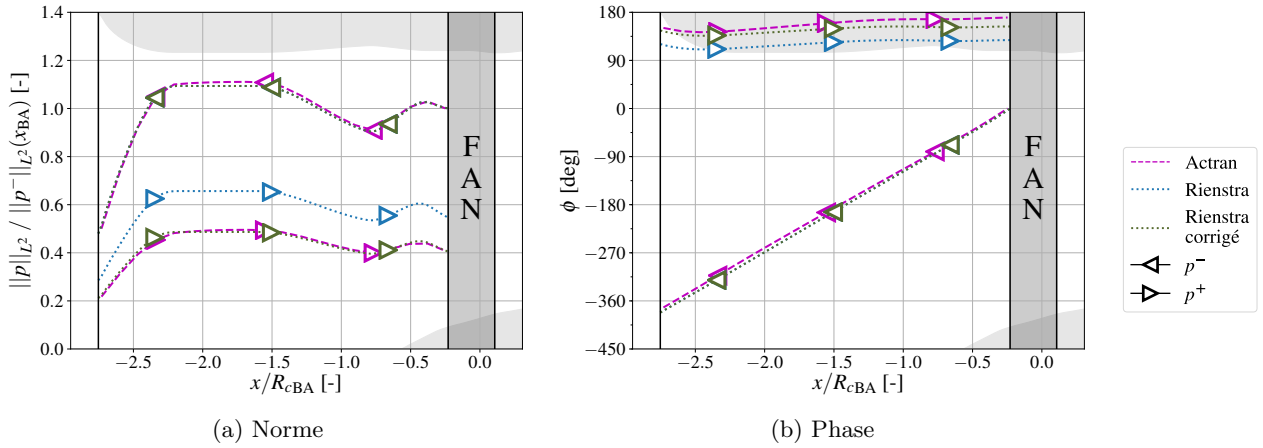


FIGURE 3.14: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.06f_{c\text{max}}$. Point à 75%Nn dp00 (taux de réflexion corrigé pour le modèle de Rienstra)

Le comportement du modèle de Rienstra par rapport à la prédiction d'Actran en fonction du point de fonctionnement est analysé ensuite pour deux points représentatifs.

D'une part, la figure 3.15 montre des résultats similaires pour le même mode 1F2ND mais pour $\dot{m} = 0.88\dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.03f_{c\text{max}}$. Par rapport au cas précédent plus éloigné de la fréquence de cut-on, le taux de réflexion est supérieur, la pente de la phase du mode amont a diminué et celle du mode aval a augmenté. L'erreur sur le déphasage a augmenté, et elle est attribuée au rapprochement de f avec $f_{c\text{max}}$.

D'autre part, la figure 3.16 montre les résultats pour un autre mode, le mode 1F1ND, pour $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.27f_c$. Cette fois l'éloignement de f par rapport à $f_{c\text{max}}$ tend à réduire l'erreur du modèle de propagation. De plus, l'ordre azimutal plus faible a également pour conséquence de réduire les erreurs de modèle, tant sur l'amplitude que sur la phase (voir figures 3.7 et 3.8).

3.4 Confrontation du modèle analytique aux simulations Actran

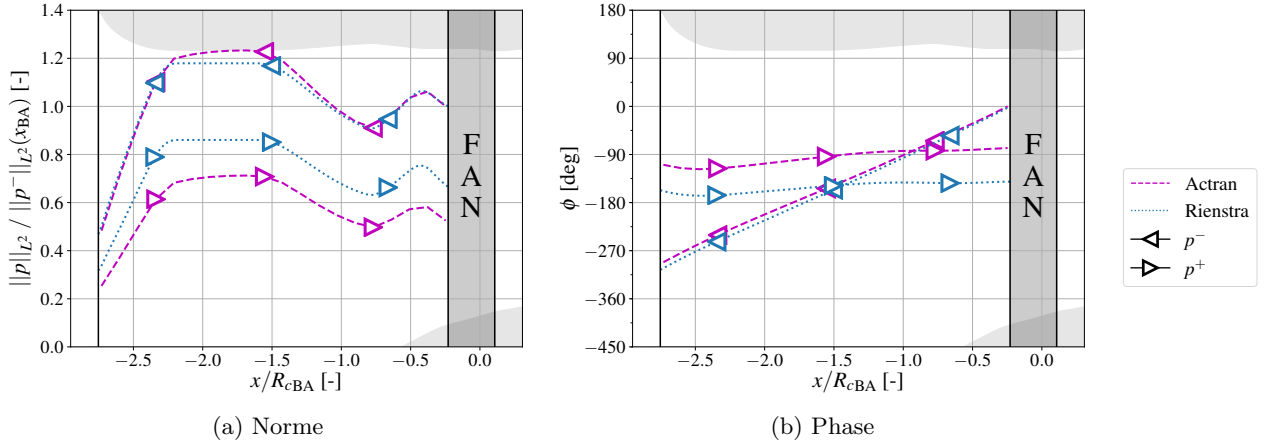


FIGURE 3.15: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = 0.88\dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.03f_{c_{\text{max}}}$. Point à 75%Nn dp20

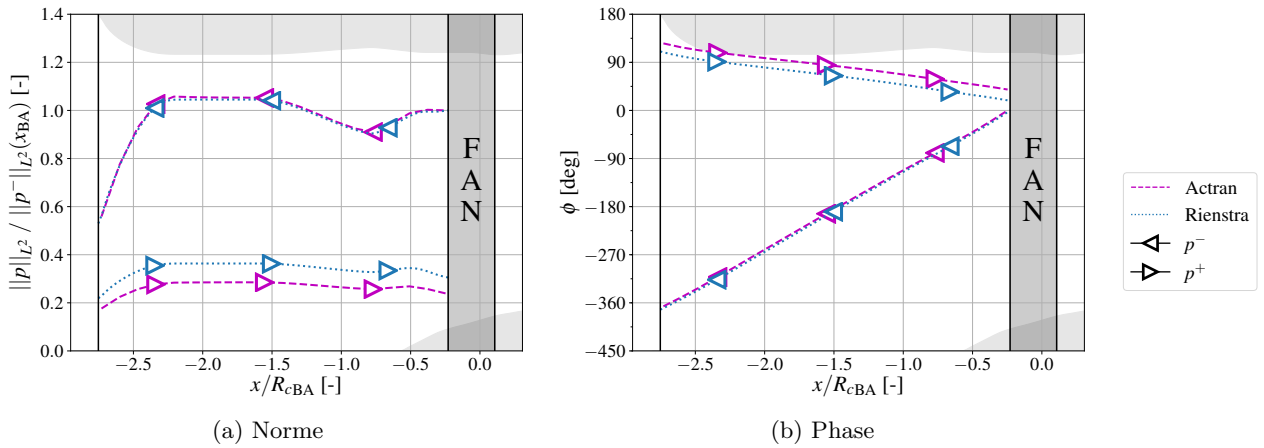


FIGURE 3.16: Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air avec $\dot{m} = \dot{m}_{\text{ref}}$ et $f = 1.27f_{c_{\text{max}}}$. Point à 75%Nn dp00

Comparaison du flutter index dans le champ fan

Les prédictions d'Actran et du modèle analytique sont à présent comparées dans le champ fan, en fonction du débit $\dot{m}/\dot{m}_{\text{ref}}$ et de la vitesse de rotation Ω . La fréquence du mode acoustique émis est égale à la fréquence du mode mécanique de vibration du fan, elle-même étant fonction de Ω en première approximation. L'objectif est de comparer les zones du champ fan qui sont prédites comme potentiellement instables par les deux outils, de manière à évaluer la capacité du modèle analytique à prédire les mêmes zones critiques qu'Actran. Si tel est le cas, cela justifiera l'utilisation du modèle de Rienstra pour réaliser une estimation rapide de la criticité d'un design lors des premières phases de conception, et de s'en servir pour guider les outils plus haute fidélité. La comparaison entre les deux outils est faite sur une plage de fonctionnement correspondant à la zone du champ fan explorée dans le chapitre 4. L'analyse physique des évolutions du flutter index dans le champ fan n'est pas l'objet de cette section ; elle est faite dans la section 4.3.2.

Pour rappel, dans la littérature, le déphasage $\Delta\phi_{\text{BA}}$ détermine si l'influence de la réflexion est plutôt stabilisante ($\Delta\phi_{\text{BA}} \in [0^\circ, 180^\circ]$) ou déstabilisante ($\Delta\phi_{\text{BA}} \in [-180^\circ, 0^\circ]$). Le taux de réflexion τ_{BA} est quant à lui un facteur amplificateur. Le « flutter index » de Zhao *et al.* (2017) est un critère pratique pour synthétiser ces informations. Défini comme $\mathcal{F} = \tau_{\text{BA}} \sin(\Delta\phi_{\text{BA}})$, il varie entre -1 et 1 et correspond à un comportement stabilisant pour des valeurs positives et déstabilisant pour des valeurs négatives. Il est tracé dans le champ fan pour les modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND sur les figures 3.17, 3.18 et 3.19 respectivement. Les franges bleues (stabilisantes) et rouges (déstabilisantes) alternent selon la vitesse de rotation. Les franges rouges sont les zones où pourrait éventuellement survenir le « flutter bite ». Ces franges sont de plus en plus étroites à mesure que l'ordre azimutal augmente. C'est en lien avec la pente de la phase en fonction de la fréquence sur les figures 3.7, 3.8 et 3.9. Il est à noter que ces figures correspondent à des extractions le long de lignes verticales à débits donnés sur les figures 3.17, 3.18 et 3.19. Proche de la fréquence de cut-on, l'amplitude du flutter index est plus importante en raison du taux de réflexion élevé.

Pour le mode 1F2ND à $\dot{m} = 0.9\dot{m}_{\text{ref}}$ (voir figure 3.18), la première frange au dessus de la fréquence de cut-on pour laquelle le flutter index est négatif couvre les régimes entre 73%Nn et 77.5%Nn pour Actran et entre 71%Nn et 75.5%Nn pour le modèle de Rienstra. Pour le mode 1F3ND à $\dot{m} = 0.95\dot{m}_{\text{ref}}$ (voir figure 3.19), la première frange au dessus de la fréquence de cut-on pour laquelle le flutter index est négatif couvre les régimes entre 78%Nn et 80%Nn pour Actran et entre 77.5%Nn et 79%Nn pour le modèle de Rienstra. Ces zones sont matérialisées par des lignes noires sur les figures 3.18 et 3.19.

L'erreur du modèle sur le régime potentiellement le plus critique d'un point de vue acoustique est donc de l'ordre de 1 à 2%Nn. Dans les premières phases de conception, il permet donc de fournir une approximation correcte de la zone à surveiller vis-à-vis du risque de flottement.

Conclusion sur le modèle analytique

Le modèle analytique se révèle imprécis en l'état pour une application à une entrée d'air de type « bellmouth », dont la géométrie de la lèvre s'éloigne trop de l'hypothèse de lèvre infiniment fine. Proche de $f_{c_{\text{max}}}$, l'erreur sur la phase est de l'ordre de 45° , alors qu'une prédiction correcte de la phase est cruciale dans le cas du flottement. L'erreur sur le taux de réflexion est également importante

3.4 Confrontation du modèle analytique aux simulations Actran

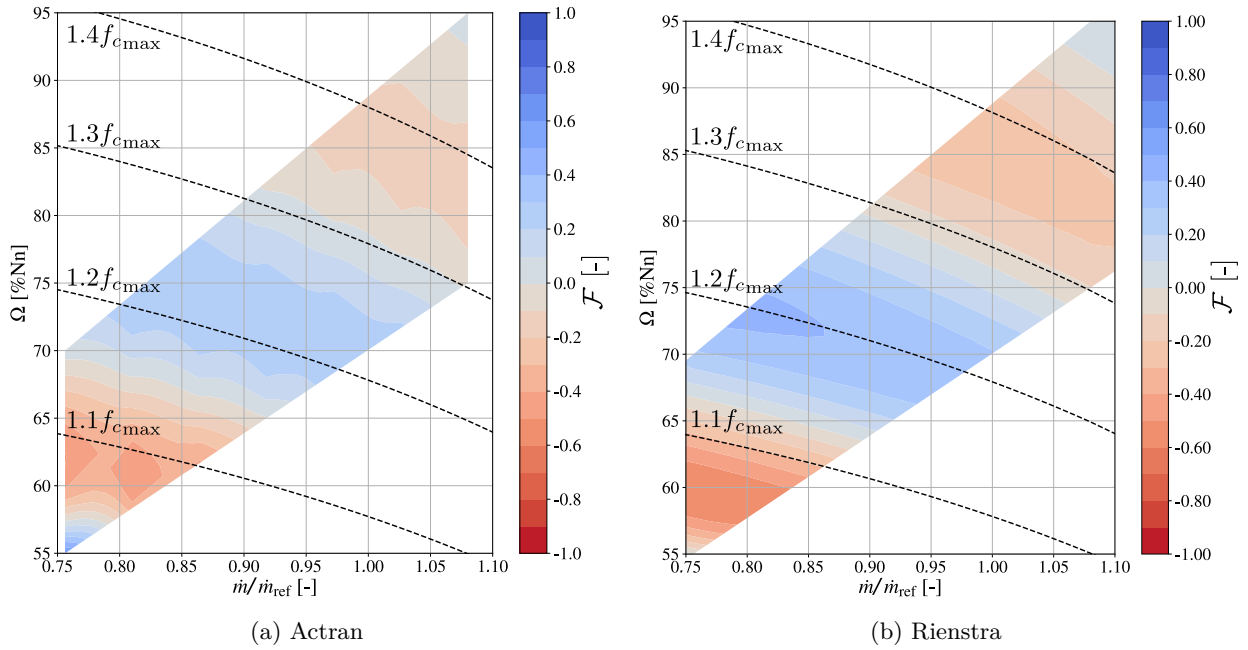


FIGURE 3.17: Flutter index obtenu avec Actran et le modèle de Rienstra pour le mode 1F1ND dans le champ fan

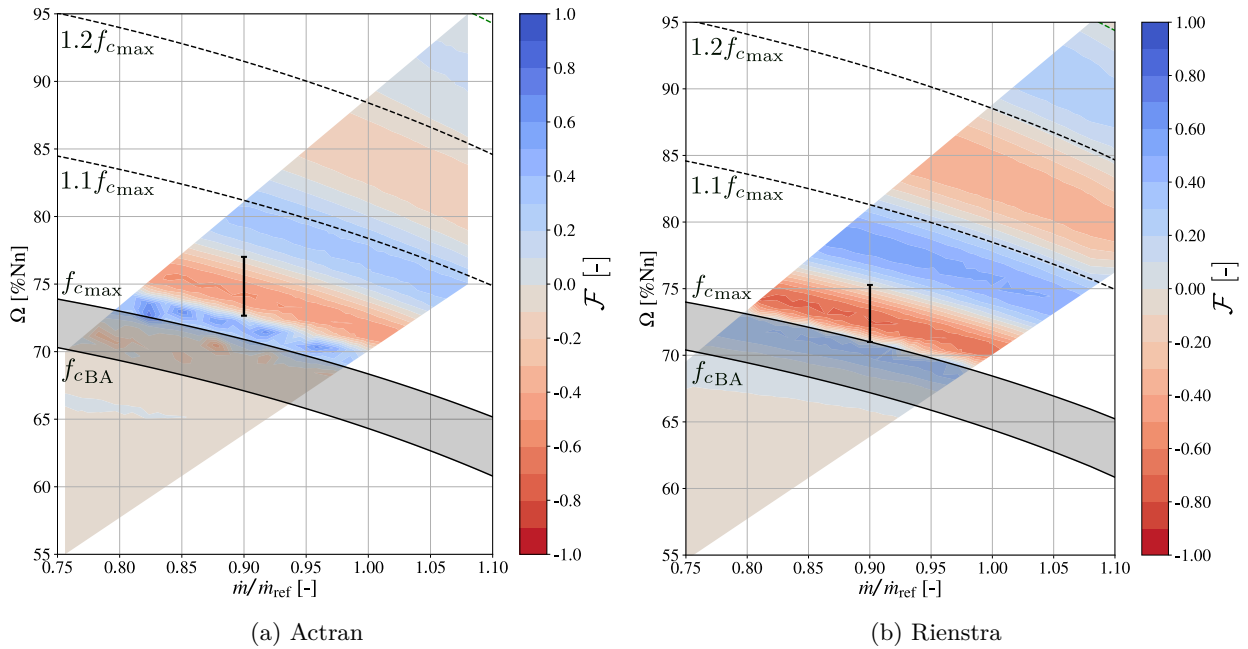


FIGURE 3.18: Flutter index obtenu avec Actran et le modèle de Rienstra pour le mode 1F2ND dans le champ fan

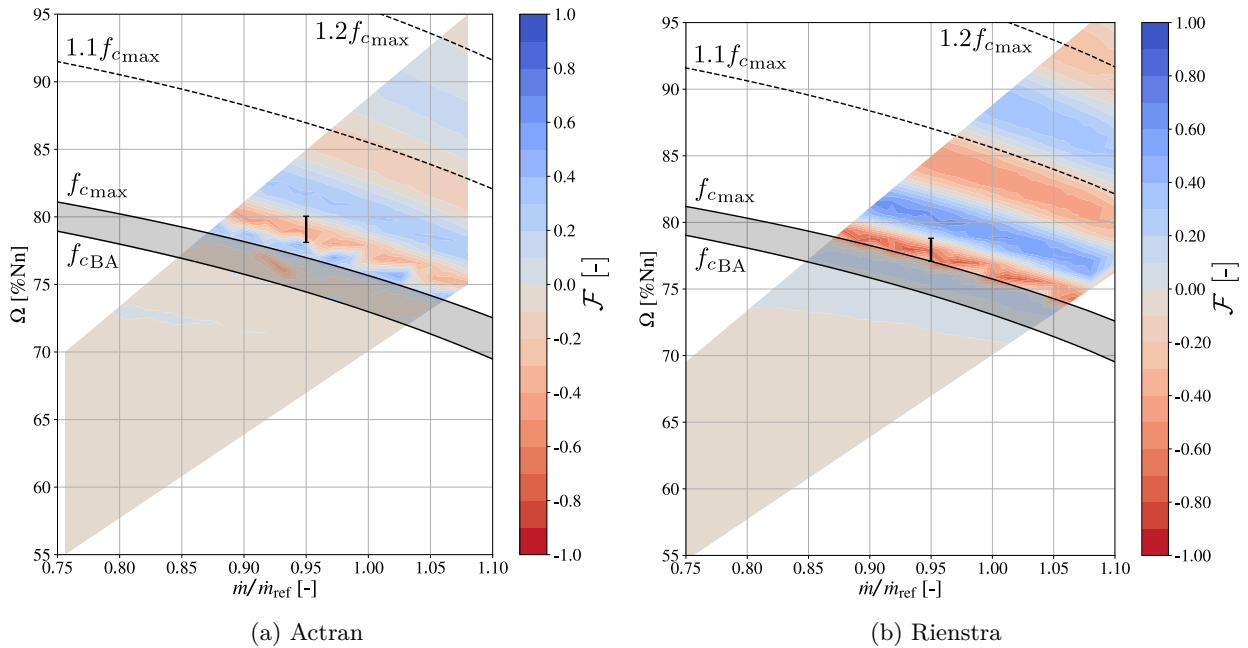


FIGURE 3.19: Flutter index obtenu avec Actran et le modèle de Rienstra pour le mode 1F3ND dans le champ fan

mais moins problématique. La détermination du régime moteur potentiellement déstabilisant est néanmoins possible lors des premières phases de la conception avec une incertitude de 1 à 2%Nn.

Les erreurs commises par le modèle sont surtout dues au modèle de réflexion. Celui-ci pourrait être calibré pour améliorer les prédictions. Pour une géométrie de lèvre donnée, il serait par exemple possible de réaliser une étude paramétrique avec Actran pour obtenir un coefficient de correction à appliquer au modèle en fonction du débit, du mode et de sa fréquence.

Le modèle de propagation montre quant à lui un bon accord avec les résultats Actran. Cela justifie l'utilisation de la méthode de wave splitting pour analyser séparément les ondes progressives et régressives dans la nacelle.

3.5 Simulations URANS avec le solveur elsA

Le logiciel utilisé pour mener les simulations CFD est le solveur elsA développé par l'ONERA (propriété Airbus-Safran-ONERA) (voir [Cambier et al. \(2013\)](#)). La méthodologie de calcul est décrite en partie par la suite. Plus de détails peuvent être trouvés en annexe [A](#).

Dans cette section, une première partie présente la modélisation physique et la stratégie de résolution numérique adoptées. Les post-traitements qui seront utiles pour les analyses conduites dans les chapitres [4](#) et [5](#) sont ensuite détaillés. Dans un troisième temps, les paramètres liés à la mise en données des simulations sont exposés, en ce qui concerne le domaine de calcul, les conditions aux limites, le maillage et le schéma temporel. Des études de sensibilité au maillage et aux paramètres d'intégration en temps sont également réalisées pour un point de fonctionnement représentatif pour le mode 1F2ND (désigné par l'appellation 75%Nn dp00 dans le chapitre [4](#) et suivants). Ce point a la

particularité d'être instable en essais. Enfin, la dernière partie évalue le caractère linéaire des résultats qui seront analysés dans les chapitres suivants.

3.5.1 Modélisation physique et résolution numérique

elsA est un solveur basé sur la méthode des volumes finis et centré sur les cellules. Les calculs sont réalisés avec une modélisation 3D URANS compressible sur un maillage structuré multi-blocs bas Reynolds (sans loi de paroi). Le modèle de turbulence utilisé est le modèle $k-l$ de [Smith \(1994\)](#). Il possède les avantages suivants :

- la longueur caractéristique des grandes échelles de la turbulence l varie linéairement dans la sous-couche visqueuse. Cela rend la résolution numérique proche paroi plus robuste et moins sensible à la distribution des cellules.
- le modèle permet une meilleure prise en compte des effets de compressibilité que les modèles de type $k-\varepsilon$.
- le modèle est plus dissipatif que les modèles de type $k-\omega$ et plus robuste pour les points fortement vannés.

Les flux convectifs sont discrétisés avec le schéma de Roe d'ordre 2 avec un limiteur de van Albada. Il s'agit d'un schéma décentré amont, utilisé ici pour sa capacité à correctement gérer les écoulements transsoniques. Les flux dissipatifs sont discrétisés par le schéma centré appelé « 5p_corr » dans elsA. L'intégration en temps se fait à l'aide d'un schéma d'Euler rétrograde. Un pseudo-pas de temps local est utilisé pour les calculs stationnaires de manière à avoir un CFL global et accélérer ainsi la convergence. Pour les calculs instationnaires, la méthode utilisée est le Dual Time Stepping (DTS) avec 20 sous-pas de temps par itération par défaut.

Le solveur elsA permet de réaliser des simulations aéroélastiques (voir [Dugeai *et al.* \(2018\)](#)). La méthodologie de prédiction du flottement est celle de [Carta \(1967\)](#) décrite dans la partie 1.4. La déformée de l'aube, la fréquence et l'amplitude sont imposées. La déformée, la fréquence et la raideur généralisées sont calculées avec le solveur SAMCEF¹. Le maillage déformé correspondant au maximum de déplacement du mode est calculé au début de la simulation, puis le maillage déformé à chaque itération est déterminé au moyen d'une interpolation linéaire entre la position au repos et cette déformation maximale. Cette méthode n'est valable que pour de faibles amplitudes de déformation afin de rester dans le domaine de déformation linéaire. L'amplitude de déformation est égale à 0.3% de la corde de l'aube par défaut.

La zone affectée par le déplacement des points du maillage pour le mode 1F2ND est montrée sur une coupe à 90% de hauteur de veine sur la figure 3.20. Le maillage est majoritairement déformé dans la direction azimutale. De manière cohérente avec l'illustration de la déformée sur la figure 3.2, le maximum de déplacement est localisé autour du bord d'attaque. Néanmoins, tout le canal inter-aube est affecté par la déformation du maillage.

1. Voir le site www.sigmeo.fr/samcef

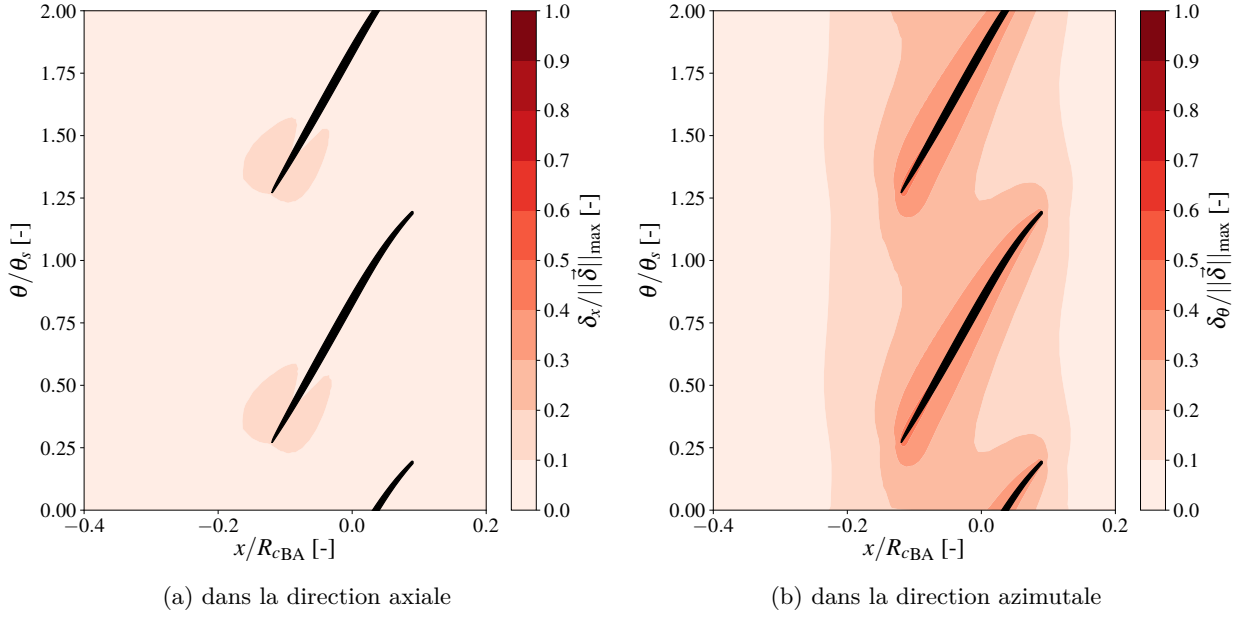


FIGURE 3.20: Amplitude de déplacement du maillage à 90%H pour le mode 1F2ND. Le déplacement dans la direction radiale est négligeable.

3.5.2 Post-traitement des données

Cette section détaille les différentes méthodes de post-traitement qui seront utilisées dans la suite du mémoire pour analyser les résultats des calculs. La méthode de wave splitting, déjà présentée dans la section 2.3.2, n'est pas rappelée ici.

Coordonnées réduites

Pour tracer certaines grandeurs, deux coordonnées réduites sont introduites.

La première est le pourcentage de hauteur de veine h . Elle est définie localement à la position axiale x comme :

$$h(x) = \frac{r - R_m(x)}{R_c(x) - R_m(x)} \quad (3.12)$$

De cette façon, $h = 0\%$ au moyeu et $h = 100\%$ au carter. En parlant de coupes dans le domaine de calcul, l'expression 90%H fait référence à la coupe à 90% de hauteur de veine.

Sur une coupe à hauteur h donnée, l'abscisse curviligne s est calculée à la surface de l'aube entre le bord d'attaque et le bord de fuite, séparément le long de l'extrados et de l'intrados. Pour le point P à la surface de l'aube, elle est définie comme :

$$s(P) = \int_{BA}^P ds = \int_{BA}^P \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2} \quad (3.13)$$

Par la suite, l'abscisse curviligne adimensionnée s/c varie entre -1 et 1, avec $s/c = 0$ qui correspond au bord d'attaque, $s/c \in [-1, 0]$ qui correspond à l'intrados, et $s/c \in [0, 1]$ qui correspond à l'extrados.

Performances du fan

Les performances sont évaluées en deux plans :

- Le plan 1 est situé à $x_1 = -0.42R_{cBA}$, soit environ à une demi-corde en amont du bord d'attaque.
- Le plan 2 est situé à $x_2 = 0.16R_{cBA}$, soit environ à 10% de corde en aval du bord de fuite.

Afin d'évaluer le taux de pression totale à totale Π^{t-t} exercé par le fan, la pression totale moyenne est calculée sur chaque plan de la façon suivante :

$$\bar{P}_t = \frac{\iint P_t \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS}{\iint \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS} \quad (3.14)$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface orienté vers l'aval et où P_t est la pression totale dans le repère fixe. Le taux de pression est ensuite calculé comme le rapport entre la pression totale moyenne sur le plan aval et la pression totale moyenne sur le plan amont :

$$\Pi^{t-t} = \frac{\bar{P}_{t2}}{\bar{P}_{t1}} \quad (3.15)$$

Le débit masse est systématiquement standardisé selon la formule :

$$\dot{m} = \left(\iint \rho \vec{V} \cdot \vec{n} dS \right) \sqrt{\frac{\bar{T}_{t1}}{T_{t0}} \frac{P_{t0}}{\bar{P}_{t1}}} \quad (3.16)$$

avec \bar{T}_t la température totale calculée de manière analogue à l'équation (3.14) et où les valeurs de référence sont $P_{t0} = 101325$ Pa et $T_{t0} = 288.15$ K.

Le nombre de Mach relatif M_{rel} est défini comme :

$$M_{rel} = \frac{W}{a} \quad (3.17)$$

L'angle β de l'écoulement dans le repère relatif est défini comme :

$$\beta = \arctan \left(\frac{W_\theta}{W_m} \right) \quad (3.18)$$

avec $W_m = \sqrt{W_x^2 + W_r^2}$ la vitesse relative dans le plan méridien, et avec la convention que W_θ est négatif, à l'opposé du sens de rotation.

Le nombre de Mach isentropique M_{is} est défini à la peau de l'aube, et représente le nombre de Mach relatif 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 :

$$M_{is}(h, s) = \sqrt{\frac{2}{\gamma - 1} \left(\left(\frac{\max_{s' \in [-1, 1]} (P_s(h, s'))}{P_s(h, s)} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}} - 1 \right)} \quad (3.19)$$

La pression statique maximum à la hauteur h doit être égale à la pression totale relative au point d'arrêt au voisinage du bord d'attaque par convention. L'hypothèse qui est faite ici est que les lignes de courant limites sur l'aube émanant du point d'arrêt restent à hauteur de veine constante sur l'intrados et l'extrados.

Moyenne par section axiale du champ aérodynamique

Afin d'appliquer la méthode de wave splitting (voir section 2.3.2), l'écoulement moyen par section doit être évalué. Pour l'obtenir, chaque variable d'intérêt (M_x , a , ρ) est moyennée dans la direction azimutale, puis moyennée dans la direction radiale avec une pondération égale à la distribution radiale du mode considéré (voir la fonction $\psi_{m,\mu}(r)$ dans la section 2.2.2). Par exemple, pour la grandeur M_x , l'opération de moyenne sur une section s'écrit donc :

$$\overline{M_x}^S(x) = \frac{\int_{R_m}^{R_c} \overline{M_x}^\theta(x, r) \psi_{m,\mu}(r) r dr}{\int_{R_m}^{R_c} \psi_{m,\mu}(r) r dr} \quad (3.20)$$

avec :

$$\overline{M_x}^\theta(x, r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} M_x(x, r, \theta) d\theta \quad (3.21)$$

La grandeur $\overline{M_x}^S(x)$ est simplement notée $M_x(x)$ par la suite pour alléger les notations.

Analyse aéroélastique

Un certain nombre de post-traitements aéroélastiques sont effectués par défaut par elsA. Les forces aérodynamiques généralisées sont calculées à la volée sur chaque période de vibration de l'aube. L'amortissement aérodynamique est ensuite obtenu grâce à la formule (1.22), rappelée ici :

$$\xi_{aero} = \frac{\mathcal{W}}{2\pi\kappa} \quad (3.22)$$

avec \mathcal{W} le travail échangé de l'aube vers le fluide sur un cycle et κ la raideur généralisée. Les forces aérodynamiques généralisées sont également calculées de manière locale en chaque cellule du maillage de la surface de l'aube, ce qui permet d'obtenir une cartographie du travail aérodynamique surfacique.

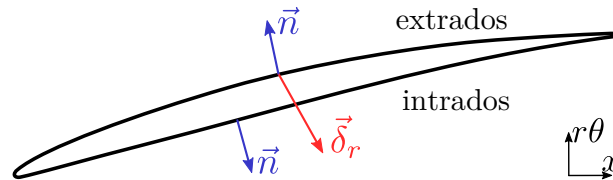


FIGURE 3.21: Schéma de l'aube soumise à un déplacement réel $\vec{\delta}_r$

Le travail échangé de l'aube vers le fluide sur un cycle est égal à :

$$\mathcal{W} = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(\int_0^T \iint_S \vec{f}(t) \cdot \vec{v}(t)^* dS dt \right) \quad (3.23)$$

où $\vec{f}(t)$ désigne la force locale surfacique exercée par le fluide sur l'aube et \vec{v} est la vitesse de la peau de l'aube (dans le repère tournant). En négligeant les efforts de frottement, $\vec{f} = -p\vec{n}$ où \vec{n} est la normale dirigée de l'aube vers le fluide, comme schématisé sur la figure 3.21. Selon la convention utilisée ici, un travail positif équivaut à un amortissement aérodynamique positif et donc à une situation stable. Au contraire, un travail négatif équivaut à une situation instable sous flottement. Les intégrales dans l'équation (3.23) sont permutées de manière à faire apparaître le travail surfacique sur un cycle :

$$\mathcal{W} = \oint_S \mathcal{W}_{\text{loc}} dS \quad (3.24)$$

avec :

$$\mathcal{W}_{\text{loc}} = -\frac{1}{2} \text{Re} \left(\int_0^T \vec{f}(t) \cdot \vec{v}(t)^* dt \right) \quad (3.25)$$

Cette permutation des intégrales suppose que dS ne dépend pas du temps, ce qui est le cas pour les mouvements traités dans ce mémoire. 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.

Selon les conventions utilisées dans elsA et en ne considérant que le premier harmonique, les forces locales et la vitesse à la peau de l'aube s'écrivent :

$$\vec{f}(t) = \vec{f} + (\vec{f}_r + i\vec{f}_i) e^{i\omega t} \quad (3.26)$$

$$\vec{v}(t) = \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\delta} e^{i\omega t}) = i\omega (\vec{\delta}_r + i\vec{\delta}_i) e^{i\omega t} \quad (3.27)$$

Avec $\vec{\delta}$ le champ de déplacement imposé à la peau de l'aube et qui correspond à la déformée du mode mécanique. Le travail local est donc égal à :

$$\mathcal{W}_{\text{loc}} = \pi (\vec{f}_r \cdot \vec{\delta}_i - \vec{f}_i \cdot \vec{\delta}_r) \quad (3.28)$$

Si les fluctuations de la normale à la paroi au cours de la vibration sont négligées, il est possible d'exprimer \mathcal{W}_{loc} seulement à partir des fluctuations de pression statique et du déplacement :

$$\mathcal{W}_{\text{loc}} = \pi (-p_r \vec{n} \cdot \vec{\delta}_i + p_i \vec{n} \cdot \vec{\delta}_r) \quad (3.29)$$

Cette hypothèse est considérée comme valide pour les points de fonctionnement et les modes considérés (voir annexe D). Si de plus la référence du déplacement est prise telle que $\|\vec{\delta}_i\| \ll \|\vec{\delta}_r\|$ (typiquement aux chapitres 4 et 5 $\|\vec{\delta}_i\| \approx 0.01\|\vec{\delta}_r\|$ en tête d'aube), il vient :

$$\mathcal{W}_{\text{loc}} = \pi p_i \vec{n} \cdot \vec{\delta}_r = \pi |p| \sin(\phi) \vec{n} \cdot \vec{\delta}_r \quad (3.30)$$

Comme le montre la figure 3.21, le vecteur \vec{n} n'a pas le même sens du côté de l'extrados et de l'intrados alors que $\vec{\delta}_r$ ne change pas de sens. De ce fait, avec les conventions adoptées :

- Du côté de l'extrados, $\vec{n} \cdot \vec{\delta}_r < 0$. Une zone avec une phase comprise entre 0° et 180° (modulo 360°) est donc déstabilisante.

Méthodologie

- Du côté de l'intrados, $\vec{n} \cdot \vec{\delta}_r > 0$. Une zone avec une phase comprise entre 0° et 180° (modulo 360°) est donc stabilisante.

Dans la suite, le travail sera toujours noté \mathcal{W} , l'unité déterminant s'il s'agit d'un travail local surfacique (en J/m^2), d'un travail linéique (en J/m , après intégration sur l'abscisse curviligne à hauteur de veine constante) ou un travail intégré sur toute l'aube (en J). Il sera également normalisé (de manière analogue au calcul de l'amortissement) par l'énergie de référence $\mathcal{U} = 2\pi\kappa$ avec κ la raideur généralisée du mode. Par ailleurs, l'amplitude des fluctuations de pression $|p|$ sera ramenée à celle qui serait obtenue pour une amplitude de vibration de 1m (par linéarité). L'amplitude de vibration est définie comme le maximum de la norme du déplacement sur toute l'aube :

$$\|\vec{\delta}\| = \sqrt{\|\vec{\delta}_r\|^2 + \|\vec{\delta}_i\|^2} \quad (3.31)$$

$$= \sqrt{\delta_{rx}^2 + \delta_{ry}^2 + \delta_{rz}^2 + \delta_{ix}^2 + \delta_{iy}^2 + \delta_{iz}^2} \quad (3.32)$$

D'après la figure 3.2, le maximum de déplacement est situé au bord d'attaque en tête d'aube.

Analyse harmonique

Sur les dernières 10 périodes de vibration du fan dans le repère relatif, 21 coupes à hauteur de veine constante sont extraites à chaque itération, tous les 5% de hauteur entre 5% et 95% de la hauteur totale de la veine plus une coupe à 1% et une à 99%. La figure 3.22 permet de visualiser par exemple la coupe à 80% de hauteur. Pour réaliser ce traitement, la fonction *IsoContour* de *VTK* est utilisée, ce qui permet de récupérer les données sur des coupes non structurées. Pour chaque coupe, des lignes à x constant sont extraites pour 500 positions axiales equi-réparties entre le bord de la nacelle et le bord d'attaque du fan, toujours à l'aide de la fonction *IsoContour*.

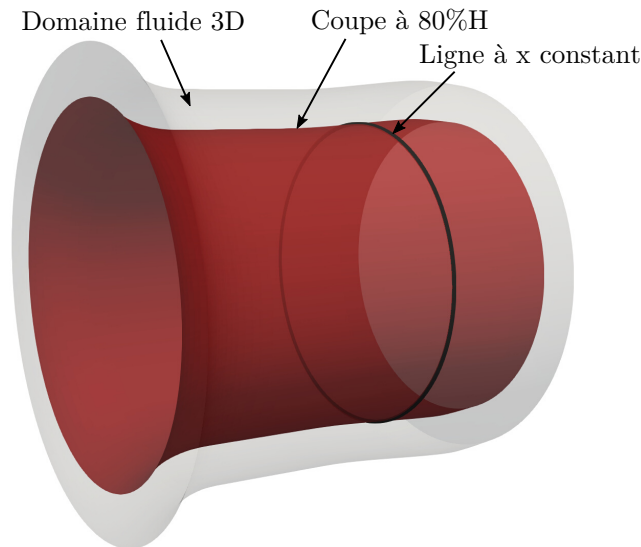


FIGURE 3.22: Schéma de l'extraction des données sur une coupe à hauteur de veine constante et sur une ligne à x constant. Seule une partie de l'intérieur de la nacelle est représentée.

La pression statique sur une ligne à x constant est ensuite interpolée linéairement sur 1000 points régulièrement espacés en azimuth sur 2π radians. Cela représente 1 à 2 fois le nombre de points en

azimut pour le maillage le plus fin (en fonction du domaine), et environ 330 points pour discrétiser une période spatiale pour le mode 1F3ND. Cela permet de calculer le coefficient de Fourier ¹ correspondant au mode m à l'instant t_n :

$$p_m(x_i, r_j, t_n) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(x_i, r_j, \theta, t_n) e^{im\theta} d\theta \quad (3.33)$$

Les valeurs moyennes linéiques du nombre de Mach axial, de la vitesse du son et de la masse volumique sont également calculées pour la ligne à $(x, r, t) = (x_i, r_j, t_n)$. Ce traitement, effectué pour toutes les coupes à hauteur de veine constante, permet de construire dans le plan méridien le mode $p_m(x, r, t_n)$ pour l'itération au temps t_n . Afin de limiter le stockage des données, les coupes à hauteur de veine constante sont supprimées avant de passer à l'itération suivante.

A la fin du calcul, les modes azimutaux $p_m(x, r, t)$ sont projetés sur l'harmonique correspondant à la pulsation de vibration ω :

$$p_{m,\omega}(x_i, r_j) = \frac{\omega}{2\pi N} \int_0^{\frac{2\pi N}{\omega}} p_m(x_i, r_j, t) e^{-i\omega t} dt \quad (3.34)$$

La pulsation est exprimée dans le repère du domaine où se trouve le point (x_i, r_j) . Dans le repère relatif, le calcul est fait sur les $N = 10$ dernières périodes extraites. Dans le repère fixe, la fréquence du phénomène est plus élevée, ce qui fait que le nombre de périodes sur le même intervalle de temps n'est pas entier et $N > 10$. Une interpolation linéaire en temps est alors nécessaire pour calculer l'intégrale (3.34) sur un nombre entier de périodes.

Cette double décomposition permet d'obtenir une représentation d'un mode $p_{m,\omega}$ semblable à celles issues d'Actran et du modèle de Rienstra (voir par exemple les figures 3.11 et 3.12).

3.5.3 Mise en données

Domaine de calcul

Le domaine de calcul est illustré sur la figure 3.23. La seule roue aubagée présente dans le domaine est le fan. Le repère (x, y, z) est orthonormé direct et orienté de manière à ce que la direction axiale x soit colinéaire avec l'axe du moteur et rentrant dans le moteur. Le domaine est composé de deux sous-domaines : le domaine lié à la nacelle qui est fixe, et le domaine lié au fan qui est tournant. Ces deux sous-domaines sont séparés par une interface plane à 0.83 corde axiale en amont du bord d'attaque du fan et qui est proche du bout du spinner. La condition imposée à l'interface varie si le calcul est stationnaire ou instationnaire et sera discutée ultérieurement.

Le domaine nacelle se déploie sur 360° et s'étend à $30R_{cBA}$ dans les directions y et z à partir du bord de la nacelle. Cette taille, associée à un déraffinement progressif du maillage, est destinée à limiter l'impact des conditions aux limites extérieures sur l'écoulement dans le moteur. Le déraffinement a une raison géométrique égale à 1.2 et les cellules les plus grandes ont une taille de l'ordre du quart de la longueur d'onde pour le mode acoustique amont lié au mode mécanique 1F2ND. Cette extrusion

1. La convention adoptée sur les signes dans l'exponentielle complexe est la même que celle du chapitre 2 : $e^{i(\omega t - m\theta)}$

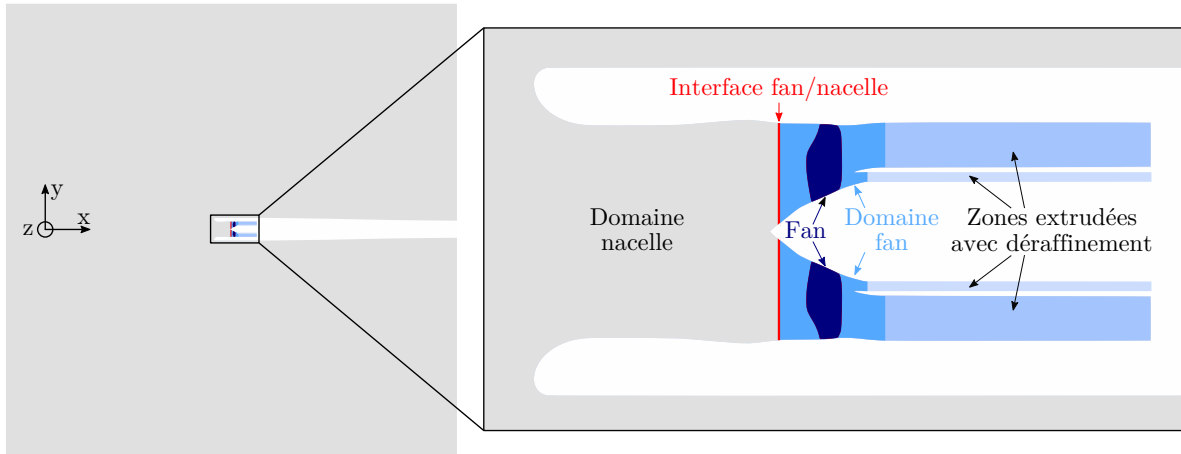


FIGURE 3.23: Domaine CFD avec une vue globale et un agrandissement proche du fan

est en ligne avec la littérature (voir par exemple [Winkler et al. \(2014\)](#), [Sartor et al. \(2018\)](#) et [Rendu et al. \(2019a\)](#)).

Le domaine fan se déploie sur un secteur contenant une aube pour les calculs stationnaires et sur 360° pour les calculs instationnaires. Il contient le bec de séparation entre le flux primaire et le flux secondaire. Il est extrudé en aval de manière à éloigner les conditions aux limites du fan. Le maillage est déraffiné dans les blocs extrudés avec une raison géométrique égale à 1.2 et les cellules les plus grandes ont une taille de l'ordre du quart de la longueur d'onde pour le mode acoustique amont lié au mode mécanique 1F2ND.

La géométrie de l'aube est obtenue par mise à chaud à $70\%N_n$ et $80\%N_n$. La géométrie utilisée à $75\%N_n$ est la même qu'à $80\%N_n$, avec un jeu interpolé linéairement par rapport aux valeurs à $70\%N_n$ et $80\%N_n$.

Conditions aux limites

Conditions farfield Pour toutes les faces du domaine de calcul à l'extérieur du moteur, des conditions farfield (« nref » dans elsA) sont utilisées. Elles permettent de fixer un état de référence (via les valeurs des grandeurs conservatives et turbulentes) autour duquel le champ aérodynamique peut osciller. De cette façon, les réflexions artificielles sur la condition aux limites sont limitées. Dans cet état de référence, l'écoulement est aligné selon l'axe du moteur. Les valeurs des variables conservatives sont calculées à partir des valeurs de pression totale, de température totale et de nombre de Mach imposées :

$$P_{t\infty} = 101325\text{Pa} \quad (3.35)$$

$$T_{t\infty} = 288.15\text{K} \quad (3.36)$$

$$M_{x,\infty} = 0.1 \quad (3.37)$$

Le nombre de Mach choisi permet de stabiliser le calcul. En effet, le schéma de Roe utilisé n'est pas robuste pour des vitesses d'écoulement proches de zéro. Par ailleurs, le rapport entre le débit entrant

dans le domaine de calcul et le débit entrant dans le moteur est compris entre 300 et 400 selon les régimes de fonctionnement. Cela assure que l'aspiration du moteur n'est pas forcée par l'écoulement extérieur.

Le traitement des variables turbulentes est discuté dans la section 3.5.3 ci-après.

Conditions aval Il y a deux conditions aux limites aval dans le domaine de calcul, rattachées aux flux primaire et secondaire. Dans les deux cas, une condition d'équilibre radial simplifié est imposée, en supposant que l'écoulement est axisymétrique et sans composante radiale. Elle est complétée par une loi de vanne qui détermine la valeur de la pression statique pour un rayon pivot.

Pour le flux primaire, la loi de vanne (type 2 dans elsA) est définie comme :

$$P_{s_{n+1}}^{pivot} = P_{s_n}^{pivot} + \varepsilon P_s^{pri} \left(\frac{\dot{m}_n}{\dot{m}^{pri}} - 1 \right) \quad (3.38)$$

où $P_{s_n}^{pivot}$ et \dot{m}_n désignent la pression statique au pivot et le débit traversant la condition aux limites à l'itération n , P_s^{pri} et \dot{m}^{pri} sont des valeurs de référence et ε est un coefficient de relaxation. Cette loi de vanne permet de converger vers la valeur de débit cible \dot{m}^{pri} . Cette valeur est gardée constante sur toute l'étendue d'une iso-vitesse, de façon à ce que le débit dans le flux primaire à convergence soit le même.

Pour le flux secondaire, la loi de vanne (type 1 dans elsA) est définie comme :

$$P_{s_{n+1}}^{pivot} = P_{s_n}^{pivot} + \varepsilon \dot{m}_n \left(\frac{P_s^{sec}}{\dot{m}^{sec}} - \frac{P_{s_n}^{pivot}}{\dot{m}_n} \right) \quad (3.39)$$

Elle permet de converger vers un rapport de pression pivot sur débit cible $\frac{P_s^{sec}}{\dot{m}^{sec}}$. Modifier la valeur de ce rapport permet de cibler différents points de fonctionnement sur une même iso-vitesse.

Conditions azimutales Pour les calculs stationnaires, un seul secteur fan est considéré (le domaine nacelle est lui toujours sur 360°). Aux frontières azimutales du domaine, une condition de périodicité spatiale est imposée. Cela implique que le champ aérodynamique autour de chaque aube est identique.

Pour les calculs instationnaires, le domaine est entièrement développé sur 360° et il n'y a donc pas à définir de conditions azimutales.

Conditions aux parois Toutes les parois présentes dans le domaine de calcul sont rigides, adiabatiques et avec une condition d'adhérence. A la paroi, le flux de chaleur et la vitesse relative sont contraints par :

$$\vec{q} \cdot \vec{n} = 0 \quad (3.40)$$

$$\vec{W} = \vec{W}_{paroi} \quad (3.41)$$

où \vec{W}_{paroi} désigne la vitesse de la paroi dans le repère relatif au domaine du maillage dans lequel la paroi est située. Pour les calculs stationnaires, toutes les parois sont immobiles dans le repère fixe du moteur exceptées celles liées au fan et au spinner. Il s'agit de la partie du moyeu solidaire avec le

fan, qui s'étend jusqu'à un point légèrement en aval du bord de fuite du fan. Par ailleurs, pour les calculs instationnaires, la peau de l'aube se déplace selon le mode de déformation prescrit dans le repère relatif.

Condition à l'interface fan/nacelle La condition à l'interface entre le domaine nacelle et le domaine fan dépend du type de calcul.

Pour les calculs stationnaires, la condition à l'interface est un plan de mélange. Ce traitement réalise une moyenne azimutale des invariants de Riemann ($P_s + \rho a \vec{W} \cdot \vec{n}$, $P_s - \rho a \vec{W} \cdot \vec{n}$, $\vec{W} \cdot \vec{t}_1$, $\vec{W} \cdot \vec{t}_2$ et $P_s \rho$, avec \vec{n} , \vec{t}_1 et \vec{t}_2 les vecteurs unitaires normal et tangents à l'interface) et des variables turbulentes k et l . Les variables conservatives sont ensuite calculées à partir de ces grandeurs moyennes, puis sont imposées de part à d'autre du plan de mélange comme conditions aux limites.

Pour les calculs instationnaires, la condition à l'interface est une interpolation à travers un plan glissant (type « RNA » dans elsA). Il s'agit d'une méthode d'interpolation locale à chaque itération pour réaliser les échanges d'informations entre les deux domaines. Le lecteur est invité à se référer à l'annexe A pour avoir des détails sur cette méthode.

Injection de la turbulence

Les conditions aux limites farfield sont imposées à 30 rayons en amont du moteur. Pour cette raison, le taux de turbulence décroît naturellement jusqu'à l'entrée du moteur. Il est théoriquement possible de déterminer les valeurs du taux de turbulence Tu et du rapport de viscosité $\frac{\mu_t}{\mu}$ à imposer en amont pour obtenir (après décroissance sur une distance donnée) les valeurs souhaitées pour une position axiale donnée. La loi de décroissance pour le cas de la turbulence homogène isotrope est par exemple formulée par [Spalart et Rumsey \(2007\)](#).

Cependant, en raison d'une anomalie numérique à l'interface fan/nacelle observée sur la configuration étudiée et avec la version du solveur utilisée, le taux de turbulence farfield ne doit pas être trop faible. Les valeurs suivantes sont choisies en amont du fan suivant les données d'essais disponibles : $Tu \approx 2\%$ et $\frac{\mu_t}{\mu} \approx 100$. Il apparaît que les niveaux souhaités à l'interface fan/nacelle sont incompatibles avec une décroissance naturelle de la turbulence depuis les conditions aux limites farfield, ou nécessiteraient une valeur de $\frac{\mu_t}{\mu}$ anormalement élevée et non physique. Par conséquent, il a été décidé de recourir à des limiteurs sur les variables turbulentes, uniquement dans le domaine nacelle :

- Une valeur seuil est imposée pour ρk .
- Une valeur plafond est imposée pour ρl .

Les valeurs des limiteurs sont égales aux valeurs imposées aux limites farfield. Cela permet de conserver jusqu'à l'interface fan/nacelle $Tu \approx 2\%$ et $\frac{\mu_t}{\mu} \approx 100$. Les limiteurs sont supprimés dans le domaine fan et Tu et $\frac{\mu_t}{\mu}$ décroissent jusqu'au bord d'attaque.

Afin d'estimer l'influence de ces limiteurs sur le champ local proche du fan, la figure 3.24 montre les profils de vitesse axiale, d'énergie cinétique turbulente et de rapport de viscosité dans la couche limite carter à la position axiale $x = -0.42R_{cBA}$, soit dans le domaine fan et à environ une demi-corde axiale en amont du bord d'attaque, ou encore à $0.064R_{cBA}$ et $0.19c$ en aval de l'interface fan/nacelle. L'expression de la distance à la paroi adimensionnée y^+ et de la vitesse axiale adimensionnée u^+ sont

rappelées :

$$y^+ = \frac{yu_\tau}{\nu} \quad (3.42)$$

$$u^+ = \frac{V_x}{u_\tau} \quad (3.43)$$

où $u_\tau = \sqrt{\nu \frac{\partial V_x}{\partial y}(y=0)}$ est appelée vitesse de frottement. La variable y correspond en fait ici à la distance radiale à la paroi mais le nom a été choisi pour correspondre à l'usage habituel. Les profils extraits, notamment l'évolution de u^+ , sont cohérents avec une couche limite turbulente à l'équilibre. La sous-couche visqueuse est ici discrétisée par 2 cellules de maillage, ce qui est peu mais acceptable vu que le maillage le moins fin utilisé est particulièrement déraffiné. La zone logarithmique s'étend approximativement de $y^+ = 10$ à $y^+ = 1000 - 2000$. Le pic d'énergie cinétique turbulente, autour de $y^+ = 20$, est compatible avec la valeur de 18 citée par [Smith \(1994\)](#). Le pic de $\frac{\mu_t}{\mu}$ est bien dans la zone externe de la couche limite ($y^+ = 1000$).

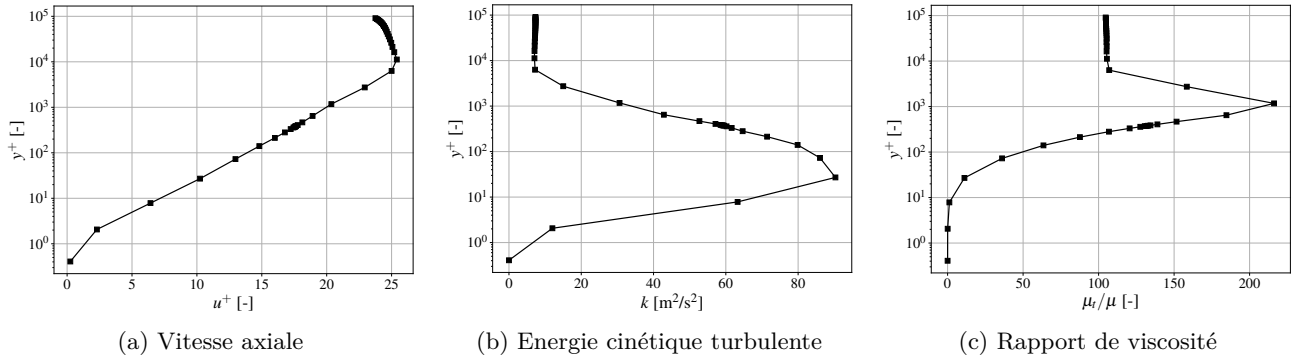


FIGURE 3.24: Profils de couche limite au carter à $x = -0.42R_{cBA}$ (domaine fan) en amont du fan. Les marqueurs correspondent au centre des cellules du maillage.

Une meilleure discrétisation de la couche limite serait souhaitable mais augmenterait de manière significative les ressources informatiques consommées. Dans l'objectif de simuler le « flutter bite », cela ne semble pas être l'élément prédominant. A titre de comparaison, pour réaliser le même type d'études, [Rendu et al. \(2019a\)](#) utilisent des parois glissantes sur le carter et le moyeu, sans prendre en compte le jeu en tête d'aube, avec seulement 20 cellules dans la direction radiale et en utilisant des lois de paroi sur la peau des aubes.

Maillage

Deux maillages structurés multi-blocs ont été utilisés :

- un maillage G^+ à 87 millions de points. Il a été construit en suivant les recommandations d'usage pour la simulation d'un écoulement autour d'un fan. Un secteur d'aube fan contient environ 3 millions de points.
- un maillage déraffiné G à 12 millions de points obtenu en prenant un point sur deux dans toutes les directions dans le maillage G^+ . Un secteur d'aube fan contient environ 420 mille points.

Par la suite, il s'agit du maillage utilisé par défaut, étant donné que le maillage G^+ conduit à des temps de restitution trop longs compte tenu des ressources informatiques disponibles. Au sein d'un même domaine (fan ou nacelle), les raccords entre les blocs sont collocatifs, sans interpolation. La topologie autour des aubes est de type O4H. Le maillage dans l'entrée d'air, illustré par la figure 3.25, est de type cylindrique avec une zone maillée régulièrement autour de l'axe moteur. Il est raffiné proche du carter et du spinner pour discrétiser les couches limites. Il est important de noter que la topologie employée n'est pas axisymétrique, mais possède une périodicité avec un ordre azimutal $m = 4$.

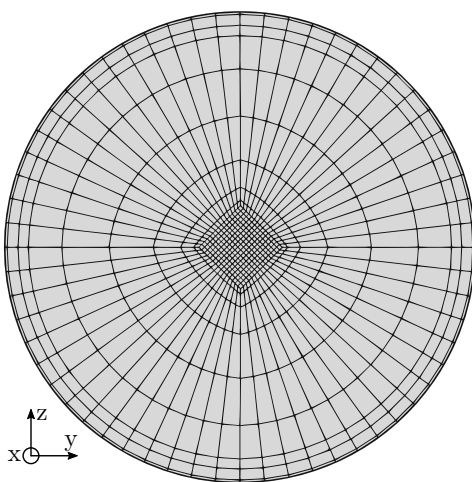


FIGURE 3.25: Vue en coupe dans l'entrée d'air du maillage G. Seul 1 point sur 4 est affiché.

Les paramètres des maillages G^+ et G , en matière de taille, de discrétisation et de qualité, sont répertoriés dans les tableaux 3.1 et 3.2. La différence sur le total de points entre un calcul stationnaire et un calcul instationnaire tient au fait que le domaine fan contient un seul secteur dans le premier cas et s'étend sur 360° dans l'autre. L'orthogonalité minimum est certes basse (9.8°) mais seulement 0.4% des cellules d'un secteur fan ont une orthogonalité inférieure à 15° et elles sont toutes situées sur le bord du bec de séparation entre les flux primaire et secondaire. Cette zone est à l'aval du fan et n'est pas critique pour les analyses menées. De même, 3.2% des cellules ont un expansion ratio supérieur à 2.3 (pour une valeur maximale de 2.5), mais elles sont toutes localisées au moyeu. Hors le déplacement de l'aube proche moyeu pour le mode 1F est négligeable, et donc le travail aérodynamique l'est également, ce qui fait que la résolution précise de la couche limite au moyeu n'est pas critique pour l'application aux calculs de flottement fan.

Les maillages utilisés sont dits « bas Reynolds » dans la mesure à la couche limite est entièrement résolue sans loi de paroi. Les valeurs de y^+ à la première cellule à la paroi pour le maillage déraffiné G sont montrées sur la figure 3.26. Par rapport au nombre total de cellules à la paroi, en excluant les cellules à l'extérieur de la nacelle, 95% de ces cellules possèdent un y^+ compris entre 0.1 et 5. Les 5% restantes sont toutes localisées sur la tête de l'aube dans le jeu, avec des valeurs autour de 10. Cependant, l'effet de jeu est de toute façon mal résolu à cause des limiteurs sur les variables turbulentes dans le domaine nacelle qui perturbent l'épaisseur de la couche limite incidente. Les valeurs de y^+ sur l'extrados et sur l'intrados sont comprises entre 0.4 et 1.8 pour le maillage G (voir

Tableau 3.1: Nombre de points dans les maillages

		G⁺	G
global (en millions)	dans le domaine fan (sans extrusions)	3.1	0.42
	dans le domaine fan (avec extrusions)	3.4	0.47
	dans le domaine nacelle	26	3.4
	total (stationnaire)	29	3.9
	total (instationnaire)	87	12
dans la direction radiale	dans la hauteur de veine	129	65
	dans le jeu	25	13
dans la direction azimutale	dans le domaine fan (360°)	1152	576
	dans le domaine nacelle (360°)	500	250

Tableau 3.2: Qualité des maillages

Critère	G⁺	G
Orthogonalité minimum	9.8°	NA
Expansion ratio maximum	2.5	NA
Nombre minimum de cellules par λ_x^- dans l'entrée d'air	60	30
y^+ sur l'extrados	0.2-0.7	0.4-1.3
y^+ sur l'intrados	0.3-0.8	0.6-1.8
Nombre de cellules dans la couche limite sur l'extrados	20-40	10-20
Nombre de cellules dans la couche limite sur l'intrados	20-30	10-15

tableau 3.2). Les valeurs de y^+ constatées sur le maillage G, et a fortiori sur le maillage plus raffiné G^+ , sont jugées suffisantes dans la mesure où le phénomène principal étudié dans ce mémoire est l'interaction acoustique entre le fan et la nacelle. Le nombre de cellules dans la couche limite sur l'aube (bord d'attaque excepté), évalué par une routine interne à elsA et indiqué dans le tableau 3.2, reste supérieur à 10 pour le maillage G.

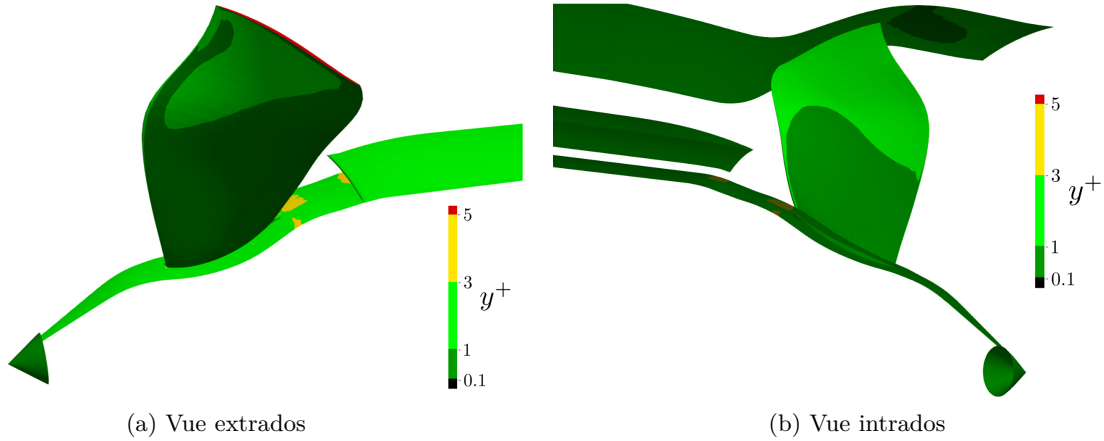


FIGURE 3.26: y^+ à la première cellule à la paroi pour le maillage G

Un autre critère important à prendre en compte est le nombre de cellules par longueur d'onde pour un mode donné. Il doit être suffisant pour propager les ondes acoustiques dans l'entrée d'air en limitant les phénomènes de dissipation (baisse de l'amplitude) et de dispersion (dérive en phase). Ce choix est réalisé pour le mode 1F2ND à $75\%N_n$, en considérant la longueur d'onde axiale du mode amont comparée à la longueur des cellules dans la direction axiale à $50\%H$. La longueur d'onde axiale du mode 1F2ND amont est égale à :

$$\lambda_{x_{2,0}}^- = \frac{2\pi}{k_{x_{2,0}}^-} \quad (3.44)$$

Elle est vaut 1.2 fois la longueur de l'entrée d'air, ou encore 3 fois le rayon de référence R_{cBA} . Le maillage déraffiné compte au minimum 30 cellules par longueur d'onde, tandis que le maillage raffiné en compte 60.

Les rapports de Chélius (2018a) et Chélius (2018b) fournissent une étude sur la dissipation et la dispersion numériques dans le solveur elsA pour le schéma de Roe. A partir de ces données, une estimation de la dissipation et de la dispersion est réalisée pour la configuration étudiée dans ce mémoire. Pour cela, la longueur d'onde apparente dans la direction de propagation de l'onde est considérée, selon une trajectoire spirale aller-retour entre le fan et le bord de la nacelle. La conclusion de cette estimation est que pour le mode considéré, la dissipation est inférieure à 0.05% et la dispersion est inférieure à 3° . Ces rapports étant confidentiels, le lecteur est invité à se référer à Chélius (2014) qui réalise un travail similaire mais pour un schéma spatial différent du schéma de Roe utilisé ici.

Il est rappelé que même si le schéma de Roe du second ordre est connu pour être trop dissipatif pour les applications acoustiques « classiques », le cas étudié est particulier dans la mesure où les longueurs d'onde sont très grandes devant la longueur de la nacelle. Un aller-retour dans la nacelle correspond ainsi à environ 5 longueurs d'onde (selon la direction de propagation hélicoïdale de l'onde),

ce qui est suffisamment faible pour que la dissipation et la dispersion restent négligeables.

Une étude de sensibilité au maillage est réalisée pour le mode 1F2ND. La grandeur d'intérêt est le travail aérodynamique sur l'aube. Dans un premier temps, les champs stationnaires obtenus avec les maillages G^+ et G sont comparés. Les fluctuations de pression sont ensuite étudiées, ainsi que leur impact sur le travail local. Les résultats sont d'abord comparés sur la surface de l'aube, puis le long de la corde entre le bord d'attaque et le bord de fuite, puis intégrés à hauteur de veine constante pour tracer les répartitions radiales de travail, et enfin intégrés sur toute l'aube pour obtenir l'amortissement aérodynamique ξ_{aero} .

Entre les deux maillages, le point de fonctionnement ne se déplace que très faiblement de 0.23% en taux de pression, de 0.11% en débit et de 0.12% en Π^{t-t}/\dot{m} . Concernant le champ stationnaire, la figure 3.27 compare les profils de nombre de Mach isentropique à 90% de hauteur de veine. Les deux maillages donnent des résultats très proches, et notamment la position de l'onde de choc, estimée comme étant le point où $M_{is} = 1$ et indiquée par un losange, est la même dans les deux cas. Néanmoins, comme il était attendu, l'onde de choc est légèrement plus forte dans le cas du maillage G^+ . En effet, comme le montre la figure 3.28, le gradient de M_{is} au niveau de l'onde de choc est inférieur de 28% pour le maillage G par rapport au maillage G^+ . Cet écart est notamment dû au faible nombre de points de maillage dans cette zone, reportés sur la figure 3.28.

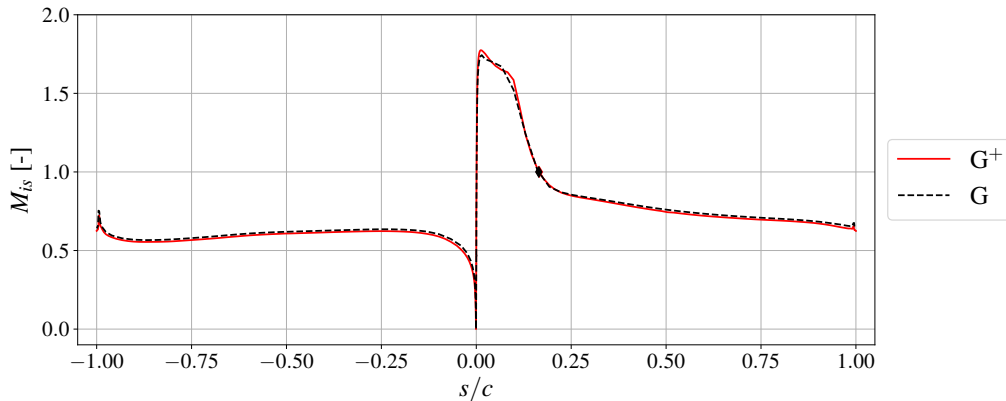


FIGURE 3.27: Influence du maillage sur le nombre de Mach isentropique stationnaire à 90%H

La figure 3.29 compare les cartographies de travail sur l'extrados et l'intrados entre les deux maillages. La ligne noire près du bord d'attaque correspond à la ligne $M_{is} = 1$. Les figures 3.30 et 3.31 procèdent de même pour l'amplitude et la phase des fluctuations de pression respectivement. Les résultats obtenus sur le maillage G sont globalement proches de ceux obtenus pour le maillage G^+ . La zone sur l'extrados en tête au voisinage de l'onde de choc montre toutefois des écarts, visibles surtout sur la cartographie de phase et qui se répercutent sur la cartographie de travail.

La figure 3.32 compare les profils de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ sur une coupe à 90%H. L'amplitude de la pression instationnaire est très bien estimée avec le maillage déraffiné. Sa phase l'est également sur l'intrados, sur l'extrados proche de bord d'attaque ($s/c \in [0, 0.1]$), ainsi que sur le quart aval de l'extrados. En revanche, un écart de phase important de l'ordre de 135° est visible autour de l'onde de choc. Cet écart

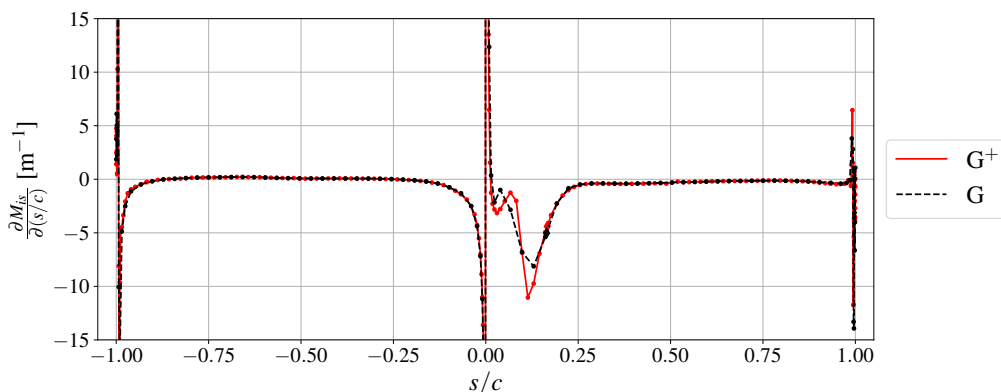


FIGURE 3.28: Influence du maillage sur le gradient du nombre de Mach isentropique stationnaire à 90%H. Les marqueurs correspondent à la position des points de maillage.

a une répercussion importante sur le travail, en accord avec la figure 3.29. Il est vraisemblablement une conséquence de la différence du gradient de nombre de Mach isentropique au niveau de l'onde de choc entre les deux maillages (voir figure 3.28). La figure 3.33 montre que les écarts de travail entre les deux maillages à 80%H sont du même ordre qu'à 90%H. Ils sont légèrement moins importants à 50%H.

Le travail est à présent intégré à hauteur de veine constante de manière à obtenir une distribution dans la direction radiale. Les résultats sont présentés sur la figure 3.34, selon si l'intégration est faite sur l'intrados, sur l'extrados ou sur les deux. Il apparaît que le maillage G permet de reproduire les tendances obtenues avec le maillage G^+ , et l'écart entre les deux reste modéré.

Enfin, la valeur intégrée de l'amortissement aérodynamique global sur l'aube ξ_{aero} vaut -0.22% pour le maillage G et -0.31% pour le maillage G^+ , ce qui correspond à un écart de 0.09% en absolu. Ceci peut sembler élevé de prime abord mais reste dans l'incertitude habituelle pour des prévisions d'amortissement aérodynamique (voir section 1.4.4).

La comparaison entre les maillages G^+ et G a également été faite sur deux autres points de la même iso-vitesse (75%Nn). Les résultats associés sont disponibles en annexe E, et montrent une sensibilité au maillage comparable au point représentatif décrit dans cette section.

En conclusion le maillage déraffiné G est jugé suffisant pour déterminer la topologie et le niveau des efforts aérodynamiques appliqués sur l'aube, les erreurs commises étant de l'ordre des incertitudes classiques sur la prédiction du travail pour des applications flottage. C'est donc ce maillage qui sera utilisé dans le reste du mémoire.

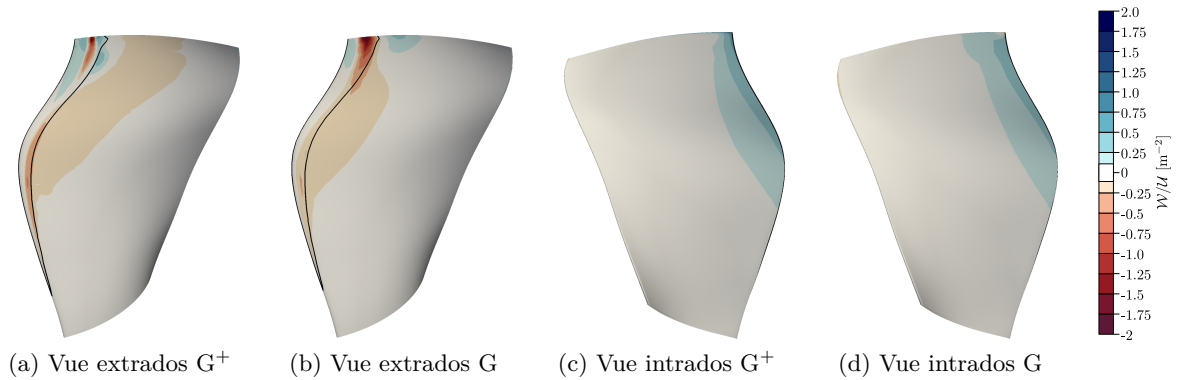


FIGURE 3.29: Influence du maillage sur la cartographie du travail aérodynamique pour le mode 1F2ND

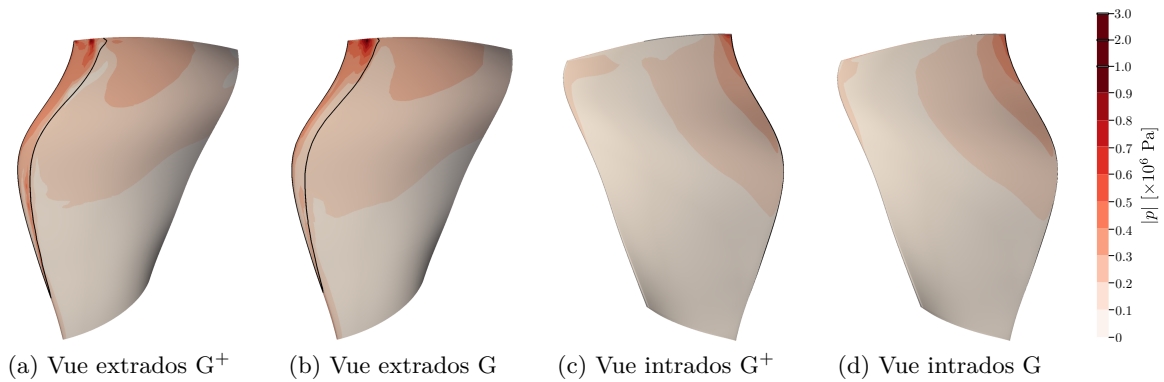


FIGURE 3.30: Influence du maillage sur la cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression pour le mode 1F2ND

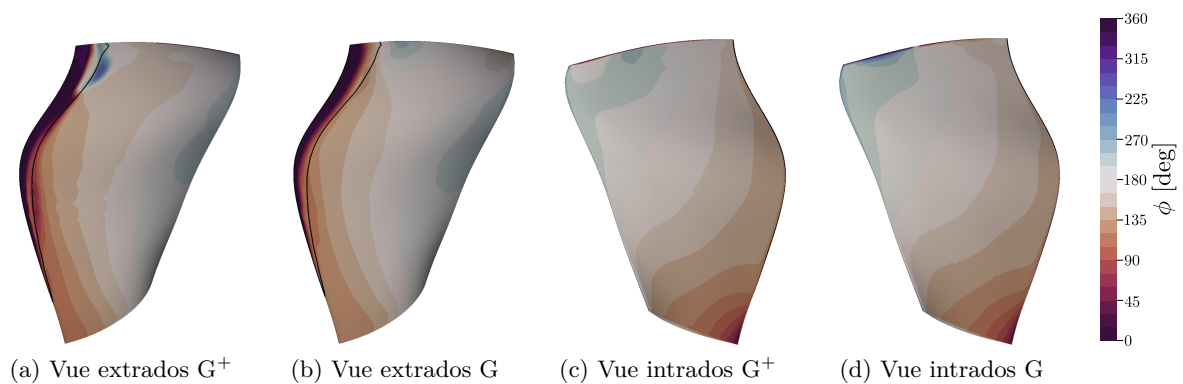
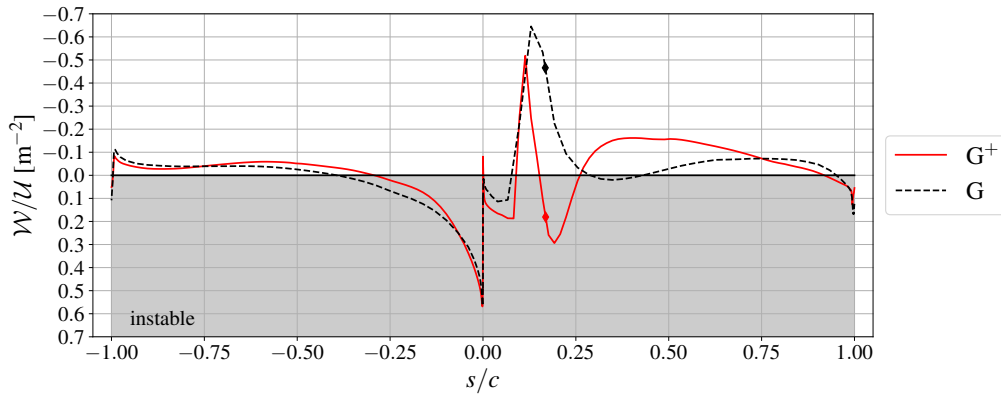
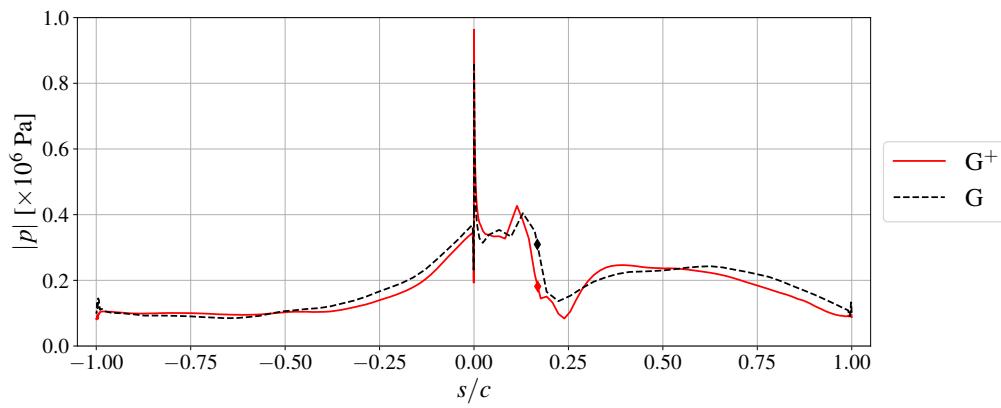


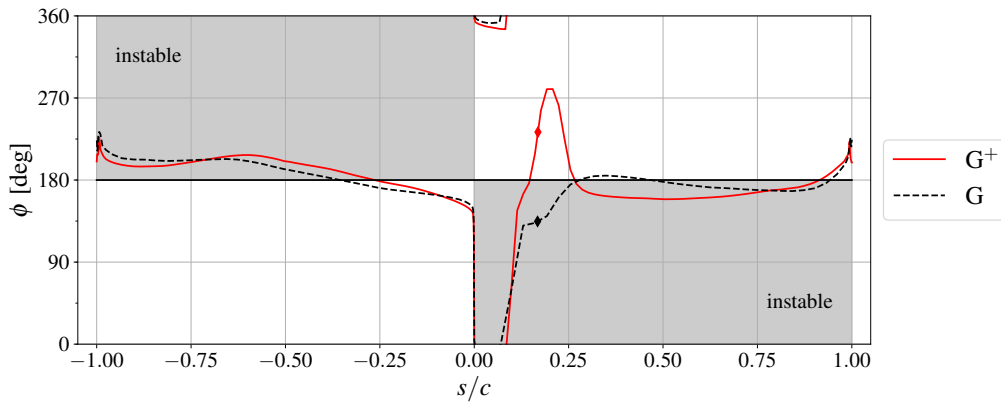
FIGURE 3.31: Influence du maillage sur la cartographie de la phase des fluctuations de pression pour le mode 1F2ND



(a) Travail



(b) Amplitude des fluctuations de pression



(c) Phase des fluctuations de pression

FIGURE 3.32: Influence du maillage sur les répartitions de travail, d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H

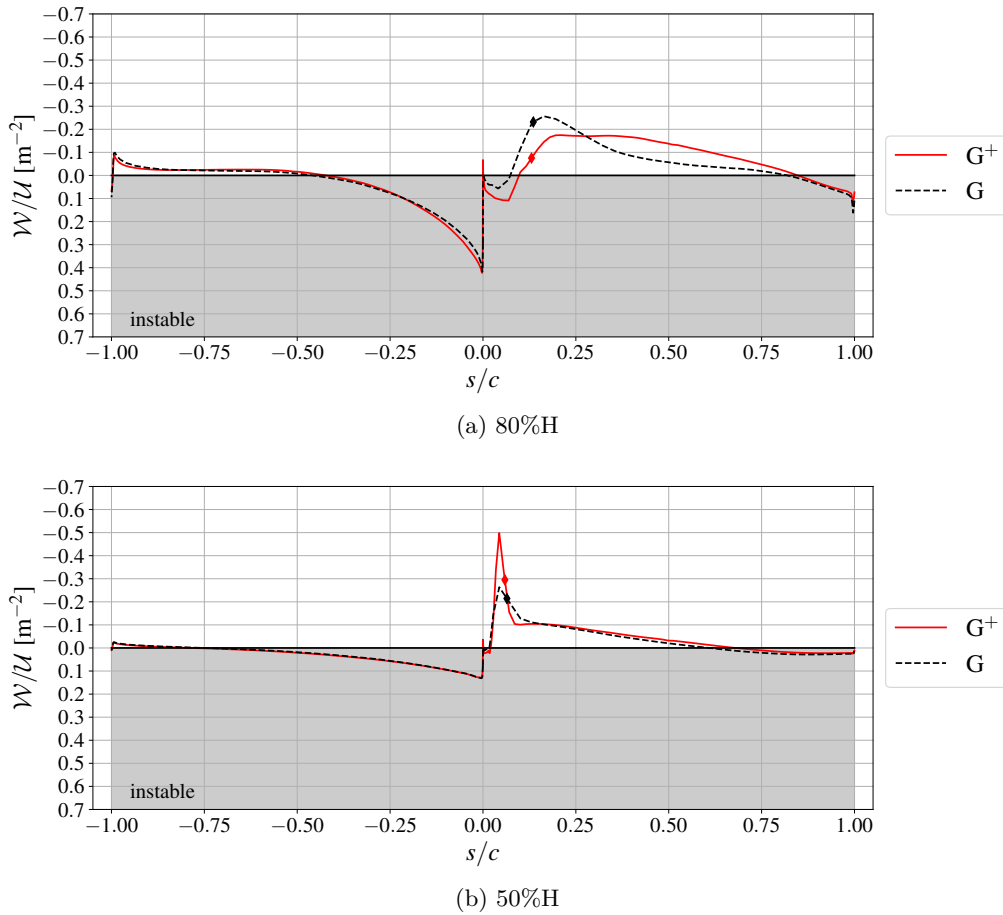


FIGURE 3.33: Influence du maillage sur la répartition de travail à 80%H et 50%H

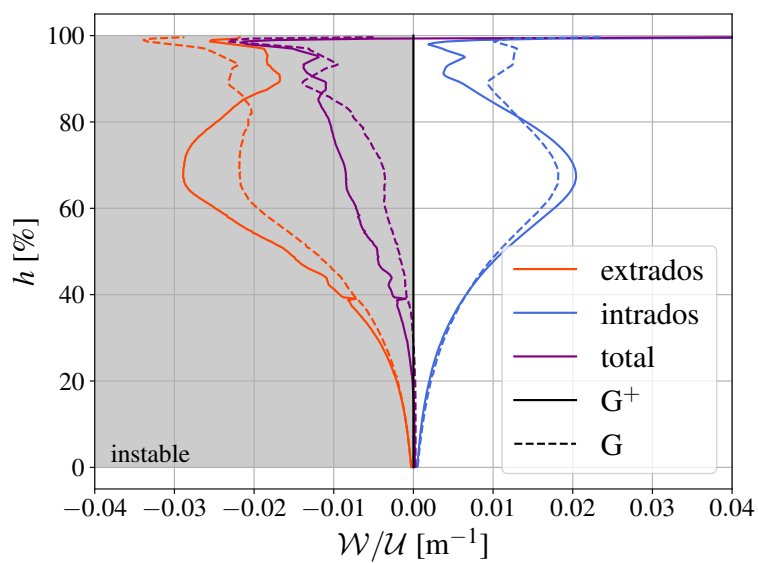


FIGURE 3.34: Influence du maillage sur les répartitions radiales de travail pour le mode 1F2ND

Schéma temporel

La configuration étudiée est axisymétrique et ne contient qu'une roue aubagée, le fan. La fréquence de passage d'aube (BPF pour blade passing frequency) est 4 à 7 fois supérieure à la fréquence des modes mécaniques étudiés dans le repère fixe. Par ailleurs, aux régimes partiels de rotation étudiés, le mode lié à la BPF est cut-off en amont et en aval du fan. Sa décroissance à l'amont est estimée de 95% sur une distance de $0.23R_{cBA}$. Il est donc supposé que la BPF n'interagit pas avec les modes mécaniques étudiés.

En conséquence, la période d'un tour de roue ou d'un passage d'aube ne sont pas des temps caractéristiques pertinents pour fixer le pas de temps. En revanche, les deux temps suivants le sont :

- La période de vibration du fan dans le repère tournant $T_{\text{tournant}} = \frac{1}{f_{\text{tournant}}}$.
- La période de vibration du fan dans le repère fixe $T_{\text{fixe}} = \frac{1}{f_{\text{fixe}}}$, avec $f_{\text{fixe}} = f_{\text{tournant}} + m\frac{\Omega}{2\pi}$.

Les ordres azimutaux étudiés dans ce mémoire sont tous positifs, c'est à dire que le mode est co-rotatif au fan. Cela implique que $f_{\text{fixe}} > f_{\text{tournant}}$ et donc $T_{\text{fixe}} < T_{\text{tournant}}$. C'est donc par rapport à T_{fixe} que va être choisi le pas de temps Δt .

De plus, pour un régime donné, la fréquence du mode 1F dans le repère tournant varie de moins de 3% selon le nombre de diamètres nodaux. T_{tournant} est donc quasiment constant, et la période T_{fixe} est d'autant plus petite que le nombre de diamètres est grand. Pour une résolution temporelle identique dans le domaine nacelle, la résolution temporelle dans le domaine fan est donc plus fine mais elle varie avec le nombre de diamètres.

Le choix a été fait d'utiliser 192 itérations par période T_{tournant} pour le mode 1F2ND à $75\%Nn$. De manière à conserver $\frac{\Delta t}{T_{\text{fixe}}}$ quasiment constant quel que soit le mode, les valeurs inscrites dans le tableau 3.3 ont été choisies. Comme la fréquence des modes évolue peu entre les régimes étudiés, ces valeurs ne sont pas modifiées en fonction de la vitesse de rotation. Par ailleurs, le nombre de sous-itérations par pas de temps physique dans le schéma DTS est fixé à $ssi=20$, avec un nombre CFL de 20.

Tableau 3.3: Nombre d'itérations par période selon le mode et le domaine

Nombre d'itérations par période	1F1ND	1F2ND	1F3ND
Dans le domaine fan (tournant)	138	192	244
Dans le domaine nacelle (fixe)	83.8	83.3	82.8

Le pas de temps physique et le nombre de sous-itérations par pas de temps physique ont été choisis de manière à optimiser le temps de calcul. Une étude de sensibilité à ces 2 paramètres a été réalisée pour le point le plus vanné à $75\%Nn$ pour le mode 1F2ND.

Dans un premier temps, le pas de temps Δt a été modifié pour correspondre à 64, 96, 192, 288 et 384 itérations par période dans le repère tournant. L'amortissement obtenu pour ces différents réglages est tracé sur la figure 3.35. En augmentant le nombre d'itérations par période, les variations entre deux instants physiques successifs sont plus faibles. La convergence des sous-itérations s'en trouve facilitée, ce qui explique l'allure convergente de la courbe sur la figure 3.35. Entre 192 et 384 itérations par période, l'amortissement varie presque du double de l'écart constaté dans l'étude de

sensibilité au maillage. Toutefois l'ordre de grandeur est le même et est en ligne avec la précision habituelle de ce type de simulation.

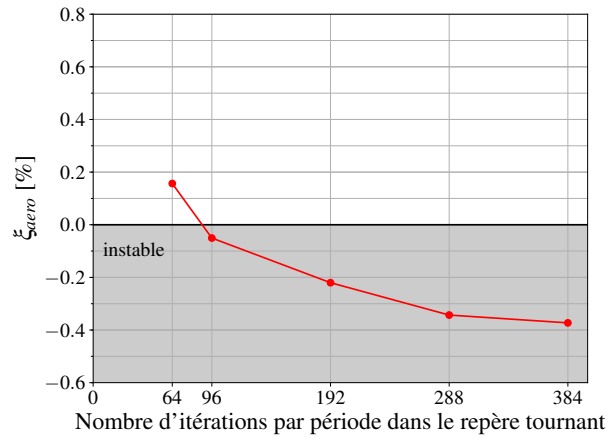


FIGURE 3.35: Sensibilité de l'amortissement aérodynamique au nombre d'itérations par période dans le repère tournant (20 sous-itérations)

Dans un second temps, l'influence du nombre de sous-itérations par pas de temps physique (avec 192 itérations par période) est montrée sur la figure 3.36 qui présente la convergence de l'amortissement aérodynamique au cours d'un calcul représentatif. La valeur à convergence est modifiée de 0.08% en absolu, lorsque le nombre de sous-itérations passe de 20 à 30. Cette variation est de même amplitude que ce qui a été constaté dans l'étude de sensibilité au maillage.

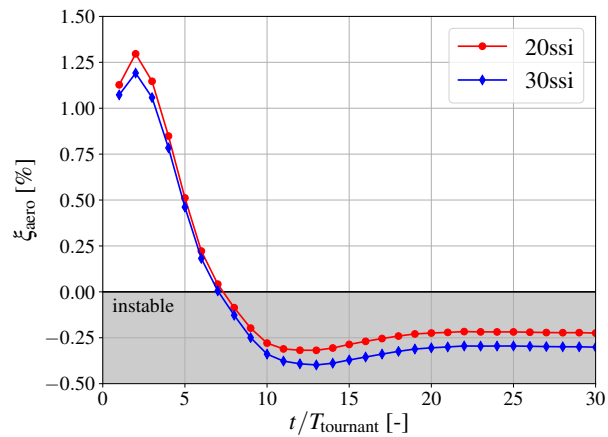


FIGURE 3.36: Convergence de l'amortissement aérodynamique pour différents nombres de sous-itérations par pas de temps physique dans le schéma DTS (192 itérations par période)

La figure 3.37 montre la sensibilité au nombre de sous-itérations de la répartition de travail aérodynamique dans la direction radiale. Les tendances des courbes sont les mêmes pour l'intrados, l'extrados et la somme des deux, seuls les niveaux diffèrent. Une analyse plus locale est réalisée à 90% de hauteur de veine. Les répartitions de travail, d'amplitude et de phase des fluctuations de pression sont tracées sur la figure 3.38. Il apparaît que les écarts entre les calculs avec 20 ou 30 sous-itérations par pas de temps physique sont localisés juste en amont de l'onde de choc. Il s'agit de la zone qui s'est montrée sensible au maillage (voir figure 3.28) car elle est faiblement discrétisée par rapport aux

gradients locaux. De plus, la phase des fluctuations de pression est la même pour les 2 calculs, et seul $|p|$ présente un écart au niveau de l'onde de choc. La topologie des efforts instationnaires est donc la même, et l'analyse physique peut être menée en utilisant uniquement 20 sous-itérations par pas de temps physique.

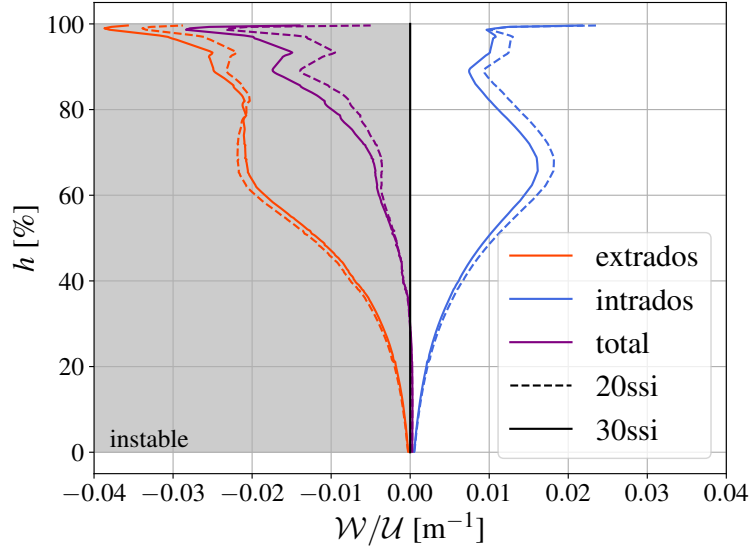


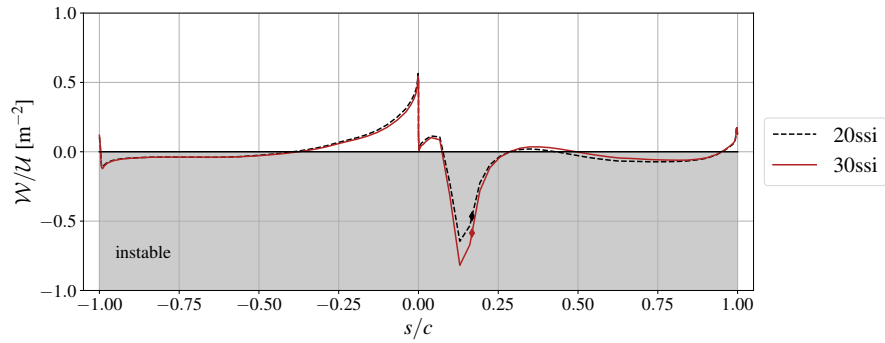
FIGURE 3.37: Influence du nombre de sous-itérations sur la répartition de travail dans la direction radiale (192 itérations par période)

3.5.4 Etude de la linéarité des résultats instationnaires

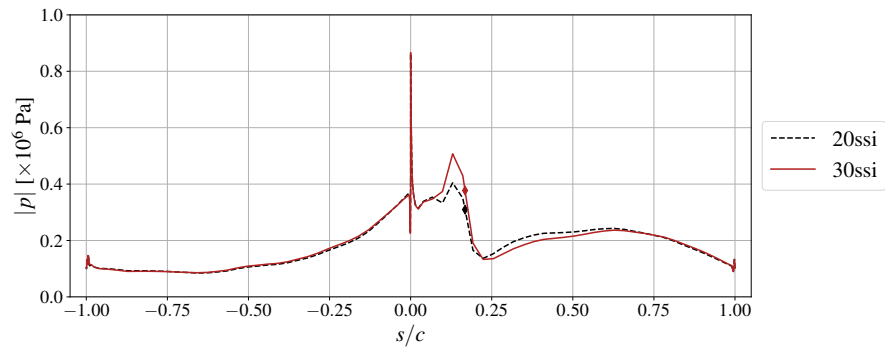
Cette section a pour objectif de déterminer dans quelle mesure une analyse linéaire des résultats des simulations instationnaires est pertinente. Le déplacement du point de fonctionnement instationnaire dans le champ fan est d'abord évalué. Une analyse harmonique est ensuite conduite pour établir quels modes azimutaux et quelles fréquences sont prédominants. Enfin, il est entrepris de vérifier la linéarité des grandeurs d'intérêt en fonction de l'amplitude de vibration imposée.

A cause de la vibration du fan et du champ aérodynamique instationnaire qui en résulte, le point de fonctionnement se déplace dans le champ (Π^{t-t}, \dot{m}) au cours de la simulation. A convergence, il se déplace sur une courbe fermée qui définit un comportement périodique. Dans le cas présent, étant donné la faible amplitude de vibration imposée (0.3% de la corde axiale), le déplacement du point de fonctionnement est négligeable. Pour tous les modes et tous les points de fonctionnement, l'orbite décrite fait moins de 0.001% de variation en débit et en taux de pression, et le déplacement des valeurs moyennées en temps dans le champ fan par rapport au point de fonctionnement stationnaire est inférieur à 0.1% en débit et en taux de pression.

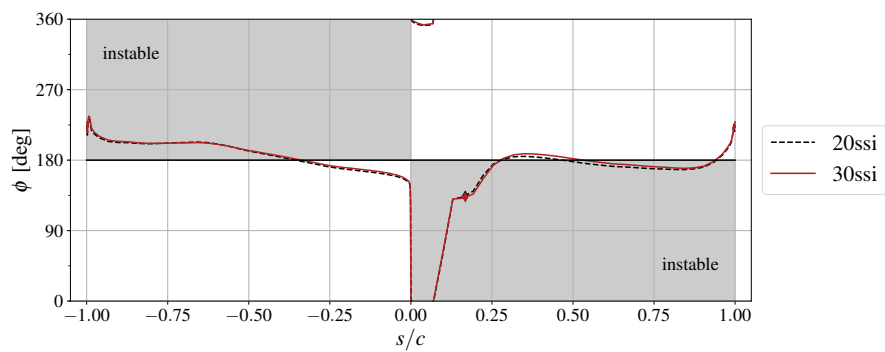
La richesse spectrale du champ instationnaire est étudiée ci-après. Sachant qu'un mode d'excitation avec une fréquence f et un nombre de diamètres nodaux m fixés est imposé, l'objectif est de déterminer s'il y a une dispersion des fluctuations sur d'autres fréquences et sur d'autres ordres azimutaux, notamment les harmoniques de f et de m .



(a) Travail



(b) Amplitude des fluctuations de pression



(c) Phase des fluctuations de pression

FIGURE 3.38: Influence du nombre de sous-itérations sur les répartitions de travail et d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H (192 itérations par période)

D'une part, à partir d'un champ instantané, les coupes à 80%H et 90%H sont considérées. Une décomposition de Fourier en azimut est réalisée, et seuls les modes d'amplitude supérieure ou égale à 5% du maximum du mode imposé ($m = 2$) sont conservés. En pratique, il s'agit uniquement des harmoniques de ce mode. Les résultats sont reportés sur la figure 3.39. A l'amont du fan, seul le mode imposé est présent. A l'aval, les niveaux sont beaucoup plus faibles mais quelques harmoniques sont néanmoins non nuls. Le mode $m = 2$ est évanescent mais lentement atténué. Le mode $m = 4$, c'est à dire l'harmonique 2, est toutefois non négligeable en aval du fan à $h = 90\%$ autour de $x/R_{cBA} = 0.7$, mais il est atténué à l'aval de ce point. Son amplitude atteint 37% de l'amplitude maximale atteinte par le mode imposé ($m = 2$) à l'amont du fan. Il est suspecté que cela soit une conséquence non désirée du déraffinement du maillage en aval du fan.

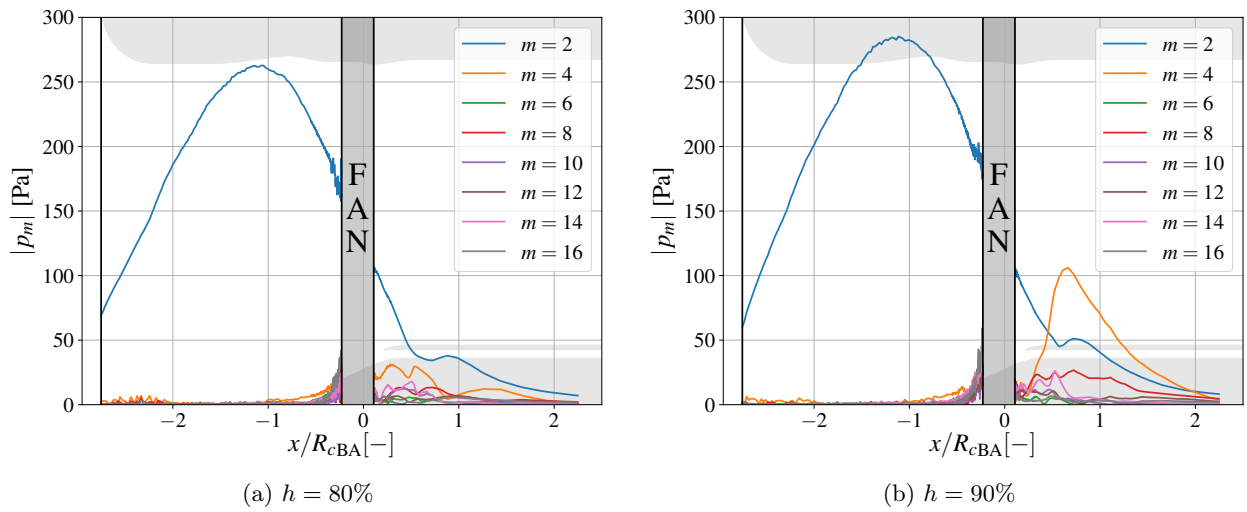


FIGURE 3.39: Amplitude des fluctuations de pression projetées sur des ordres azimutaux. Seuls les modes dépassant 5% de l'amplitude maximum du mode $m = 2$ sont tracés. La moyenne et la BPF sont exclues.

D'autre part, une transformée de Fourier en temps est réalisée en différents points du domaine de calcul. Les points considérés sont :

- à la position x_{BA} en amont du bord d'attaque à $h = 90\%$ dans le domaine tournant.
- à la position $x_{BF} + 0.1R_{cBA}$ en aval du bord de fuite à $h = 90\%$ dans le domaine tournant.
- à la position $x_{BA} - 0.5R_{cBA}$, à $h = 90\%$, soit dans l'entrée d'air (domaine fixe) proche de l'interface fan/nacelle.
- à la position $x_{BA} - R_{cBA}$, à $h = 90\%$, soit plus éloignée du fan dans l'entrée d'air (domaine fixe).

Les spectres de pression statique pour ces 4 points sont tracés sur la figure 3.40 en considérant le signal enregistré durant les 10 dernières périodes T_{tourant} . La fréquence est adimensionnée par la fréquence de vibration imposée dans le repère du point considéré. Etant donné que $T_{\text{tourant}} > T_{\text{fixe}}$, la résolution fréquentielle est plus élevée pour les figures 3.40c et 3.40d que pour les figures 3.40a et 3.40b.

Dans le domaine du fan, la fréquence imposée est largement prédominante. Le second pic le plus important pour le point proche du bord d'attaque (voir figure 3.40a) a une amplitude 60 fois inférieure au pic de la fréquence de vibration imposée. Ce pic correspond à 4 fois la fréquence de rotation du fan, et semble donc être la signature de la non axisymétrie du maillage dans le domaine nacelle (voir figure 3.25). Dans le domaine nacelle, il est possible de voir pour le point le plus proche de l'interface (voir figure 3.40c) un pic proche du 5^{ième} harmonique de la fréquence imposée, dont l'amplitude est environ 40 fois inférieure au fondamental. Il s'agit en fait de la fréquence de passage d'aube. Or le mode associé est cut-off sur l'ensemble des régimes partiels considérés. De plus, le maillage et le pas de temps n'ont pas été choisis pour correctement propager ce mode. Pour ces raisons, il est très rapidement atténué en remontant vers l'amont de l'entrée d'air, et perd un ordre de grandeur sur $0.5R_{cBA}$ entre les points correspondant aux figures 3.40c et 3.40d.

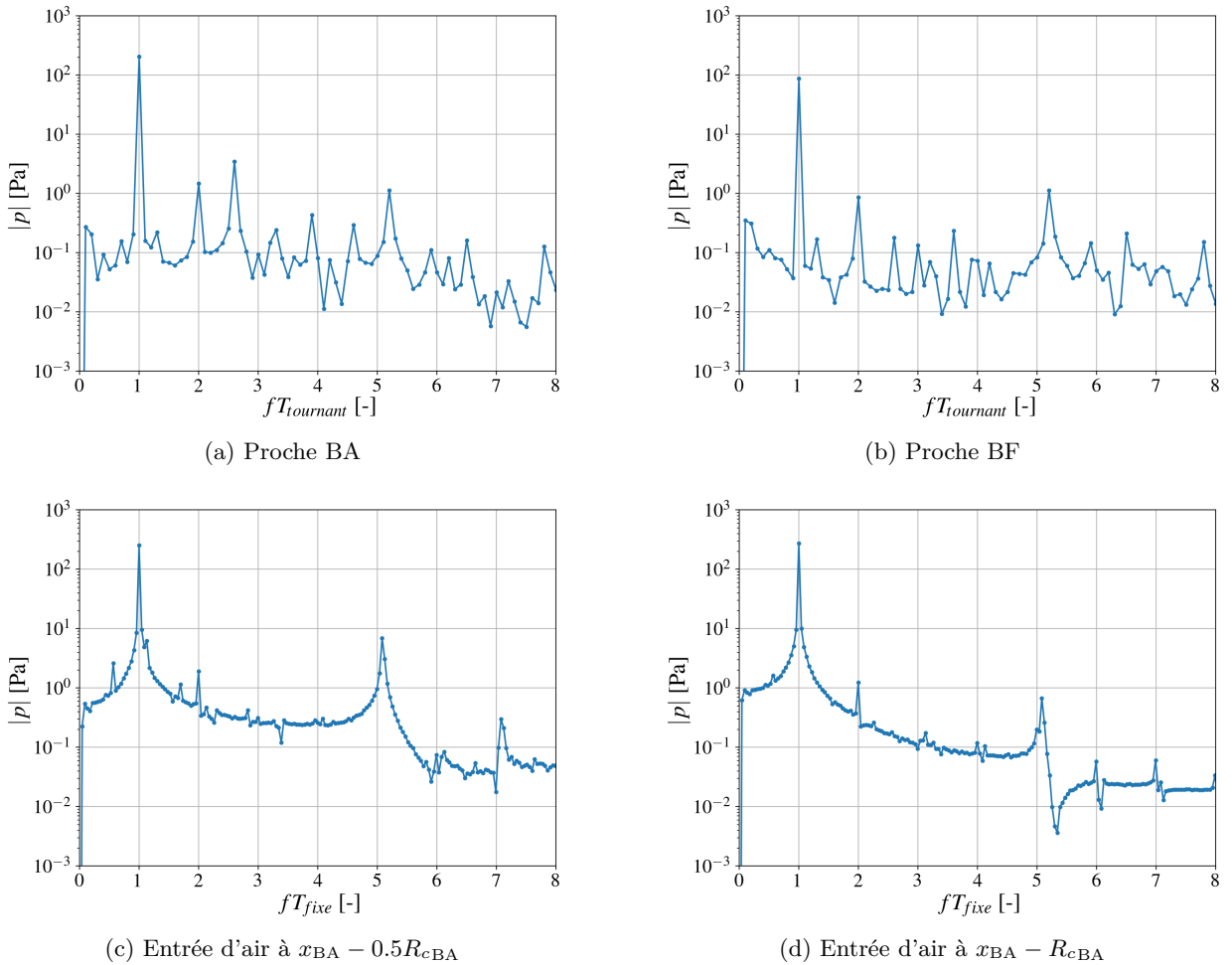


FIGURE 3.40: Spectre de la pression statique en 4 points du domaine

Enfin, un calcul a été réalisé avec une amplitude de vibration multipliée par deux par rapport à celle définie dans la méthodologie. La valeur de l'amortissement aérodynamique à convergence est modifiée de 5% en relatif, ce qui est négligeable pour cette grandeur. Plus localement, les distributions de travail sur la hauteur de veine, tracées sur la figure 3.41, montrent une très faible influence de l'amplitude. Sur la figure 3.42, la superposition des distributions de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ à 90% de hauteur de

veine sur l'extrados et l'intrados confirment la linéarité des efforts aérodynamiques avec l'amplitude de vibration.

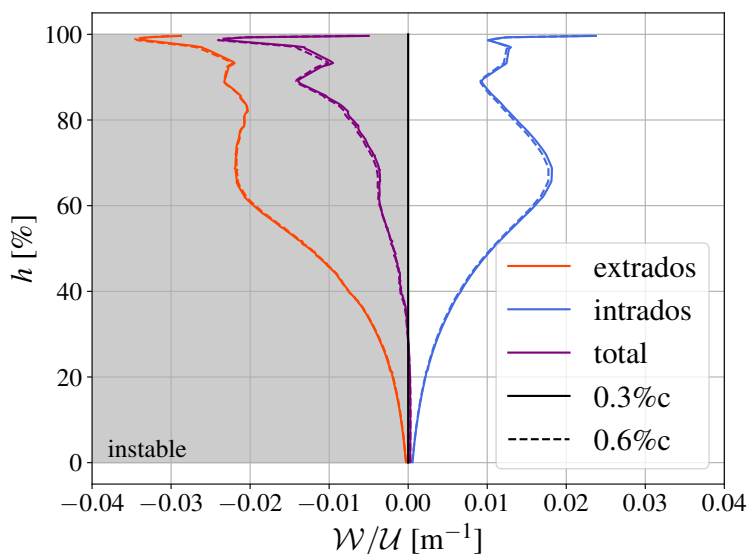


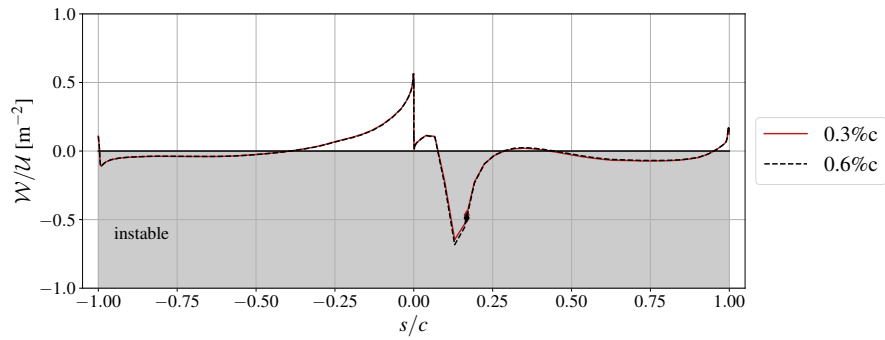
FIGURE 3.41: Influence de l'amplitude de vibration sur la répartition de travail dans la direction radiale

Enfin, d'un point de vue acoustique, la figure 3.43 montre les modes amont et aval obtenus par wave splitting dans l'entrée d'air. La norme au bord d'attaque du mode émis $\|p^-\|_{L^2}(x_{BA})$ est multipliée par un facteur 2 quand l'amplitude de vibration est doublée. Une fois normalisés, les résultats sont identiques entre les 2 calculs. Le maximum d'écart en norme des modes dans le plan (x, r) est de 0.16%, ce qui est négligeable.

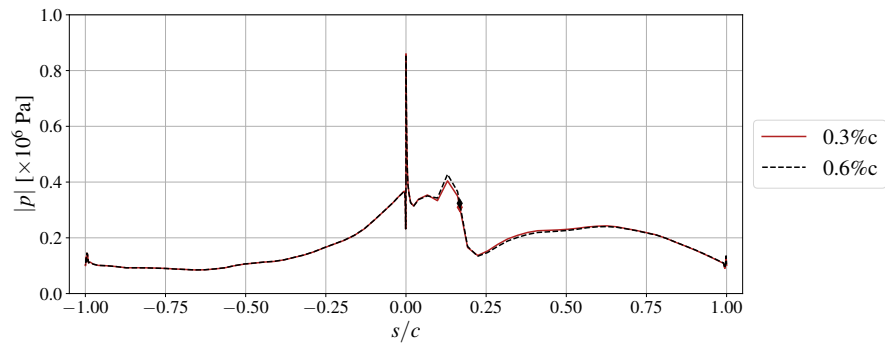
Par conséquent, il a été établi que :

1. La moyenne du champ instationnaire s'identifie au champ stationnaire.
2. Au champ aérodynamique moyen se superposent de « petites perturbations » qui, en amont du fan, se concentrent sur une seule fréquence et un seul ordre azimutal.
3. Les grandeurs observées varient linéairement avec l'amplitude de vibration.

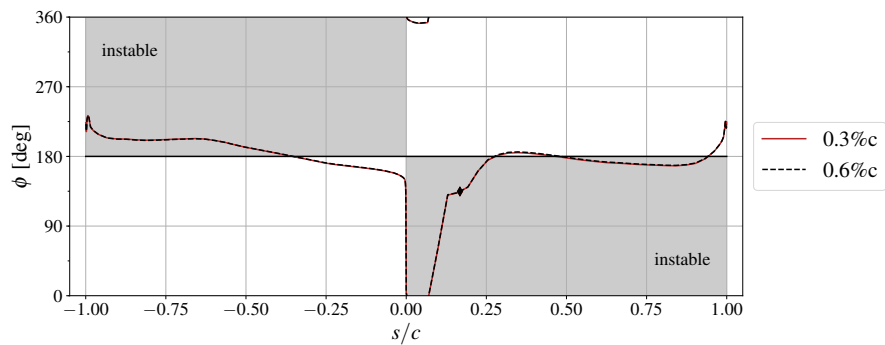
Une analyse linéarisée est donc possible à l'amont du fan.



(a) Travail



(b) Amplitude des fluctuations de pression



(c) Phase des fluctuations de pression

FIGURE 3.42: Influence de l'amplitude de vibration sur les répartition de travail et d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H

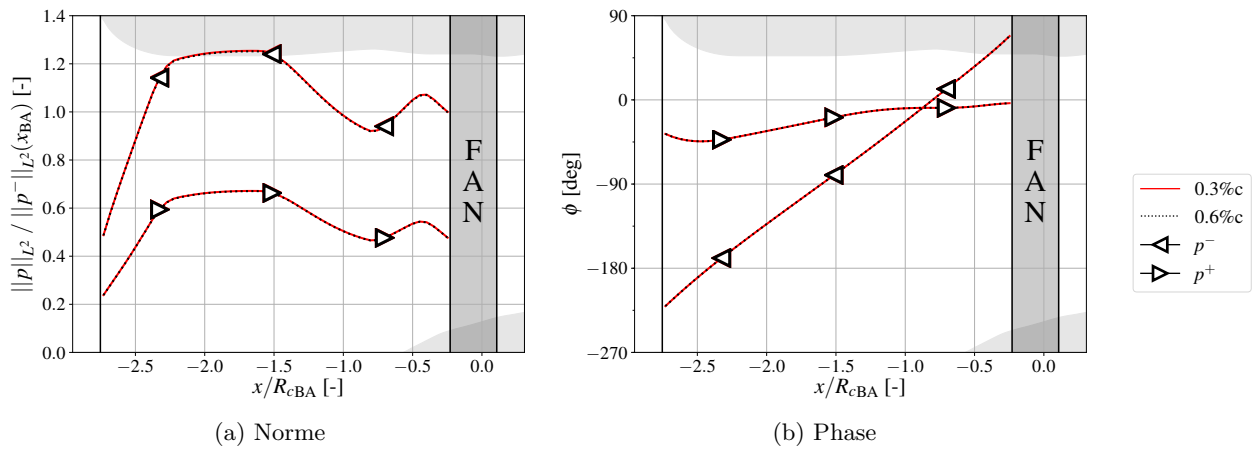


FIGURE 3.43: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air en fonction de l'amplitude de vibration

3.6 Bilan

Dans ce mémoire, trois méthodes sont utilisées :

- un modèle analytique acoustique, combinant deux modèles de Rienstra décrits dans le chapitre 2. Il permet de localiser rapidement dans le champ fan les zones potentiellement critiques pour le flottement d'origine acoustique, sans maillage ni mise en données complexe. Il nécessiterait d'être corrigé pour réduire l'erreur sur la phase de l'onde réfléchie en présence d'une lèvre épaisse.
- le solveur acoustique potentiel linéarisé Actran. Son adéquation avec les simulations elsA sera évaluée au chapitre 4.
- le solveur URANS elsA avec déformation du maillage. La méthodologie employée permet de prédire l'amortissement aérodynamique avec une incertitude de l'ordre de 0.2% en absolu, en se référant aux études de sensibilité réalisées dans la section 3.5.3.

Le tableau 3.4 résume les performances et les capacités de ces trois méthodes.

Tableau 3.4: Comparaison des 3 méthodes retenues

	Rienstra	Actran	elsA
Niveau de fidélité	-	+	+
Temps d'exécution pour un point de fonctionnement	quelques secondes	1 minute	3-5 jours
Temps de préparation, mise en place	5 minutes	1/2 journée	2 jours
Processeurs nécessaires	1	1	Plusieurs dizaines plusieurs centaines
Fréquence de cut-on	oui	oui	positionnement relatif
Taux de réflexion et déphasage	oui	oui	oui
Travail aérodynamique et amortissement	non	non	oui
Apport principal	Intervalle avec point de retour $[f_{cBA}, f_{cmax}]$	Flutter index $\tau_{BA} \sin(\Delta\phi_{BA})$	Travail aérodynamique \mathcal{W}

Analyse de la réponse acoustique et aéroélastique du système fan/nacelle

Sommaire

4.1	Etude de l'évolution du champ stationnaire dans le champ fan	102
4.2	Validation des simulations acoustiques dans l'entrée d'air	106
4.3	Analyse du comportement acoustique de l'entrée d'air	111
4.3.1	Transition cut-off/cut-on	111
4.3.2	Comportement acoustique des modes dans le champ fan	116
4.4	Analyse des variations de l'amortissement aérodynamique dans le champ fan	119
4.5	Confrontation de la stabilité du fan à la réponse acoustique de l'entrée d'air	122
4.5.1	Analyse croisée des grandeurs aéroélastiques et acoustiques	122
4.5.2	Modélisation de la corrélation entre l'amortissement aérodynamique et le flutter index	125
4.6	Bilan	126

La méthodologie étant établie au chapitre 3, le présent chapitre réalise une analyse de la portion du champ fan entre 70%Nn et 80%Nn afin d'étudier l'apparition du flottement dans cette région. Trois axes sont successivement développés. L'évolution du champ stationnaire entre les points de fonctionnement est d'abord quantifiée. Ensuite, les simulations Actran sont validées vis-à-vis des simulations elsA, pour permettre dans un second temps l'exploration des caractéristiques acoustiques des modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND dans le champ fan. Enfin, l'analyse des résultats aéroélastiques obtenus avec elsA est réalisée. Dans un dernier temps, l'amortissement aérodynamique du fan et le comportement acoustique des modes sont confrontés pour dégager une corrélation entre les deux.

4.1 Etude de l'évolution du champ stationnaire dans le champ fan

Trois iso-vitesses ont été explorées : 70%Nn, 75%Nn et 80%Nn. La figure 4.1 représente le champ fan permettant de repérer les points de fonctionnement calculés en terme de débit standardisé et de taux de pression totale à totale. Les points tracés sont issus de calculs stationnaires sur le maillage déraffiné G. Trois débits ont été calculés par iso-vitesse. Pour chaque iso-vitesse, le plus proche de la ligne de fonctionnement est labellisé dp00. Les deux autres points plus vannés (à plus bas débit) sont labellisés dp10 et dp20. Cette dénomination confère à la modification du rapport $\frac{P_s^{sec}}{\dot{m}^{sec}}$ imposé dans le flux secondaire (voir équation (3.39)). Par exemple, ce rapport est 10% plus élevé au point 75%Nn dp10 qu'au point 75%Nn dp00. Par la suite, le point à 75%Nn dp00, entouré en rouge sur la figure 4.1, est utilisé comme point de référence. Les noms des grandeurs considérées pour ce point sont indexés par la mention ref. Le débit et le taux de pression des points de fonctionnement sur la figure 4.1 sont par exemple adimensionnés par leur valeur respective au point de référence. Le tableau 4.1 répertorie l'ensemble des calculs réalisés sur les différents points de fonctionnement pour les différents maillages et jeux de paramètres. Seuls les résultats sur le maillage G sont analysés dans ce chapitre. La sensibilité des résultats numériques au maillage (cadre rouge) et aux réglages numériques (cadre bleu) est présentée au chapitre 3 et dans l'annexe E.

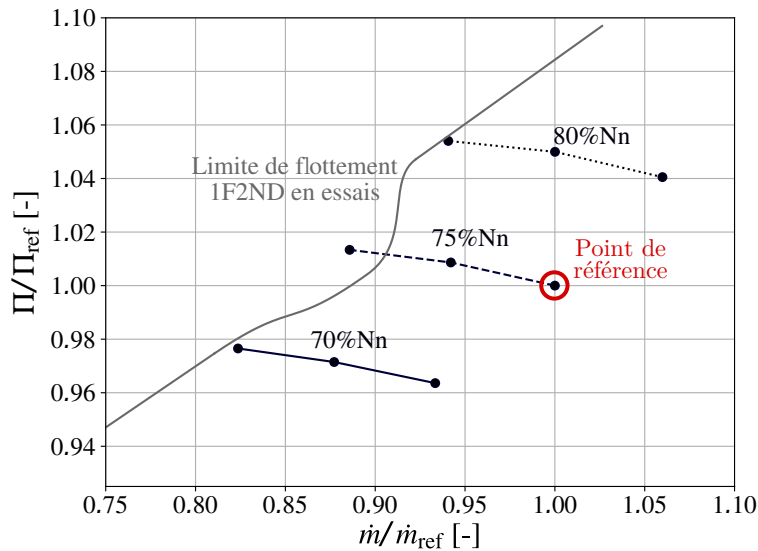


FIGURE 4.1: Caractéristiques stationnaires dans le champ fan

Sur la figure 4.1 apparaît aussi la limite de flottement pour le mode 1F2ND mesurée en essais. Il est important de remarquer que cette limite englobe les effets de l'amortissement mécanique et des non-uniformités géométriques (mistuning, mistagging), qui ne sont pas pris en compte dans les simulations numériques. Le minimum de marge entre cette limite et la ligne de fonctionnement se situe aux alentours de 75%Nn. Cette réduction locale de marge est attribuée à du « flutter bite » sur le mode 1F2ND. Il apparaît également que le point stationnaire vanné à 75%Nn dp20 se situe au delà de la limite de flottement expérimentale.

La figure 4.2 montre une vue aube à aube du nombre de Mach relatif à 90% de hauteur de veine pour les points à 75%Nn dp20 et dp00. Malgré la différence de débit de 12% entre les deux points, la

4.1 Etude de l'évolution du champ stationnaire dans le champ fan

Tableau 4.1: Matrice des calculs

	dp20	dp10	dp00
80%Nn	●	●	●
75%Nn	●	●	●
70%Nn	●	●	●

● Maillage G 1F1ND-2ND-3ND

□ Maillage G⁺ 1F2ND

□ Maillage G 1F2ND

études de sensibilité | nombre d'ITPP
 nombre de sous-itérations
 amplitude de vibration

topologie de l'écoulement reste similaire et faiblement transsonique. La zone supersonique est localisée sur l'extrados proche du bord d'attaque et s'étend peu le long de la corde et en azimuth. L'écoulement reste subsonique du côté de l'intrados. Les gradients sont cependant plus importants pour le point le plus vanné que pour le point proche de la ligne de fonctionnement.

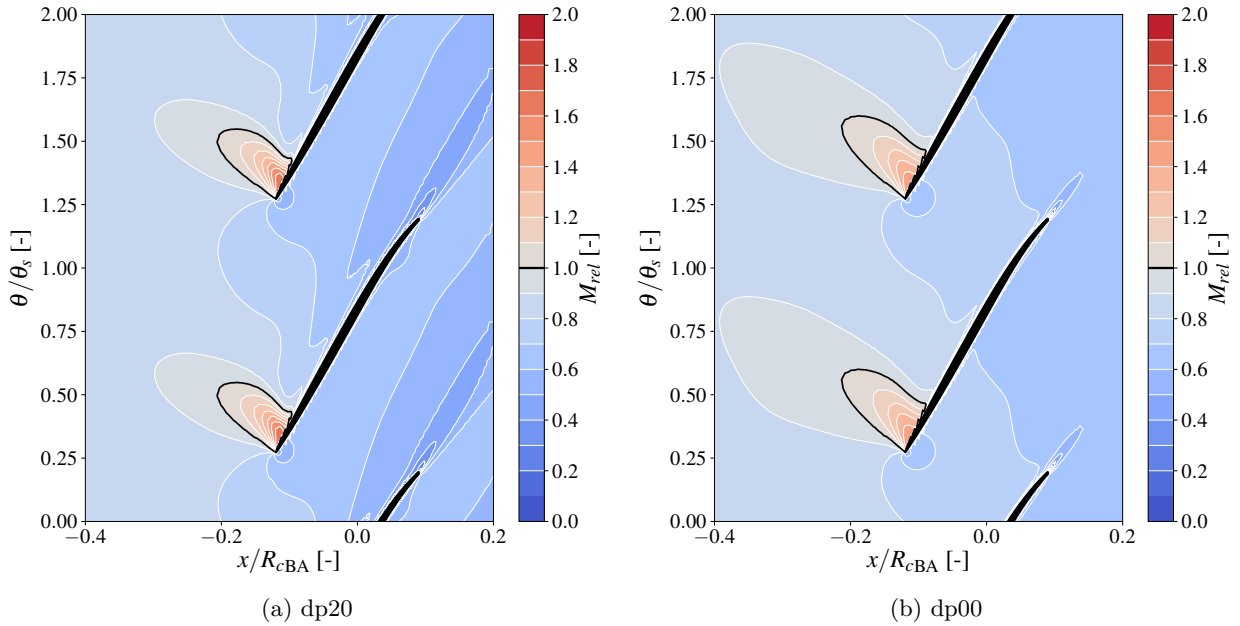


FIGURE 4.2: Nombre de Mach relatif à 90%H à 75%Nn

Afin de caractériser plus en détails les différents points de fonctionnement, les profils radiaux de l'angle de l'écoulement relatif β et du nombre de Mach relatif M_{rel} , définis dans la section 3.5.2, sont extraits en amont du fan au plan $x = -0.42R_{cBA}$. La figure 4.3 présente les profils de ces deux grandeurs exprimés sous forme d'écart à leur valeur à même rayon au point de référence. Ces évolutions radiales sont très régulières et très homogènes, sans singularité en fonction ni de la hauteur de veine, ni du point de fonctionnement. Les variations d'incidence sont de l'ordre de 4° entre les points proches de la ligne de fonctionnement et les points à vannage élevé. L'angle β varie peu entre les différentes iso-vitesse (moins de 0.5°). Le nombre de Mach relatif à l'amont du fan baisse d'environ

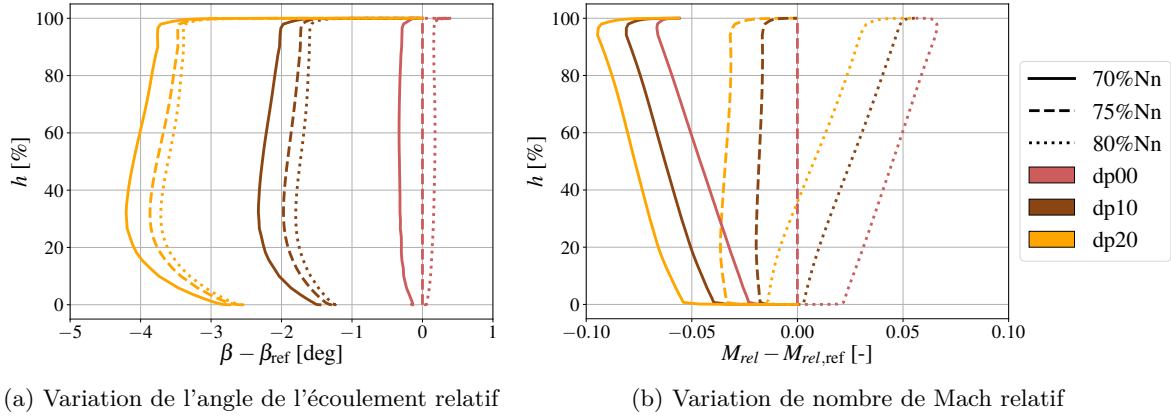


FIGURE 4.3: Comparaison des évolutions radiales du champ stationnaire en amont du fan ($x = -0.42R_{cBA}$)

0.04 entre les deux extrêmes d'une même iso-vitesse, quelle qu'elle soit. L'écart maximum de M_{rel} entre tous les points de fonctionnement est de 0.16, ce qui reste une plage modérée.

Par ailleurs, afin de comparer la topologie de l'écoulement entre les 9 points de fonctionnement étudiés, les cartographies sur l'aube de nombre de Mach isentropique M_{is} sont tracées sur la figure 4.4. Les 3 lignes correspondent aux 3 iso-vitesses (de bas en haut : 70%Nn, 75%Nn, 80%Nn), tandis que les 3 colonnes correspondent aux 3 vannages (de droite à gauche : dp00, dp10, dp20). La lecture se fait donc selon la même organisation que le champ fan sur la figure 4.1. La ligne noire correspond à $M_{is} = 1$ et permet de situer approximativement l'onde de choc. Les lignes de courant limites, obtenues à partir du vecteur vitesse relative dans la première couche de cellules autour de l'aube, sont également représentées en vert. Sur l'ensemble des points de fonctionnement étudiés, le régime de l'écoulement est transsonique, avec une poche supersonique présente au bord d'attaque sur l'extrados qui s'étend d'environ 20% de hauteur jusqu'à la tête de l'aube. L'écoulement est subsonique sur le reste de l'extrados et sur la totalité de l'intrados. La poche supersonique est d'autant plus étendue que la vitesse de rotation est élevée. Son extension, évaluée à 90% de hauteur, varie entre 12% et 28% de la corde. Les lignes de courant montrent que l'écoulement suit sensiblement des nappes à hauteur de veine constante sur l'intrados. C'est également le cas sur l'extrados pour les points proches de la ligne de fonctionnement (dp00). Cependant, pour les points les plus vannés (dp20), l'écoulement présente localement une composante radiale forte en tête au voisinage de l'onde de choc. Cette composante peut atteindre 3 fois la valeur de la vitesse axiale pour le point à 80%Nn dp20. Néanmoins, cette migration radiale de l'écoulement est très localisée. Par conséquent, l'estimation du nombre de Mach isentropique calculé à hauteur de veine constante est une approximation globalement valide. En particulier, la ligne noire sur la figure 4.4 qui correspond à $M_{is} = 1$ est une bonne estimation de la position de l'onde de choc. Il est également important de remarquer que la topologie de l'écoulement reste similaire pour l'ensemble des points de fonctionnement. En particulier, aucun décollement de couche limite n'est présent même pour les points les plus fortement vannés. En conclusion, le champ aérodynamique local autour de l'aube est similaire pour les différents points de fonctionnement étudiés.

4.1 Etude de l'évolution du champ stationnaire dans le champ fan

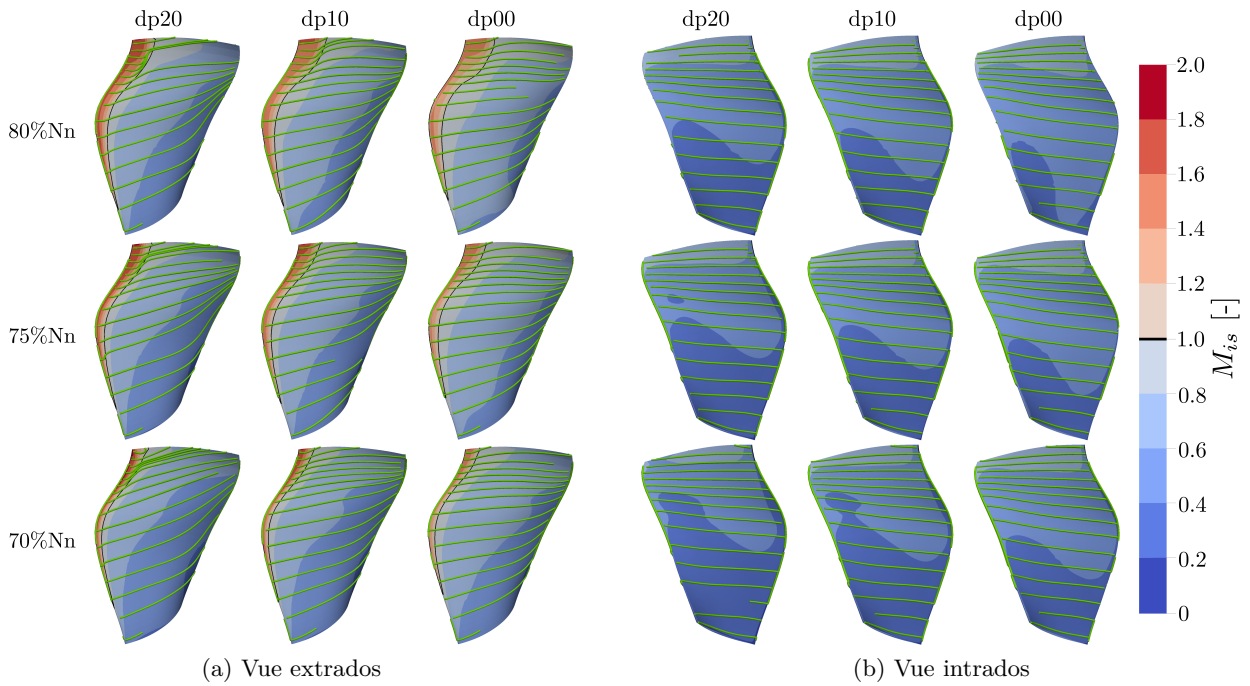


FIGURE 4.4: Cartographie de nombre de Mach isentropique pour les différents points de fonctionnement. Les lignes vertes correspondent aux lignes de courant limites.

Enfin, la remontée des effets potentiels dans l'entrée d'air est étudiée. Le point de fonctionnement considéré est à 70%Nn dp10. La figure 4.5a montre les moyennes linéiques azimutales à 90% de hauteur de veine pour le nombre de Mach axial entre la lèvre de la nacelle et le bord d'attaque du fan. Cette grandeur varie de façon non négligeable selon la position dans la nacelle. Les plus fortes variations sont localisées au niveau des fortes variations du rayon au carter, soit au niveau de la lèvre et de $x = -0.7R_{cBA}$. Les valeurs minimales et maximales en azimut sont également représentées sur la figure 4.5a, permettant de visualiser l'enveloppe des valeurs prises sur 360° . Le champ aérodynamique est non-uniforme azimutalement pour $x > -0.5R_{cBA}$, ce qui est attribué à la remontée des effets potentiels du fan. Cela constitue une limite à l'application de la théorie acoustique des modes de conduit et notamment au calcul de la fréquence de cut-on dans cette partie de la veine. L'étendue des effets potentiels est quasiment la même pour tous les points de fonctionnement considérés, comme le montre par exemple la figure 4.5b pour le point à 80%Nn dp00.

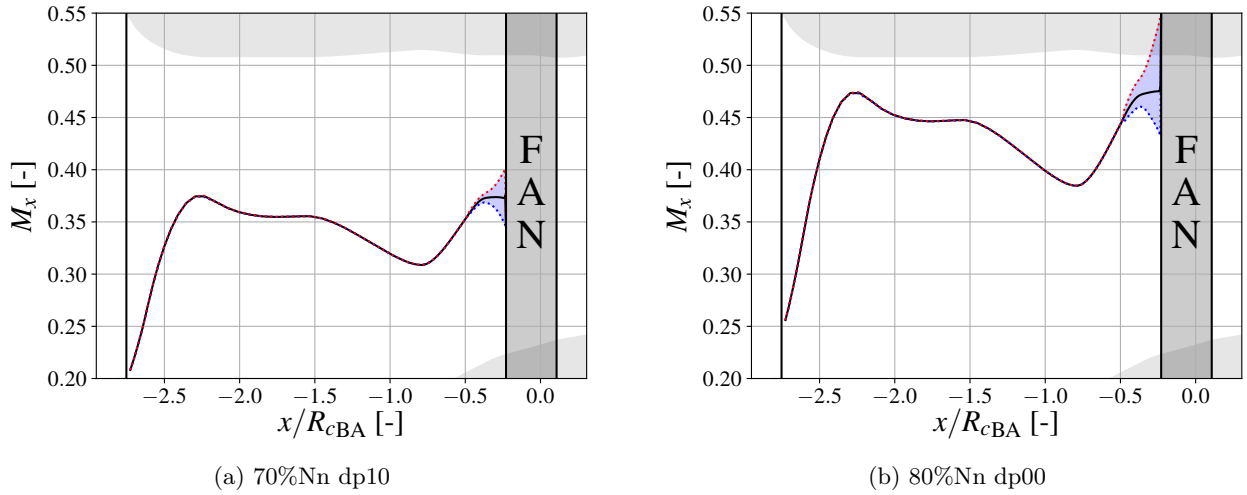


FIGURE 4.5: Valeurs moyennes (lignes noire) et extrémales (lignes rouges et bleues) dans la direction azimutale de M_x à 90% de hauteur de veine

4.2 Validation des simulations acoustiques dans l'entrée d'air

Cette section s'attache à comparer les résultats acoustiques obtenus avec des simulations elsA et Actran. L'objectif est de valider que les simulations Actran permettent de retrouver les résultats elsA concernant la réflexion acoustique sur l'entrée d'air. Seul le point à 75% dp20 est présenté. D'autres points ont été analysés (voir l'annexe F) et confirment les conclusions de cette section.

Dans un premier temps, les champs stationnaires de nombre de Mach axial sont comparés dans une vue méridienne sur la figure 4.6. La ligne en pointillés magenta marque la limite aval du domaine de calcul Actran. Le champ issu d'elsA est moyenné azimutalement. Il est rappelé que les calculs Actran sont 2D axisymétriques, et ils sont par conséquent reproduits sans traitement supplémentaire. Les résultats des deux solveurs sont très proches, à l'exception de certaines zones restreintes :

- au niveau de la lèvre, là où M_x atteint sa valeur maximale. Cette dernière est plus élevée dans le calcul Actran que dans le calcul elsA. Cela est sans doute dû à la différence de résolution de l'écoulement (potentielle et RANS).
- dans la couche limite carter, qui n'est pas simulée dans le calcul Actran. A contrario, la couche limite au moyeu n'a pas le temps de se développer suffisamment entre le bord du spinner et le fan pour que la différence entre les deux simulations soit visible.
- Dans la veine proche du fan pour $x > -0.5R_{cBA}$, à cause des effets potentiels liés au fan et présents uniquement dans le calcul elsA. Cette localisation est cohérente avec la figure 4.5.

La figure 4.7 montre les valeurs moyennes des grandeurs aérodynamiques utilisées dans la méthode de wave splitting, calculées comme décrit dans la section 3.5.2. Les résultats elsA et Actran sont pratiquement identiques.

Les figures 4.8 et 4.9 montrent l'amplitude et la phase du mode 1F2ND extrait depuis les calculs elsA et Actran. Sa fréquence est égale à $1.03f_{c_{\max}}$. Comme introduit à la section 3.4.2, la variation d'amplitude dans la direction axiale est liée aux interférences entre les modes amont p^- et aval p^+ . En l'occurrence, un ventre est visible autour de la position $x = -1.2R_{cBA}$. L'amplitude maximale

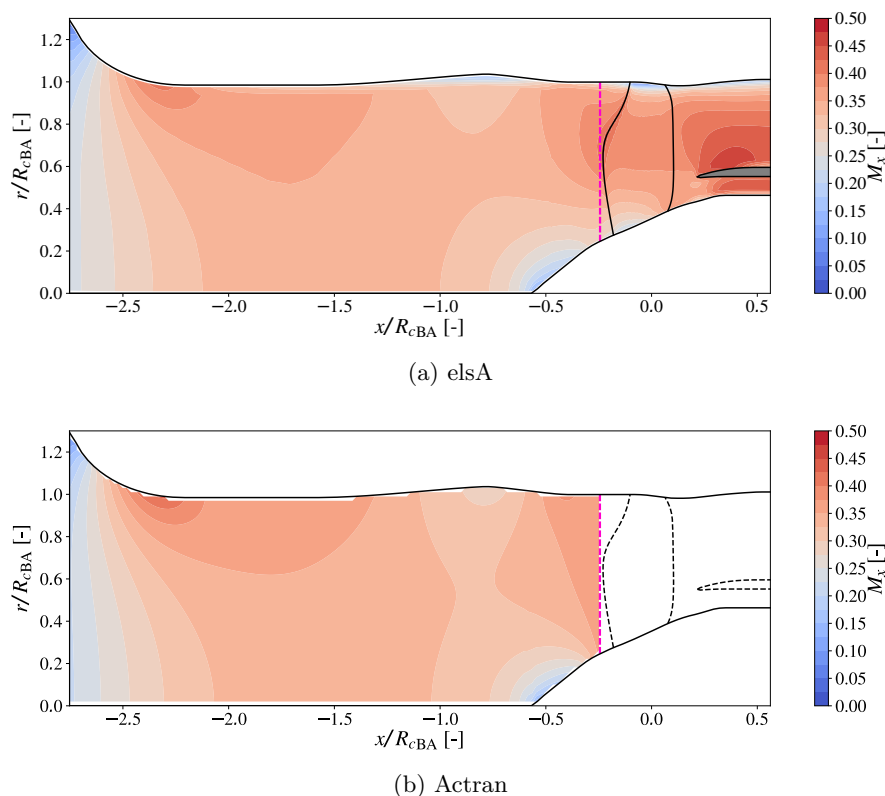


FIGURE 4.6: Nombre de Mach axial moyen à 75%Nn dp20

atteinte est légèrement plus importante dans le cas d'Actran. Les fronts de phase sont verticaux au centre de la nacelle et davantage courbés près de la lèvre et du spinner pour accommoder les variations géométriques. Il existe un léger déphasage entre les deux outils au voisinage du fan, dans la zone affectée par l'effet potentiel dans la simulation elsA.

La norme et la phase des modes p^- et p^+ sont présentées par la figure 4.10. La norme varie le long de l'axe du moteur en lien avec la variation du champ aérodynamique moyen montré sur la figure 4.7. Le mode aval p^+ a une norme inférieure à celle du mode amont p^- car le taux de réflexion est de l'ordre de 50%. Cette valeur relativement élevée est due à la proximité de la fréquence de cut-on, pour laquelle le taux de réflexion est proche de 100%. L'évolution de la phase de p^- est quasi-linéaire ce qui montre que la variation du nombre d'onde axial est négligeable. Sa pente est élevée car le mode se propage dans la direction opposée à l'écoulement. En conséquence, sa longueur d'onde axiale est réduite et la phase varie rapidement avec la position axiale. Le cas de p^+ est particulier car la pente de sa phase est positive comme pour p^- . Il s'agit d'un mode amont inverse (voir la section 2.2.4). Malgré la pente de sa phase, p^+ se propage bien vers l'aval. Les résultats Actran sont proches des résultats elsA, notamment concernant la phase. La norme de p^- est très légèrement sous-estimée, tandis que la norme de p^+ est légèrement surestimée. Par conséquent le taux de réflexion issu d'Actran est supérieur à celui d'elsA. Toutefois cet écart reste négligeable pour les analyses qui sont faites dans la section 4.3.

La figure 4.11 montre le même type de résultats pour le mode 1F1ND pour le même point de fonctionnement. L'accord entre Actran et elsA est meilleur que pour le mode 1F2ND. Cela est attribué

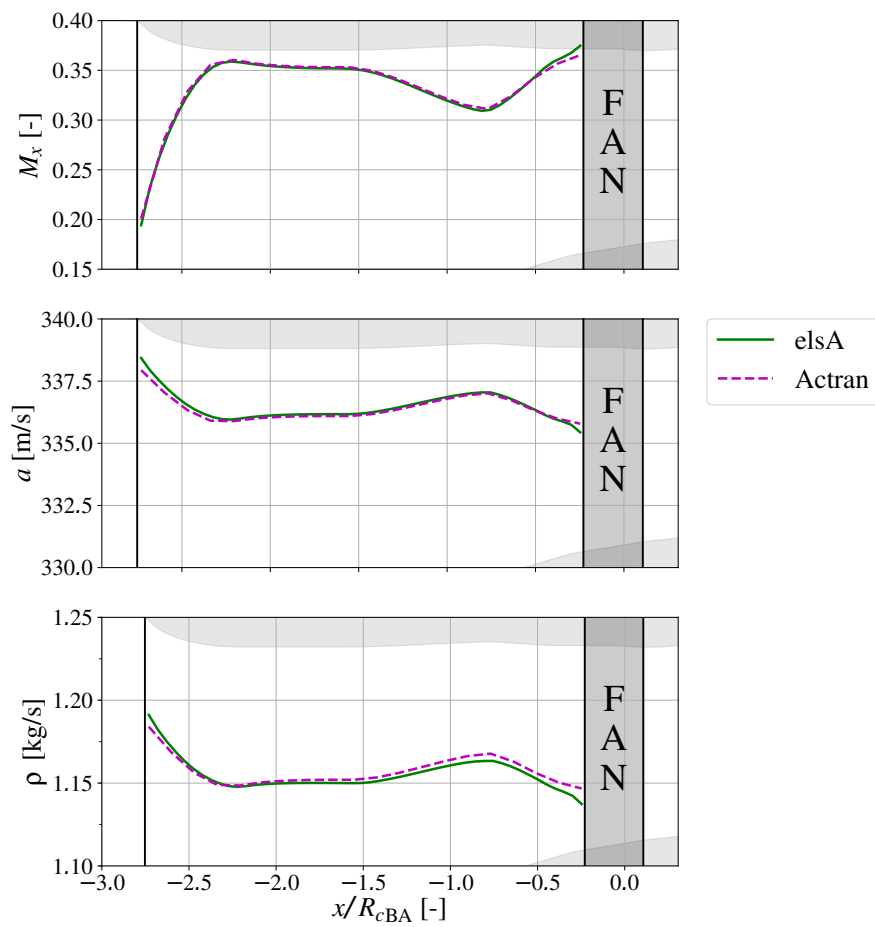


FIGURE 4.7: Champ aérodynamique moyen le long de l'axe moteur à 75%Nn dp20

4.2 Validation des simulations acoustiques dans l'entrée d'air

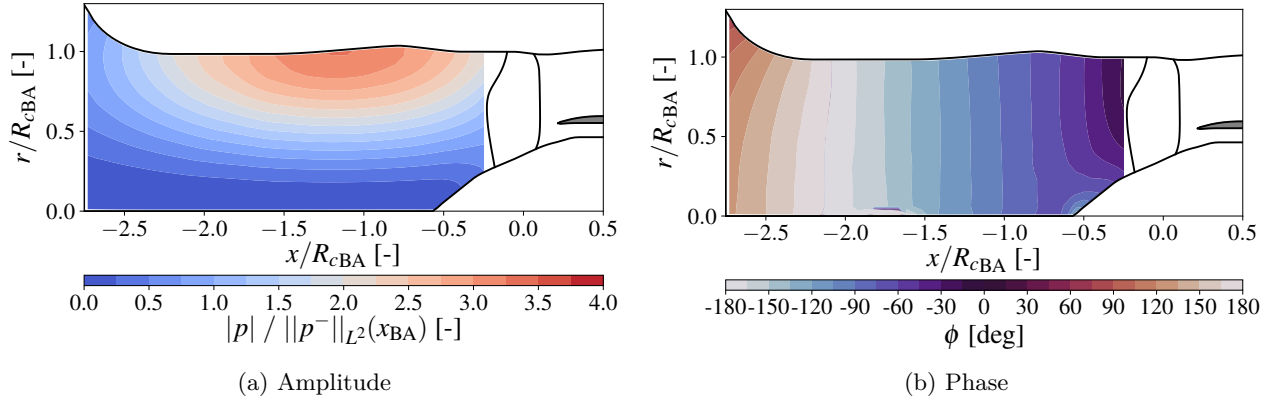


FIGURE 4.8: Mode 1F2ND elsA à 75%Nn dp20

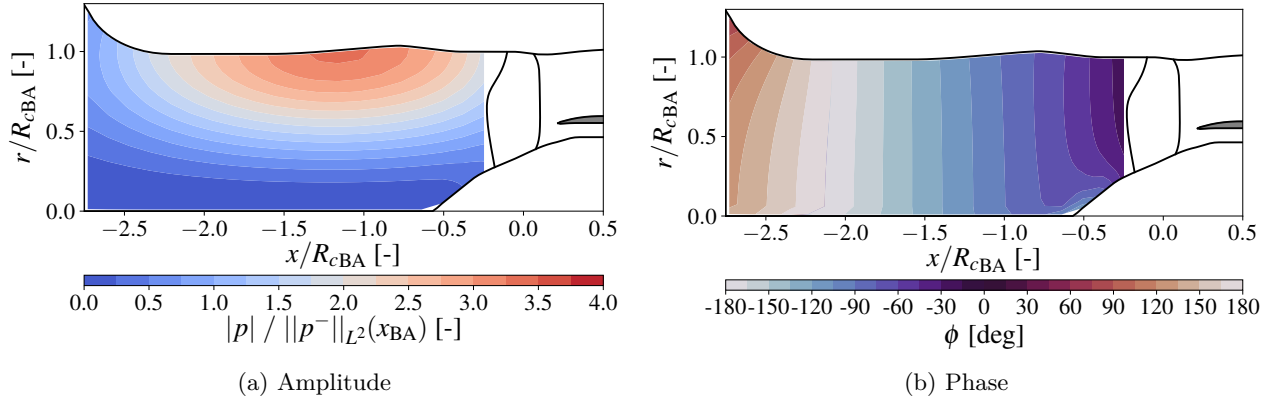


FIGURE 4.9: Mode 1F2ND Actran à 75%Nn dp20

à la discrétisation du maillage : le mode 1F1ND ayant une longueur d'onde plus grande que le mode 1F2ND, il est mieux résolu. Actran et elsA n'utilisent pas les mêmes méthodes de résolution et ne se comportent donc pas de la même façon quand la discrétisation du maillage diminue. Cela explique que l'écart entre les deux soit plus important pour le mode 1F2ND.

En conclusion, Actran permet d'obtenir des résultats très comparables à ceux d'elsA quant à la propagation et à la réflexion d'un mode acoustique dans la nacelle. Il sera donc possible de s'appuyer sur Actran pour prédire de façon rapide le comportement acoustique des modes sur un échantillonnage plus fin du champ fan, au delà des 9 points simulés avec elsA.

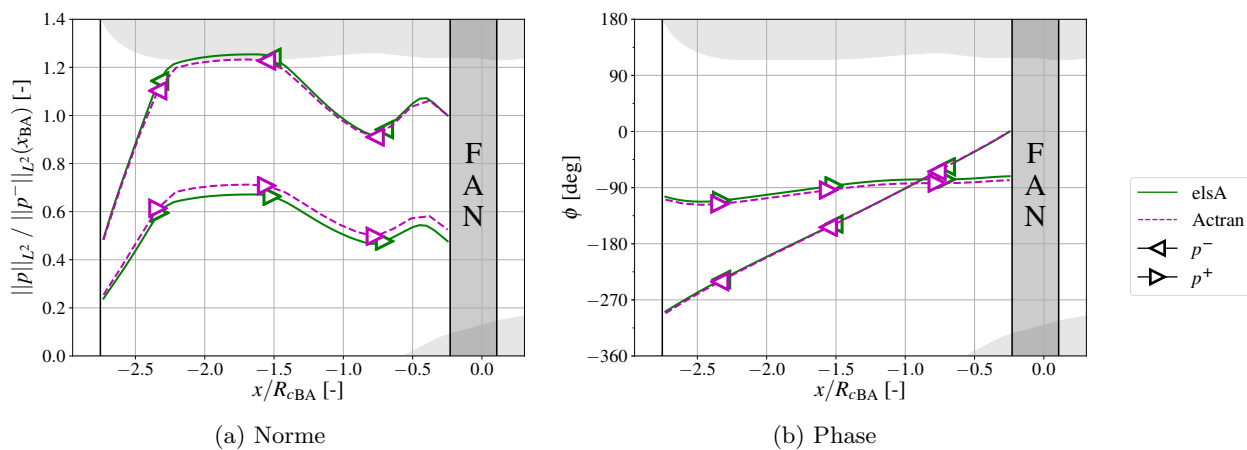


FIGURE 4.10: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20

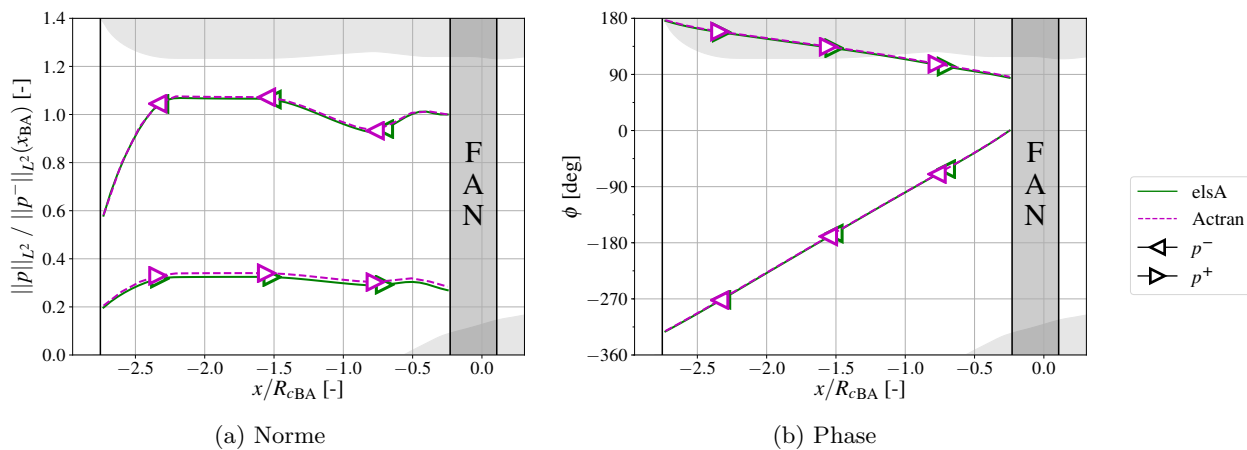


FIGURE 4.11: Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20

4.3 Analyse du comportement acoustique de l'entrée d'air

La section 4.1 était consacrée à la comparaison des champs stationnaires des 9 points de fonctionnement étudiés. Il s'agit à présent de comparer leurs caractéristiques acoustiques pour les trois modes considérés. D'abord la transition cut-off/cut-on à l'amont est positionnée dans le champ fan à l'aide du modèle analytique de Rienstra. La transition cut-off/cut-on à l'aval est ensuite étudiée, mais le modèle n'est alors pas applicable. Par conséquent, les champs instationnaires obtenus avec elsA seront directement considérés. Enfin, ces informations sont mises en perspective avec le flutter index calculé à partir de simulations Actran sur toute la zone d'intérêt du champ fan, afin de délimiter des zones de comportements distincts pour un mode donné.

4.3.1 Transition cut-off/cut-on

Afin d'évaluer le caractère cut-off ou cut-on des modes, les champs solutions obtenus avec les simulations elsA sont analysés. Pour cela, comme dans la section 3.5.4, une décomposition de Fourier en azimut est réalisée sur une coupe à 90°H extraite d'un champ instantané. Seul l'ordre azimutal imposé dans la simulation est considéré. Il est aussi rappelé que le maillage est déraffiné progressivement pour $x > 0.5R_{cBA}$. Par ailleurs, l'amplitude d'un mode cut-off subit une décroissance exponentielle, tandis qu'un mode cut-on se propage en conservant une amplitude non négligeable.

Parmi les points simulés avec elsA, certains sont cut-off à l'amont et à l'aval (voir figure 4.12a), d'autres sont cut-on uniquement à l'amont (voir figure 4.12b) et d'autres encore sont cut-on à l'amont et à l'aval (voir figure 4.12c). L'ensemble des points de fonctionnement est analysé dans l'annexe G. Il s'agit donc de déterminer les zones de transition cut-off/cut-on à l'amont et à l'aval du fan pour les trois modes considérés.

Transition cut-off/cut-on à l'amont du fan

Dans un premier temps, le modèle de propagation de Rienstra (voir section 2.3.1) est utilisé pour déterminer les fréquences de cut-on dans l'entrée d'air dans le champ fan pour les modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND. La figure 4.13 les situe par rapport aux points stationnaires calculés avec elsA et déjà présentés sur la figure 4.1. Comme le modèle analytique ne prend pas en entrée le taux de pression mais la fréquence du mode, les points de fonctionnement sont repérés par un débit masse \dot{m} et une vitesse de rotation du fan Ω exprimée en %Nn. Le débit impose le champ aérodynamique stationnaire, comme décrit dans la section 3.2. La vitesse de rotation impose la fréquence du mode acoustique, qui est celle du mode mécanique et qui suit une loi affine en fonction de Ω déterminée d'après une régression linéaire.

Les bandes de couleur sur la figure 4.13 correspondent à l'intervalle dans lequel un mode est cut-on dans une portion de l'entrée d'air uniquement, avec l'existence d'un point de retour (voir section 2.5). Pour les vitesses de rotation inférieures à cette bande, le mode est cut-off dans toute l'entrée d'air. Pour les vitesses de rotation supérieures à cette bande, le mode est cut-on dans toute l'entrée d'air. Dans l'intervalle de régimes moteur délimité par la bande de couleur, la présence d'un point de retour dans l'entrée d'air a pour conséquence un taux de réflexion τ_{BA} de 100% et un déphasage au

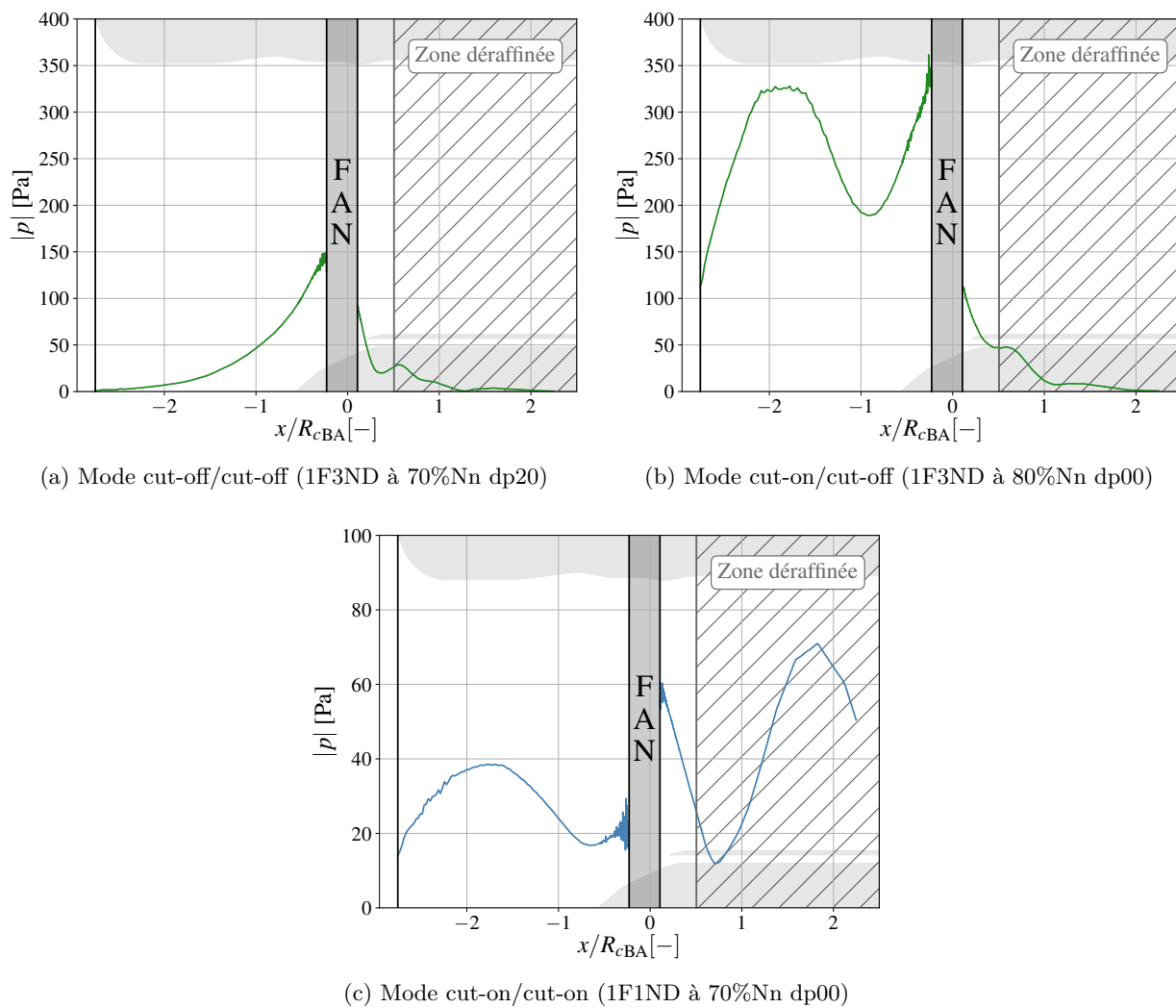


FIGURE 4.12: Exemples de différents comportements cut-off/cut-on à l'amont et à l'aval issus des simulations elsA

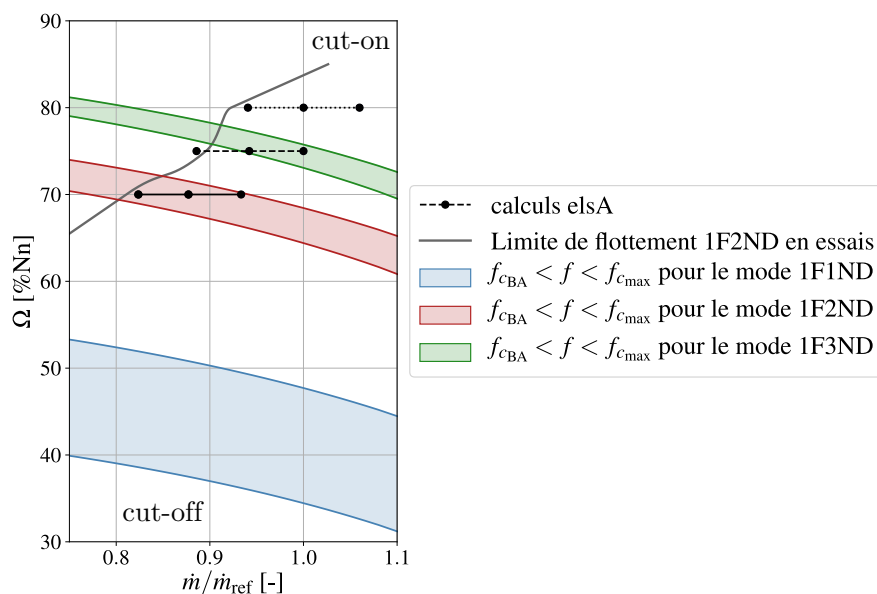


FIGURE 4.13: Fréquences de cut-on à l'amont dans le champ fan pour les différents modes

bord d'attaque $\Delta\phi_{\text{BA}}$ avoisinant $+90^\circ$ (voir section 2.5). Cela correspond donc théoriquement à des conditions acoustiques très stabilisantes pour le fan.

Il apparaît que le mode 1F1ND (en bleu) devient cut-on dans l'entrée d'air pour un régime moteur bien inférieur à la portion du champ fan explorée avec les calculs elsA. Il est donc cut-on en amont du fan pour tous les points de fonctionnement étudiés. Au contraire, les modes 1F2ND et 1F3ND ont des comportements différents selon le point de fonctionnement. Le mode 1F2ND (en rouge) subit sa transition cut-off/cut-on autour de l'iso-vitesse 70%Nn, et est donc totalement cut-on aux iso-vitesses 75%Nn et 80%Nn. Le mode 1F3ND (en vert) subit sa transition cut-off/cut-on autour de l'iso-vitesse 75%Nn. Il est totalement cut-off à 70%Nn, et totalement cut-on à 80%Nn.

Les conditions particulières qui induisent l'apparition d'un point de retour seraient ainsi atteintes aux iso-vitesses 70%Nn pour le mode 1F2ND et 75%Nn pour le mode 1F3ND. La figure 4.14 montre la variation de la fréquence de cut-on le long de l'axe du moteur pour le mode 1F2ND à 70%Nn dp10 et pour le mode 1F3ND à 75%Nn dp00. Les bandes rouge et verte reprennent la plage de fréquence $[f_{c\text{BA}}, f_{c\text{max}}]$ indiquée sur la figure 4.13. La ligne en pointillés magenta matérialise la fréquence du mode pour le point considéré, qui se trouve effectivement dans cette zone de transition cut-off/cut-on. Son croisement avec la courbe $f_c(x)$ correspond à un point de retour dans l'entrée d'air. En particulier, un tel point est visible entre $x = -R_{c\text{BA}}$ et $x = -1.2R_{c\text{BA}}$ pour les deux points de fonctionnement considérés. Or, d'après la figure 4.5, les effets potentiels remontent jusqu'à $x = -0.5R_{c\text{BA}}$. Dans cette zone, l'hypothèse d'uniformité du champ n'est pas vérifiée et donc l'estimation de f_c est faussée. Néanmoins, le point de retour identifié par la ligne pointillée verticale sur la figure 4.14 est hors de cette zone, et donc valide.

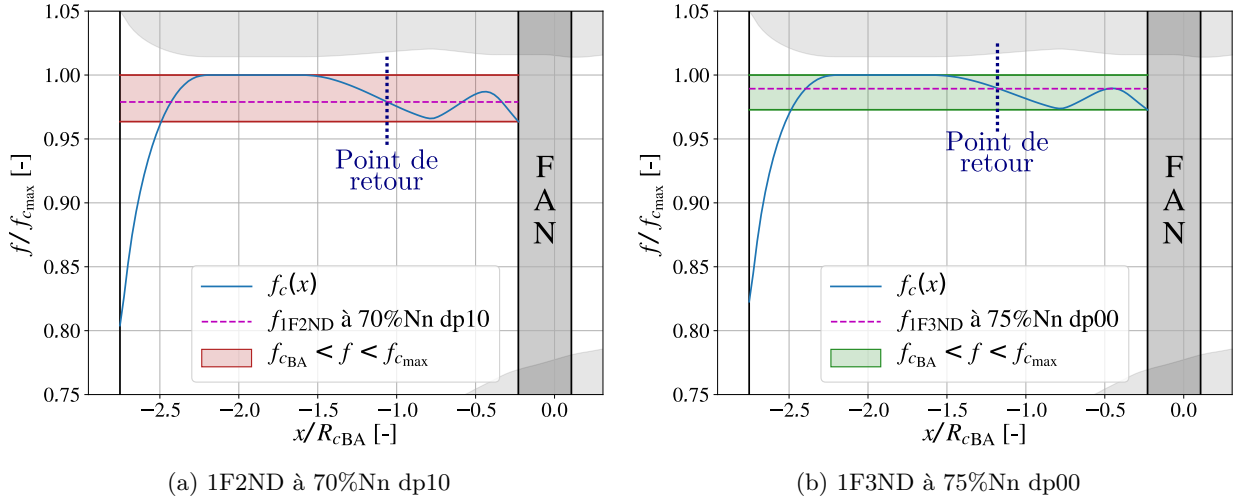


FIGURE 4.14: Evolution de la fréquence de cut-on le long de l'entrée d'air

Transition cut-off/cut-on à l'aval du fan

Le caractère cut-off ou cut-on d'un mode à l'aval du fan est plus compliqué à déterminer qu'à l'amont, puisque les hypothèses simplificatrices du modèle analytique utilisé (voir la section 2.3.1) ne sont pas respectées :

- La présence du bec de séparation entre le flux primaire et le flux secondaire ne permet pas de considérer la veine fluide comme annulaire à section lentement variable.
- L'écoulement n'est pas uniforme pour une section axiale donnée, notamment à cause de la présence des sillages et du tourbillon de jeu.
- La giration de l'écoulement est non nulle.

Le modèle analytique utilisé pour traiter l'amont du fan n'est donc pas considéré pour traiter l'aval. Cependant, il est connu que la giration a pour effet d'augmenter la fréquence de cut-on des modes co-rotatifs (voir par exemple Golubev et Atassi (1998) et Cooper et Peake (2001)). La fréquence de cut-on à l'aval du fan $f_{c_{\text{aval}}}$ est donc à rechercher pour des régimes moteurs supérieurs à la fréquence $f_{c_{\max}}$ indiquée sur la figure 4.13.

La méthode d'extraction de l'amplitude des modes le long de l'axe moteur à 90% H , employée au début de la section 4.3.1, est de nouveau utilisée pour caractériser l'aval du fan.

La figure 4.15 présente d'abord le cas du mode 1F1ND à 70% Nn dp20. Ce mode est cut-on à l'aval. Ce point étant situé dans le coin inférieur gauche du champ fan (voir figure 4.13), c'est donc également le cas pour tous les autres points étudiés qui ont des débits et des vitesses de rotation supérieurs.

La figure 4.16 présente ensuite le cas du mode 1F3ND à 80% Nn dp00. Ce mode est cut-off à l'aval. Ce point étant situé dans le coin supérieur droit du champ fan (voir figure 4.13), c'est donc également le cas pour tous les autres points étudiés qui ont des débits et des vitesses de rotation inférieurs.

Enfin, le cas du mode 1F2ND est traité. La figure 4.17 montre l'amplitude du mode acoustique pour les points dp10 et dp00 à 80% Nn . Le mode est cut-off à l'aval à dp10, mais cut-on à dp00. La baisse d'amplitude pour $x/R_{c_{BA}} > 0.5$ est provoquée par le déraffinement progressif du maillage dans

4.3 Analyse du comportement acoustique de l'entrée d'air

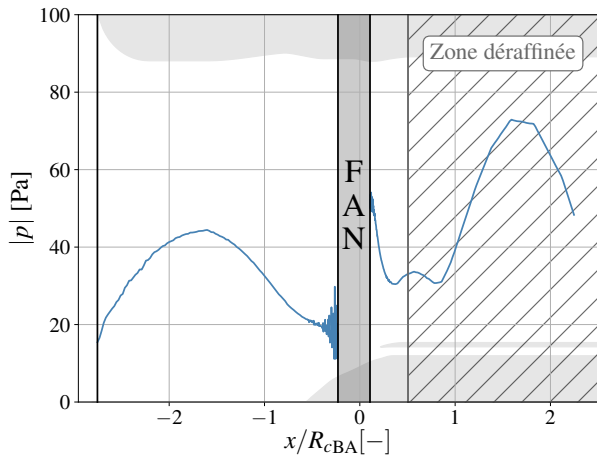


FIGURE 4.15: Amplitude du mode $m = 1$ à 90%H le long de l'axe moteur pour le mode 1F1ND à 70%Nn dp20

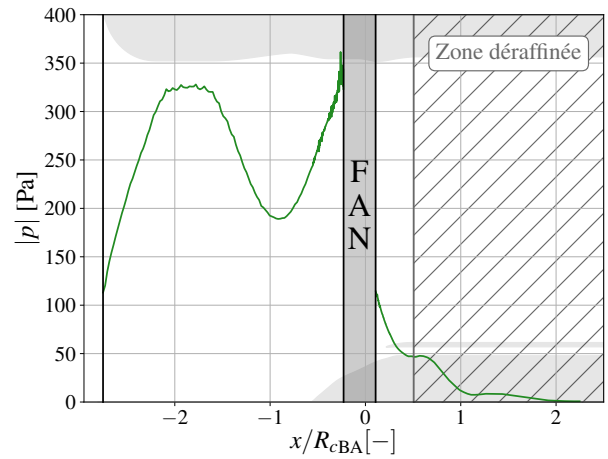
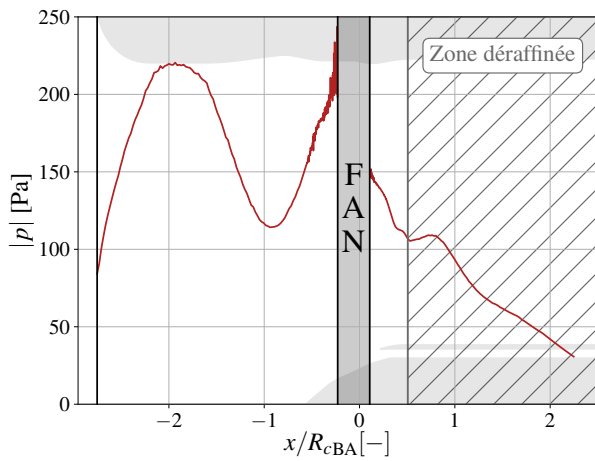
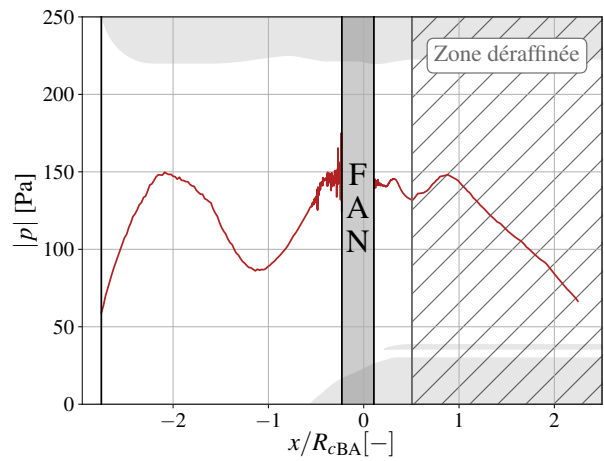


FIGURE 4.16: Amplitude du mode $m = 3$ à 90%H le long de l'axe moteur pour le mode 1F3ND à 80%Nn dp00



(a) 80%Nn dp10



(b) 80%Nn dp00

FIGURE 4.17: Amplitude du mode $m = 2$ à 90%H le long de l'axe moteur pour le mode 1F2ND

cette zone (voir section 3.5.3). Une fois le mode cut-on à l'aval, la figure 4.17b permet de constater par rapport à la figure 4.17a que l'amplitude du mode est réduite à l'amont du fan, du fait que l'énergie acoustique est évacuée dans ce cas vers l'amont et vers l'aval.

En conclusion, le mode 1F1ND est cut-on à l'aval sur tous les points de fonctionnement étudiés, le mode 1F2ND est cut-on à l'aval uniquement sur le point à 80%Nn dp00, et le mode 1F3ND n'est cut-on à l'aval sur aucun des points. Ces informations sont synthétisées dans le tableau 4.2, dans lequel les points correspondant aux figures 4.15, 4.16, 4.17a et 4.17b sont mis en évidence en gras.

Tableau 4.2: Caractère cut-off/cut-on des modes à l'aval du fan

(a) 1F1ND			(b) 1F2ND			(c) 1F3ND					
dp20	dp10	dp00	dp20	dp10	dp00	dp20	dp10	dp00			
80%Nn	on	on	on	80%Nn	off	off	on	80%Nn	off	off	off
75%Nn	on	on	on	75%Nn	off	off	off	75%Nn	off	off	off
70%Nn	on	on	on	70%Nn	off	off	off	70%Nn	off	off	off

4.3.2 Comportement acoustique des modes dans le champ fan

La section 4.2 a montré que les prédictions de réflexion acoustique dans l'entrée d'air d'Actran et d'elsA coïncident. Il est donc possible d'utiliser Actran pour étendre l'étude acoustique à l'ensemble du champ fan au delà des 9 points de fonctionnement simulés avec elsA. Au total, 20 valeurs de débit et 20 valeurs de vitesse de rotation pour chaque débit sont considérées, totalisant un ensemble de 400 points de fonctionnement sur lesquels les trois modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND sont caractérisés. La figure 4.18 montre la cartographie de flutter index ainsi calculée sur le champ fan pour les trois modes. Les fréquences de cut-on analytiques en amont du fan sont reprises de la figure 4.13 et superposées au champ. Les symboles identifient différentes familles en fonction du caractère cut-on/cut-off du mode en amont et en aval du fan. Il est à noter que le point à 75%Nn dp20 pour le mode 1F3ND est repéré par un cercle alors qu'en ce point $f < f_{cBA}$. Cependant, ce point est très proche de la bande verte de transition cut-off/cut-on à l'amont. En conséquence, le mode est faiblement atténué dans l'entrée d'air et son amplitude est non nulle au niveau de la lèvre (voir figure G.3d). Il est donc associé à la famille \bigcirc . Enfin, les points de fonctionnement calculés avec elsA et la limite de flottement mesurée en essais pour le mode 1F2ND sont également positionnés.

Lorsque le mode est cut-off à l'amont (en bas à gauche du champ fan), le taux de réflexion est négligeable et donc le flutter index est proche de zéro. Lorsque le mode est cut-on à l'amont, il devient non nul et change de signe en fonction du déphasage $\Delta\phi_{BA}$. Les franges rouges (flutter index négatif) correspondent aux zones dans lesquelles le feed-back acoustique de la nacelle est déstabilisant pour l'aube. A l'inverse, les franges bleues (flutter index positif) correspondent aux zones dans lesquelles l'aube est stabilisée. Plus l'ordre du mode augmente, plus le déphasage $\Delta\phi_{BA}$ varie rapidement en fonction de la vitesse de rotation (voir les figures 3.7, 3.8 et 3.9), et plus les franges sont étroites. En particulier, les zones potentiellement déstabilisantes pour le fan, associées au « flutter bite », sont donc localisées sur des plages de régime plus restreintes. Enfin, le flutter index a une amplitude plus élevée proche de $f_{c_{max}}$ car le taux de réflexion est alors plus élevé (voir les figures 3.7, 3.8 et 3.9), ce qui amplifie l'impact de l'entrée d'air sur le fan.

Il résulte de l'observation de la figure 4.18 que les points de fonctionnement peuvent être distribués en 4 zones distinctes, qui correspondent aux situations décrites sur la figure 2.15 :

- Une première zone où $f < f_{cBA}$. Les seuls points dans cette zone sont ceux de l'iso-vitesse 70%Nn pour le mode 1F3ND. Le flutter index y est proche de zéro.
- Une deuxième zone où $f_{cBA} < f < f_{c_{max}}$. Il existe un point de retour dans l'entrée d'air et le mode est passant dans une portion seulement de l'entrée d'air. Les points dans cette zone sont : l'iso-vitesse 70%Nn pour le mode 1F2ND et l'iso-vitesse 75%Nn pour le mode 1F3ND. Il

4.3 Analyse du comportement acoustique de l'entrée d'air

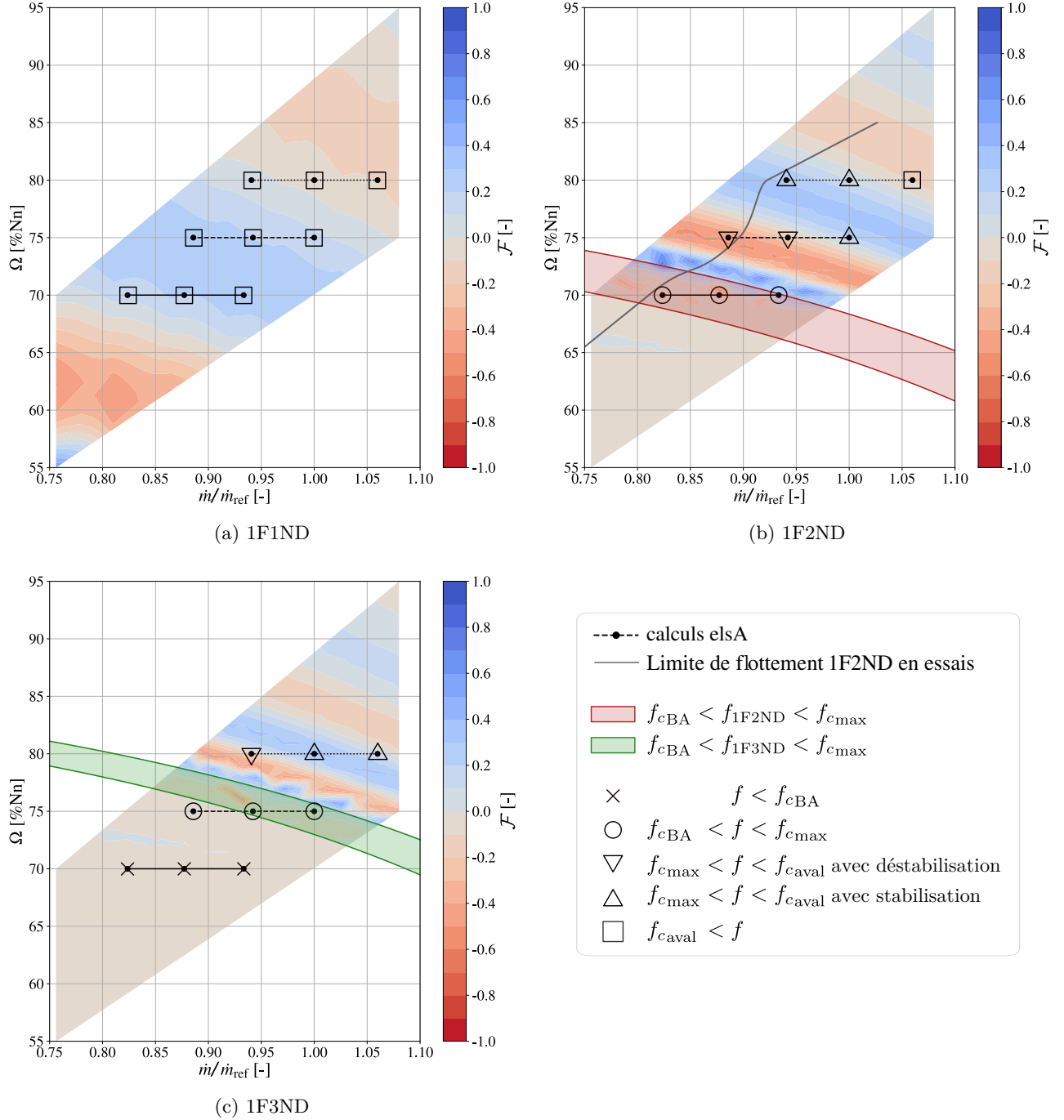


FIGURE 4.18: Cartographies de Flutter index obtenues avec Actran. $[f_{cBA}, f_{cmax}]$ est la plage de transition cut-off/cut-on à l'amont, et f_{caval} est la fréquence de cut-on à l'aval.

est rappelé (voir section 2.5) que le flutter index est proche de 1 dans cette zone. Sur cette plage de fréquence, le modèle de Rienstra diverge et n'est pas utilisable (voir section 2.3.1).

- Une troisième zone où $f_{c_{\max}} < f < f_{c_{\text{aval}}}$. Le mode est passant dans toute l'entrée d'air en amont du fan mais pas à l'aval. Au sein de cette zone, les points correspondant à une valeur négative du flutter index (frange rouge) sont ceux pour lesquels il est attendu que l'entrée d'air déstabilise le fan. Ces points sont les points à 75%Nn dp10 et dp20 pour le mode 1F2ND et le point à 80%Nn dp20 pour le mode 1F3ND. Il est important de noter que du flottement est détecté en essais pour le point à 75%Nn dp20 pour le mode 1F2ND.

Les points 75%Nn dp00, 80%Nn dp10 et 80%Nn dp20 pour le mode 1F2ND, ainsi que les points à 80%Nn dp00 et dp10 pour le mode 1F3ND, correspondent à une valeur positive du flutter index (frange bleue). Il est attendu que l'interaction acoustique avec la nacelle stabilise ces points.

- Une quatrième zone où $f_{c_{\text{aval}}} < f$. Le mode est cut-on à l'amont et à l'aval du fan. Tous les points de fonctionnement calculés pour le mode 1F1ND sont dans ce cas, ainsi que le point à 80%Nn dp00 pour le mode 1F2ND. Le flutter index change de signe mais son amplitude est faible et décroît quand la fréquence augmente.

En conclusion, des conditions acoustiques qualitativement différentes sont rencontrées sur l'ensemble des points de fonctionnement considérés, alors que la section 4.1 a montré que le champ aérodynamique local autour de l'aube est au contraire globalement similaire d'un point à l'autre.

4.4 Analyse des variations de l'amortissement aérodynamique dans le champ fan

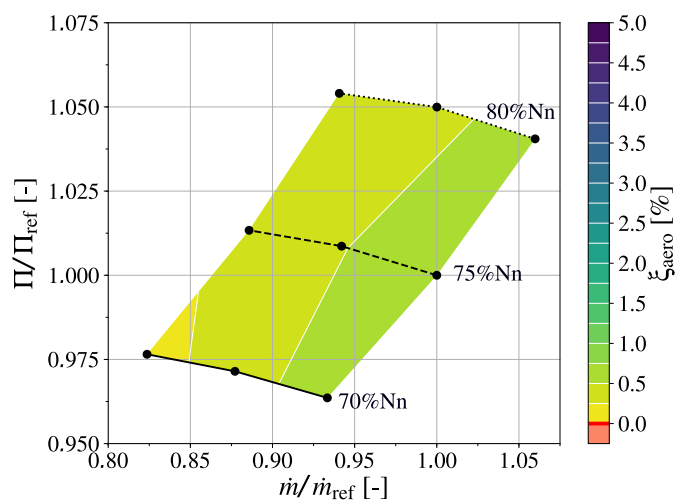
Les résultats aéroélastiques intégraux issus des calculs elsA instationnaires sont à présent analysés. La figure 4.19 montre, pour chaque mode, la cartographie de l'amortissement aérodynamique dans le champ fan. L'échelle de couleur utilisée est la même pour les trois modes. Les tons bleus correspondent aux points les plus stables, les tons jaunes correspondent aux points faiblement stables ($\xi_{\text{aero}} > 0$ mais proche de 0), et les tons rouge orangé correspondent à un point instable ($\xi_{\text{aero}} < 0$). Cette figure montre une grande différence entre les modes :

- L'amortissement pour le mode 1F1ND varie peu relativement aux deux autres modes.
- Le seul point prédit comme instable est le point à 75%Nn dp20 pour le mode 1F2ND. Ce point est également sujet au flottement sur le même mode en essais, comme le montre la figure 4.1.
- Le mode 1F3ND montre des fortes variations d'un point à l'autre : il est particulièrement stable à 75%Nn dp00 ($\xi_{\text{aero}} = 5.0\%$), et plus faiblement stable à 80%Nn dp20 ($\xi_{\text{aero}} = 0.73\%$).

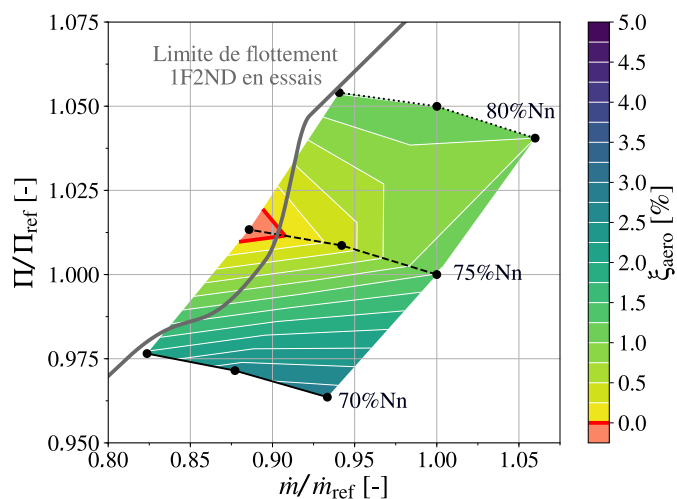
Pour réaliser une analyse plus quantitative, les courbes d'amortissement par iso-vitesse en fonction du débit sont tracées sur les figures 4.20a, 4.20c et 4.20e pour les trois modes. L'amortissement varie sensiblement entre les différents points de fonctionnement et les différents modes, allant de -0.23% à 5.0% . La tendance générale observée, en excluant l'iso-vitesse 80%Nn pour le mode 1F2ND (en rouge sur la figure 4.20e), est que l'amortissement diminue quand le débit diminue. C'est un comportement classique dans la mesure où l'aube devient plus instable quand le point de fonctionnement s'écarte de la ligne de fonctionnement nominal et se rapproche du décrochage. Le comportement du mode 1F2ND à 80%Nn est particulier et sera évoqué dans la section 4.5.1. Le mode prédit comme étant le plus critique est le mode 1F2ND à 75%Nn. A 70%Nn et 80%Nn, il s'agit du mode 1F1ND, sans pour autant qu'il soit instable sur les points de fonctionnement étudiés.

De manière à comparer plus aisément l'évolution de la stabilité d'un même mode sur les différents points de fonctionnement, les figures 4.20b, 4.20d et 4.20f reprennent les mêmes résultats en les triant par mode. L'amortissement du mode 1F1ND évolue sur une plage restreinte entre 0.14% et 0.72% . Au contraire, les amortissements des modes 1F2ND et 1F3ND varient sensiblement entre les points de fonctionnement. L'iso-vitesse 70%Nn pour le mode 1F2ND et l'iso-vitesse 75%Nn pour le mode 1F3ND montrent notamment des comportements particulièrement stables. Des chutes assez franches de l'amortissement sont par contre visibles pour les points les plus vannés à 75%Nn pour le mode 1F2ND (où la limite de flottement est même dépassée) et à 80%Nn pour le mode 1F3ND. Ce dernier point reste stable malgré la forte baisse de 1.5% en absolu entre le point dp10 et le point dp20.

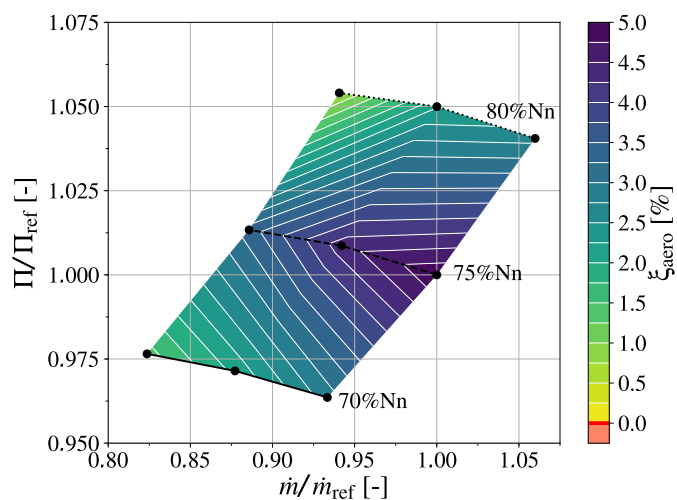
De même que le comportement acoustique des modes, l'amortissement varie sensiblement dans le champ fan alors que le champ stationnaire reste similaire entre les points de fonctionnement. L'idée est donc de confronter les deux, acoustique et amortissement, pour identifier une évolution corrélée entre eux.



(a) 1F1ND



(b) 1F2ND



(c) 1F3ND

FIGURE 4.19: Amortissement aéroélastique obtenu avec elsA dans le champ fan

4.4 Analyse des variations de l'amortissement aérodynamique dans le champ fan

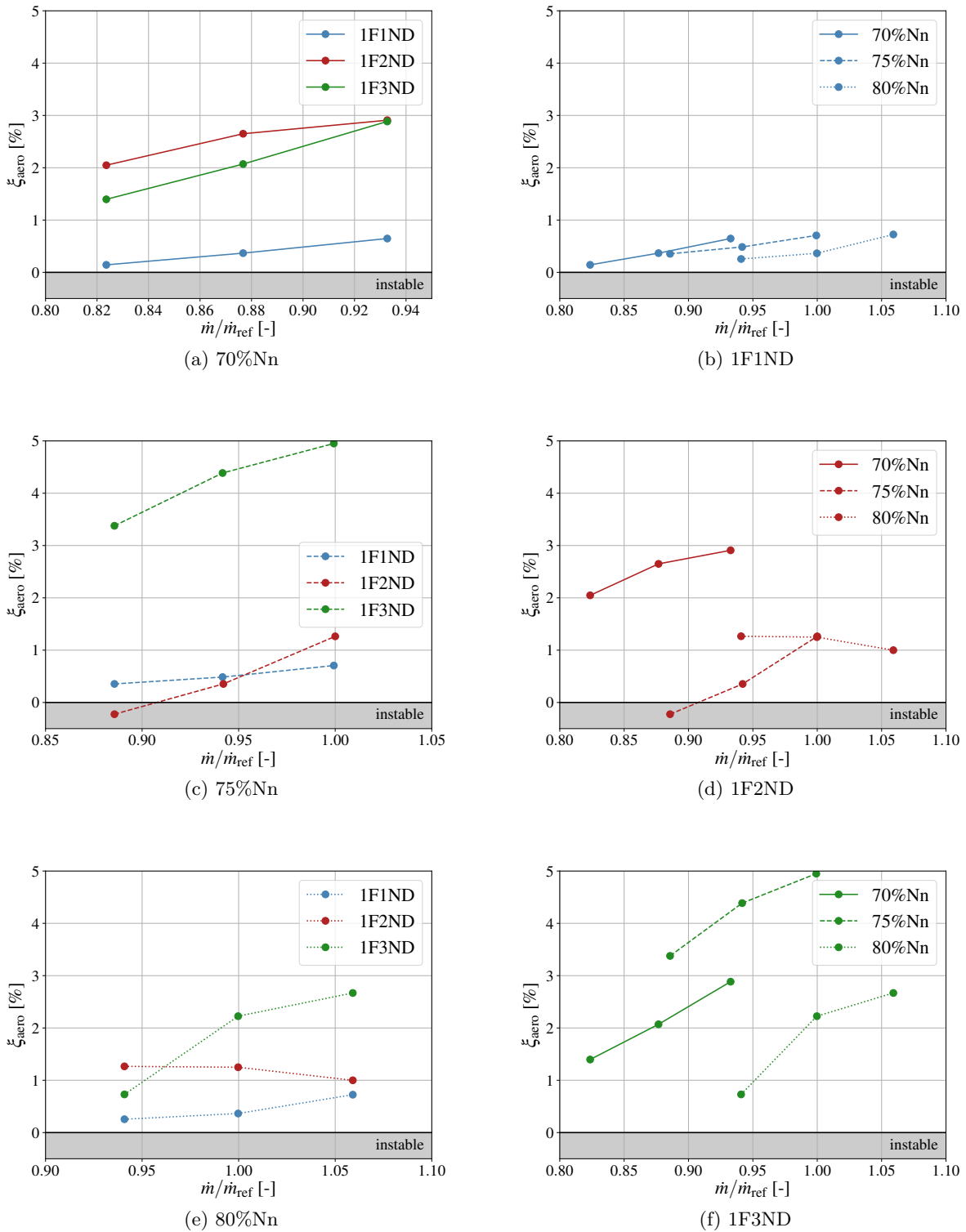


FIGURE 4.20: Amortissement aérodynamique obtenu avec elsA selon le point de fonctionnement et le mode. Les courbes sont triées par régime moteur dans la colonne de gauche, et par mode dans la colonne de droite.

4.5 Confrontation de la stabilité du fan à la réponse acoustique de l'entrée d'air

4.5.1 Analyse croisée des grandeurs aéroélastiques et acoustiques

Les caractéristiques de l'onde réfléchie dans l'entrée d'air et à l'aval du fan sont à présent mises en perspective avec les variations de stabilité de l'aube fan sur les 3 modes étudiés. La figure 4.21 fait la synthèse de ce qui a été établi dans les sections 4.3 et 4.4. Le champ fan présente le comportement acoustique des modes et la cartographie de flutter index obtenue avec Actran (voir figure 4.18), et les marqueurs correspondent à l'amortissement aéroélastique obtenu avec elsA (voir figure 4.19). Les marqueurs bleus identifient les points stables, avec $\xi_{\text{aero}} > 0$, et le marqueur rouge identifie le seul point instable, avec $\xi_{\text{aero}} < 0$, pour le mode 1F2ND à 75%Nn dp20. La taille des marqueurs est représentative de la valeur absolue de ξ_{aero} .

Il ressort que quel que soit le mode, la stabilité du fan est plus grande pour les points dans la zone de transition cut-off/cut-on à l'amont (bande colorée avec $f_{c\text{BA}} < f < f_{c\text{max}}$). Il est rappelé que cette zone correspond à la présence d'un point de retour dans l'entrée d'air et donc à un flutter index proche de 1. Pour les modes 1F2ND et 1F3ND, la stabilité du fan est moindre dans les zones où le flutter index est négatif (frange rouge). C'est le cas à 80%Nn dp20 pour le mode 1F3ND, mais également à 75%Nn dp20 pour le mode 1F2ND où $\xi_{\text{aero}} < 0$.

Au contraire, il n'est pas possible ainsi d'établir de corrélation entre la stabilité du mode 1F1ND et le flutter index. Le flutter index \mathcal{F} selon le point de fonctionnement ne semble pas avoir d'impact visible sur la valeur de l'amortissement. Les courbes de ξ_{aero} pour les trois iso-vitesses sur la figure 4.20b ont en effet des pentes très proches. Le mode 1F1ND est différent des modes 1F2ND et 1F3ND en cela qu'il est cut-on à l'amont et à l'aval du fan sur l'ensemble des points de fonctionnement calculés. De ce fait, son amplitude à l'amont du fan est réduite, la condition de résonance acoustique dans l'entrée d'air n'est plus remplie, et l'interaction avec l'amont est donc moindre.

La figure 4.22 est une extraction de la figure 4.21 le long des iso-vitesses 75%Nn et 80%Nn pour le mode 1F2ND et 80%Nn pour le mode 1F3ND, correspondant à des conditions cut-on en amont et cut-off à l'aval du fan (triangles sur la figure 4.18). D'après la figure 4.20, la tendance générale est que ξ_{aero} diminue lors du vannage. Pour le mode 1F2ND à 75%Nn (voir figure 4.22a), cette baisse est particulièrement importante et est conjointe à un passage du flutter index \mathcal{F} de positif à négatif. Pour le même mode à 80%Nn (voir figure 4.22b), l'amortissement augmente légèrement avec le vannage et \mathcal{F} passe de négatif à positif. Pour le mode 1F3ND à 80%Nn (voir figure 4.22c), les deux situations se présentent : entre dp00 et dp10, ξ_{aero} décroît faiblement (par rapport aux autres iso-vitesses sur la figure 4.20f) alors que \mathcal{F} est positif et augmente ; entre dp10 et dp20, ξ_{aero} diminue fortement alors que \mathcal{F} passe de positif à négatif. Par conséquent il apparaît sur ces trois iso-vitesses une correspondance entre le signe du flutter index et la modulation de l'amortissement par rapport à sa tendance générale à décroître lors du vannage.

4.5 Confrontation de la stabilité du fan à la réponse acoustique de l'entrée d'air

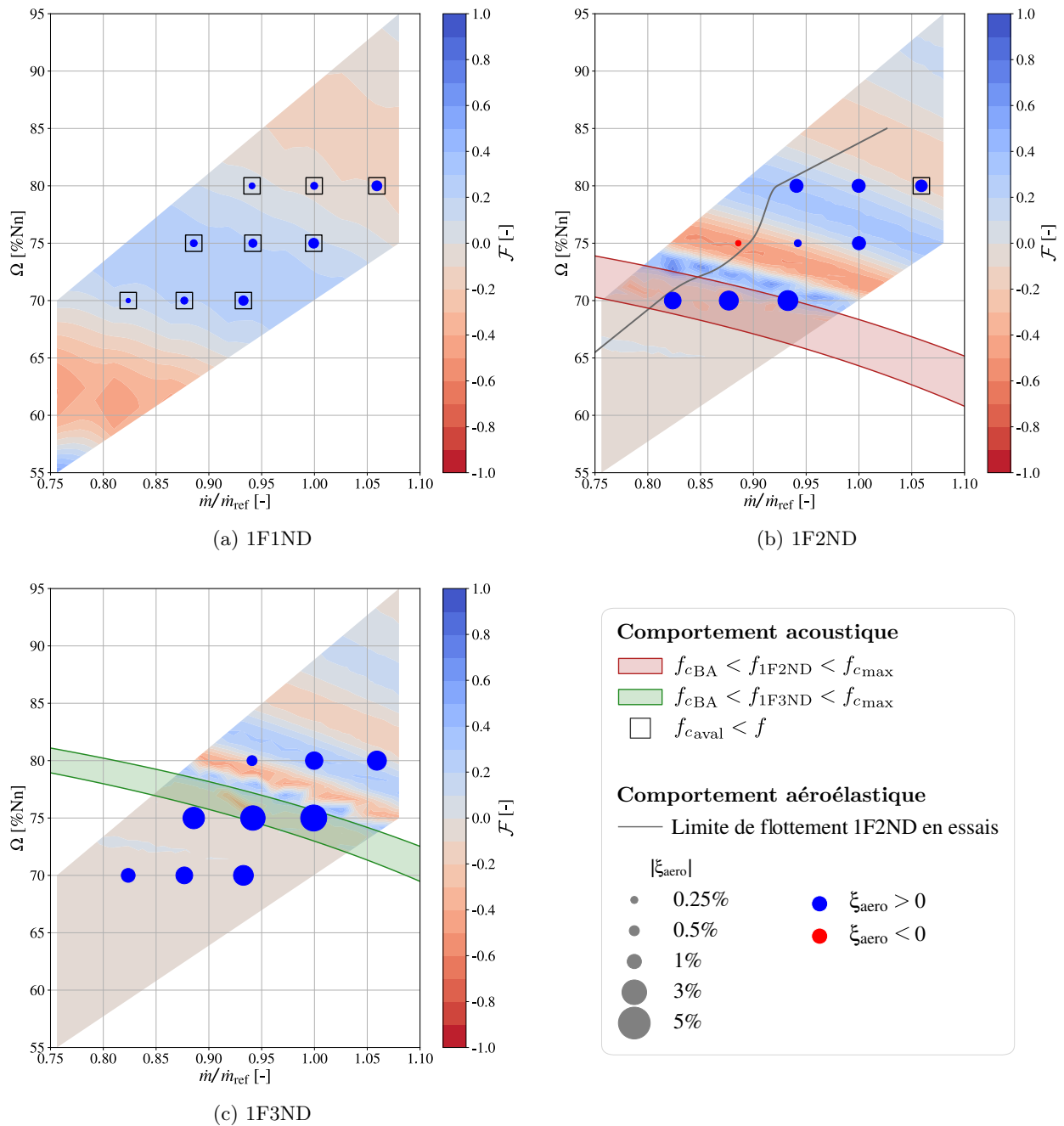
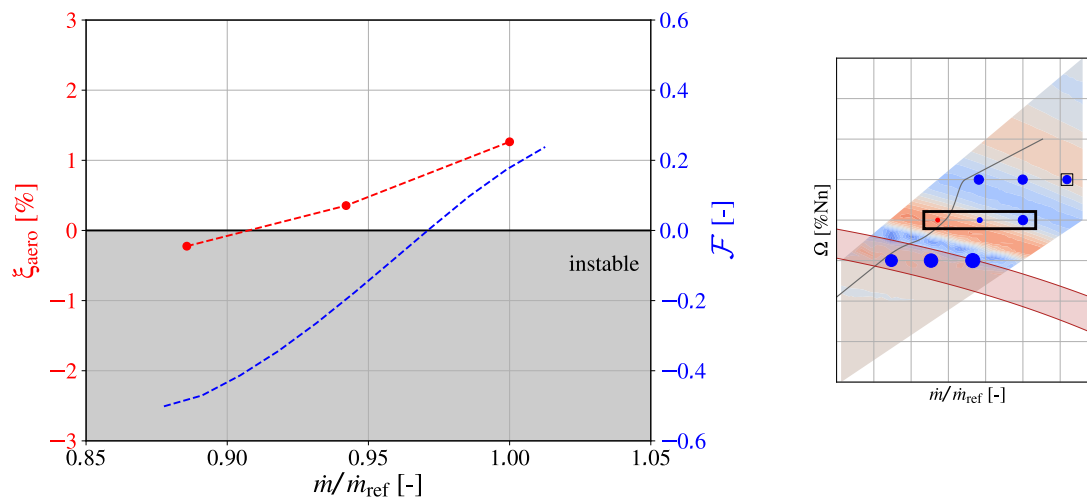
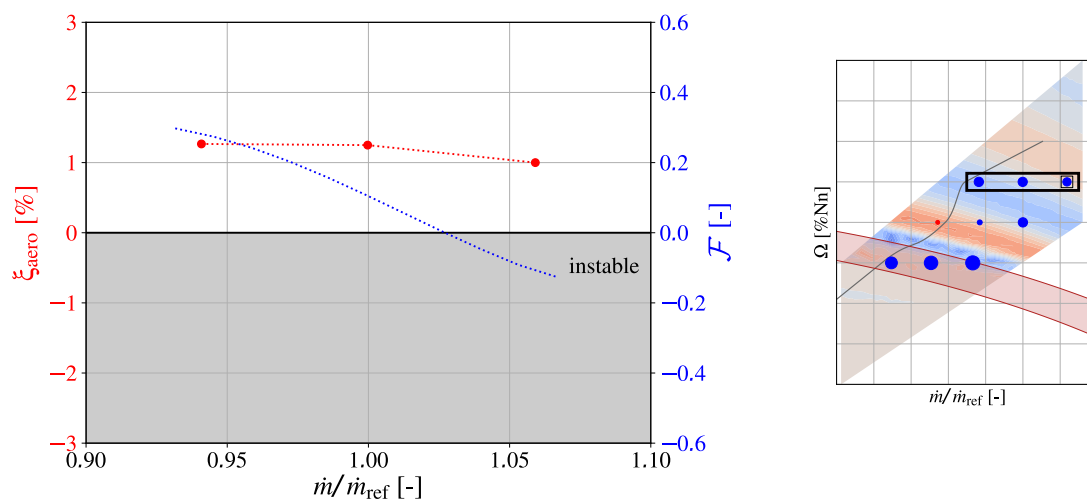


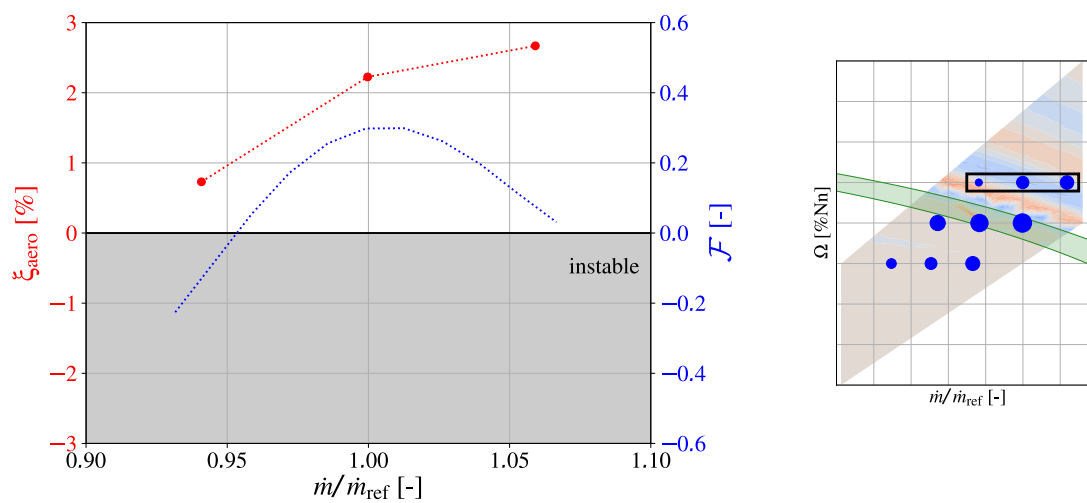
FIGURE 4.21: Corrélation entre les caractéristiques acoustiques dans l'entrée d'air et à l'aval du fan et l'amortissement aéroélastique



(a) 1F2ND 75%Nn



(b) 1F2ND 80%Nn



(c) 1F3ND 80%Nn

FIGURE 4.22: Evolutions comparées de l'amortissement aérodynamique et du flutter index (à gauche) et position de l'extraction à partir de la figure 4.21 (à droite)

4.5.2 Modélisation de la corrélation entre l'amortissement aérodynamique et le flutter index

Dans cette section, une modélisation de $\xi_{\text{aéro}}$ en fonction de \mathcal{F} est proposée. A partir des analyses de la section 4.5.1, l'évolution du flutter index est simplifiée par rapport à la figure 4.21 : il est pris égal à 1 au voisinage de la bande $f \in [f_{c\text{BA}}, f_{c\text{max}}]$, et égal à 0 pour $f < f_{c\text{BA}}$ et pour $f > f_{c\text{aval}}$.

En se référant au comportement du mode 1F1ND (voir figure 4.20b), la tendance générale pour l'amortissement en l'absence de couplage acoustique semble être une décroissance linéaire en fonction du vannage. La superposition de deux contributions linéaires est alors considérée pour calculer l'amortissement aérodynamique total :

$$\xi_{\text{aéro}} = \xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}} + \xi_{\text{aéro}}^{\text{nacelle}} \quad (4.1)$$

avec :

- $\xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}}$ l'amortissement aérodynamique du fan isolé en conduit infini, croissant de manière affine¹ avec le débit mais dont la valeur dépend du nombre de diamètres :

$$\xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}} \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{dp00}}} \right) = a \left(\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{\text{dp00}}} - 1 \right) + b \quad (4.2)$$

La normalisation du débit par \dot{m}_{dp00} est différente pour chaque iso-vitesse. Ainsi, le coefficient $b = \xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}}(1)$ est le même quel que soit le régime moteur.

- $\xi_{\text{aéro}}^{\text{nacelle}}$ l'amortissement dû à l'interaction acoustique avec la nacelle. De manière simplifiée, il est pris proportionnel à \mathcal{F} :

$$\xi_{\text{aéro}}^{\text{nacelle}}(\mathcal{F}) = c\mathcal{F} \quad (4.3)$$

Les coefficients a , b et c sont déterminés par une méthode des moindres carrés (voir Branch *et al.* (1999)) pour chaque mode indépendamment, à partir de l'ensemble des points du champ fan. Le tableau 4.3 fournit les valeurs obtenues pour ces coefficients. Etant donné que \mathcal{F} est pris égal à 0 sur l'ensemble des points pour le mode 1F1ND, la valeur de c est dans ce cas indéfinie².

Tableau 4.3: Coefficients du modèle d'amortissement en fonction du débit et du flutter index

	a	b	c
1F1ND	3.89	0.673	NA
1F2ND	4.18	1.07	1.73
1F3ND	13.1	2.67	2.28

Le modèle ainsi construit est comparé sur la figure 4.23 aux iso-vitesses déjà analysées sur la figure 4.22. Les écarts sont de l'ordre de l'incertitude numérique sur l'amortissement (voir section 3.6). La forme générale des courbes est correctement reproduite.

1. Une évolution quadratique de $\xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}}$ en fonction du débit a également été testée. Cela ne modifie pas significativement les résultats présentés sur les figures 4.23 et 4.24 avec une évolution affine.

2. Si la contrainte $\mathcal{F} = 0$ est levée pour le mode 1F1ND, les valeurs obtenues sont $a = 3.92$, $b = 0.667$, $c = 0.0580$. c reste négligeable, ce qui justifie l'hypothèse que le mode 1F1ND est très peu sensible à l'interaction avec la nacelle. Les courbes obtenues dans ce cas sont indiscernables de celles présentées sur la figure 4.24a.

Les résultats sont maintenant présentés pour les trois modes sur l'ensemble des points simulés avec elsA. Les figures 4.24a, 4.24c et 4.24e montrent la comparaison du modèle avec les résultats des simulations. L'accord entre les deux est jugé très satisfaisant sur l'ensemble des points de fonctionnement. En particulier, la dispersion apparente des comportements pour les modes 1F2ND et 1F3ND est bien prédite, tant en amplitude qu'en pente et courbure.

Les figures 4.24b, 4.24d et 4.24f montrent la composante $\xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}}$ isolée et l'amortissement total prédit par le modèle. L'écart entre les deux (zone orangée) correspond à $\xi_{\text{aéro}}^{\text{nacelle}}$. Par construction, les courbes de $\xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}}$ aux différentes iso-vitesses sont simplement des translations les unes par rapport aux autres à cause de la variation de \dot{m}_{dp00} . Comme cela est également visible dans le tableau 4.3, la pente a augmente avec le nombre de diamètres nodaux, notamment entre les diamètres 2 et 3. Le niveau moyen de l'amortissement $\xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}}$ est aussi plus important lorsque le nombre de diamètres augmente. Il s'agit d'un comportement assez classique rapporté dans la littérature, comme le montre par exemple la figure 1.10. Le mode 1F1ND n'est pas sensible à l'acoustique par construction du modèle. Au contraire, les modes 1F2ND et 1F3ND le sont beaucoup avec des variations de presque 200% en relatif par rapport à l'amortissement du fan isolé. Parce que l'amortissement $\xi_{\text{aéro}}^{\text{fan}}$ du mode 1F2ND est suffisamment faible et qu'il est très sensible au couplage acoustique avec la nacelle, ce mode a la possibilité de devenir instable sur une plage étroite de vitesses de rotation, donnant lieu au « flutter bite » décrit par [Vahdati et al. \(2015\)](#).

4.6 Bilan

Les simulations elsA ont montré une faible variabilité du champ stationnaire dans le champ fan. Les prédictions réalisées avec Actran validées vis-à-vis d'elsA ont permis d'étendre l'analyse du comportement acoustique à une large portion du champ fan. Il a ainsi été mis en évidence une variabilité du caractère cut-off/cut-on des modes à l'amont et à l'aval du fan en fonction du point de fonctionnement, ainsi que des changements de signe du flutter index modulant l'influence de l'entrée d'air sur le fan. L'évolution corrélée du comportement acoustique des modes et de l'amortissement aérodynamique confirme un pilotage de la stabilité aéroélastique par la réponse acoustique de la nacelle. Un modèle linéaire simple permet de rendre compte de cette corrélation.

Dans le présent chapitre, la seule grandeur aéroélastique qui a été considérée est l'amortissement aérodynamique, qui est une grandeur intégrée. Une analyse plus locale des mécanismes d'interaction fluide/structure est réalisée dans le chapitre 5.

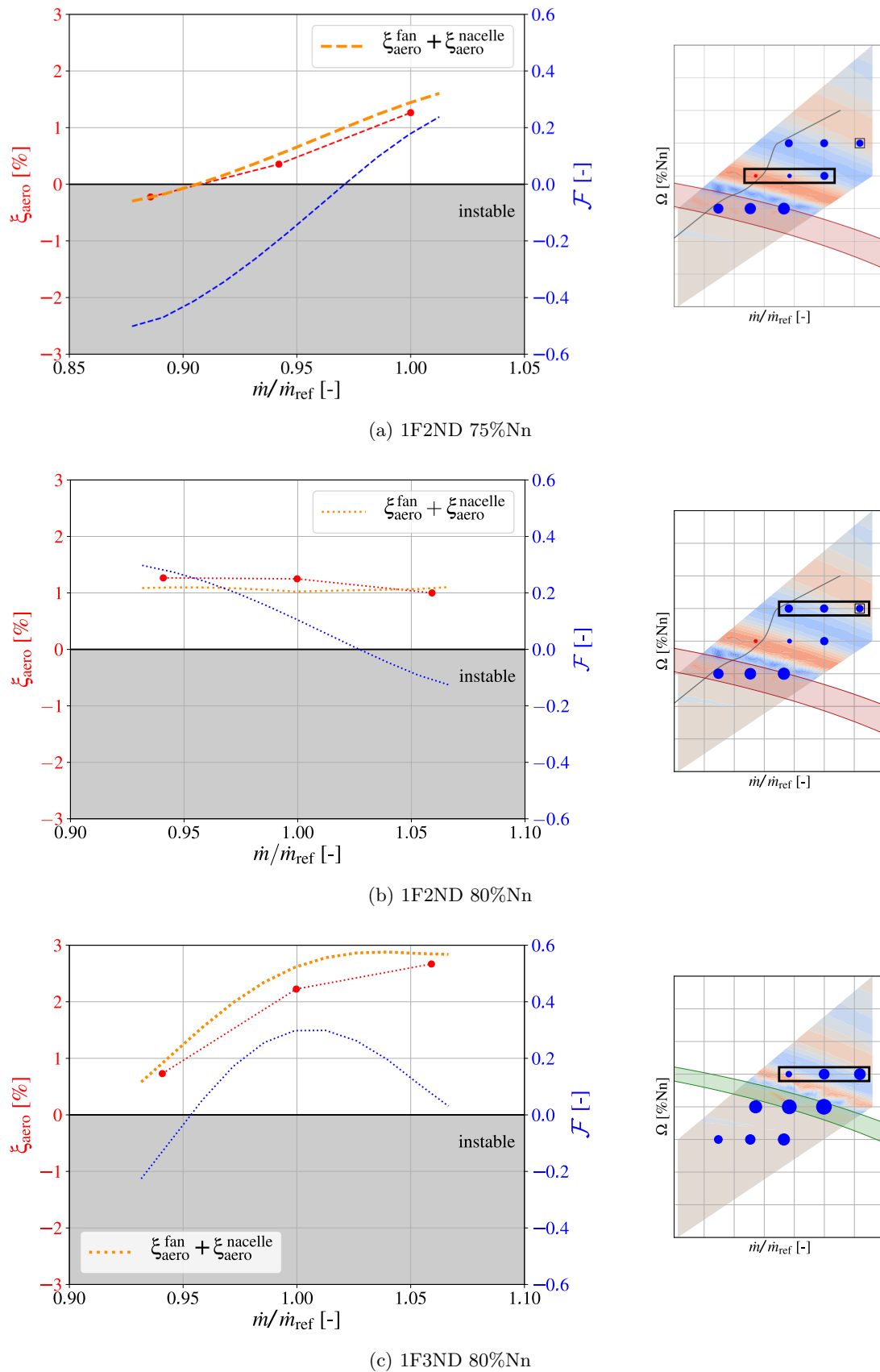
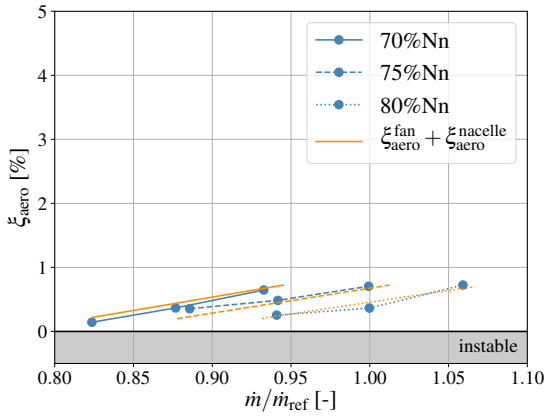
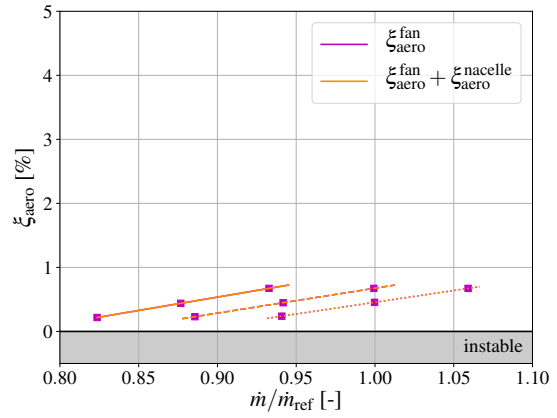


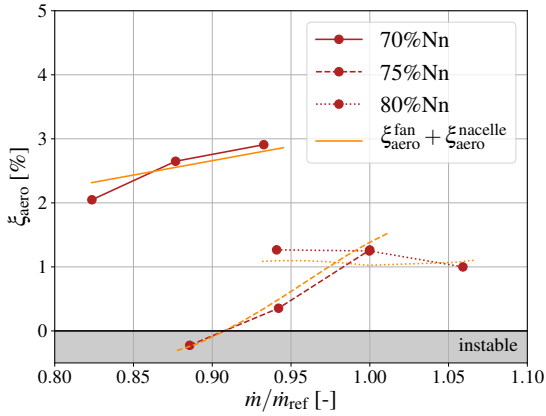
FIGURE 4.23: Evaluation du modèle de corrélation entre $\xi_{\text{aéro}}$ et \mathcal{F} confronté avec les résultats de la figure 4.22



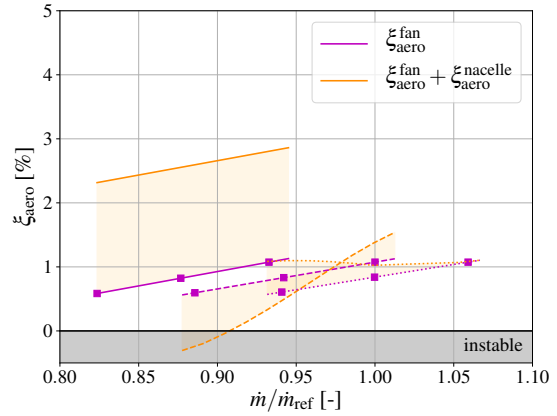
(a) Comparaison avec elsA pour le mode 1F1ND



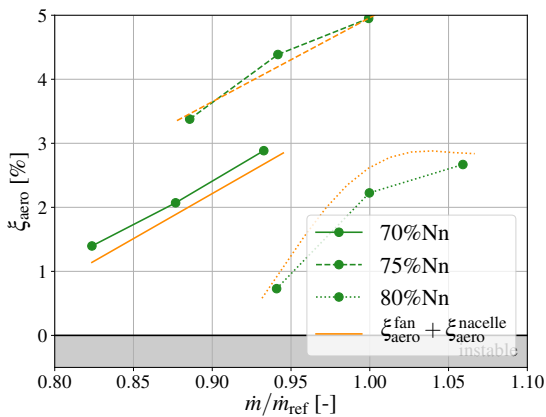
(b) Impact du couplage acoustique pour le mode 1F1ND



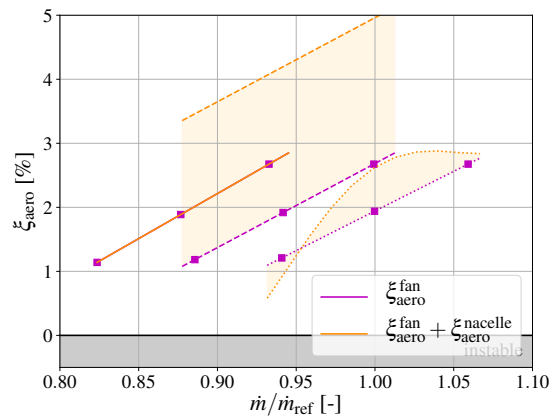
(c) Comparaison avec elsA pour le mode 1F2ND



(d) Impact du couplage acoustique pour le mode 1F2ND



(e) Comparaison avec elsA pour le mode 1F3ND



(f) Impact du couplage acoustique pour le mode 1F3ND

FIGURE 4.24: Application du modèle de corrélation entre ξ_{aero} et \mathcal{F} . Comparaison avec les résultats des simulations elsA (à gauche) et impact du couplage acoustique avec la nacelle (droite)

Analyse de la réponse aéroélastique locale

Sommaire

5.1	Analyse du travail surfacique dans le champ fan	129
5.2	Analyse des fluctuations de pression	138
5.2.1	Stabilisation dans la zone de transition cut-off/cut-on à l'amont du fan	138
5.2.2	Analyse de la zone cut-on à l'amont et à l'aval du fan	141
5.2.3	Déstabilisation du fan pour un mode cut-on à l'amont et cut-off à l'aval	145
5.2.4	Stabilisation du fan pour un mode cut-on à l'amont et cut-off à l'aval	152
5.3	Bilan	154

Le chapitre 4 a mis en évidence une corrélation entre les caractéristiques acoustiques des modes dans la nacelle et l'amortissement aérodynamique du fan. Il s'agit maintenant d'analyser des grandeurs plus locales, telles que des distributions de travail ou de fluctuation de pression sur l'aube, afin de vérifier que la corrélation proposée dans la section 4.5.1 n'est pas due à une compensation d'erreurs locales, et de mieux comprendre les mécanismes qui lient l'acoustique dans l'entrée d'air et la stabilité du fan.

Dans un premier temps, les cartographies de travail local sur l'aube sont comparées pour les différents points de fonctionnement et modes. L'analyse est réalisée en regroupant les points pour lesquels les modes ont des comportements acoustiques similaires, selon les familles identifiées sur la figure 4.18. Dans un second temps, ces mêmes familles sont caractérisées plus en détail selon les fluctuations de pression à la paroi, en amplitude et en phase. Cela permet d'expliquer les distributions de travail surfacique observées.

5.1 Analyse du travail surfacique dans le champ fan

Dans un premier temps, les cartographies de travail surfacique sur l'aube sont analysées pour les différents modes et points de fonctionnement. Les figures 5.1, 5.2 et 5.3 montrent des vues extrados et intrados pour les modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND respectivement. Les zones correspondant à une faible amplitude de travail échangé $\mathcal{W}/U \in [-0.1, 0.1]$ ont été masquées en blanc de manière à

simplifier la lecture des cartographies. La ligne noire sur l'extrados matérialise la position de l'onde de choc. Ces figures sont à mettre en perspective avec les différents comportements acoustiques illustrés par la figure 4.18. Les marqueurs à côté des aubages correspondent au comportement acoustique des modes, avec le même code que la figure 4.18. La légende est rappelée dans le tableau 5.1.

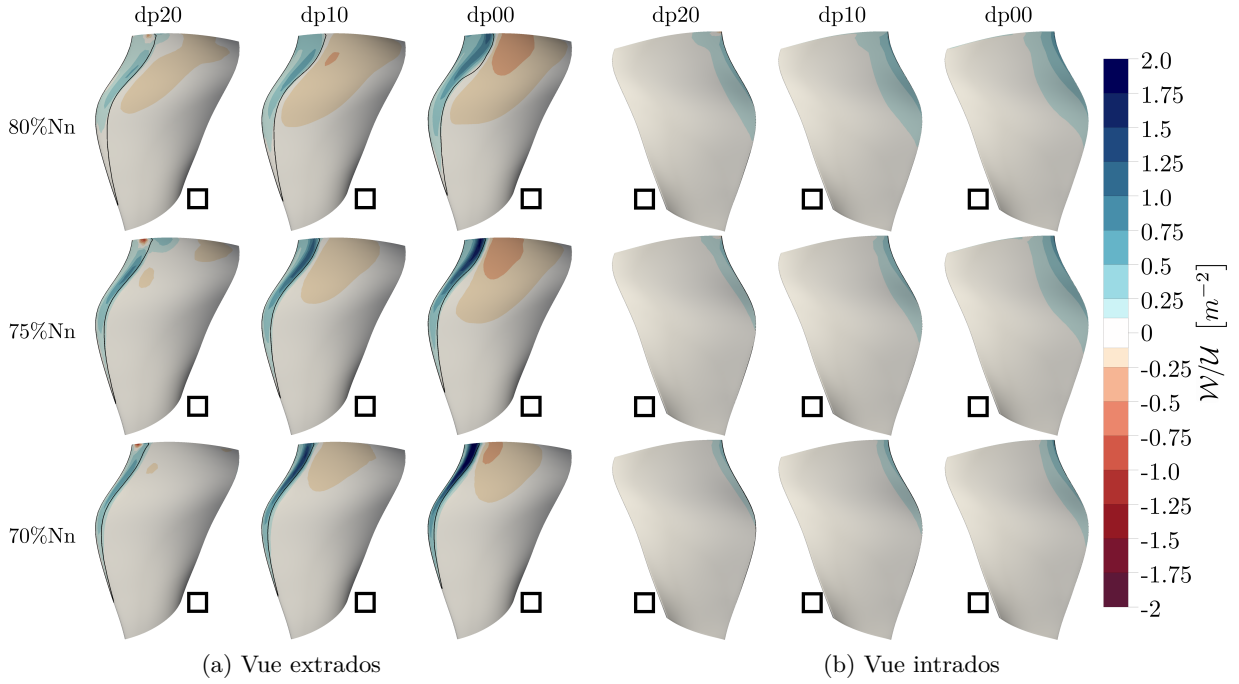


FIGURE 5.1: Cartographie du travail aérodynamique local pour le mode 1F1ND pour les différents points de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.

Tableau 5.1: Table des symboles associés aux familles de comportement acoustique

Symbole	Valeur de la fréquence f
\times	$f < f_{cBA}$
\circ	$f_{cBA} < f < f_{cmax}$
∇	$f_{cmax} < f < f_{caval}$ avec $\mathcal{F} < 0$
\triangle	$f_{cmax} < f < f_{caval}$ avec $\mathcal{F} > 0$
\square	$f_{caval} < f$

La première chose à noter est la continuité topologique qui existe entre les différents points de fonctionnement pour un même mode. Cela est dû au fait que le champ stationnaire évolue lui aussi de manière continue entre les points étudiés, sans apparition de structures aérodynamiques (voir la section 4.1). De manière générale, la zone juste en amont de l'onde de choc sur l'extrados est un lieu d'échange de travail particulièrement intense. Cette zone est stabilisante ($\mathcal{W} > 0$) pour tous les cas à l'exception du point à 75%Nn dp20 pour le mode 1F2ND (voir figure 5.2a), qui est le seul point pour lequel un amortissement aérodynamique négatif est atteint.

L'analyse de chaque famille fait ressortir :

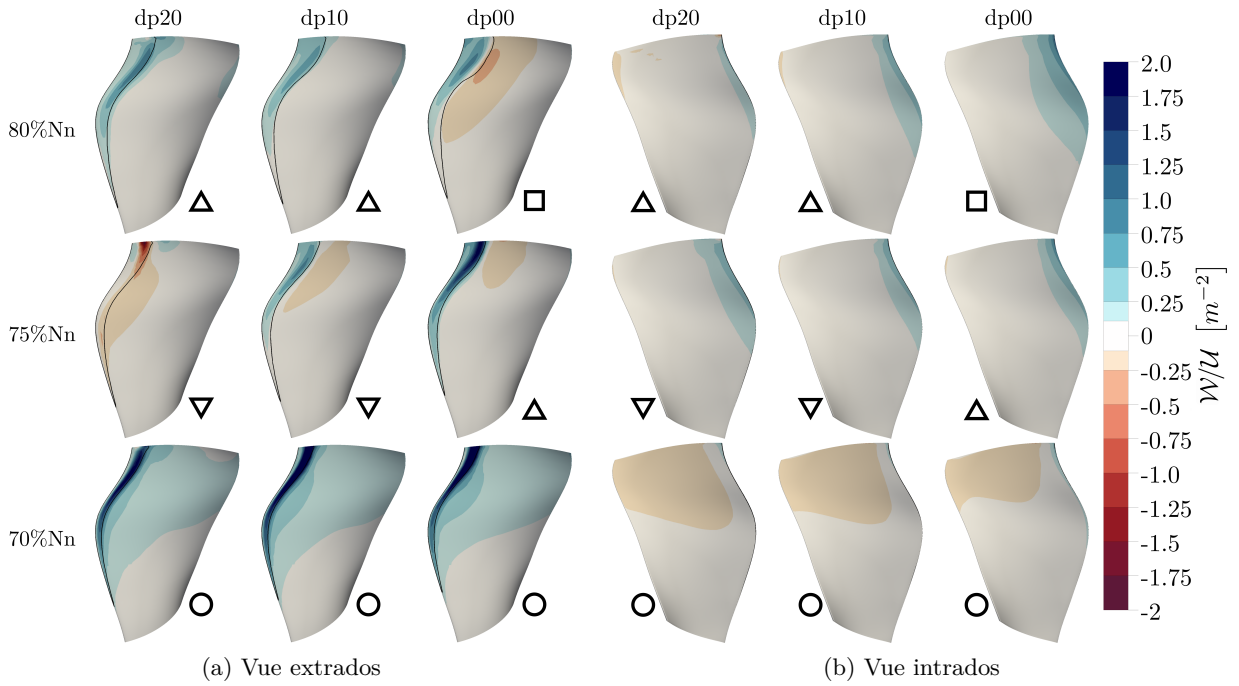


FIGURE 5.2: Cartographie du travail aérodynamique local pour le mode 1F2ND pour les différents points de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.

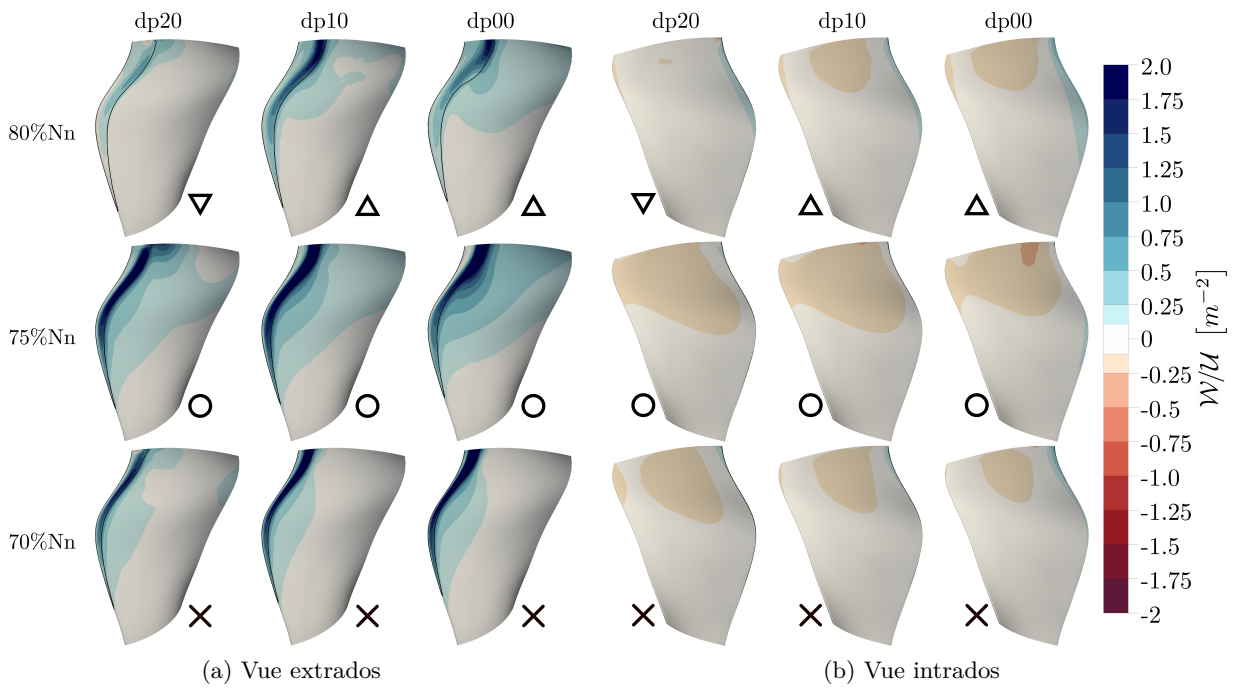


FIGURE 5.3: Cartographie du travail aérodynamique local pour le mode 1F3ND pour les différents points de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.

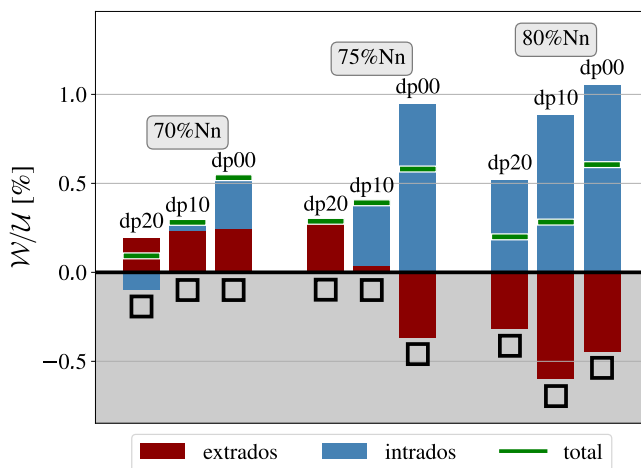
- **Familles** \times et \circ : Le travail échangé est positif sur la moitié supérieure de l'extrados, avec une amplitude particulièrement importante en amont de l'onde de choc. Sur l'intrados, une large zone de travail négatif est présente en tête sur la majeure partie de la corde, excepté dans la zone du bord d'attaque qui montre un travail positif. Lorsque le débit et la vitesse de rotation augmentent, la zone de travail positif sur l'extrados, stabilisante, s'étend et gagne en amplitude. Cette évolution est liée au rapprochement de la fréquence du mode à la fréquence de cut-on maximum dans l'entrée d'air $f_{c_{\max}}$ et à l'établissement de la résonance acoustique en amont du fan.
- **Famille** \square : Sur l'extrados, le travail en amont de l'onde de choc est positif, avec une amplitude plus élevée en tête. L'aval de l'onde de choc présente un travail négatif sur la moitié supérieure de l'extrados, avec une amplitude maximale autour de la mi-corde. Ces deux zones, l'une stabilisante et l'autre déstabilisante, perdent en amplitude lors du vannage. Le bord de fuite est une zone d'échange de travail négligeable. Sur l'intrados, une zone de travail positif est observée proche du bord d'attaque en tête. Cette zone s'étend quand le débit et la vitesse de rotation augmentent.
- **Familles** ∇ et \triangle : Les cartographies de travail au sein de cette famille présentent plus de variations mais leur évolution en fonction du flutter index montre des similitudes. Le passage d'une zone avec $\mathcal{F} > 0$ (\triangle) à une zone avec $\mathcal{F} < 0$ (∇) est plus particulièrement étudié.
 A 80%Nn pour le mode 1F3ND (voir figure 5.3), sur l'intrados, le bord d'attaque montre un travail positif, alors que le travail est négatif sur le reste de la tête de l'aube. Cette répartition est similaire à tous les points de fonctionnement pour le mode 1F3ND. Lors du vannage, ces zones perdent en intensité. Sur l'extrados, l'onde de choc et la tête de l'aube dans son ensemble montrent un travail positif, mais dont la valeur décroît fortement entre dp10 et dp20. Ce comportement est concomitant au passage d'une valeur de flutter index positive à une valeur négative, qui diminue la stabilité de l'aube.
 A 75%Nn pour le mode 1F2ND (voir figure 5.2), sur l'intrados, la zone proche bord d'attaque en tête montre un travail positif et évolue peu lors du vannage. Sur l'extrados, la zone en amont de l'onde de choc échange un travail positif à dp00, dont la valeur diminue à dp10 et devient négative à dp20. Cette zone passe donc de très stabilisante à déstabilisante lors du vannage, tandis que \mathcal{F} passe de positif à négatif. En aval de l'onde de choc, une zone de travail négatif est visible en tête et à mi-corde à dp00, et cette zone remonte vers l'onde de choc lors du vannage.

Afin de synthétiser davantage ces informations pour chaque point de fonctionnement, le travail est intégré séparément sur l'intrados et sur l'extrados de manière à quantifier leur contribution à l'amortissement aérodynamique total. Ces résultats sont reportés sur la figure 5.4. Les barres vertes indiquent l'amortissement aérodynamique total ξ_{aero} et correspondent aux courbes présentées sur la figure 4.20.

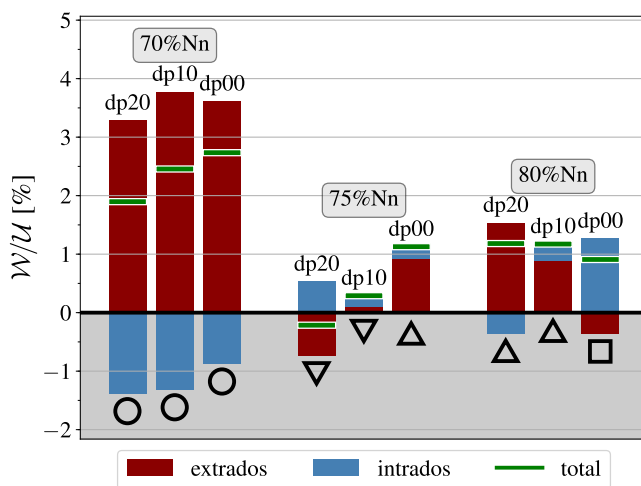
Comme précédemment, le comportement de chaque famille est analysé :

- **Familles** \times et \circ : L'intrados est faiblement déstabilisant, tandis que l'extrados est très fortement stabilisant. Pour le mode 1F2ND à 70%Nn, aucune tendance d'évolution entre les différents points de fonctionnement ne peut être dégagée. Au contraire, pour le mode 1F3ND à

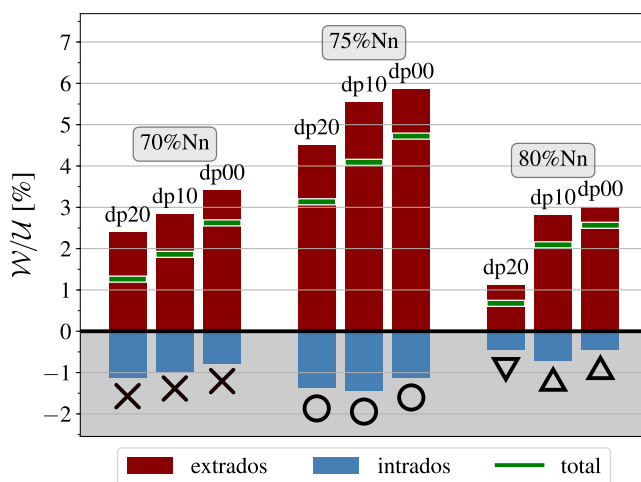
5.1 Analyse du travail surfacique dans le champ fan



(a) 1F1ND



(b) 1F2ND



(c) 1F3ND

FIGURE 5.4: Travail intégré séparément sur l'extrados et l'intrados selon le point de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.

70%Nn et 75%Nn, le travail positif sur l'extrados décroît avec le vannage, alors que le travail négatif échangé sur l'intrados reste quasiment constant quel que soit le point de fonctionnement. C'est donc la variation de travail sur l'extrados qui pilote la décroissance de ξ_{aero} avec le vannage.

— **Famille \square** : Deux sous-familles sont à distinguer :

- Dans le haut du champ fan (80%Nn et point à 75%Nn dp00), l'intrados est stabilisant et l'extrados est déstabilisant. C'est l'opposé des points pour lesquels le mode n'est pas complètement cut-on en amont (familles \times et \circ avec $f < f_{c_{max}}$). Cette inversion est due à un changement de signe du travail sur l'intrados en tête entre les familles \times et \circ et la famille \square (voir figures 5.1b et 5.3b). Il est rappelé (voir figure 5.1a) que sur l'extrados, le travail est négatif à l'aval de l'onde de choc alors qu'il est positif en amont. La figure 5.4 montre que la somme de ces deux contributions est toujours déstabilisante.
- Dans le bas du champ fan (mode 1F1ND à 70%Nn), le travail échangé sur l'extrados est positif mais faible, et assez constant d'un point de fonctionnement à l'autre. Par contre, le travail sur l'intrados passe de positif à négatif entre dp00 et dp20. Il s'en suit que c'est l'intrados qui pilote la chute de l'amortissement aérodynamique avec le vannage dans ce cas.

L'iso-vitesse à 75%Nn pour le mode 1F1ND a un comportement relevant de ces deux sous-familles.

— **Familles ∇ et \triangle** : Dans tous ces cas, la contribution de l'intrados est faible. Pour le mode 1F3ND à 80%Nn, les zones de travail positif et négatif sur l'intrados montrées sur la figure 5.3b perdent en intensité lors du vannage, mais leur somme négative reste relativement constante. Pour le mode 1F2ND à 75%Nn, le travail augmente légèrement quand le débit diminue, ce qui est cohérent avec l'extension de la zone à travail positif proche du bord d'attaque sur la figure 5.2b.

Le travail intégré sur l'extrados est prédominant devant celui intégré sur l'intrados. Pour le mode 1F2ND à 75%Nn, la figure 5.4 montre qu'il décroît avec le vannage, passant de positif à négatif. Pour le mode 1F3ND à 80%Nn, il est stable entre dp00 et dp10 puis décroît fortement entre dp10 et dp20. Ces évolutions sont concomitantes à l'évolution du flutter index tracé sur la figure 4.22.

Pour le mode 1F2ND à 80%Nn, en considérant d'abord l'intrados, la figure 5.2b a montré qu'en vannant le travail positif proche du bord d'attaque en tête diminue, tandis que le travail négatif au bord de fuite augmente. En conséquence, sur la figure 5.4, le travail intégré sur l'intrados passe de positif à négatif entre dp10 et dp20. Sur l'extrados, le travail échangé augmente avec le vannage, concomitamment au flutter index qui est positif et qui augmente (voir figure 4.22b). Il a été établi à la section 4.5.1 que pour les familles ∇ et \triangle , le flutter index pilote la stabilité globale. En complément, il ressort de la figure 5.4 que \mathcal{F} influence majoritairement le travail échangé à l'extrados.

L'intégration sur tout l'extrados a le désavantage de masquer les effets antagonistes des zones en amont et en aval de l'onde de choc pour les points de fonctionnement avec $f > f_{c_{aval}}$ (\square). Pour pallier ce défaut, il est proposé une intégration séparée des deux zones sur une extraction à 90%H,

étant donné que les niveaux de travail échangés les plus élevés sont en tête, zone où le déplacement de l'aube est maximal (voir figure 3.2). Il est rappelé que la zone à l'amont de l'onde de choc représente entre 12 et 28% de la longueur de l'extrados selon le point de fonctionnement (voir section 4.1). Les résultats sont présentés sur la figure 5.5. Ce type d'analyse zonale est inspirée de Rendu *et al.* (2017) et Duquesne *et al.* (2018).

Tout d'abord, une distinction entre les différents modes apparaît clairement sur l'ensemble des points de fonctionnement. Pour le mode 1F1ND, le travail sur l'intrados est positif tandis que le travail sur l'extrados à l'aval de l'onde de choc est négatif. Pour le mode 1F3ND, c'est l'inverse. Le travail en amont de l'onde de choc est toujours positif pour les deux modes. Ceci explique que l'amortissement du mode 1F1ND soit plus faible que l'amortissement du mode 1F3ND (voir figures 4.20b et 4.20f) car le travail échangé à l'aval de l'onde de choc est globalement d'amplitude plus importante en valeur absolue que le travail sur l'intrados. Le mode 1F2ND présente un comportement tantôt proche du mode 1F3ND à bas régime, tantôt proche du mode 1F1ND à haut régime. Dans ce mémoire, l'hypothèse est faite qu'en dehors de toute interaction avec la nacelle, ce comportement serait piloté par le nombre de diamètres nodaux.

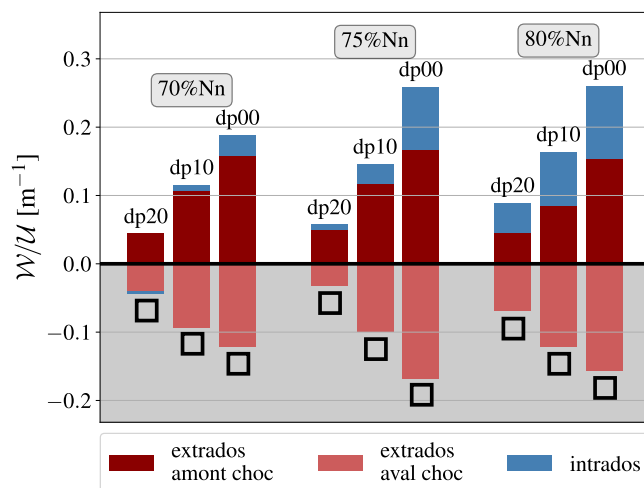
De nouveau, le comportement de chaque famille est analysé :

- **Familles** \times et \circ : Des distributions comparables à la figure 5.4 sont retrouvées, bien que la figure 5.5 présente des résultats limités à une coupe à hauteur de veine constante. Cette coupe est donc bien représentative du comportement global. A noter que la contribution de l'amont de l'onde de choc domine, alors que la surface de cette zone est la plus faible des trois zones considérées (de l'ordre de 15% de la corde).

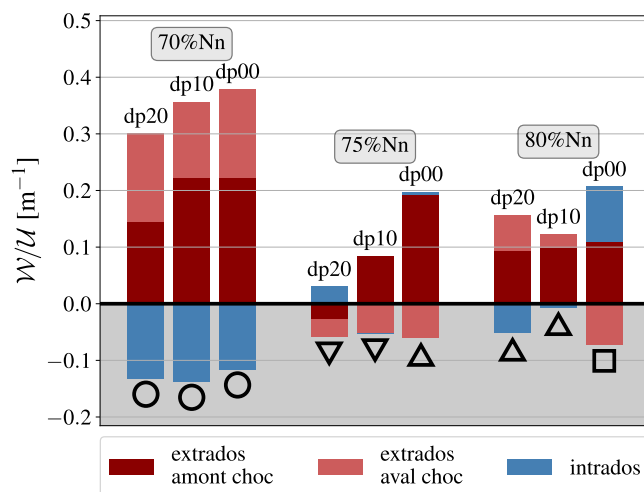
La figure 5.5 permet également de distinguer les familles \times et \circ . Il est rappelé que le passage des points \times aux points \circ est corrélé au passage d'une situation où le mode est complètement cut-off à l'amont du fan à une situation où il existe un point de retour dans l'entrée d'air. Sur la figure 5.5, le travail à l'aval de l'onde de choc est beaucoup plus faible pour les points \times que pour les points \circ , sans que le niveau à l'amont de l'onde de choc diminue significativement. C'est cette décroissance qui implique un niveau d'amortissement ξ_{aero} plus faible à 70%Nn qu'à 75%Nn pour le mode 1F3ND. Au contraire, le mode 1F3ND à 75%Nn et le mode 1F2ND à 70%Nn (famille \circ) présentent des distributions de travail par zone similaires.

- **Famille** \square : A l'extrados, la zone en aval de l'onde de choc est déstabilisante pour tous les points, alors que l'amont est stabilisant. L'intrados est stabilisant pour tous les points sauf à 70%Nn dp20 pour le mode 1F1ND, ce qui est également le cas sur la figure 5.4 bien que la figure 5.5 ne présente des résultats que sur une coupe.

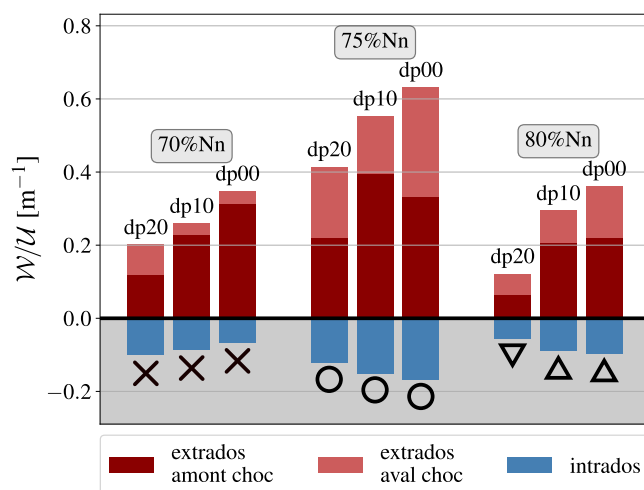
Une évolution identique entre les trois régimes est constatée pour le mode 1F1ND. Les contributions des trois zones diminuent avec le vannage. Le poids relatif de la zone amont onde de choc par rapport à celle à l'aval varie en fonction des points de fonctionnement, ce qui explique les disparités constatées sur la figure 5.4 qui avaient conduit à distinguer deux sous-familles. Ainsi, la zone aval déstabilisante l'emporte à 80%Nn, alors que la zone amont stabilisante l'emporte à 70%Nn. Il ressort que cette décomposition amont/aval onde de choc met en évidence une évolution de comportement régulière avec la variation du débit quelle que soit la vitesse de rotation.



(a) 1F1ND



(b) 1F2ND



(c) 1F3ND

FIGURE 5.5: Travail intégré séparément en 3 zones sur une coupe à 90%H selon le point de fonctionnement. Voir tableau 5.1 pour la légende des symboles.

- **Familles ∇ et \triangle** : Le travail à l'intrados à 90%H se comporte comme le travail intégré sur tout l'intrados sur la figure 5.4.

A l'extrados, la contribution de l'aval onde de choc est de signe opposé entre le mode 1F2ND à 75%Nn et le mode 1F3ND à 80%Nn. A nouveau, ce pourrait être un effet du nombre de diamètres nodaux. Quand le débit diminue, cette contribution diminue légèrement, sans changer de signe.

C'est finalement la zone en amont de l'onde de choc sur l'extrados qui évolue comme le flutter index (voir figure 4.22), affinant que c'est cette zone qui pilote la stabilité en lien avec le comportement acoustique de la nacelle.

Il a donc été montré que les familles identifiées dans la section 4.3.2 selon leur comportement acoustique ont chacune un comportement aéroélastique local homogène entre les différents points de fonctionnement. La corrélation entre l'amortissement et le comportement acoustique des modes analysée dans la section 4.5.1 est également observée au niveau des distributions locales de travail. L'intégration en trois zones (extrados amont onde de choc, extrados aval onde de choc, intrados) met en évidence des évolutions régulières entre tous les points d'une même famille. La section suivante étudie les fluctuations du champ de pression instationnaire, en amplitude et en phase, de manière à approfondir les mécanismes d'interaction fan/nacelle au delà du travail aérodynamique.

5.2 Analyse des fluctuations de pression

5.2.1 Stabilisation dans la zone de transition cut-off/cut-on à l'amont du fan

Les points pour lesquels il existe un point de retour dans l'entrée d'air (\circ d'après le tableau 5.1) sont étudiés dans cette section. Il s'agit de l'iso-vitesse 70%Nn pour le mode 1F2ND et de l'iso-vitesse 75%Nn pour le mode 1F3ND.

Les distributions de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ à 90%H sont tracées pour tous ces points sur la figure 5.6. Le lien entre ces grandeurs est explicité par l'équation (3.30). Les zones grises sur la figure correspondent à une instabilité de l'aube. Le symbole losange sur les courbes indique la position de l'onde de choc. Les tendances sont très similaires entre les cas considérés, pour les trois grandeurs étudiées.

L'intrados ($s/c < 0$) est déstabilisant mais de manière négligeable, en raison d'une faible amplitude des fluctuations de pression, comme c'est également visible sur les figures 5.2 et 5.3.

L'amont de l'onde de choc est prédominant, avec un pic d'amplitude très important et une phase autour de 270° . A l'aval de l'onde de choc, $|p|$ est faible et les courbes de phase pour les différents points diffèrent de moins de 90° en présentant une évolution similaire (excepté pour $s/c \approx 0.8$ pour le mode 1F3ND à 75%Nn dp20). Cette homogénéité sur la phase est remarquable dans la mesure où les 6 points considérés sont sur deux iso-vitesses différentes, que l'incidence varie de presque 4° entre les différents points et que deux nombres de diamètres nodaux sont étudiés.

Par ailleurs, quand le débit diminue, $|p|$ diminue au voisinage de l'onde de choc car la fréquence du mode s'éloigne de $f_{c_{\max}}$ et donc de la résonance acoustique. Le travail suit la même évolution avec le vannage pour le mode 1F2ND. Pour le mode 1F3ND, les variations de la phase modulent cette tendance et expliquent que le pic de travail à dp10 soit supérieur à celui à dp00.

Malgré ces similitudes entre les deux modes, le pic de travail pour le mode 1F3ND est de l'ordre de 1.5 fois celui du mode 1F2ND à vannage équivalent. Cela se retrouve au niveau global, ce qui explique la différence d'amortissement entre le mode 1F2ND sur la figure 4.20c et le mode 1F3ND sur la figure 4.20a.

Une comparaison est à présent effectuée pour le mode 1F3ND entre les points pour lesquels le mode est totalement cut-off à l'amont (à 70%Nn, marqués \times sur la figure 5.3) et les points pour lesquels il existe un point de retour (à 75%Nn, marqués \circ). Les répartitions de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ à 90%H sont tracées sur la figure 5.7. Il existe des écarts entre les deux iso-vitesses sur la phase mais il est surtout visible que l'amplitude des fluctuations de pression $|p|$ est bien moindre à l'aval de l'onde de choc ($s/c > 0.25$) pour les points à 70%Nn que pour les points à 75%Nn. Le même écart peut être observé sur les distributions de travail. Cela est cohérent avec les différences de répartition visibles sur la figure 5.5c. Le pic de travail (ou de $|p|$) à l'amont de l'onde de choc est également plus important en amplitude pour les points à 75%Nn. L'augmentation de l'amplitude des fluctuations de pression à l'aval de l'onde de choc à 75%Nn pourrait être liée à un blocage acoustique (voir *Atassi et al. (1995)*) : le mode étant cut-on à l'amont du fan et cut-off à l'aval, les ondes circulant dans le canal inter-aubes sont majoritairement régressives. Or une onde régressive est amplifiée lorsqu'elle s'approche de l'onde de choc ; ce phénomène a été décrit dans la section 1.3.1.

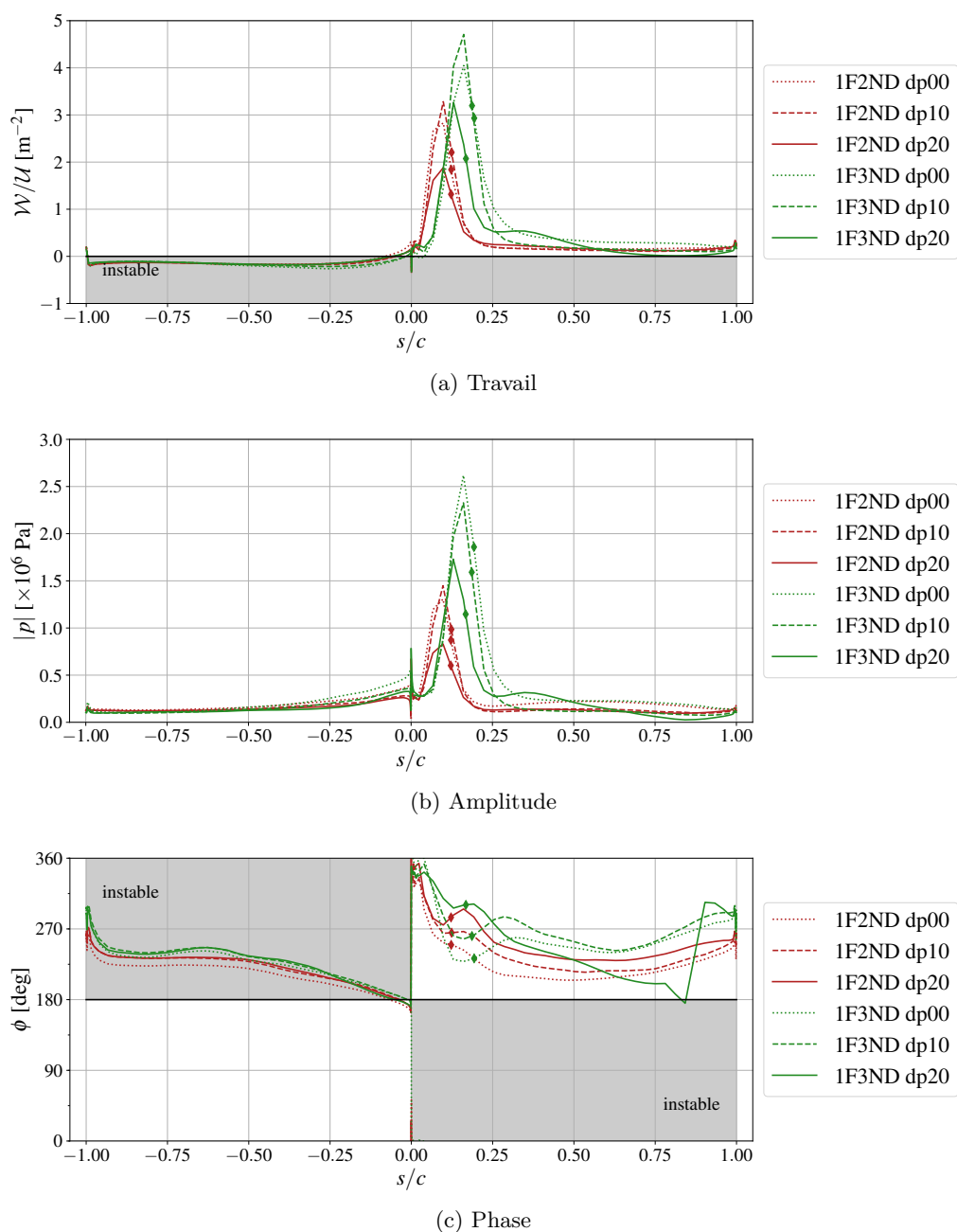


FIGURE 5.6: Travail et fluctuations de la pression statique à 90%H, à 70%Nn pour le mode 1F2ND et à 75%Nn pour le mode 1F3ND (famille ○)

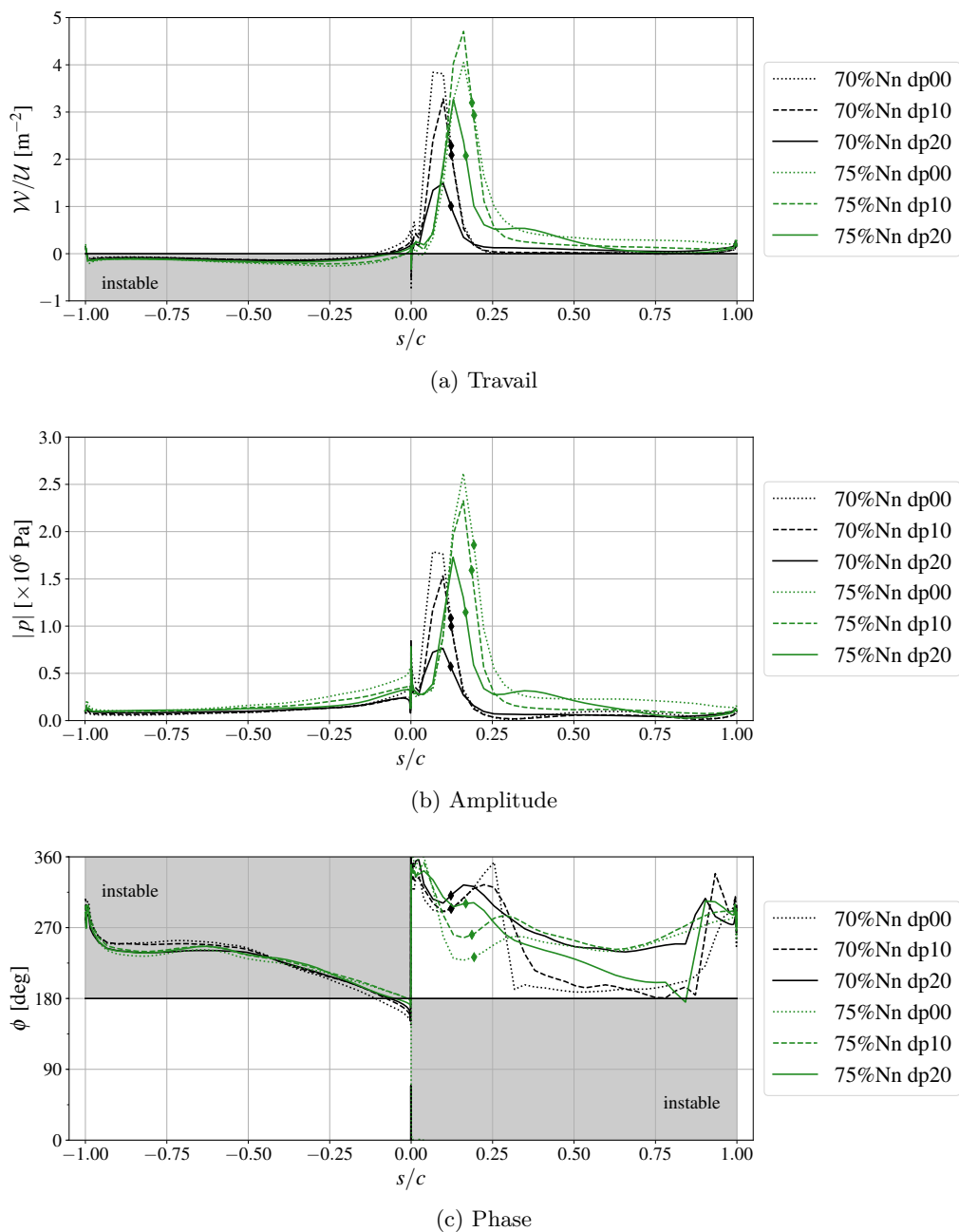


FIGURE 5.7: Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F3ND, à 70%Nn (famille \times) et à 75%Nn (famille \circ)

5.2.2 Analyse de la zone cut-on à l'amont et à l'aval du fan

Dans cette section, les caractéristiques communes des points de fonctionnement pour lesquels le mode est cut-on à la fois à l'amont et à l'aval du fan sont étudiées (□ d'après le tableau 5.1). Les points concernés sont :

- L'ensemble des points calculés sur les trois iso-vitesses pour le mode 1F1ND.
- Le point à 80%Nn dp00 pour le mode 1F2ND.

La première chose à constater est que les cartographies d'amplitude de fluctuation de pression, montrées sur la figure 5.8 pour le mode 1F1ND et sur la figure 5.10 pour le mode 1F2ND, présentent de fortes similitudes. Les niveaux atteints sur l'extrados sont supérieurs à ceux atteints sur l'intrados. Ils sont également plus élevés en tête d'aube. L'amplitude est importante en amont de l'onde de choc, à l'aval de l'onde de choc en tête et sur l'intrados proche du bord d'attaque en tête. Ces zones sont celles qui correspondent à des échanges de travail non négligeables sur les figures 5.1 et 5.2. Pour le mode 1F1ND (figure 5.8), l'amplitude en amont de l'onde de choc augmente quand le débit augmente mais elle diminue avec la vitesse de rotation. L'amplitude en aval de l'onde de choc et sur l'intrados augmente quand le débit et la vitesse de rotation augmentent.

Les cartographies de phase sur la figure 5.9 pour le mode 1F1ND évoluent de façon continue d'un point à l'autre. Pour ce mode, la phase sur l'intrados et sur l'extrados à l'aval de l'onde de choc diminue globalement quand le débit et la vitesse de rotation augmentent. Au contraire, la phase proche du bord d'attaque sur l'extrados reste relativement constante et proche de zéro. La cartographie de phase à 80%Nn dp00 pour le mode 1F2ND (voir figure 5.10) est proche de celles à 80%Nn pour le mode 1F1ND.

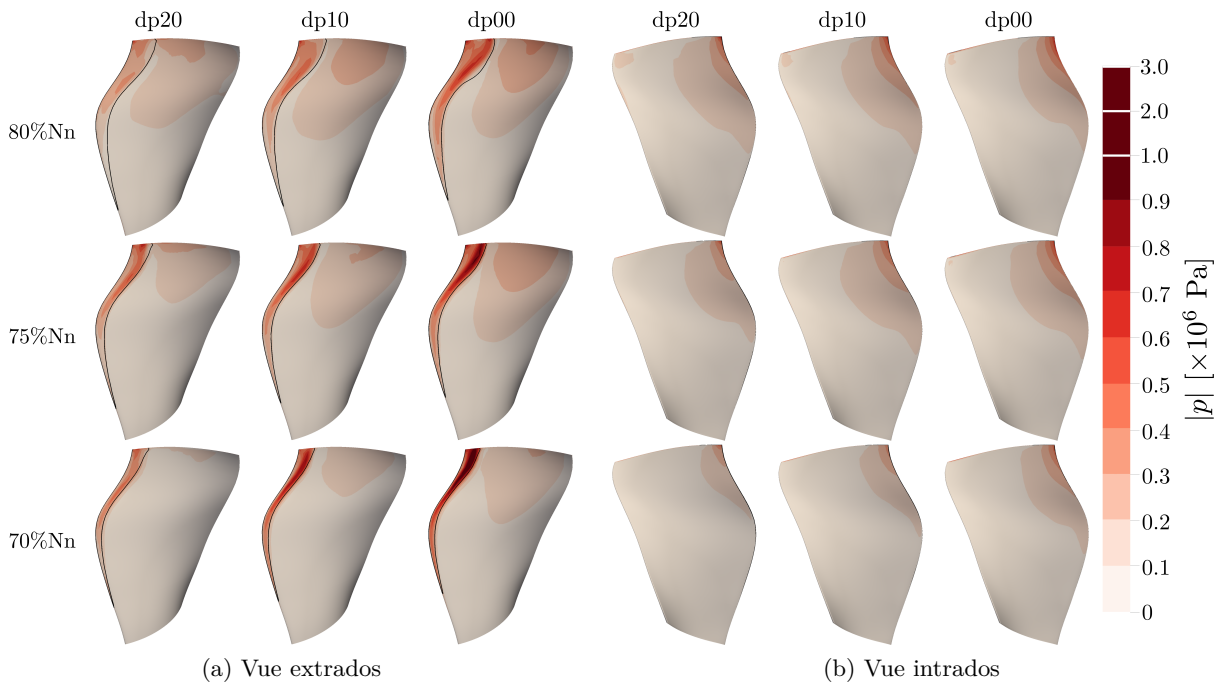


FIGURE 5.8: Cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression pour le mode 1F1ND pour les différents points de fonctionnement (famille □)

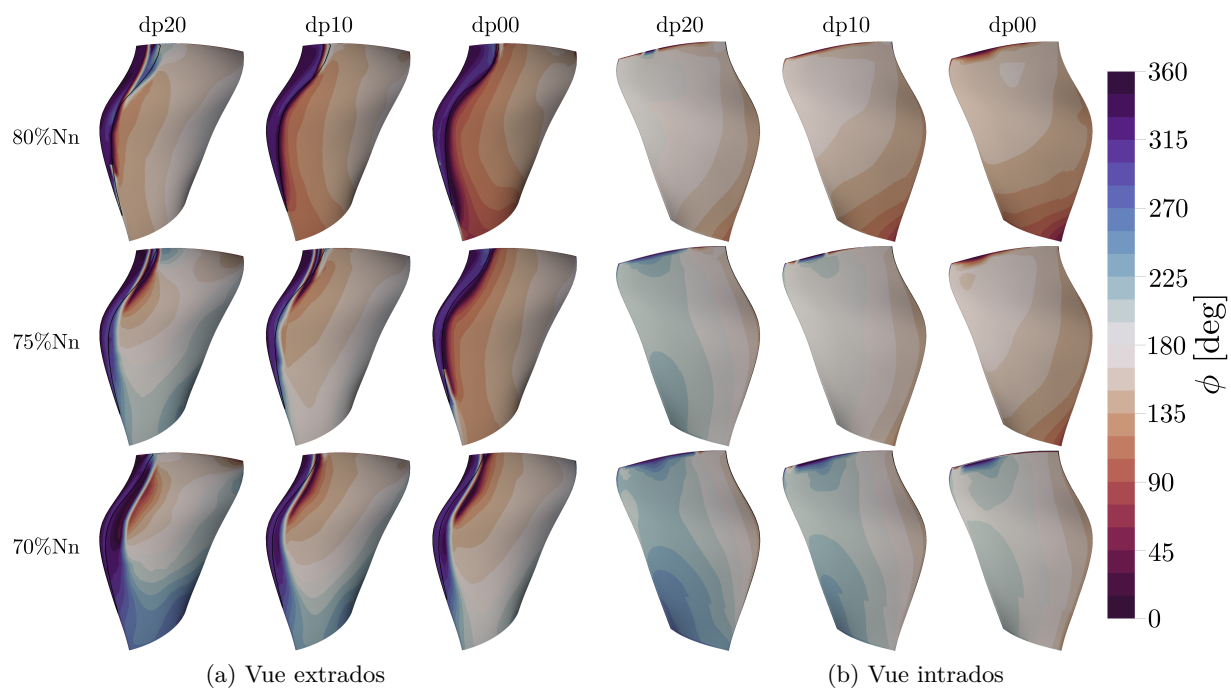


FIGURE 5.9: Cartographie de la phase des fluctuations de pression pour le mode 1F1ND pour les différents points de fonctionnement (famille \square)

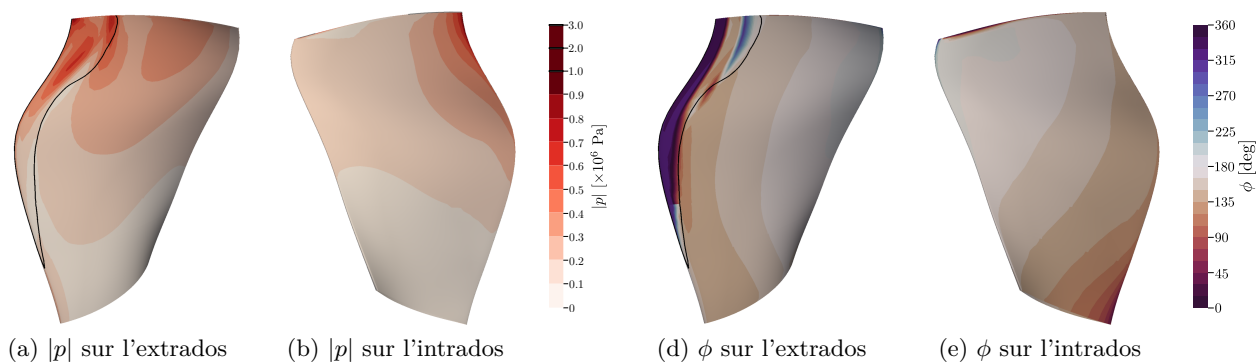


FIGURE 5.10: Cartographie de l'amplitude et de la phase des fluctuations de pression pour le mode 1F2ND à 80%Nn dp00 (famille \square)

La figure 5.11 montre les profils de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ sur une coupe à 90%H pour trois points représentatifs : les points à 70%Nn dp20 et 80%Nn dp00 pour le mode 1F1ND (soit les deux points les plus éloignés dans le champ fan) et le point à 80%Nn dp00 pour le mode 1F2ND.

Le point à 80%Nn dp00 montre des résultats très proches pour les deux modes. Par rapport aux points étudiés dans la section 5.2.1 pour lesquels les modes sont cut-off à l'aval, l'amplitude des fluctuations de pression est relativement du même niveau sur toute la corde et la zone à l'amont de l'onde de choc n'est plus prédominante. La zone proche du bord d'attaque, sur l'extrados et sur l'intrados, est stabilisante. Le reste de l'intrados ($s/c < -0.5$) a une contribution négligeable à la stabilité, même pour le mode 1F2ND qui présente des fluctuations de pression d'amplitude supérieure au mode 1F1ND mais elles sont contrebalancées par une phase proche de 180° . La zone sur l'extrados à l'aval de l'onde de choc est déstabilisante, ce qui fait que l'extrados est globalement déstabilisant et que c'est l'intrados proche du bord d'attaque qui permet d'avoir un amortissement total positif. Ces observations sont cohérentes avec la figure 5.5.

Le point à 70%Nn dp20 pour le mode 1F1ND réagit différemment concernant la phase des fluctuations de pression sur l'intrados ($s/c < 0$) qui est comprise entre 180° et 360° , sauf sur le cinquième de corde amont. En conséquence l'intrados est déstabilisant pour ce point. Cela apparaît aussi sur la figure 5.4a lorsque la contribution de l'intrados de pied en tête est prise en compte.

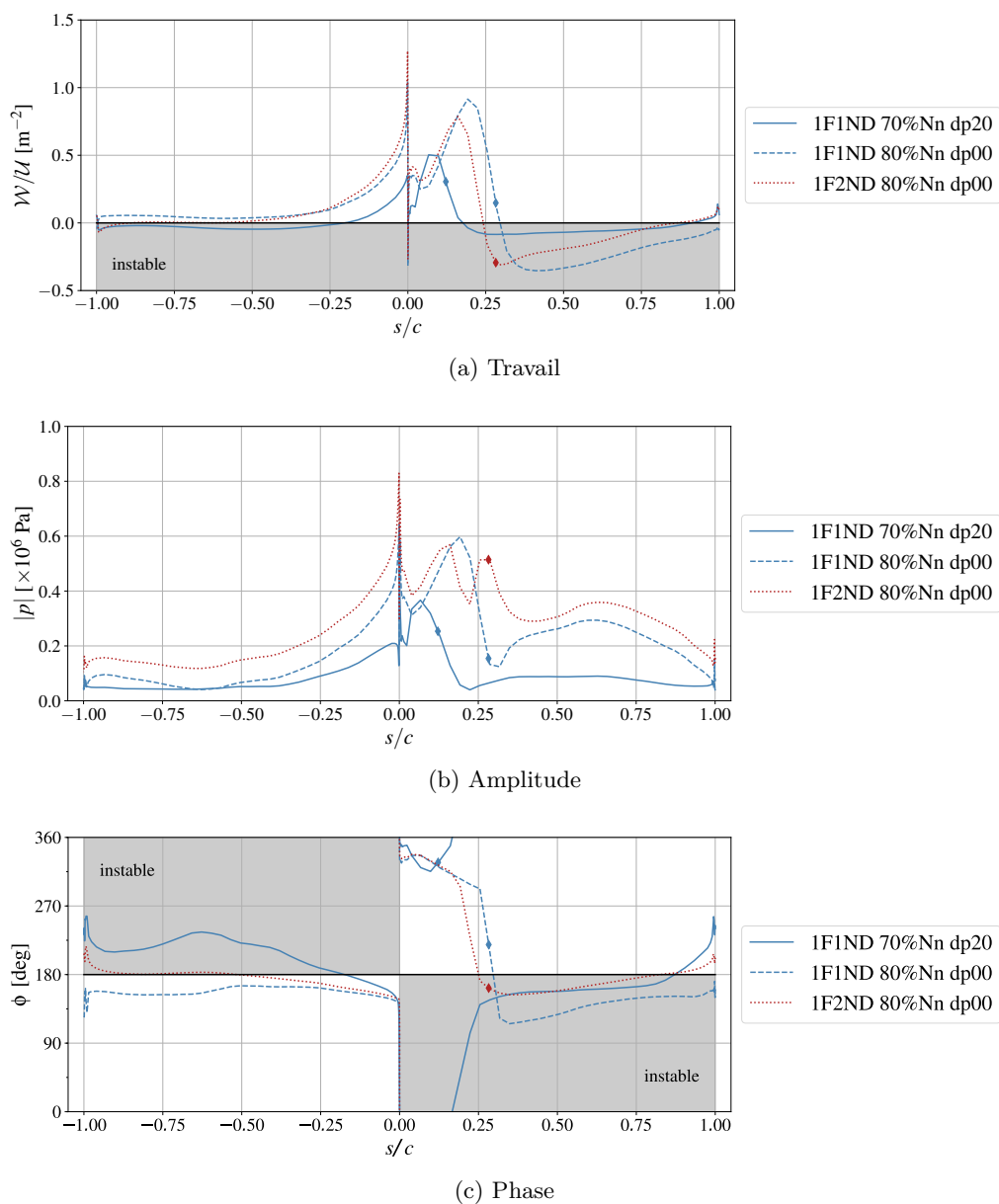


FIGURE 5.11: Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H, à 70%Nn dp20 et 80%Nn dp00 pour le mode 1F1ND et à 80%Nn dp00 pour le mode 1F2ND (famille \square)

5.2.3 Déstabilisation du fan pour un mode cut-on à l'amont et cut-off à l'aval

Les points à 75%Nn dp20 pour le mode 1F2ND et à 80%Nn dp20 pour le mode 1F3ND sont dans une zone où le flutter index est négatif (∇ dans le tableau 5.1) et ils ont un amortissement inférieur aux autres points sur la même iso-vitesse. Les champs instationnaires pour les trois points sur une même iso-vitesse sont comparés pour comprendre le mécanisme de déstabilisation qui accompagne le vannage. Les figures 5.12, 5.13 et 5.14 montrent respectivement les cartographies de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ sur l'extrados à 75%Nn pour le mode 1F2ND.

Les répartitions de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ à 90%H associées sont tracées sur la figure 5.15. L'amplitude des fluctuations de pression varie peu entre les points, excepté au niveau du pic en amont de l'onde de choc. A 90%H, l'amplitude maximale du pic est divisée par 2 entre dp00 et dp10, alors qu'elle ne varie que de 20% pour $s/c > 0.25$. Concernant la phase des fluctuations de pression, les variations sont faibles entre dp00 et dp10, notamment en tête. A 90%H, il apparaît que quasiment toute la section est déstabilisante, sauf la zone proche du bord d'attaque pour $s/c \in [-0.2, 0.2]$. Une zone étroite proche du bord de fuite sur l'extrados présente également une phase stabilisante, mais sa contribution est négligeable à cause la faible valeur de $|p|$. A dp00 et dp10, c'est donc la zone en amont de l'onde de choc qui emporte la stabilité générale de l'aube, en présentant des fluctuations de pression d'amplitude importante et en ayant une phase adéquate entre 180° et 360° . Comme ϕ varie peu entre dp00 et dp10 et que $|p|$ est divisé par 2, le travail à $s/c = 0.12$ est également moitié moindre.

Un élément remarquable est qu'à l'amont de l'onde de choc il y a une opposition de phase entre les points dp00 et dp20. Cela est visible à 90%H sur la figure 5.15c et également sur toute la hauteur de l'aube sur la figure 5.14. Ceci provoque une inversion du pic de travail en amont de l'onde de choc (voir figure 5.12a, comparée à la figure 5.12c), et puisqu'il s'agit de la zone qui contribue le plus à la stabilité de l'aube, l'amortissement aérodynamique global devient négatif (voir figure 4.20c).

Une explication possible est que l'onde acoustique réfléchiée sur l'entrée d'air est responsable d'une interférence destructive en amont de l'onde de choc. Lors du vannage, le taux de réflexion sur la nacelle augmente et le déphasage $\Delta\phi(x_{BA})$ s'approche de -90° . Le flutter index diminue donc et l'interférence s'intensifie. Cela induit une diminution de l'amplitude des fluctuations de pression au bord d'attaque sur l'extrados entre dp00 et dp10. Au delà d'un certain point de vannage entre dp10 et dp20, la phase passe dans l'intervalle déstabilisant $[0^\circ, 180^\circ]$ et $|p|$ augmente à nouveau. Le travail a donc changé de signe.

La répartition radiale du travail, intégré sur chaque coupe à hauteur constante, est présentée sur la figure 5.16. L'évolution constatée sur la figure 5.15 est retrouvée quelle que soit la hauteur : lors du vannage, l'extrados est de plus en plus instable, et les variations sur l'intrados sont moindre. Le travail intégré sur l'ensemble extrados/intrados évolue donc comme l'extrados. Il est à noter que pour le point dp10, sur l'extrados, \mathcal{W} est négatif du pied jusqu'à environ 70%H et positif en tête. C'est cohérent avec la figure 5.12b : en deçà de 70%H, l'aval de l'onde de choc, déstabilisant, est dominant ; au delà de 70%H, l'amont de l'onde de choc, stabilisant, prend le dessus.

La figure 5.17 montre le champ de pression instationnaire en amplitude et en phase à 90%H dans le repère tournant, non lié au mouvement vibratoire de l'aube, pour le mode 1F2ND à 75%Nn, pour les points dp00, dp10 et dp20. Les champs d'amplitude permettent de retrouver que cette grandeur

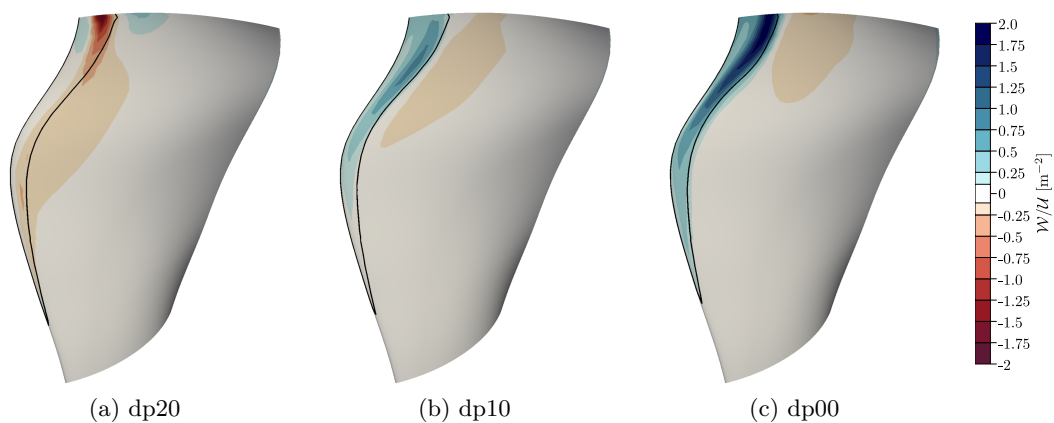


FIGURE 5.12: Cartographie du travail aéroélastique sur l'extrados pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ∇ à dp20 et dp10 et famille \triangle à dp00)

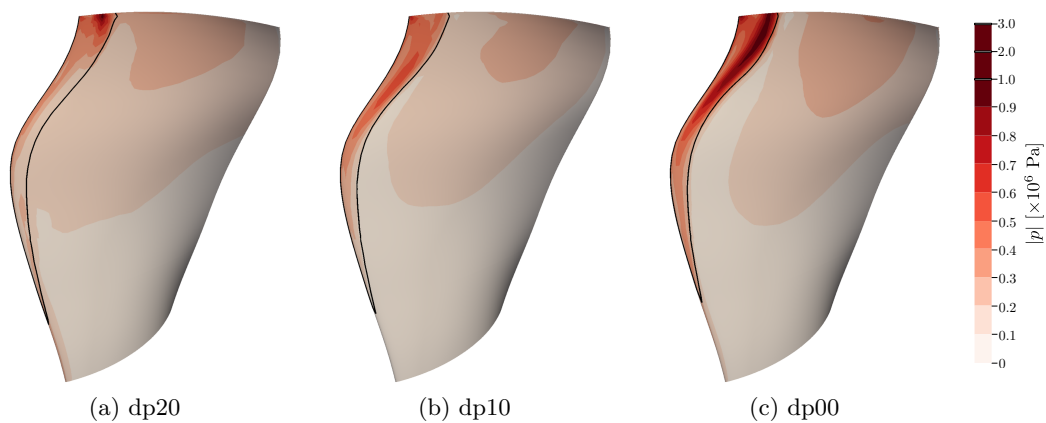


FIGURE 5.13: Cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ∇ à dp20 et dp10 et famille \triangle à dp00)

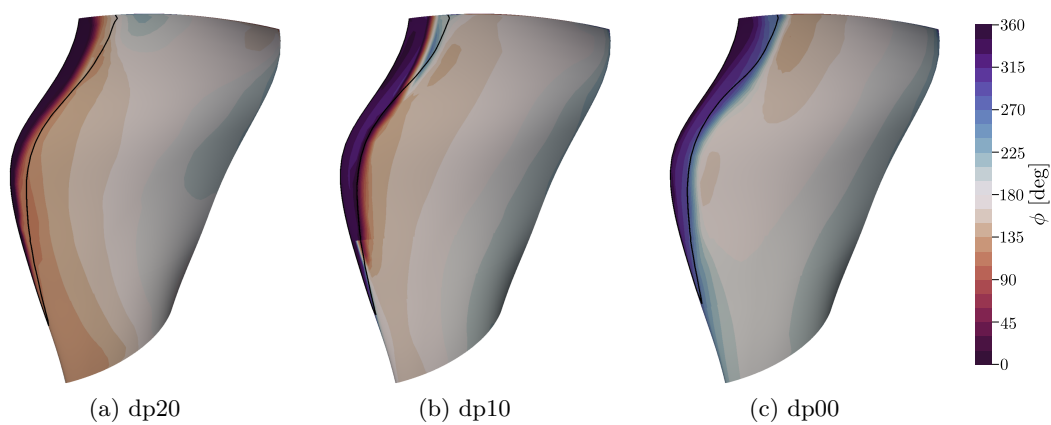


FIGURE 5.14: Cartographie de la phase des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ∇ à dp20 et dp10 et famille \triangle à dp00)

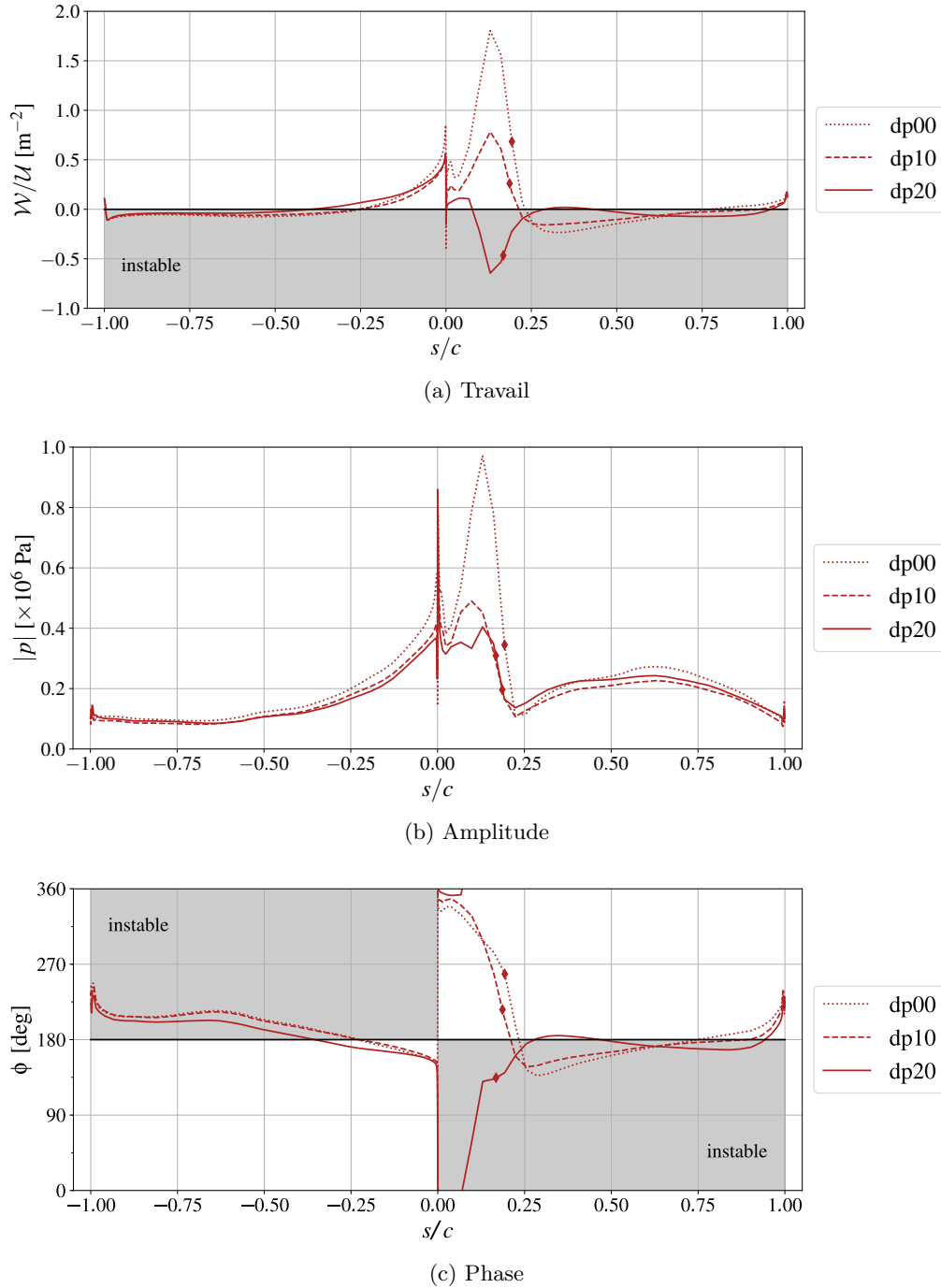


FIGURE 5.15: Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ∇ à dp20 et dp10 et famille \triangle à dp00)

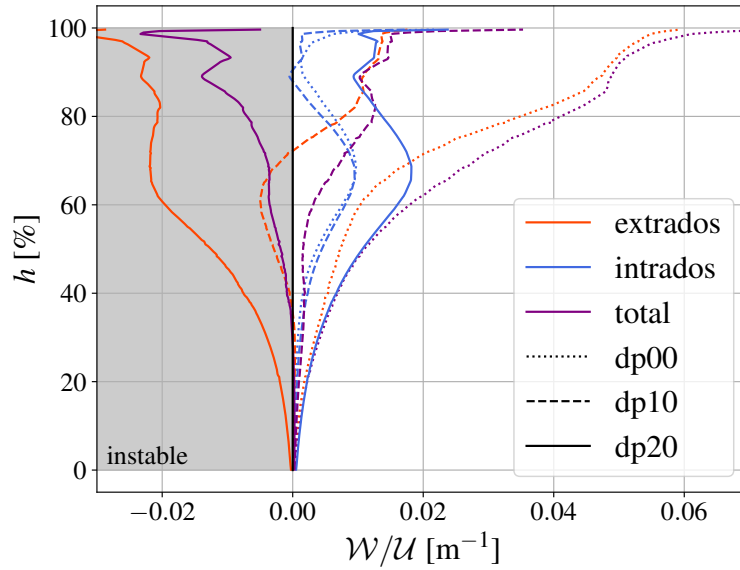


FIGURE 5.16: Répartition radiale de travail pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ∇ à dp20 et dp10 et famille \triangle à dp00)

augmente dans l'entrée d'air quand le débit diminue et que la fréquence du mode se rapproche de $f_{c_{\max}}$, le taux de réflexion $\tau(x_{BA})$ augmentant aussi. Au contraire, le mode est cut-off à l'aval du fan. L'amplitude de p dans le canal inter-aubes est cependant plus faible à dp20 qu'à dp00.

Par ailleurs, au vu des conventions adoptées, les ondes de pression se propagent dans la direction opposée au gradient de phase $\vec{\nabla}\phi$. Il ressort donc de la figure 5.17 que les ondes sont majoritairement régressives, se déplaçant de l'aval vers l'amont. Cela est particulièrement visible en observant les fronts d'onde dans le canal inter-aubes. Lors du vannage, la phase de la zone à l'amont de l'onde de choc passe de l'intervalle $[180^\circ, 360^\circ]$ à l'intervalle $[0^\circ, 180^\circ]$, provoquant la déstabilisation de l'aubage. Mise à part cette zone, le reste du champ de phase est significativement moins modifié. En s'appuyant sur les analyses précédentes, il semble donc que la poche supersonique soit ici la seule structure réceptrice autour de l'aube, susceptible de réagir à l'excitation de l'onde réfléchiée dans l'entrée d'air.

La décroissance de ξ_{aero} peut être observée pour le mode 1F3ND à 80%Nn sur la figure 4.20f. Les figures 5.18, 5.19 et 5.20 comparent les cartographies de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ sur l'extrados le long de cette iso-vitesse. La figure 5.21 montre les coupes à 90%H de ces mêmes grandeurs. Si contrairement au mode 1F2ND à 75%Nn la phase varie très peu entre les différents points, l'amplitude de fluctuation en amont de l'onde de choc diminue bien progressivement avec le vannage. Cela entraîne une baisse importante du travail entre dp10 et dp20 qui peut également être attribuée à une interférence destructive. A noter que la légère augmentation du pic de travail entre dp00 et dp10 est causée par les faibles variations de la phase au voisinage de ce pic, qui ont des conséquences importantes sur \mathcal{W} à cause des valeurs élevées de $|p|$.

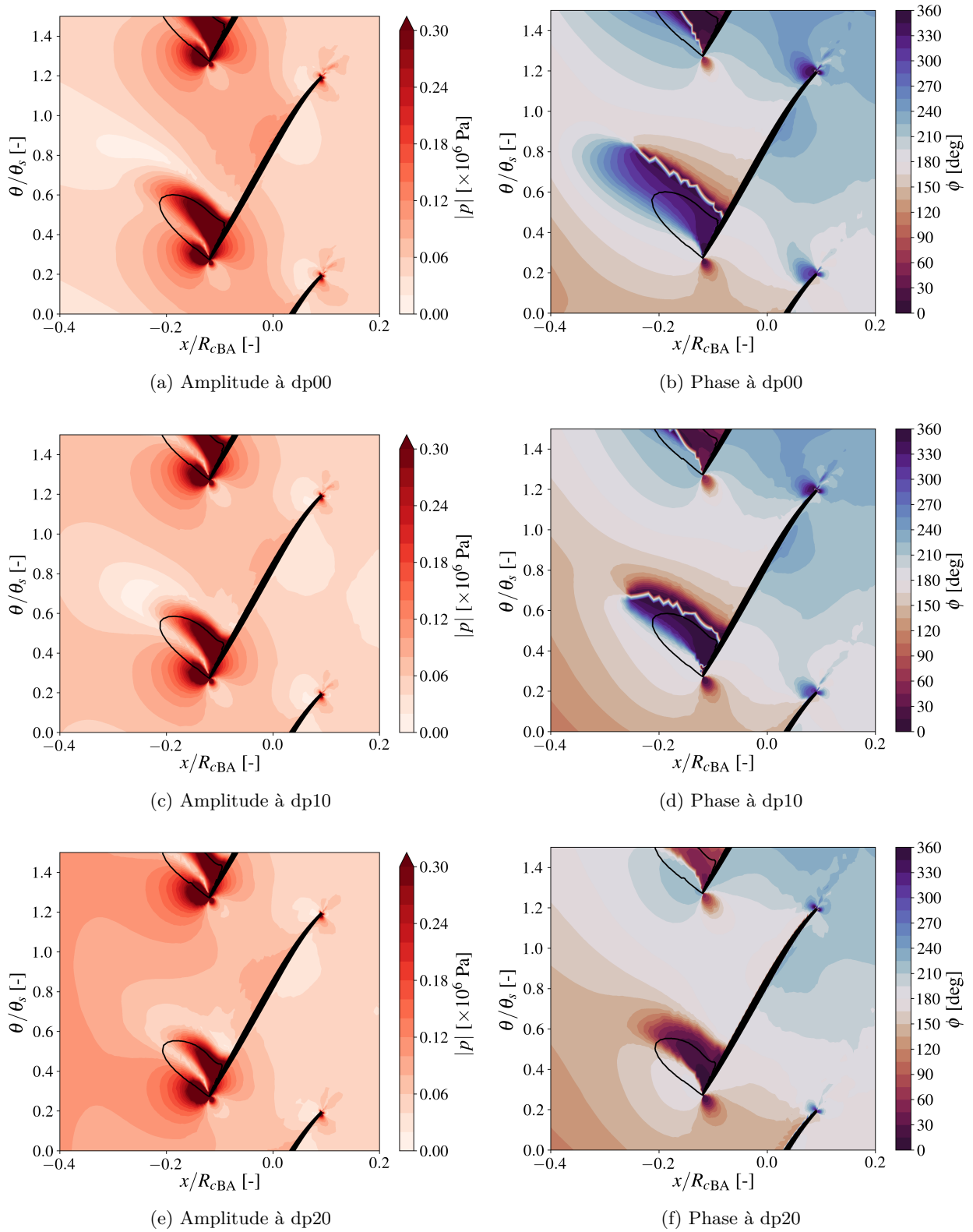


FIGURE 5.17: Fluctuations de la pression statique à 90%H, pour le mode 1F2ND à 75%Nn (famille ∇ à dp20 et dp10 et famille \triangle à dp00)

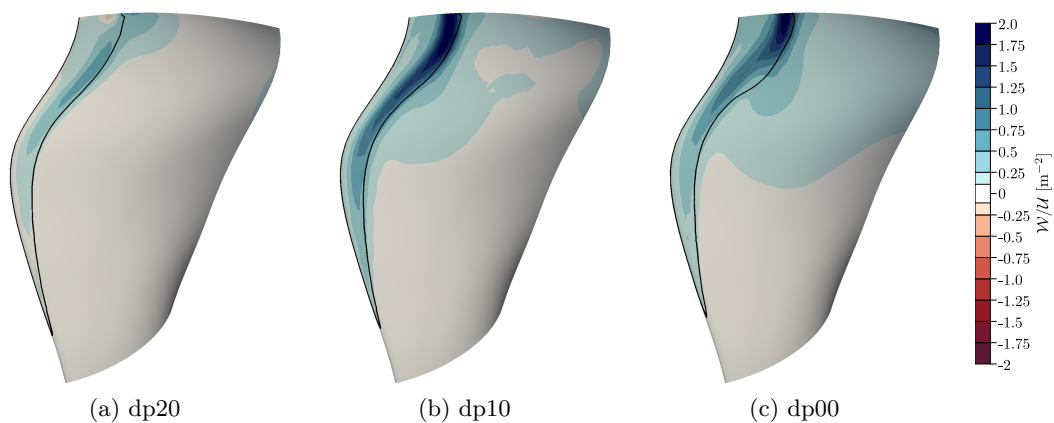


FIGURE 5.18: Cartographie du travail aéroélastique sur l'extrados pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ∇ à dp20 et famille \triangle à dp10 et dp00)

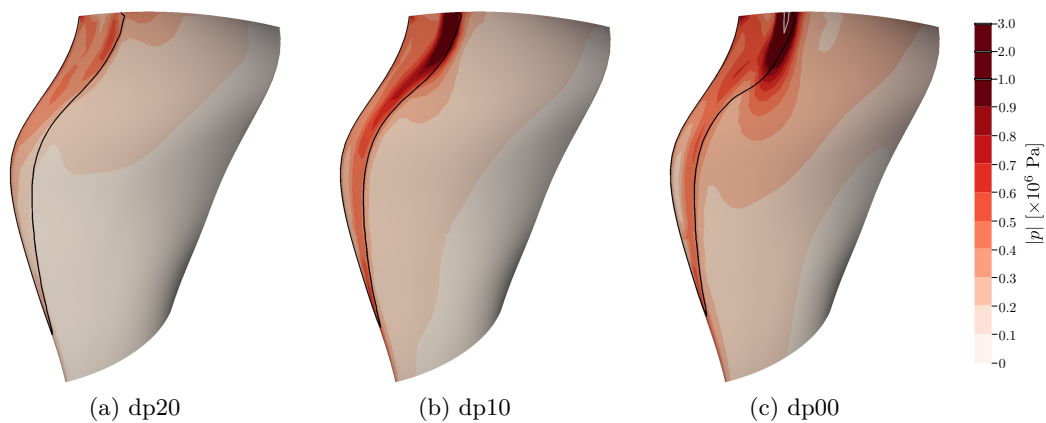


FIGURE 5.19: Cartographie de l'amplitude des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ∇ à dp20 et famille \triangle à dp10 et dp00)

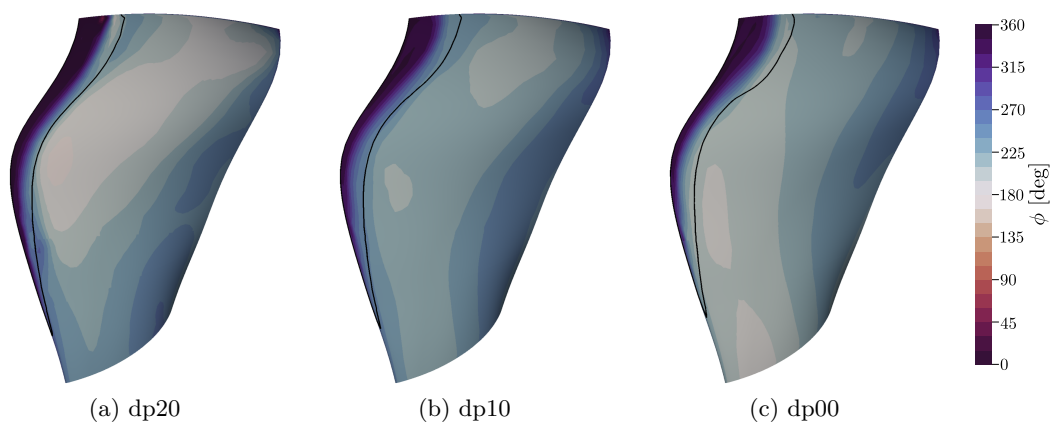


FIGURE 5.20: Cartographie de la phase des fluctuations de pression sur l'extrados pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ∇ à dp20 et famille \triangle à dp10 et dp00)

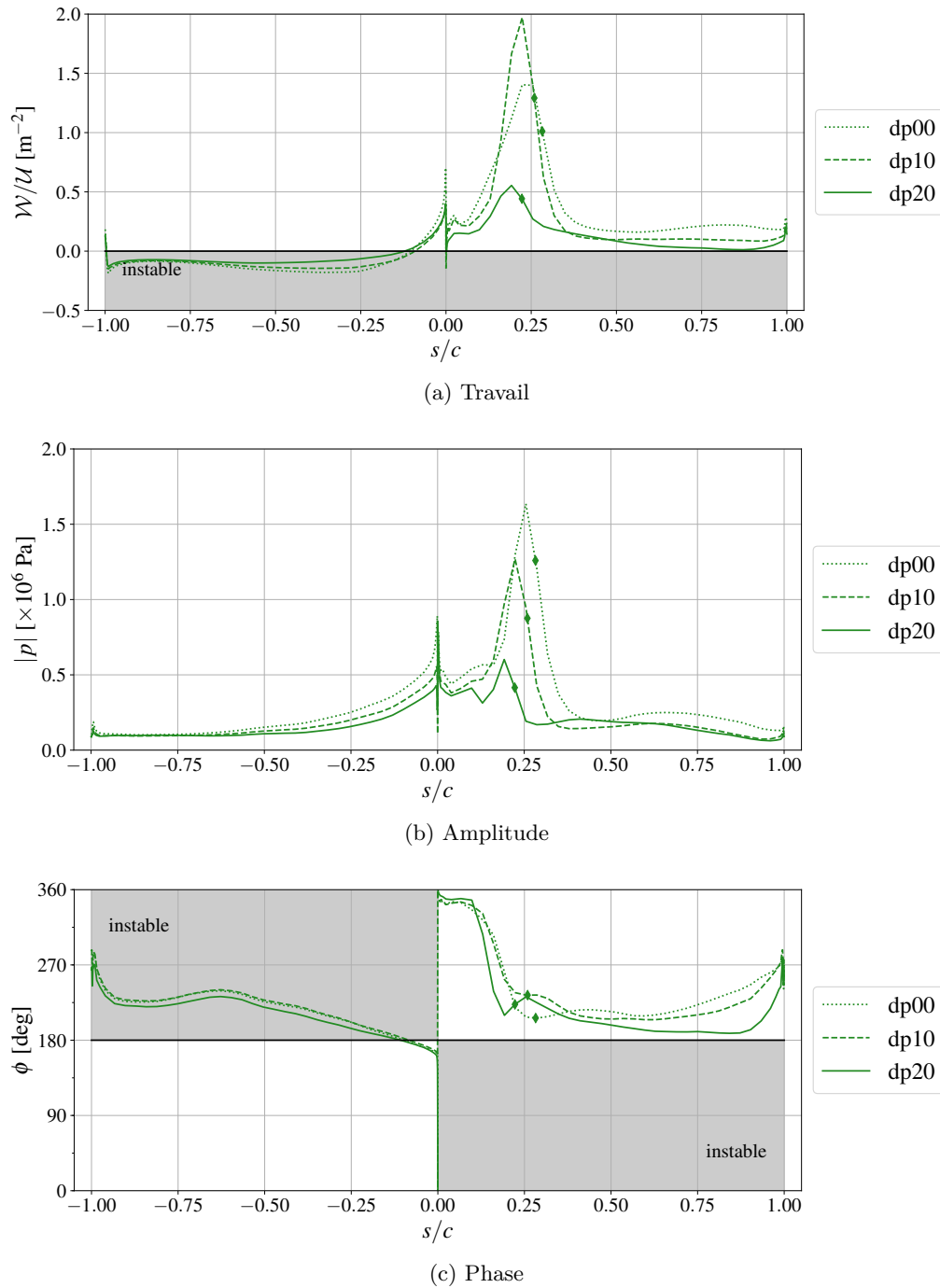


FIGURE 5.21: Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F3ND à 80%Nn (famille ∇ à dp20 et famille \triangle à dp10 et dp00)

5.2.4 Stabilisation du fan pour un mode cut-on à l'amont et cut-off à l'aval

Pour le mode 1F2ND à 80%Nn, l'aube se stabilise avec le vannage (voir figure 4.20d). La figure 5.22 montre les valeurs de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ à 90%H pour les vannages dp00, dp10 et dp20. Le point à dp00 se distingue des deux autres par le fait que ce mode est cut-on à l'aval du fan ; il a déjà été analysé dans la section 5.2.2.

En vannant du point dp10 au point dp20, l'onde de choc se déplace vers l'amont. Par conséquent, le pic d'amplitude maximale de p suit le même mouvement et se positionne dans une zone où la phase est plus proche de 270° . Ainsi, le pic de travail en amont de l'onde de choc est plus important bien que l'amplitude $|p|$ soit plus faible. La phase est également plus élevée sur l'extrados à l'aval de l'onde de choc ($s/c > 0.3$), pour des valeurs de $|p|$ similaires. Il en résulte une augmentation du travail pour $s/c \in [0.12, 0.70]$. Au contraire, l'augmentation de la phase sur l'intrados provoque une diminution du travail sur toute sa corde.

Les effets du vannage sont donc contraires sur l'extrados et sur l'intrados. Après intégration selon la corde, la figure 5.23 montre que c'est le cas quelle que soit la hauteur de veine. Le bilan est que les variations sur l'extrados et l'intrados se compensent en grande partie. Cela explique la faible pente de l'amortissement en fonction du vannage sur la figure 4.20d. Ce comportement de légère stabilisation avec le vannage n'est pas retrouvé pour d'autres iso-vitesses et d'autres modes. Il est donc supposé qu'il est lié à l'augmentation du flutter index entre les points dp10 et dp20 (voir figure 4.22b). Ainsi, l'augmentation de ξ_{aero} serait provoquée par une interférence constructive de l'onde réfléchie par l'entrée d'air avec le champ proche du fan.

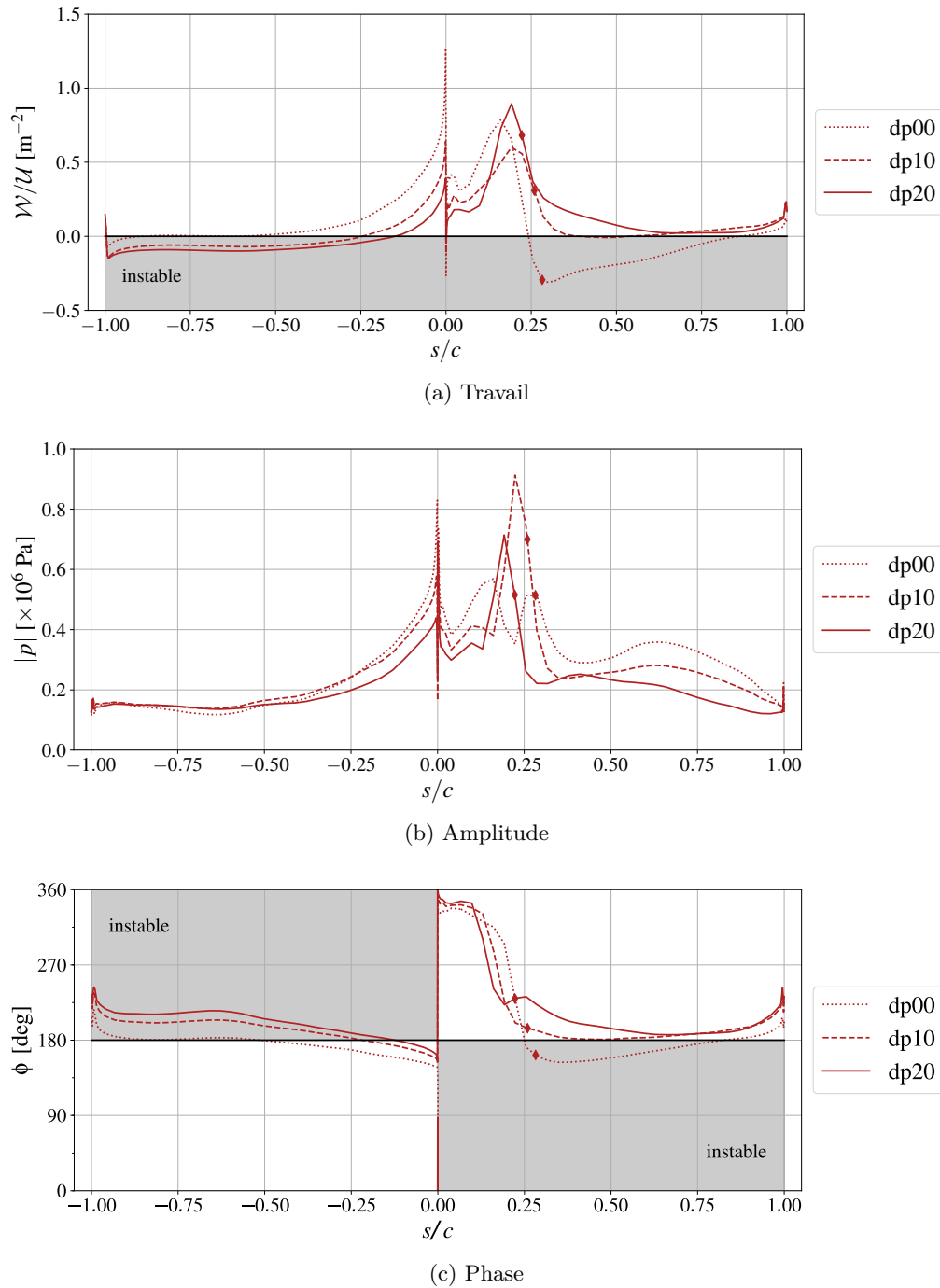


FIGURE 5.22: Travail et fluctuation de la pression statique à 90%H pour le mode 1F2ND à 80%Nn (famille \triangle à dp20 et dp10 et famille \square à dp00)

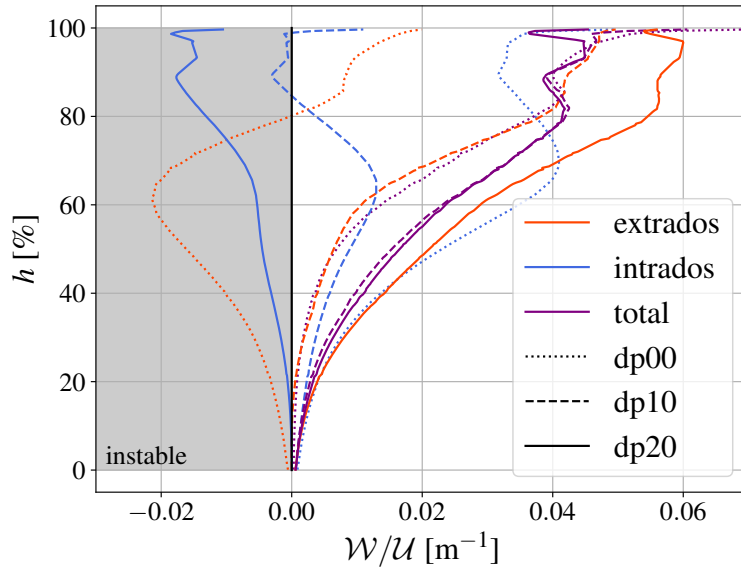


FIGURE 5.23: Répartition radiale de travail pour le mode 1F2ND à 80%Nn (famille \triangle à dp20 et dp10 et famille \square à dp00)

5.3 Bilan

Ce chapitre confirme l'évolution conjointe entre la stabilité aéroélastique du fan et l'acoustique dans l'entrée d'air établie au chapitre 4. Les analyses de distribution de travail local ont permis de vérifier que cette corrélation n'est pas due à une compensation d'erreurs. Différents types de réponses aéroélastiques ont été identifiés et reliés au comportement acoustique des modes. En résumé, il a été observé sur la configuration étudiée que :

- La zone de transition cut-off/cut-on à l'amont, avec présence d'un point de retour dans l'entrée d'air, correspond à un échange de travail très stabilisant sur l'extrados, notamment en amont de l'onde de choc.
- Pour un mode cut-on à l'amont du fan et cut-off à l'aval, si l'onde réfléchiée par la nacelle possède un déphasage $\Delta\phi_{BA}$ proche de -90° par rapport à l'onde émise par le fan ($\mathcal{F} < 0$), une interférence destructive au niveau de l'onde de choc déstabilise l'aubage. Au contraire, si $\Delta\phi_{BA} \approx +90^\circ$ ($\mathcal{F} > 0$), l'interférence est constructive et l'aube est stabilisée par la réponse acoustique de l'entrée d'air. Cela est conforme à ce qu'observent [Vahdati et al. \(2015\)](#).
- Enfin, lorsque le mode est cut-on à l'amont et à l'aval du fan, c'est la variation de travail sur l'intrados qui pilote la stabilité du fan. En effet, les contributions sur l'extrados à l'amont et à l'aval de l'onde de choc se compensent suffisamment pour que l'extrados ne soit plus prédominant.

Conclusion

Conclusions

Les objectifs de cette thèse étaient de vérifier que l'entrée d'air a une influence notable sur le flottement fan, d'améliorer la compréhension du mécanisme d'interaction entre les deux et de proposer des stratégies de prédiction.

Le chapitre 1 a introduit les outils conceptuels et les phénomènes utiles à la simulation et à l'analyse du flottement fan. Le chapitre 2 a présenté un cadre de modélisation analytique concernant la propagation et la réflexion des modes acoustiques dans l'entrée d'air.

Les résultats expérimentaux sur la configuration étudiée montrent du flottement sur le mode 1F2ND à 75%Nn. La littérature rapporte de nombreux cas comparables pour des conditions similaires. Dans ce mémoire, le premier mode de flexion du fan a été considéré sur trois diamètres nodaux différents entre 70%Nn et 80%Nn.

Plusieurs méthodes ont été déclinées dans le chapitre 3 afin de prédire le flottement fan d'origine acoustique. Elles se distinguent notamment par leur niveau de fidélité :

- Des simulations URANS avec le solveur elsA ont été réalisées. Elles ont la particularité de comprendre un large domaine de calcul en amont du fan qui inclut toute l'entrée d'air et une portion du domaine autour de la nacelle. De plus, le fan vibre selon un mode propre imposé. Neuf points de fonctionnement ont été simulés pour chaque diamètre nodal. Le régime et le nombre de diamètres nodaux critiques obtenus correspondent aux résultats expérimentaux. Des études de sensibilité sur le maillage et les paramètres de discrétisation en temps ont permis de montrer que la mise en données utilisée pour la production des résultats des chapitres 4 et 5 est suffisamment robuste pour être exploitée.
- Des simulations acoustiques linéarisées avec le solveur Actran ont permis de caractériser la propagation/réflexion des modes acoustiques dans l'entrée d'air pour un coût bien moindre qu'avec les simulations elsA. Le fan est dans ce cas simplement modélisé par une source émettant le mode de conduit correspondant au mode mécanique d'intérêt. Le faible coût de calcul permet de caractériser l'entrée d'air sur une large portion du champ fan.
- Enfin, un modèle analytique a été employé. Les hypothèses sur lesquelles il repose sont fortes et il induit une erreur relativement conséquente pour un point de fonctionnement donné, notamment sur la phase. Néanmoins, il permet de situer de façon assez précise (à 2%Nn près)

Conclusion

les régimes avec un risque de résonance acoustique déstabilisante dans l'entrée d'air. Il reste donc pertinent pour les toutes premières phases de conception.

L'utilisation conjointe de ces trois outils a permis de réaliser des analyses croisées sur une portion relativement large du champ fan et pour trois organisations azimutales du premier mode de flexion. Cela a abouti à l'obtention de résultats très divers concernant le comportement acoustique des modes et la stabilité des aubes.

Sur les points de fonctionnement considérés entre 70%Nn et 80%Nn, le champ aérodynamique autour de l'aube montre une évolution continue, sans décollement de couche limite. En revanche, selon le mode mécanique étudié, les ondes acoustiques se propagent avec ou sans atténuation en amont et en aval du fan. De plus, la réflexion dans l'entrée d'air ou au bord de la nacelle a pu être caractérisée au travers d'un paramètre issu de la littérature, appelé le flutter index.

Il a été montré qu'une corrélation existe pour la configuration étudiée entre le comportement acoustique des modes et la réponse aéroélastique du fan, tant au niveau de la stabilité globale (voir chapitre 4) qu'au niveau du travail local et des fluctuations de pression (voir chapitre 5). Les principales observations sont :

- Le comportement acoustique des modes, cut-on ou cut-off, à l'amont et à l'aval du fan, est un élément qui ne nécessite pas de simulation aéroélastique et qui permet de cibler la plage de fonctionnement potentiellement déstabilisante. Celle-ci se limite aux points pour lesquels le mode propre du fan est cut-on dans toute l'entrée d'air et cut-off en aval. Ce résultat est en accord avec la littérature.
- Sur la plage de fréquence où le mode est cut-on à l'amont du fan et cut-off à l'aval, il semble que le déphasage entre l'onde émise par le fan et l'onde réfléchie sur l'entrée d'air influence fortement le travail échangé sur l'extrados en amont de l'onde de choc. Cette zone est le principal récepteur et elle pilote la stabilité globale de l'aube. Ce mécanisme semble pouvoir être quantifié par le critère de flutter index. Le présent travail met en évidence l'interférence en amont de l'onde de choc entre le champ local et l'onde réfléchie sur l'entrée d'air, qui peut stabiliser ou déstabiliser l'aube.
- Sur une plage de fonctionnement étroite, en deçà du régime à partir duquel le mode excité est cut-on dans toute l'entrée d'air, un point de retour est présent en amont du fan. Son existence permet une résonance acoustique fortement stabilisante. Ce phénomène survient sur une frange dans le champ fan très proche d'une autre qui peut être fortement déstabilisante. La proximité des deux, avec des comportements aéroélastiques opposés, est critique pour l'opérabilité. Il semble que ce mécanisme ait été uniquement prédit de manière théorique dans la littérature.
- Un modèle linéaire simple peut rendre compte de la corrélation entre l'amortissement et le flutter index. Il a été construit a posteriori à partir des simulations elsA, mais il montre la cohérence des résultats entre les points de fonctionnement pour les différents modes.

Perspectives

La simulation d'un fan isolé en conduit infini à l'amont et à l'aval serait un élément d'analyse important. Par comparaison avec un cas fan/nacelle, il permettrait de dissocier pour une configuration donnée la part du travail due au fan seul et la part due à l'interaction acoustique avec la nacelle. Cela serait utile pour préciser l'analyse du mécanisme d'interaction et pour confirmer certaines hypothèses, notamment le modèle analytique développé dans la section 4.5.2.

Un axe d'amélioration concerne le modèle analytique de réflexion sur l'entrée d'air. En l'état actuel, des erreurs importantes sont constatées sur le taux de réflexion et sur le déphasage. Ces erreurs proviennent notamment d'une incompatibilité entre les hypothèses du modèle et la courbure de la lèvre de l'entrée d'air étudiée. Deux solutions sont alors possibles. Une première serait d'utiliser un modèle analytique plus adapté à cette géométrie, mais il n'a pas été trouvé de telles méthodes dans la littérature. Une seconde solution serait de construire un modèle obtenu par calibration à partir de simulations Actran. Ces dernières seraient réalisées pour un nombre restreint de paramètres géométriques (typiquement le rayon de courbure pour une géométrie de type « bellmouth »), et permettrait de construire un modèle applicable sur des géométries proches.

Le modèle analytique proposé pour la prédiction de l'amortissement en fonction du débit et du flutter index pourrait également être amélioré. Il serait intéressant de chercher à l'étendre à d'autres régimes, d'autres diamètres nodaux et d'autres géométries de fan et de nacelle, de manière à affiner ou modifier les lois d'évolution proposées pour l'amortissement. S'il est possible de déterminer les coefficients de ces lois a priori, ce modèle pourrait être un outil de dimensionnement rapide pendant la conception.

Un certain nombre de points restent également à consolider concernant la mise en données des simulations elsA. Le maillage utilisé pour la production des résultats est très déraffiné par rapport aux pratiques habituelles pour la simulation aérodynamique du fan. Même s'il a été vérifié que son utilisation était pertinente pour la configuration étudiée, ce n'est pas une pratique reproductible telle quelle sur d'autres cas. Dans des situations où un décollement de couche limite existe, ou dans lesquelles l'écoulement de jeu est prédominant par exemple, un raffinement ciblé dans les zones d'intérêt serait nécessaire. Des pratiques plus robustes devraient ainsi être construites. Il en est de même en ce qui concerne les limiteurs utilisés sur les variables turbulentes dans le domaine nacelle : l'impact de la couche limite carter a été délibérément négligé, mais une mise en données qui évite le recours à des limiteurs serait nécessaire à l'avenir. Enfin, une étude plus approfondie de la propagation acoustique à l'aval du fan devrait être menée. Il s'agit de s'assurer que les ondes sortantes soient correctement amorties et qu'il n'existe pas de réflexion artificielle liée au déraffinement du maillage ou à la condition aux limites de sortie.

Les simulations elsA sont assez lourdes à réaliser, notamment si le maillage est davantage raffiné autour de l'aube. Une façon de baisser drastiquement le coût du calcul serait de réaliser un couplage entre elsA et Actran. Il s'agirait de simuler le domaine fan avec elsA, en respectant l'état de l'art

Conclusion

des simulations aéroélastiques, et de simuler le domaine nacelle avec Actran. Contrairement aux simulations CFD-CAA hybrides, il est important d'avoir le feed-back acoustique de l'entrée d'air sur le fan. Par conséquent, la communication à l'interface elsA/Actran est primordiale. Deux problèmes se posent alors. D'une part, les conditions aux limites des deux domaines doivent être le moins réfléchissantes possible. D'autre part, les solveurs doivent communiquer malgré des différences importantes de modélisation physique (résolution potentielle / résolution URANS). L'extraction des modes sortants du domaine elsA et l'injection des modes réfléchis sont des points délicats. Enfin, le couplage pourrait être séquentiel, en alternant les simulations elsA et Actran, ou bien fort, avec une communication régulière entre les deux domaines au sein d'une même simulation.

Par ailleurs, il serait intéressant de considérer des éléments ignorés dans ce travail pour évaluer leur impact. Un premier élément est l'OGV. Il a été omis dans les simulations pour des raisons de coût en ressources informatiques et parce qu'une résonance acoustique à l'aval du fan a été exclue sur la base de l'étude bibliographique. Cependant, une étude incluant l'OGV permettrait de vérifier cette hypothèse ou de lui donner des limites de validité. Un second point est la présence de traitements acoustiques au carter. Habituellement dimensionnés pour atténuer la fréquence de passage d'aube et ses harmoniques, ils ne sont présents ni dans les simulations ni dans la configuration expérimentale présentées dans ce mémoire. Leur impact serait toutefois à déterminer dans le cas d'un moteur en vol. Un troisième axe d'approfondissement concerne l'étude d'autres formes de nacelle. En particulier, la modification de la forme de la lèvre ou l'application à une entrée d'air non axisymétrique seraient des points à explorer. Ces trois cas d'application ajoutent de la complexité aux phénomènes de propagation et de réflexion acoustiques. De plus, ils nécessitent d'étendre le domaine de validité des méthodes de post-traitement et d'analyse utilisées dans ce mémoire.

Enfin, des stratégies de conception pourraient être mises en place pour augmenter la stabilité du fan. Modifier la forme ou la longueur de l'entrée d'air changerait le déphasage entre l'onde émise et l'onde réfléchi. De même, modifier la rigidité de l'aube changerait la fréquence de l'onde et donc le déphasage. Ces modifications ont pour effet de décaler les franges déstabilisantes dans le champ fan. En jouant sur la position de ces franges, il pourrait être envisageable de déplacer l'interférence stabilisante de l'entrée d'air avec le fan à un régime pour lequel le champ aérodynamique est déstabilisant ; inversement, l'interférence acoustique déstabilisante pourrait être déplacée à un régime pour lequel la marge au flottement est suffisante pour que le fan reste stable.

Une seconde stratégie serait de concevoir des traitements acoustiques au carter spécifiquement prévus pour amortir les ondes acoustiques se propageant dans l'entrée d'air. Néanmoins, cela peut être une démarche compliquée au vu des grandes longueurs d'onde en jeu pour le flottement fan.

Publications

Les travaux présentés dans ce mémoire ont abouti aux publications suivantes :

- BONTEMPS, T., AUBERT, S. et DE CACQUERAY, N. (2019). Prediction of the acoustic influence of an intake on fan flutter : a comparison of numerical methods. *In 13th European Conference on Turbomachinery Fluid dynamics & Thermodynamics*. European Turbomachinery Society.
- BONTEMPS, T., AUBERT, S. et DE PRET, M. (2020). Prediction of the acoustic reflection in a realistic aeroengine intake with three numerical methods to analyze fan flutter. *In ASME Turbo Expo 2020*, London, United Kingdom.

Paramètres numériques dans elsA

La version d'elsA utilisée est la v3.8.03. Les simulations ont été réalisées sur le calculateur Newton du PMCS2i à l'Ecole Centrale de Lyon (pour le maillage G, défini dans la section 3.5.3) et sur le calculateur Occigen du CINES via l'allocation 2019-A0052A07410 accordée par GENCI (pour le maillage G⁺).

A.1 Modélisation physique de l'écoulement

Le fluide est considéré comme visqueux et conducteur de chaleur, et l'écoulement est compressible et pleinement turbulent. L'état du fluide est complètement déterminé par la donnée de la masse volumique ρ , de la vitesse absolue \vec{V} et de l'énergie totale $E = e + V^2/2$, où e est l'énergie interne du fluide. Les équations qui régissent l'état d'un fluide sont les équations de Navier-Stokes, ici présentées dans un référentiel galiléen et en l'absence de termes sources :

$$\frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0 \quad (\text{A.1})$$

avec

$$\vec{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho \vec{V} \\ \rho E \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \vec{F} = \begin{pmatrix} \rho \vec{V} \\ \rho \vec{V} \otimes \vec{V} + P_s \mathbb{I} - \tau \\ \rho \vec{V} E + P_s \vec{V} - \tau \cdot \vec{V} + \vec{q} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

où p est la pression statique, τ est le tenseur de contraintes, E est l'énergie totale du fluide et \vec{q} est le flux de chaleur. Des équations supplémentaires sont nécessaires pour fermer le système.

Les lois de comportement suivantes sont supposées :

- Le fluide est newtonien et vérifiant l'hypothèse de Stokes : $\tau = -\frac{2}{3}\mu(\vec{\nabla} \cdot \vec{V})\mathbb{I} + 2\mu\mathbb{S}$. μ est la viscosité dynamique du fluide. \mathbb{S} est le tenseur des taux de déformation égal à la partie symétrique du gradient de vitesse.
- Le flux de chaleur est déterminé par la loi de Fourier : $\vec{q} = -\kappa_T \vec{\nabla} T_s$ avec κ_T le coefficient de conductivité thermique du fluide.

Par ailleurs, le fluide est assimilé à un gaz parfait avec un rapport de chaleur spécifique $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. La loi d'état suivante est donc vérifiée :

- $e = c_v T_s$
- $P_s = \rho r T_s$

La viscosité évolue avec la température statique selon la loi de Sutherland par rapport à une température statique de référence T_{s0} :

$$\mu = \mu(T_{s0}) \sqrt{\frac{T_s}{T_{s0}}} \frac{1 + \frac{c_s}{T_{s0}}}{1 + \frac{c_s}{T_s}} \quad (\text{A.3})$$

La conductivité thermique est relié à la viscosité par l'équation :

$$\kappa_T = \frac{c_p \mu}{Pr} \quad (\text{A.4})$$

où Pr est le nombre de Prandtl.

Le système (A.1) est à présent fermé. Sa résolution directe (DNS) serait cependant extrêmement coûteuse, à cause de la simulation des petites échelles de la turbulence. Une façon pour diminuer drastiquement le coût de calcul consiste à résoudre le champ moyen (au sens statistique) et de modéliser la turbulence. Cette approche est appelée RANS pour *Reynolds Averaged Navier-Stokes equations*. La variable q est ainsi décomposée en $q = \bar{q} + q'$, avec \bar{q} la moyenne d'ensemble de q et q' la partie fluctuante de q qui vérifie $\overline{q'} = 0$. Pour un écoulement compressible, c'est plutôt la moyenne au sens de Favre qui est utilisée :

$$\tilde{q} = \frac{\overline{\rho q}}{\bar{\rho}} \quad (\text{A.5})$$

La décomposition $q = \tilde{q} + q''$ permet d'écrire les équations RANS à partir du système (A.1). Cela a pour effet de faire apparaître en particulier deux nouveaux termes :

- $\tau_r = -\overline{\rho \vec{V}'' \otimes \vec{V}''}$, appelée le tenseur de Reynolds. L'énergie cinétique turbulente est $k = \frac{1}{2} \frac{\overline{\rho \vec{V}'' \cdot \vec{V}''}}{\bar{\rho}}$. Elle est reliée à τ_r par l'équation $k = -\frac{1}{2} \frac{\text{Tr}(\tau_r)}{\bar{\rho}}$
- Le flux diffusif d'enthalpie turbulente $\vec{q}_r = \overline{\rho \vec{V}'' h''}$.

L'hypothèse de [Boussinesq \(1877\)](#) consiste à procéder par analogie avec le tenseur des contraintes visqueuses pour un fluide newtonien et la loi de Fourier pour modéliser ces deux termes :

$$\tau_r = -\frac{2}{3} (\bar{\rho} k + \mu_t \vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \mathbb{I} + 2\mu_t \bar{\mathbb{S}} \quad (\text{A.6})$$

$$\vec{q}_r = -\frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \vec{\nabla} T_s \quad (\text{A.7})$$

avec Pr_t le nombre de Prandtl turbulent. Il est alors nécessaire de modéliser μ_t . Cela est réalisé à l'aide d'un modèle de turbulence, souvent à une ou deux équations de transports. Dans ce mémoire, c'est le modèle $k - l$ de [Smith \(1994\)](#) à deux équations qui est utilisé.

Le tableau [A.1](#) recense les paramètres numériques utilisés dans les calculs elsA.

Tableau A.1: Paramètres utilisés pour les calculs elsA

Paramètre	Valeur
Modèle de gaz	Gaz parfait
γ	1.4001985
c_v	717.276551511
Loi de Sutherland	$c_s = 110.4\text{K}$, $\mu(T_{s0}) = 1.717 \times 10^{-5}\text{Pa.s}$, $T_{s0} = 273.0\text{K}$
Nombre de Prandtl	0.72
Nombre de Prandtl turbulent	0.9
Modèle de turbulence	$k - l$ de Smith
Production de k	à partir du tenseur de vorticité

A.2 Discrétisation spatiale et temporelle

elsA est un solveur utilisant la méthode des volumes finis centrés aux cellules. En int grat l'équation (A.1) sur un volume de contrôle D arbitraire, il vient :

$$\frac{d}{dt} \left(\iiint_D \vec{Q} dV \right) + \iint_{\partial D} \vec{F}_c \cdot \vec{n} dS + \iint_{\partial D} \vec{F}_d \cdot \vec{n} dS = 0 \quad (\text{A.8})$$

où \vec{F}_c et \vec{F}_d désignent respectivement les flux convectifs et dissipatifs :

$$\vec{F}_c = \begin{pmatrix} \rho \vec{V} \\ \rho \vec{V} \otimes \vec{V} + P_s \mathbb{I} \\ \rho \vec{V} E + P_s \vec{V} \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$\vec{F}_d = \begin{pmatrix} 0 \\ -\tau \\ -\tau \cdot \vec{V} + \vec{q} \end{pmatrix} \quad (\text{A.10})$$

Les flux ont ainsi été séparés pour être évalués avec des schémas numériques différents.

En pratique, l'espace est discrétisé sur un maillage. Cela conduit à discrétiser l'équation (A.8) (ici pour la cellule i à 6 faces) :

$$\frac{d}{dt} \left(\vec{Q}_i \mathcal{V}_i \right) + \sum_{j=1}^6 (\vec{F}_{c_{i,j}} + \vec{F}_{d_{i,j}}) \cdot \vec{n}_{i,j} S_{i,j} = 0 \quad (\text{A.11})$$

où \vec{Q}_i est la valeur de \vec{Q} au centre de la cellule i et \mathcal{V}_i est le volume de la cellule i . $\vec{n}_{i,j}$ est le vecteur normal à la face j de la cellule i , $S_{i,j}$ la surface de cette face, et $\vec{F}_{c_{i,j}}$ et $\vec{F}_{d_{i,j}}$ sont les valeurs des flux convectif et dissipatif la traversant.

Le flux convectif \vec{F}_c est discrétisé avec le schéma de Roe d'ordre 2. Il s'agit d'un schéma décentré amont, utilisé ici pour sa capacité à correctement gérer les écoulements transsoniques. Il est complété par un limiteur de van Albada et une correction entropique de Harten égale à 0.01.

Le flux dissipatif \vec{F}_d est discrétisé par le schéma centré appelé « 5p_corr » dans elsA.

L'intégration en temps se fait à l'aide d'un schéma d'Euler rétrograde. Il s'agit d'un schéma implicite qui permet une plus grande stabilité et des CFL supérieurs à 1, mais qui nécessite de résoudre un système linéaire à chaque instant. Cela est fait avec la méthode LU-SSOR (Lower upper symmetric succesive over-relaxation, dérivée de la méthode de Gauss-Seidel).

En pratique, les différents termes de l'équation (A.11) sont seulement approchés par les schémas numériques cités précédemment, et le résidu numérique R_i est défini comme :

$$R_i = \sum_{j=1}^6 (\vec{F}_{ci,j} + \vec{F}_{di,j}) \cdot \vec{n}_{i,j} S_{i,j} \quad (\text{A.12})$$

Pour un calcul stationnaire, donc où le terme de dérivée en temps dans l'équation (A.11) s'annule, le résidu doit tendre vers zéro à convergence du calcul. En pratique, le pseudo-temps t^* est introduit et l'équation résolue est :

$$\frac{d\vec{Q}_i}{dt^*} + \frac{R_i}{\mathcal{V}_i} = 0 \quad (\text{A.13})$$

Le pseudo-temps n'a aucune signification physique. Le CFL est fixé et identique pour toutes les cellules du maillages. Comme leurs tailles diffèrent les unes des autres, le pseudo-temps est différent pour chaque cellule. Il s'agit d'un artefact numérique destiné à correctement poser le problème à résoudre et à accélérer la convergence.

De la même façon, pour un calcul instationnaire, un résidu instationnaire \tilde{R}_i et un pseudo pas de temps t^* (ou pas de temps dual) sont introduits :

$$\frac{d\vec{Q}_i}{dt^*} + \frac{1}{\mathcal{V}_i} \underbrace{\left(\frac{d}{dt} (\vec{Q}_i \mathcal{V}_i) + R_i \right)}_{\tilde{R}_i} = 0 \quad (\text{A.14})$$

Cette technique se nomme Dual Time Stepping (DTS). A chaque pas de temps physique, la convergence est similaire au cas stationnaire, sur un nombre fixé de sous-itérations.

A.3 Déformation du maillage pour les calculs instationnaires aéro-élastiques

La méthodologie de prédiction du flottement est celle de Carta (1967) décrite dans la partie 1.4. La déformée de l'aube, la fréquence et l'amplitude sont imposées. La déformée et la fréquence sont calculées avec le solveur SAMCEF. Le maillage déformé correspondant au maximum de déformation du mode est calculé au début de la simulation, puis le maillage déformé à chaque itération est déterminé au moyen d'une interpolation linéaire entre la position au repos et la déformation maximale. Cette méthode n'est valable que pour de faibles amplitudes de déformation afin de rester dans le domaine de déformation linéaire. L'amplitude de déformation est de l'ordre de 0.3% de la corde de l'aube.

L'algorithme de déformation du maillage utilisé est l'algorithme « parallel_move3d » intégré au module AEL d'elsA. Il fonctionne par analogie cellule-ressort, avec une raideur dépendante du volume de la cellule. La déformation est imposée sous forme d'un mode complexe pour tous les nœuds sur la

peau de l'aube. Une condition de glissement dans le plan localement tangent à la surface est imposée au carter dans le bloc de jeu, de manière à limiter la dégradation de la qualité du maillage en tête d'aube. De plus, la surface liée au moyeu dans les blocs entourant le pied de l'aube est en équilibre statique et contrainte uniquement par ses liaisons avec l'aube et le reste du moyeu (condition « free » dans elsA). En effet, la déformée du mode imposé est calculée en prenant en compte le disque, ce qui implique un déplacement non nul du pied de l'aube. Pour toutes les autres conditions aux limites, la déformation du maillage est nulle.

A.4 Interface RNA

L'interface RNA (pour Réduction du Nombre d'Aubes) est un type de jonction entre un domaine fixe (lié à un stator) et un domaine tournant (lié à un stator) dans elsA. Pour l'application à une configuration 360°, cette interface est similaire à une interface de type « sliding mesh » mais avec une méthode d'interpolation moins coûteuse.

La figure A.1 schématise le fonctionnement de l'interface RNA à rayon donné pour une grandeur Q (parmi les grandeurs conservatives), pour transférer l'information du domaine 2 vers le domaine 1 :

1. La variable $Q_1^{i_1}$ est considérée dans le système de coordonnées cylindriques et dans le repère du domaine 1. Il s'agit de la valeur au centre de la face de la cellule i_1 sur l'interface RNA, calculée à partir des données aux centres des cellules adjacentes à l'aide du schéma spatial utilisé.
2. Dans le domaine 2, les valeurs $Q_2^{i_2-1}$, $Q_2^{i_2}$ et $Q_2^{i_2+1}$ sont obtenues en procédant de la même manière dans le domaine 2, mais sont calculées dans le repère attaché au domaine 1.
3. La valeur $\tilde{Q}_2(\theta_{i_1})$ est interpolée à partir des valeurs Q_2^i à la même position θ_{i_1} que le centre de la face de la cellule i_1 du domaine 1 sur l'interface.
4. La valeur au centre de la face de la cellule i_1 du domaine 1 est actualisée en calculant la moyenne $\frac{Q_1^{i_1} + \tilde{Q}_2(\theta_{i_1})}{2}$.
5. Cette valeur est ensuite utilisée pour actualiser les valeurs aux centres des cellules proches dans le domaine 1, selon le schéma spatial employé.

Le même processus est utilisé de façon symétrique pour transférer l'information du domaine 1 vers le domaine 2.

Si les cellules des domaines 1 et 2 ne sont pas localisées aux mêmes valeur de rayon, une étape d'interpolation monodimensionnelle selon le rayon est réalisée au préalable. De plus, les grandeurs turbulentes sont traitées comme des scalaires et ne subissent pas de changement de repère.

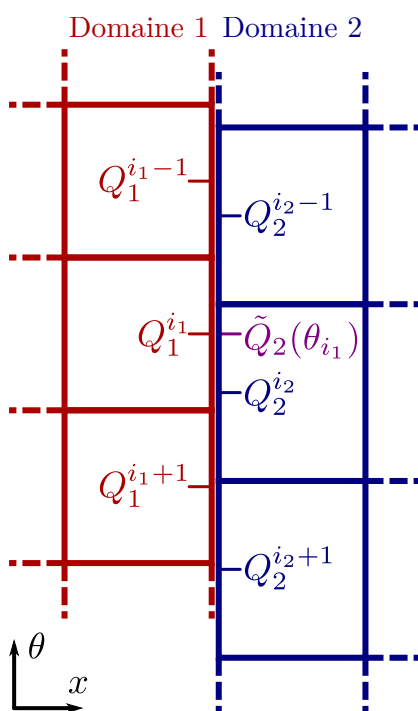


FIGURE A.1: Schéma de l'interface RNA entre deux domaines à rayon donné. Les valeurs de la grandeur Q sont calculées au centre des faces. \tilde{Q} est une valeur interpolée.

Complément sur la méthode de wave splitting

La méthode de wave splitting utilisée est celle décrite par [Ovenden et Rienstra \(2004\)](#). Elle a initialement été prévue en considérant la pression instationnaire en 3 plans proches et en faisant une résolution au sens des moindres carrés pour projeter sur une base de modes de conduit théoriques (voir section [2.3.2](#)). La fenêtre des 3 plans est déplacée le long de l'axe du moteur afin d'obtenir les modes amont et aval sur toute la longueur de l'entrée d'air. Cette méthode est dite « locale ».

La méthode a d'abord été testée sur un cas test analytique, pour lequel la solution exacte est connue. Il est construit pour correspondre au point de fonctionnement 75%Nn dp20 (voir section [4.1](#) pour la nomenclature) de la façon suivante :

- La géométrie est la manche d'entrée d'air définie dans la section [3.1](#).
- Le champ porteur est calculé analytiquement comme décrit dans la section [3.2](#) pour un débit de $0.88\dot{m}_{\text{ref}}$ et des conditions farfield standards ($P_t = 101325$ Pa et $T_t = 288.15$ K).
- Le mode analytique imposé est un mode $(2, 0)$ de fréquence identique au mode 1F2ND sur l'iso-vitesse 75%Nn.
- Il est propagé dans l'entrée d'air et réfléchit analytiquement au bord de la nacelle en utilisant le modèle de Rienstra, comme décrit dans la section [3.2](#).

Le mode imposé se décompose en une composante amont p^- et une composante aval p^+ . Les deux sont connues analytiquement. La figure [B.1](#) montre l'amplitude et la phase de la superposition des modes $p^- + p^+$. L'amplitude est adimensionnée par la norme du mode amont au plan fan $\|p^-\|_{L^2}(x_{\text{BA}})$.

La figure [B.2](#) montre les résultats du wave splitting local appliqué sur le champ analytique. Le champ reconstruit est superposé au champ imposé. La même observation peut être faite sur les répartitions radiales d'amplitude présentées sur la figure [B.3](#). La méthode locale est donc validée pour ce cas test.

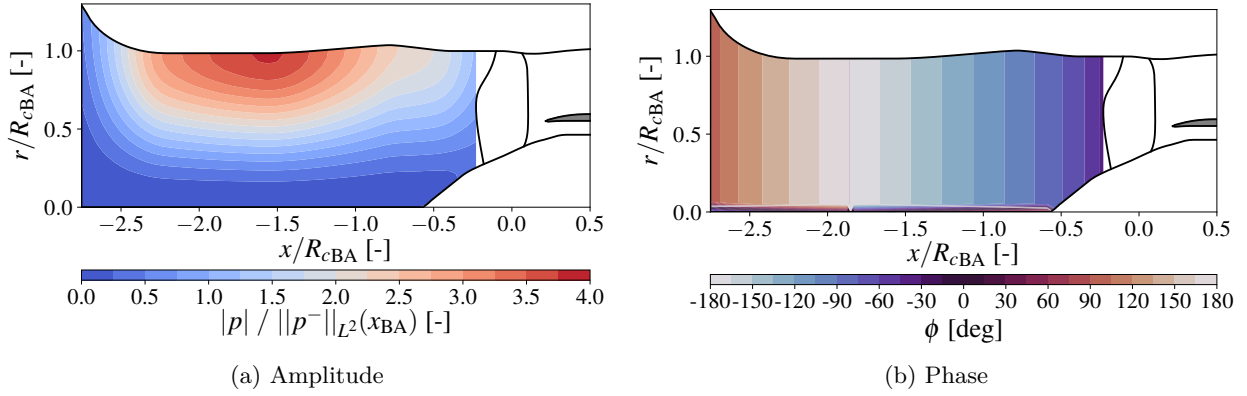


FIGURE B.1: Mode analytique imposé $p^- + p^+$

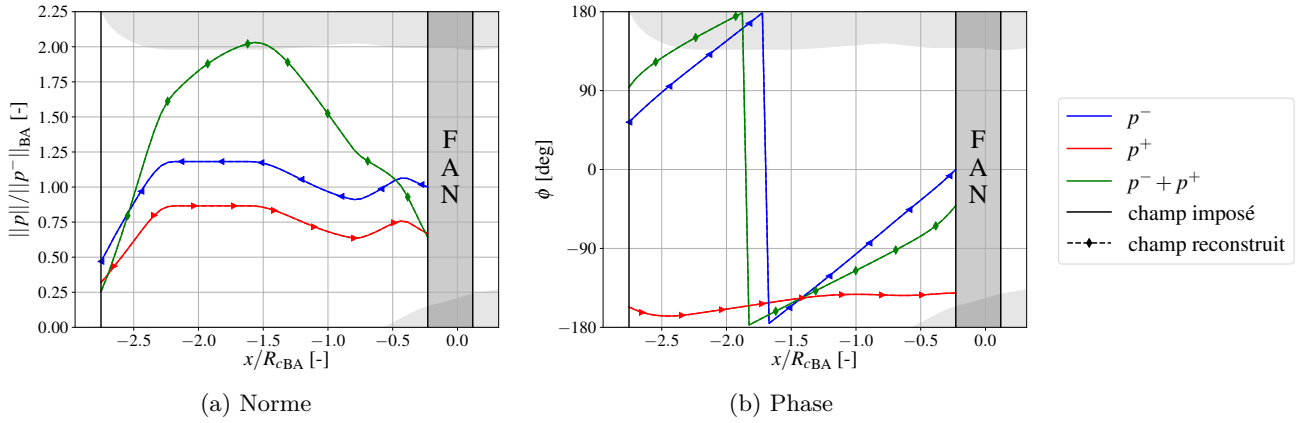


FIGURE B.2: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données analytiques (méthode locale)

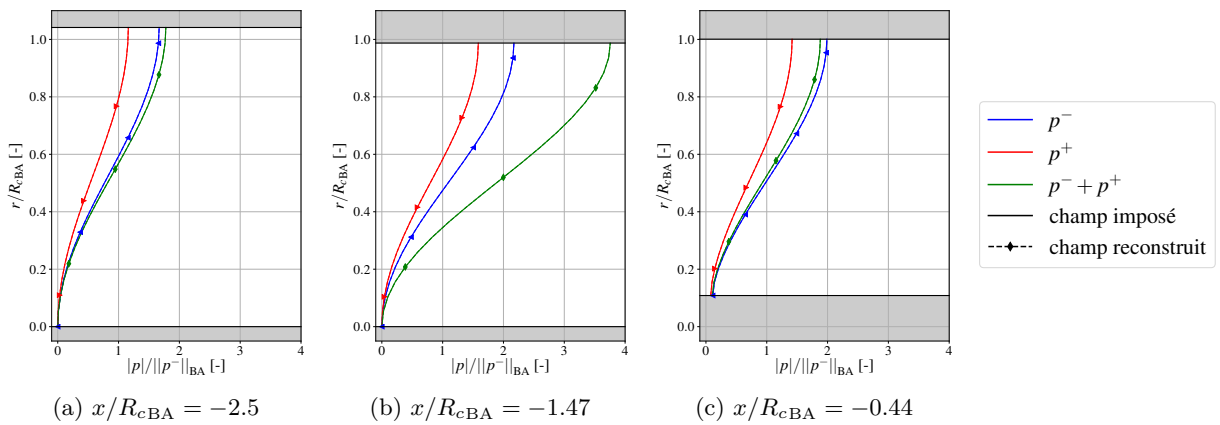


FIGURE B.3: Répartition radiale du mode en amplitude pour différentes positions axiales pour les données analytiques (méthode locale)

La méthode locale de wave splitting est à présent appliquée sur un champ extrait d'une simulation elsA pour le point de fonctionnement 75%Nn dp20. Les figures B.4 et B.5 sont obtenues. Bien que la méthode permette de retrouver de façon précise le champ total $p^- + p^+$, des fluctuations importantes sont observées pour les modes p^- et p^+ , tant en norme qu'en phase. Ces fluctuations ne semblent pas physiques car ni le champ moyen ni la section du conduit n'évoluent aussi fortement. L'hypothèse est faite que ces variations proviennent d'une grande sensibilité de la méthode aux incertitudes numériques du champ elsA. Les différences entre la simulation et le modèle analytique (voir figure B.2) ne sont pas l'objet de cette annexe mais sont analysées dans la section 3.4.

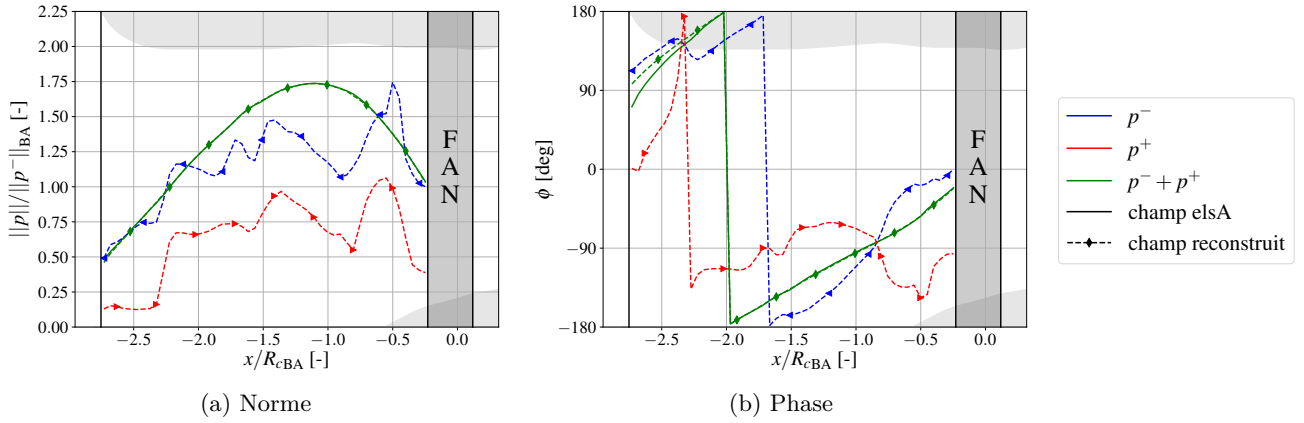


FIGURE B.4: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données elsA (méthode locale)

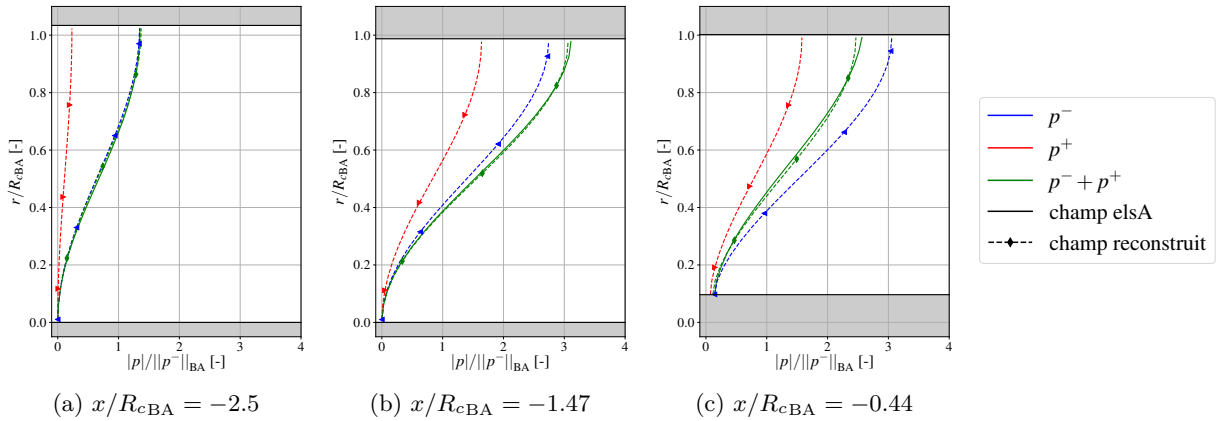


FIGURE B.5: Répartition radiale du mode en amplitude pour différentes positions axiales pour les données elsA (méthode locale)

Pour montrer cela, le cas analytique précédent est considéré de nouveau et la matrice $\tilde{\mathcal{P}}$ dans l'équation (2.60) est perturbée de la façon suivante : le terme $\tilde{\mathcal{P}}_i$ est remplacé par $\tilde{\mathcal{P}}_i + \varepsilon$ où ε est une variable aléatoire suivant la loi normale centrée d'écart-type $|\tilde{\mathcal{P}}_i| \times 10^{-3}$. Les résultats sont présentés sur les figures B.6. La norme et la phase de la superposition des modes $p^- + p^+$ est correctement reconstruite. En revanche, les résultats concernant les composantes amont et aval sont fortement

bruités. Le bruit sur la norme du mode aval p^+ est par exemple de l'ordre de 50% au milieu de l'entrée d'air. La méthode est donc bien sensible aux incertitudes sur les données d'entrée.

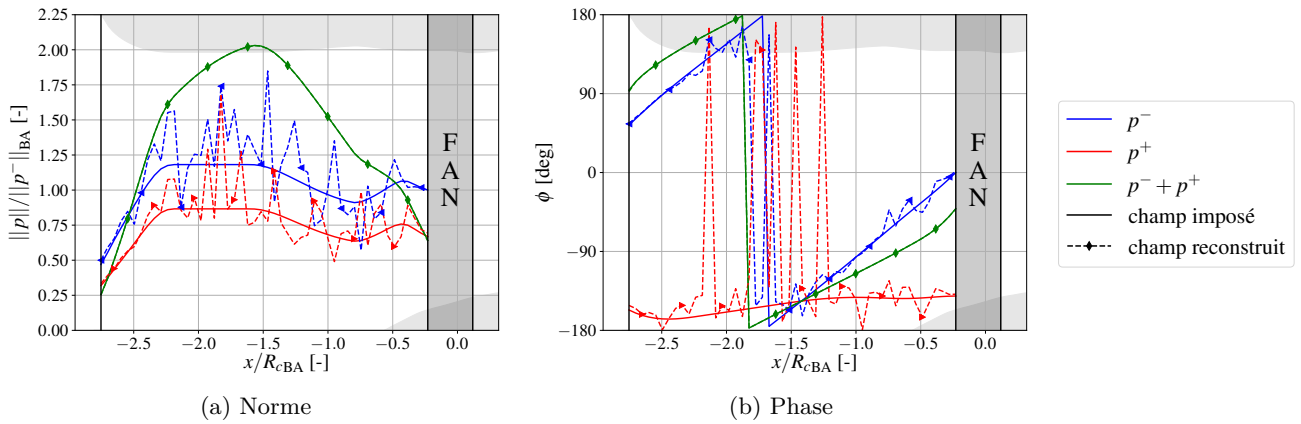


FIGURE B.6: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données analytiques (méthode locale perturbée)

Afin d'améliorer la méthode, la fenêtre d'analyse est élargie à la longueur de l'entrée, afin de considérer l'ensemble des données disponibles en même temps. Davantage de plans (50) sont utilisés pour conserver une bonne discrétisation du champ. Cette variante de la méthode est dite « globale ». L'espacement entre les plans est le même que pour la méthode locale décrite précédemment. L'approche globale réduit significativement le bruit, comme c'est illustré sur la figure B.7. Toutefois, cela est fait au détriment de la localité de la projection. Entre les deux plans les plus éloignés, le modèle suppose une propagation axiale analytique. Par conséquent, les écarts par rapport au modèle de Rienstra (variation rapide de section, champ aérodynamique non uniforme selon la section) conduisent à un défaut de projection sur les modes amont et aval.

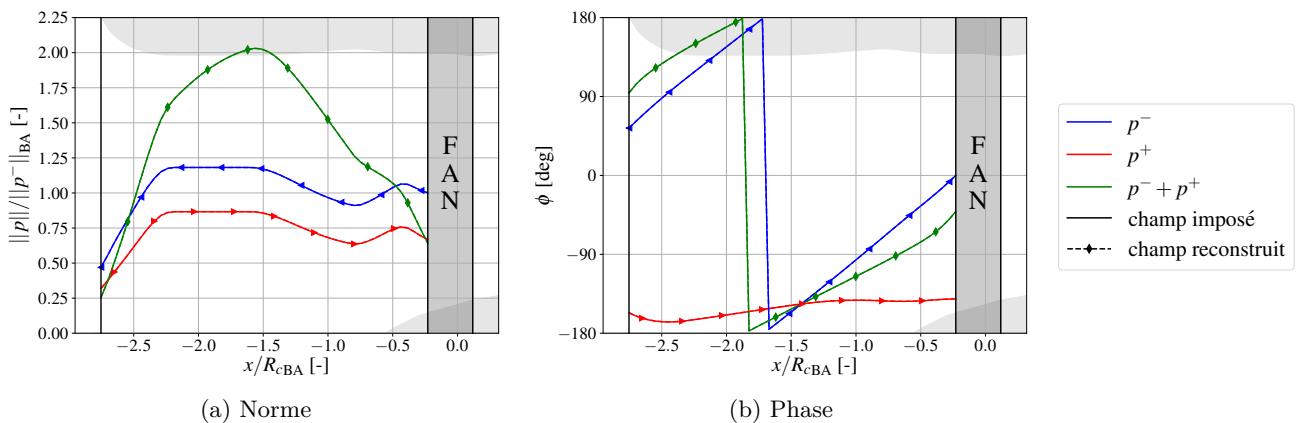


FIGURE B.7: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données analytiques (méthode globale perturbée)

Enfin, la méthode globale de wave splitting est appliquée sur les résultats elsA. La figure B.8 montre les champs obtenus. La reconstitution du champ total $p^- + p^+$ est de moins bonne qualité qu'avec la méthode locale (voir figure B.4), mais les modes p^- et p^+ ont un comportement physique

avec moins de fluctuations. Il a été vérifié que les résultats ne sont pas modifiés si le nombre de plans utilisés pour le wave splitting est modifié (entre 30 et 70). Par conséquent, dans tout le reste du mémoire, la méthode globale est utilisée avec 50 plans entre le bord de la nacelle et le bord d'attaque du fan.

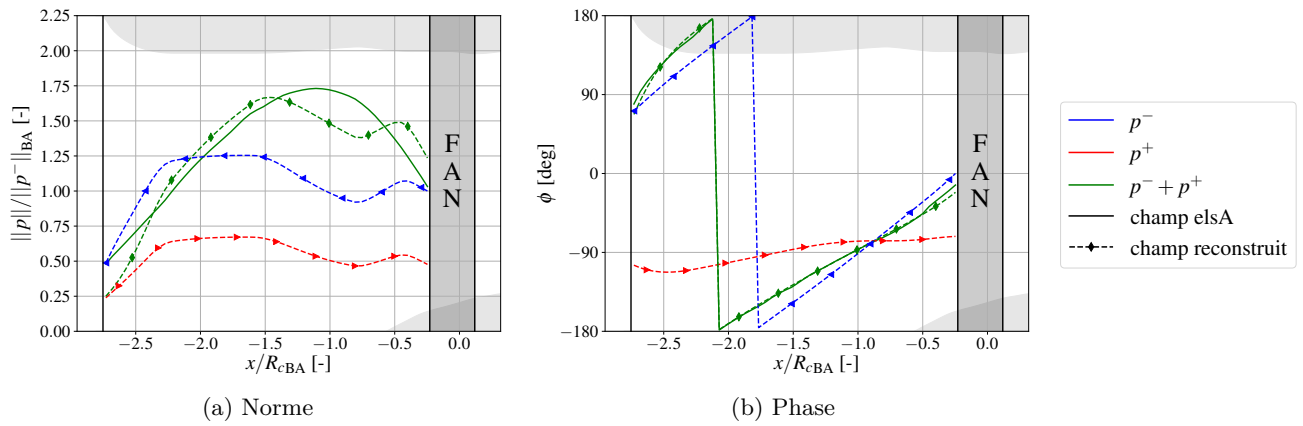


FIGURE B.8: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les données elsA (méthode globale)

Complément au modèle de réflexion

Cette annexe apporte des précisions techniques quant au modèle de réflexion de [Rienstra \(1984\)](#) présenté dans la partie [2.4.1](#). Elle rappelle la méthode de calcul de l'intégrale de Wiener-Hopf ([2.66](#)) développée dans l'article d'origine et ajoute quelques éléments pratiques pour le calcul. Pour rappel, cette intégrale s'écrit :

$$\tilde{K}_-(t) = \exp \left[-\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty+i0}^{+\infty+i0} \frac{\ln \tilde{K}(\tau)}{\tau-t} d\tau \right] \quad (\text{C.1})$$

Il s'agit d'une intégration dans le plan complexe, le long de l'axe des imaginaires. Cette intégrale ne peut pas être calculée écrite telle quelle, car l'intégrande ne converge pas en 0 et parce qu'il existe plusieurs pôles sur le chemin d'intégration. Cette fonction est réécrite en :

$$\ln(\tilde{K}_-(t)) = \frac{it}{\pi} \int_0^{+\infty} \frac{\ln \tilde{K}(\tau)}{\tau^2 - t^2} d\tau \quad (\text{C.2})$$

Il y a également des pôles sur l'axe réel proche de 0. Puisque l'intégrande est analytique, d'après le théorème intégral de Cauchy, le chemin d'intégration peut être modifié sans changer le résultat de l'intégration, du moment que les points de départ et d'arrivée restent les mêmes. L'intégrale est donc scindée en deux parties :

$$\ln(\tilde{K}_-(t)) = \frac{it}{\pi} \int_{\mathcal{C}_A} \frac{\ln \tilde{K}(\tau)}{\tau^2 - t^2} d\tau + \frac{it}{\pi} \int_A^{+\infty} \frac{\ln \tilde{K}(\tau)}{\tau^2 - t^2} d\tau \quad (\text{C.3})$$

Le chemin d'intégration \mathcal{C}_A est une parabole entre 0 et A définie par :

$$z = x + ix \left(1 - \frac{x}{A} \right) \quad (\text{C.4})$$

où x est un tableau défini linéairement entre 0 et A avec N points, avec :

$$A = \frac{4}{(kR_c/m)^{5/2}} \quad (\text{C.5})$$

et

$$N = \left\lceil \frac{100}{(kR_c/m)} \right\rceil \quad (\text{C.6})$$

Le chemin d'intégration est illustré sur la figure C.1.

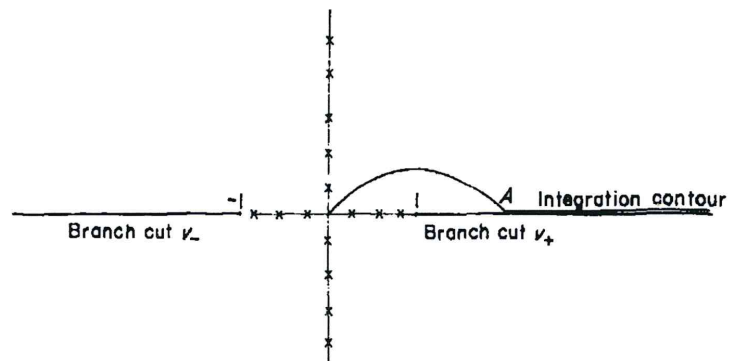


FIGURE C.1: Chemin d'intégration dans le plan complexe, d'après [Rienstra \(2015\)](#)

Le calcul de la deuxième partie de l'intégrale est réalisé en suivant l'annexe de l'article de [Rienstra \(1984\)](#). L'approximation de la série convergente qui est donnée est calculée comme la somme de ses 500 premiers termes.

Évaluation du travail de déformation

En faisant une hypothèse de linéarité et en négligeant les efforts liés aux frottements à la paroi, [Rendu \(2016\)](#) montre que le travail aérodynamique total sur l'aube \mathcal{W} peut être séparé en deux composantes :

- Le travail de déplacement est le travail du champ de pression instationnaire lors du déplacement de corps rigide de l'aube (la normale à la paroi \vec{n} est supposée constante). Il est défini selon l'équation (3.29), rappelée ici pour le travail surfacique :

$$\mathcal{W}_{\text{dep}} = \pi \left(-p_r \vec{n} \cdot \vec{\delta}_i + p_i \vec{n} \cdot \vec{\delta}_r \right) \quad (\text{D.1})$$

- Le travail de déformation est le travail du champ de pression moyen lors du déplacement de l'aube incluant la fluctuation des normales à la paroi sur l'aube. Il est défini sous sa forme surfacique par l'expression :

$$\mathcal{W}_{\text{def}} = \pi \left(-\bar{P}_s \vec{n}_r \cdot \vec{\delta}_i + \bar{P}_s \vec{n}_i \cdot \vec{\delta}_r \right) \quad (\text{D.2})$$

avec \bar{P}_s la pression statique moyenne, et \vec{n}_r et \vec{n}_i les composantes réelle et imaginaire respectivement de la fluctuation harmonique de la normale à la paroi.

Dans tout le corps du mémoire, lorsque le travail est analysé vis-à-vis de l'amplitude et de la phase des fluctuations de pression, il est implicitement supposé que le travail de déformation est négligeable. Cela justifie l'utilisation de l'équation (3.30) pour lier directement \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ .

La pertinence de cette hypothèse est évaluée pour les modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND sur l'ensemble des points du champ fan (voir section 4.1). Le travail de déformation intégré sur l'aube, normalisé par l'énergie cinétique \mathcal{U} sur une période de vibration, est tracé sur la figure D.1. Selon le mode et le point de fonctionnement, il est tantôt positif (stabilisant) ou négatif (déstabilisant). Néanmoins, il reste faible devant l'amortissement aérodynamique total, dont la valeur absolue varie entre 0.14% et 5% sur l'ensemble des modes et des points simulés.

Afin de quantifier sa contribution, la figure D.2 montre la part du travail de déformation par rapport au travail total \mathcal{W} . Elle reste inférieure à 7.4%, et les valeurs les plus élevées sont obtenues pour les points où le travail total est proche de zéro. C'est le cas par exemple pour le mode 1F1ND

Évaluation du travail de déformation

des points à 70%Nn dp20 ($\xi_{aero} = \mathcal{W}/U = 0.14\%$), 80%Nn dp20 ($\xi_{aero} = 0.26\%$) et 80%Nn dp10 ($\xi_{aero} = 0.36\%$), ou pour le mode 1F2ND à 75%Nn dp20 ($\xi_{aero} = -0.22\%$).

Par conséquent, le travail de déformation est jugé suffisamment faible pour ne pas perturber les analyses réalisées dans le corps du mémoire.

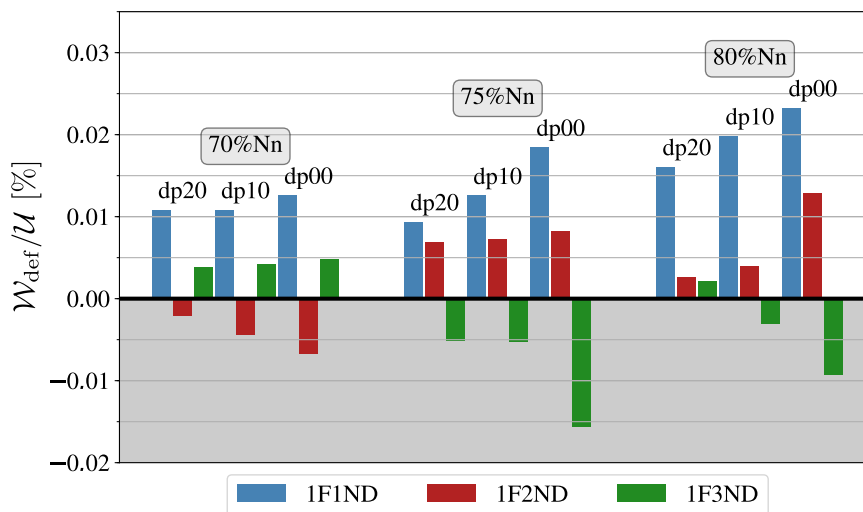


FIGURE D.1: Travail de déformation selon le mode et le point de fonctionnement

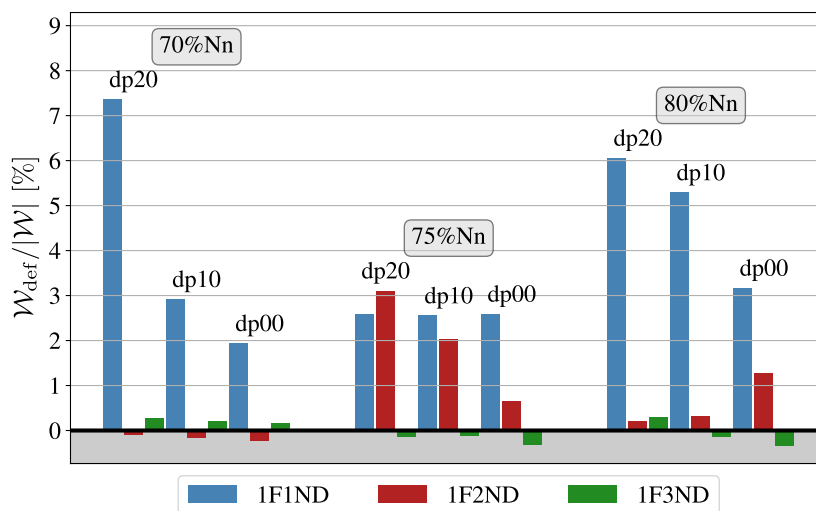


FIGURE D.2: Part du travail de déformation par rapport au travail total selon le mode et le point de fonctionnement

Sensibilité des résultats elsA au maillage

Cette annexe vient en complément de la section 3.5.3 pour montrer des résultats de sensibilité au maillage sur les trois points calculés sur l'iso-vitesse 75%Nn. La nomenclature de ces points est détaillée dans la section 4.1. Il est rappelé que les résultats présentés dans la section 3.5.3 sont ceux obtenus pour le point dp20.

Les figures E.1 et E.2 comparent les distributions du nombre de Mach isentropique et de la pression statique à la paroi à 90%H, extraits des calculs stationnaires. Les résultats obtenus pour les trois points de fonctionnement diffèrent peu entre les deux maillages, avec cependant des écarts plus importants au niveau de l'onde de choc.

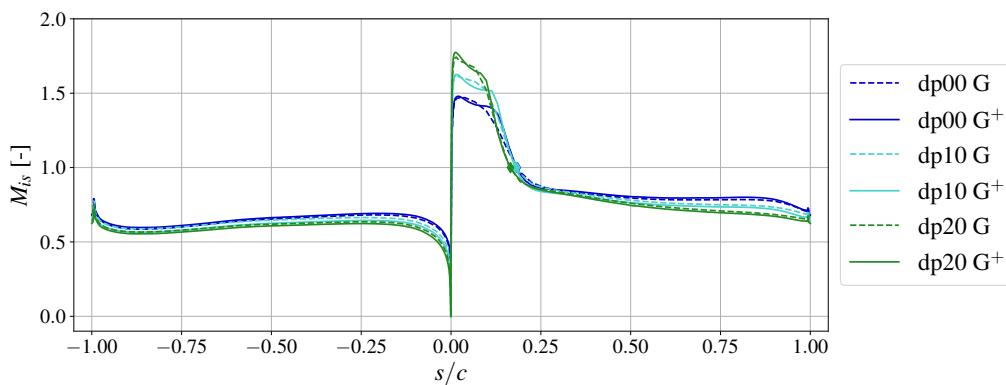


FIGURE E.1: Influence du maillage sur le nombre de Mach isentropique stationnaire à 90%H sur l'iso-vitesse 75%Nn

Ensuite, les cartographies de travail à la paroi sont comparées sur les figures E.3 et E.4. La topologie de cette grandeur semble moins affectée par le maillage pour les points dp10 et dp00 que pour le point dp20, même si des écarts sont néanmoins visibles.

La figure E.5 montre les distributions de \mathcal{W} , $|p|$ et ϕ à la paroi sur une coupe à 90%H. L'écart de $|p|$ entre les deux maillages augmente en passant du point dp20 au point dp00, notamment au niveau de l'onde de choc, mais dans le même temps l'écart en phase diminue. En conséquence la distribution de travail est sensible au maillage pour les trois points de fonctionnement.

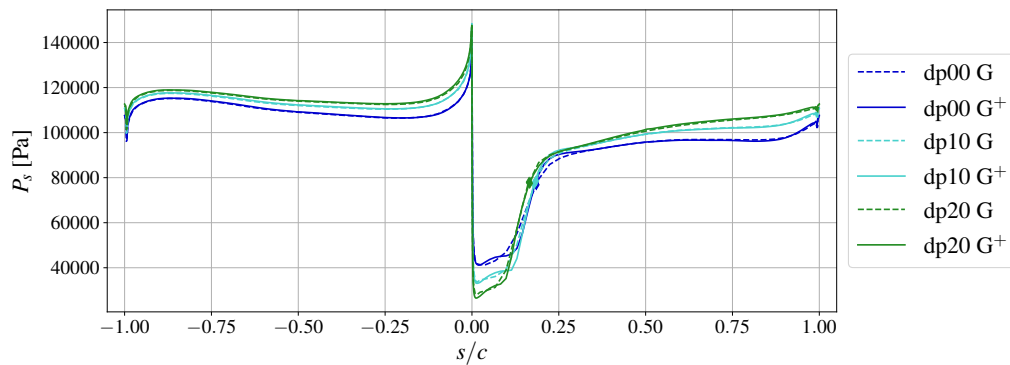


FIGURE E.2: Influence du maillage sur la pression statique stationnaire à 90%H sur l'iso-vitesse 75%Nn

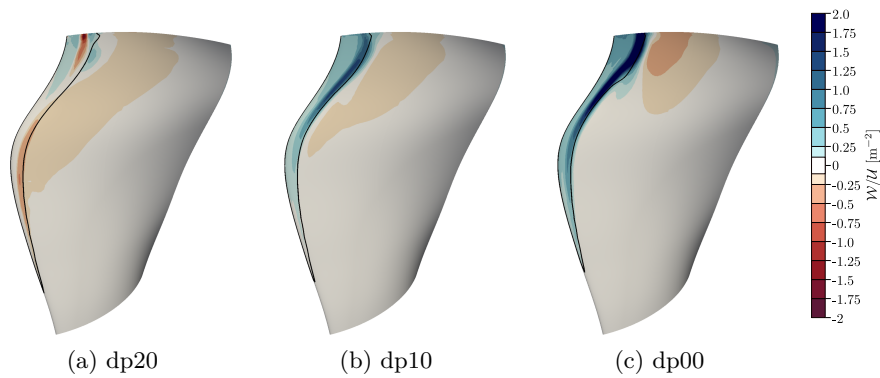


FIGURE E.3: Influence du maillage sur la cartographie du travail aérodynamique sur l'extrados pour le mode 1F2ND sur l'iso-vitesse 75%Nn pour le maillage G⁺

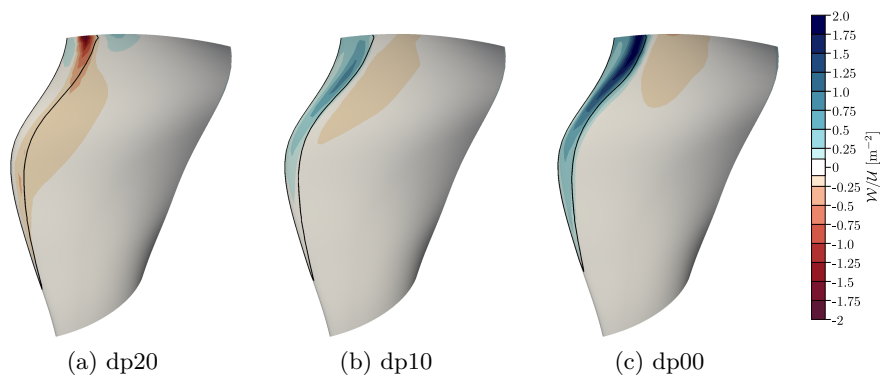
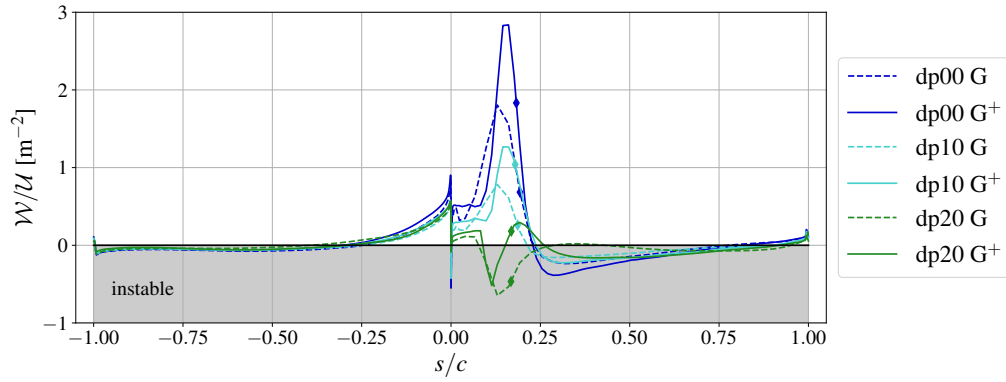
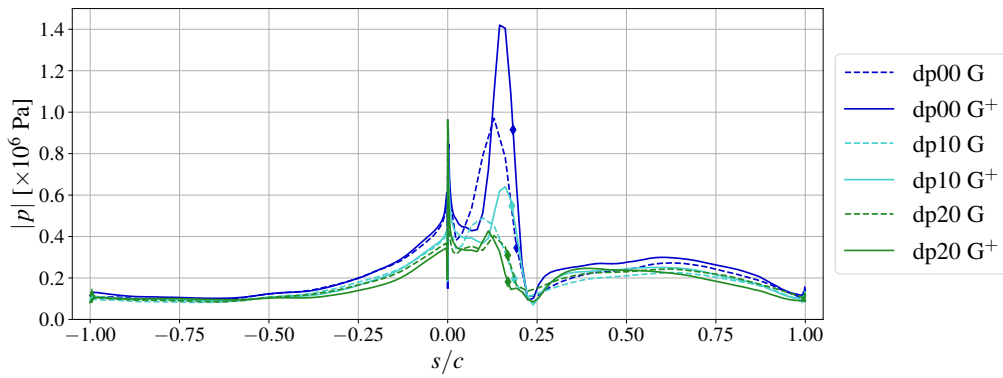


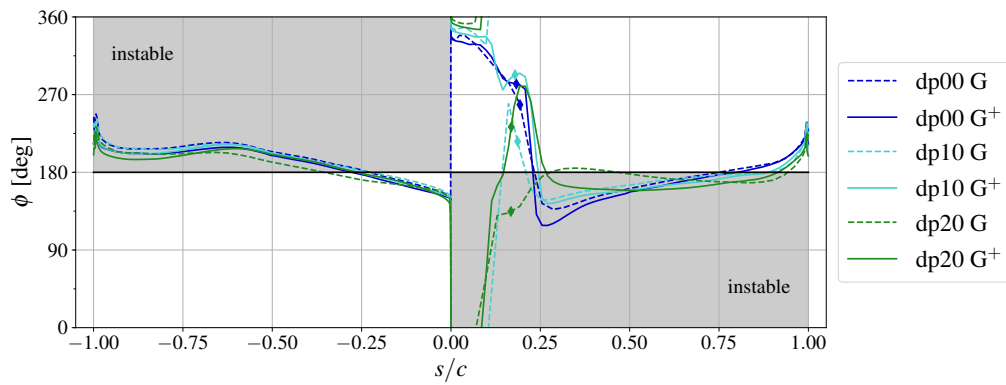
FIGURE E.4: Influence du maillage sur la cartographie du travail aérodynamique sur l'extrados pour le mode 1F2ND sur l'iso-vitesse 75%Nn pour le maillage G



(a) Travail



(b) Amplitude des fluctuations de pression



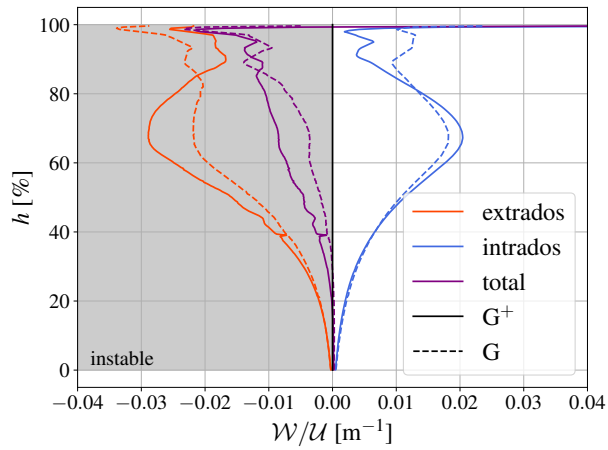
(c) Phase des fluctuations de pression

FIGURE E.5: Influence du maillage sur les répartitions de travail et d'amplitude et de phase des fluctuations de pression à 90%H sur l'iso-vitesse 75%Nn

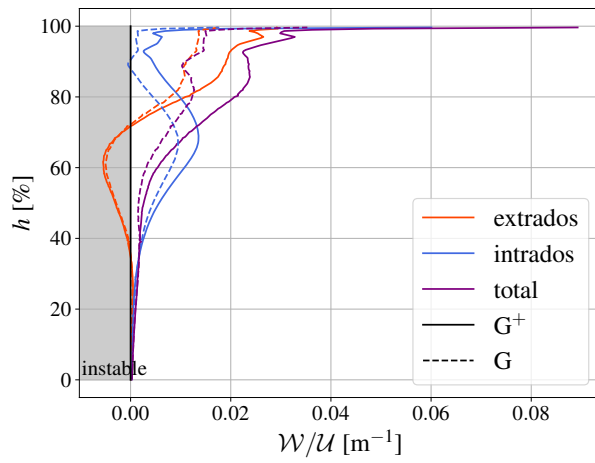
Sensibilité des résultats elsA au maillage

Ensuite, les répartitions radiales de travail sont tracées sur la figure [E.6](#). Là encore les écarts entre les maillages se maintiennent à peu près au même niveau pour les trois points, que ce soit pour l'intrados, l'extrados ou le total des deux.

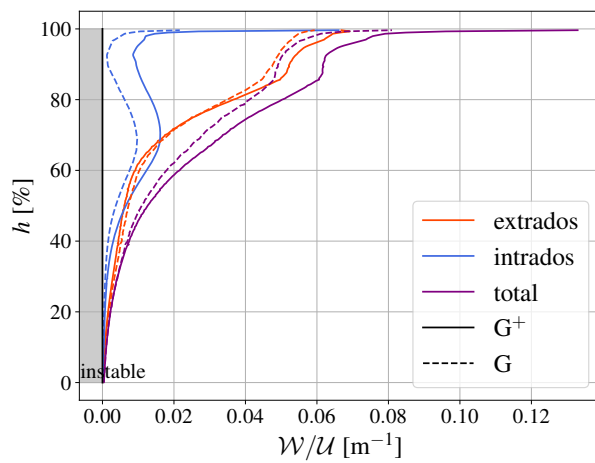
Enfin, la figure [E.7](#) montre la sensibilité de l'amortissement aérodynamique global au maillage. Il apparaît que celle-ci est de l'ordre de 0.2% en absolu. Il est à noter que pour le maillage G^+ , passer de 192 à 384 itérations par période dans le domaine tournant modifie très peu la valeur de l'amortissement.



(a) dp20



(b) dp10



(c) dp00

FIGURE E.6: Influence du maillage sur les répartitions radiales de travail pour le mode 1F2ND sur l'iso-vitesse 75%Nn

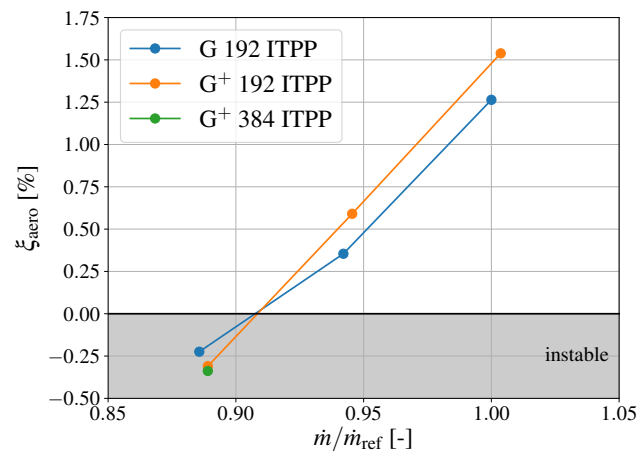


FIGURE E.7: Influence du maillage sur l'amortissement aérodynamique

Comparaison des résultats de wave splitting obtenus avec Actran et elsA

Les résultats présentés dans cette annexe complètent ceux de la section 4.2. Le wave splitting est appliqué sur les champs solutions d'Actran et d'elsA afin de comparer la norme et la phase des modes amont et aval. Sur l'iso-vitesse 75%Nn, les points de fonctionnement analysés sont :

- pour le mode 1F2ND : les points dp20, dp10 et dp00 présentés sur les figures F.1, F.2 et F.3. Le point dp20 est analysé plus en détails dans la section 4.2.
- pour le mode 1F1ND : les points dp20, dp10 et dp00 présentés sur les figures F.4, F.5 et F.6. Le point dp20 est analysé plus en détails dans la section 4.2.

Comme dans la section 4.2, il y a un très bon accord entre les résultats Actran et elsA, tant sur la norme que sur la phase. Les écarts entre les deux outils sont encore plus faibles pour le mode 1F1ND que pour le mode 1F2ND. Les raisons sont un plus grand éloignement de f à $f_{c_{\max}}$, ainsi qu'un ordre azimutal plus faible.

Par ailleurs, les figures F.7, F.8 et F.9 permettent d'évaluer la sensibilité au maillage de la propagation/réflexion du mode 1F2ND dans l'entrée d'air pour les simulations elsA, pour les points dp20, dp10 et dp00 à 75%Nn. Les écarts sur la norme des modes sont très faibles. Les écarts sur la phase sont également faibles et du même ordre que ceux constatés entre Actran et le maillage G avec elsA. Ils s'expliquent en partie par les faibles écarts sur les champs stationnaires entre les maillages (voir figure F.10), et en partie par l'influence du maillage sur la dissipation et la dispersion du schéma numérique.

Enfin, un exemple de résultats est donné pour un point de fonctionnement pour lequel le mode est cut-off. La figure F.11 montre ainsi le cas du mode 1F3ND à 75%Nn dp00. Même si la décroissance de l'amplitude du mode est globalement captée, plusieurs pics aberrants sont visibles. Ils sont dus à une divergence locale du modèle de propagation pour des sections axiales pour lesquelles $f(x) \approx f_c(x)$. Cette instabilité du modèle et la correction qui pourrait être apportée sont évoquées dans la section 2.3.1. En conséquence, dans tout le mémoire, les résultats du wave splitting ne sont pas analysés en deça de la fréquence $f_{c_{\max}}$.

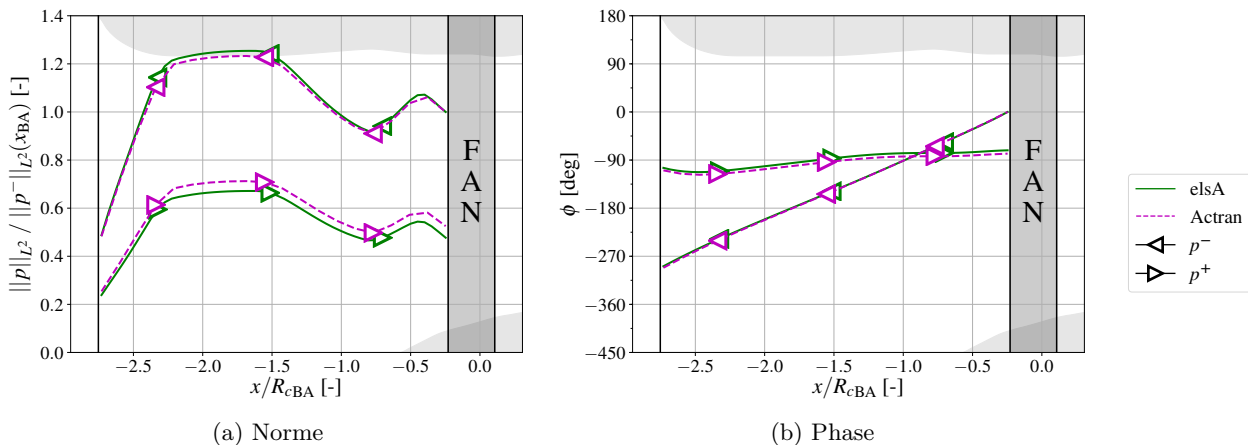


FIGURE F.1: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20

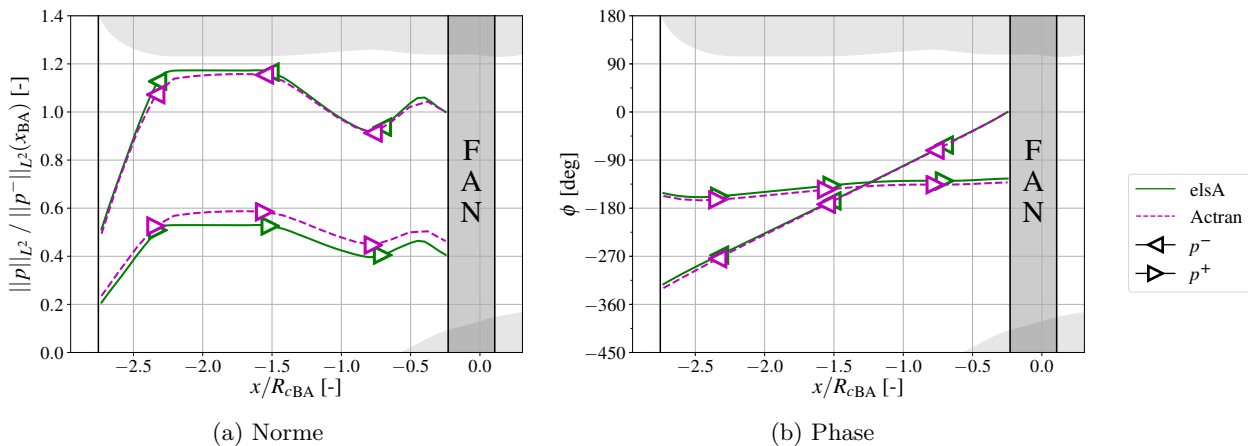


FIGURE F.2: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp10

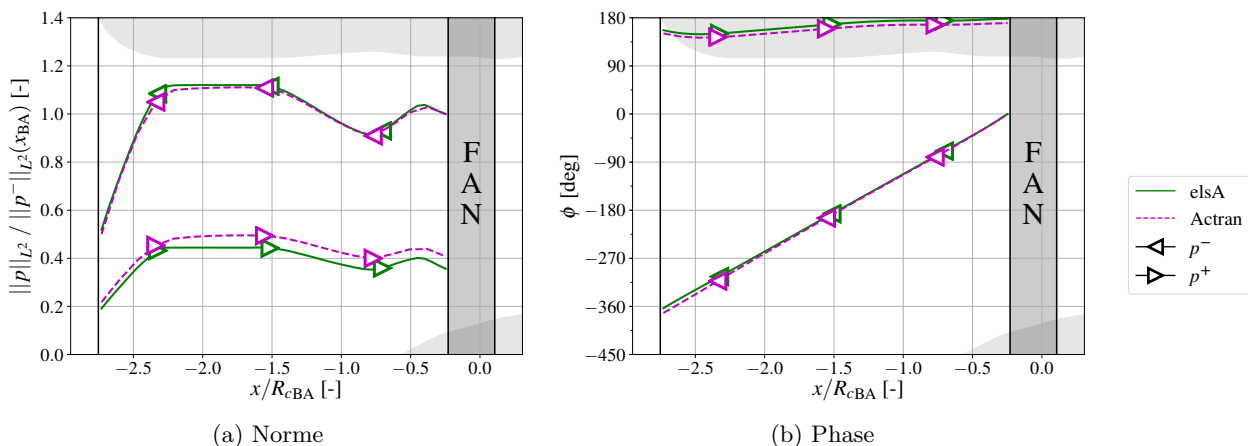


FIGURE F.3: Norme et phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00

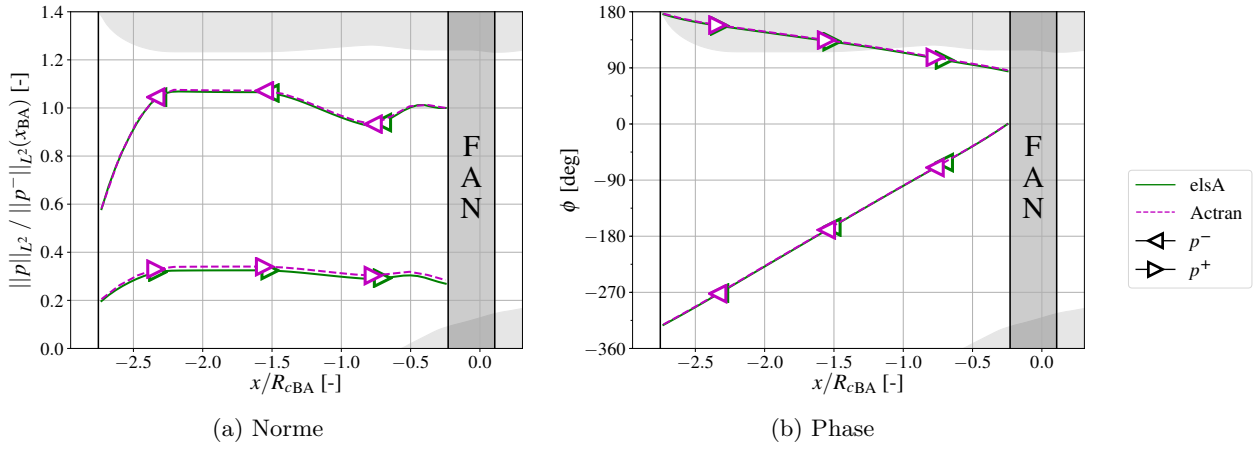


FIGURE F.4: Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20

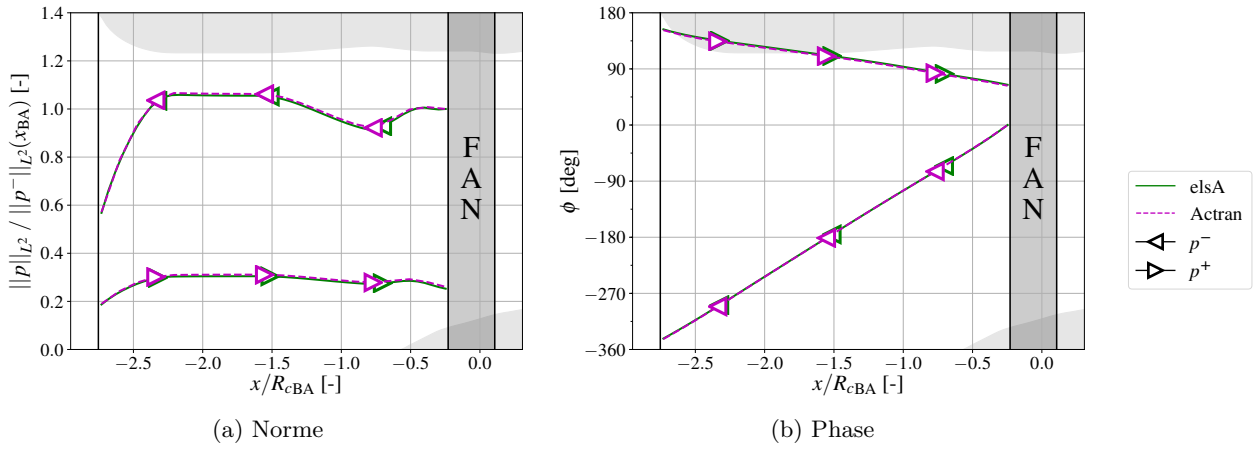


FIGURE F.5: Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp10

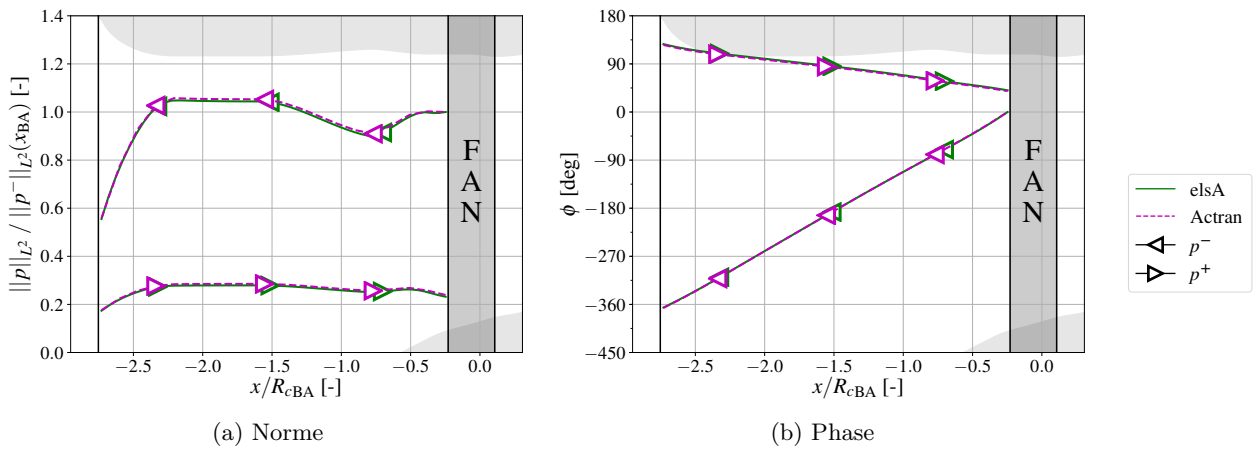


FIGURE F.6: Norme et phase du mode 1F1ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00

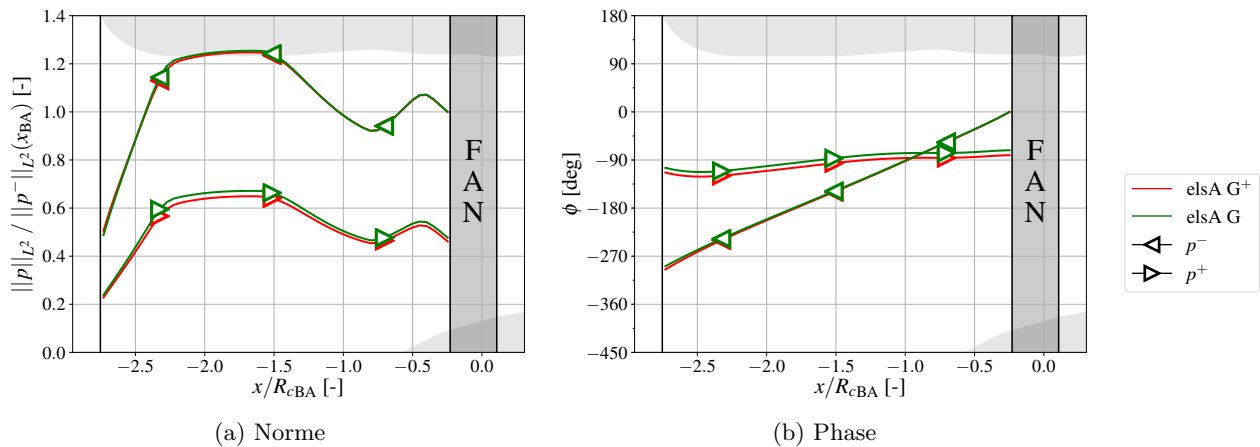


FIGURE F.7: Sensibilité au maillage de la norme et de la phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp20

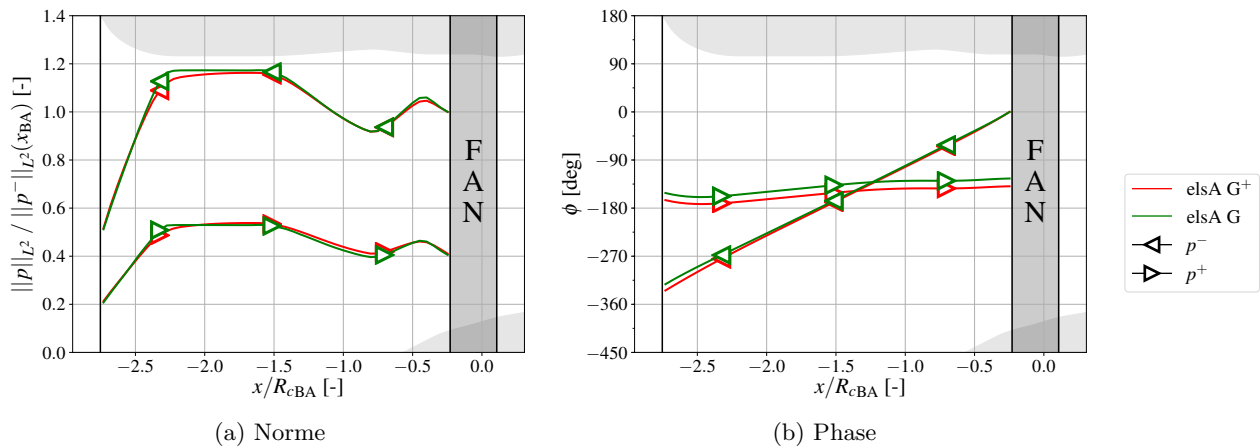


FIGURE F.8: Sensibilité au maillage de la norme et de la phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp10

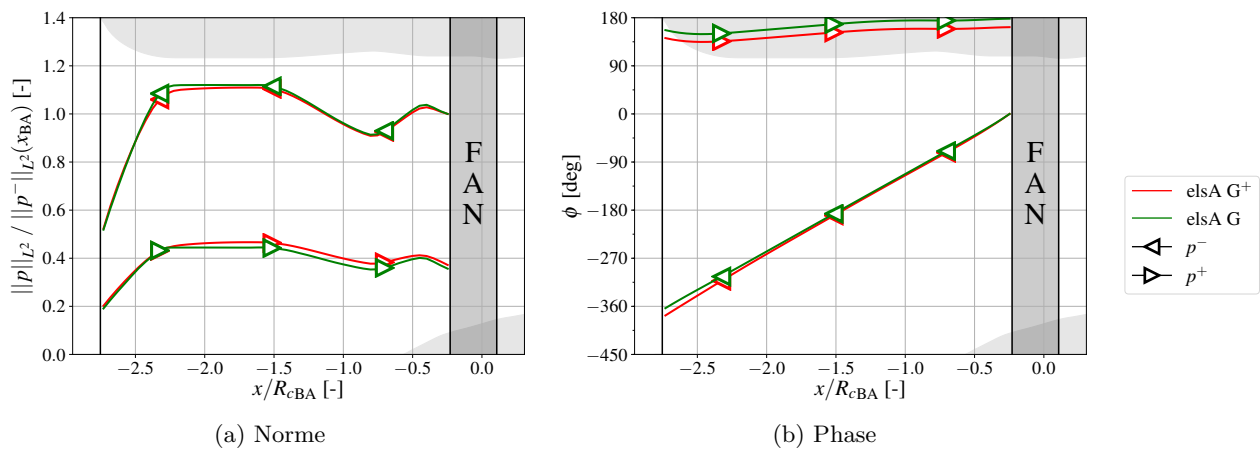


FIGURE F.9: Sensibilité au maillage de la norme et de la phase du mode 1F2ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00

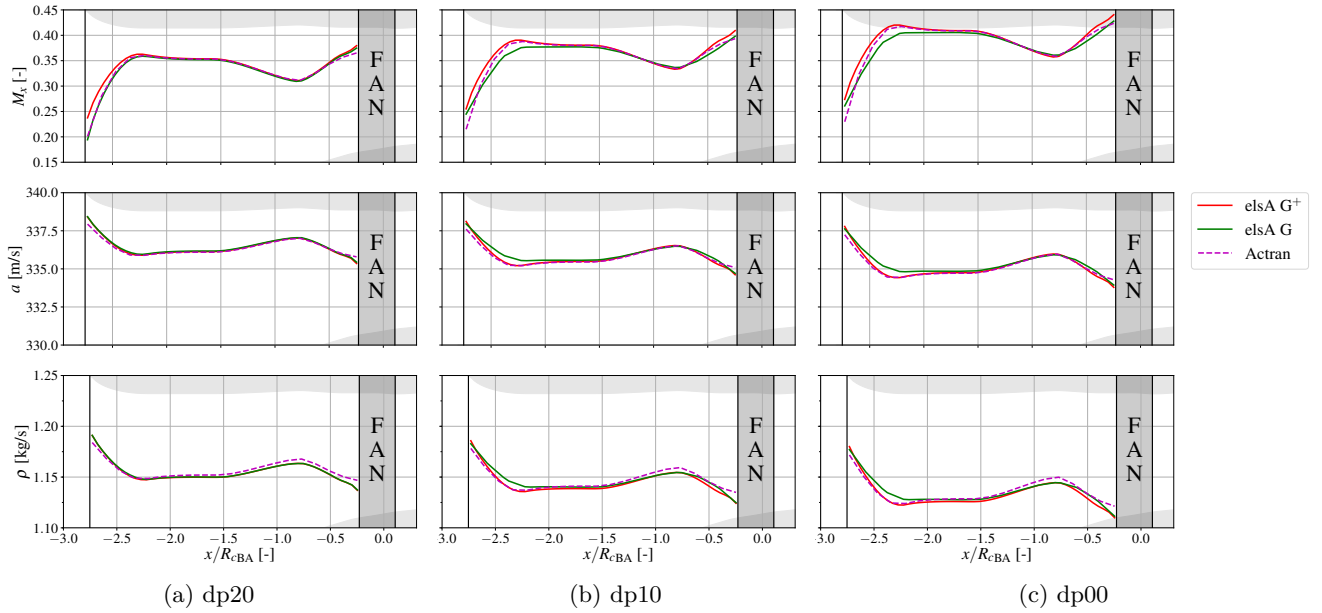


FIGURE F.10: Comparaison des champs aérodynamiques moyens le long de l'axe moteur à 75%Nn

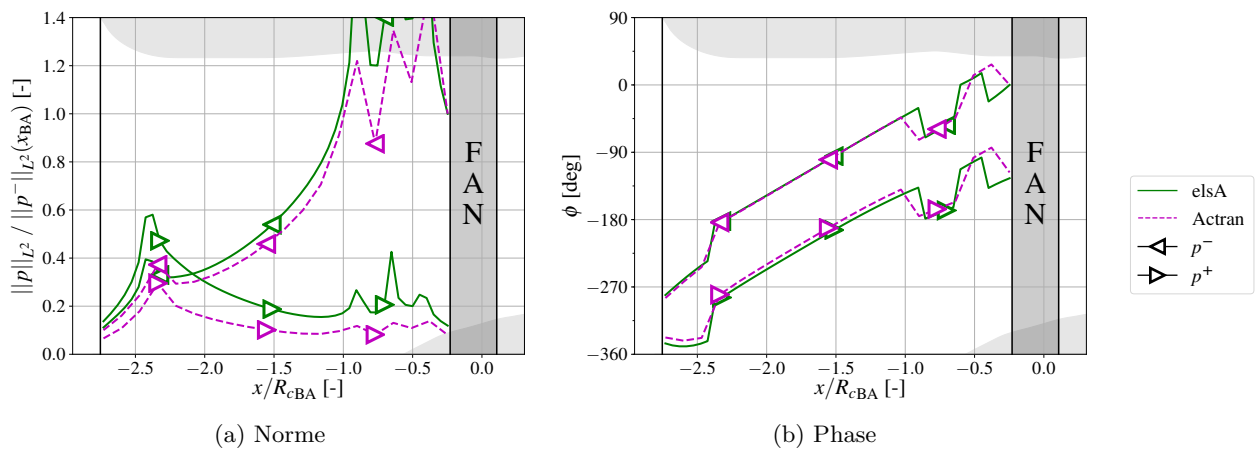


FIGURE F.11: Norme et phase du mode 1F3ND dans l'entrée d'air à 75%Nn dp00

Comportement cut-on/cut-off des modes dans les simulations elsA

De même que dans la section 4.3.1, les champs instantanés issus de la dernière itération des simulations elsA sont analysés pour extraire l'amplitude du mode d'intérêt le long de l'axe moteur. Les figures G.1, G.2 et G.3 montrent les comportements des modes 1F1ND, 1F2ND et 1F3ND respectivement sur l'ensemble des points simulés.

Le mode 1F1ND (voir figure G.1) est cut-on en amont et en aval du fan sur l'ensemble des points de fonctionnement. La zone de maillage progressivement déaffinée à l'aval ne l'est pas suffisamment pour filtrer l'onde qui se propage vers l'aval, qui n'est pas problématique en soi. Toutefois, cela ne permet pas de conclure quant au filtrage de l'onde qui pourrait se propager de l'aval vers l'amont en cas de réflexion artificielle sur la condition aux limites. Un autre point d'attention est que l'amplitude du mode à l'amont du fan diminue quand le débit augmente, d'autant plus que la vitesse de rotation est élevée. L'amplitude du mode à l'aval du fan varie de façon moins significative.

Le mode 1F2ND (voir figure G.2) est proche de la résonance dans l'entrée d'air et partiellement cut-on à 70%Nn, et cut-on en amont du fan à 75%Nn et 80%Nn. Il est cut-off en aval sur tous les points excepté à 80%Nn dp00, qui se caractérise par une baisse de l'amplitude en amont du fan. Cela est dû à l'évacuation d'une partie de l'énergie acoustique vers l'aval.

Le mode 1F3ND (voir figure G.3) est cut-off à aval du fan sur l'ensemble des points de fonctionnement. A 70%Nn, il est cut-off également en amont du fan. A 75%Nn, il est beaucoup moins atténué pour le point dp20 (son amplitude au niveau de la lèvre de l'entrée d'air est non nulle) et commence à être partiellement cut-on dans l'entrée d'air à dp10 et dp00. A 80%Nn, il est cut-on dans toute l'entrée d'air.

L'amplitude à l'amont des modes 1F2ND et 1F3ND est particulièrement importante pour les points pour lesquels $f \approx f_{c_{\max}}$, car alors le taux de réflexion sur l'entrée d'air est proche de 100% (70%Nn dp00 et 75%Nn dp20 pour le mode 1F2ND, 75%Nn dp10 et dp00 et 80%Nn dp20 pour le mode 1F3ND).

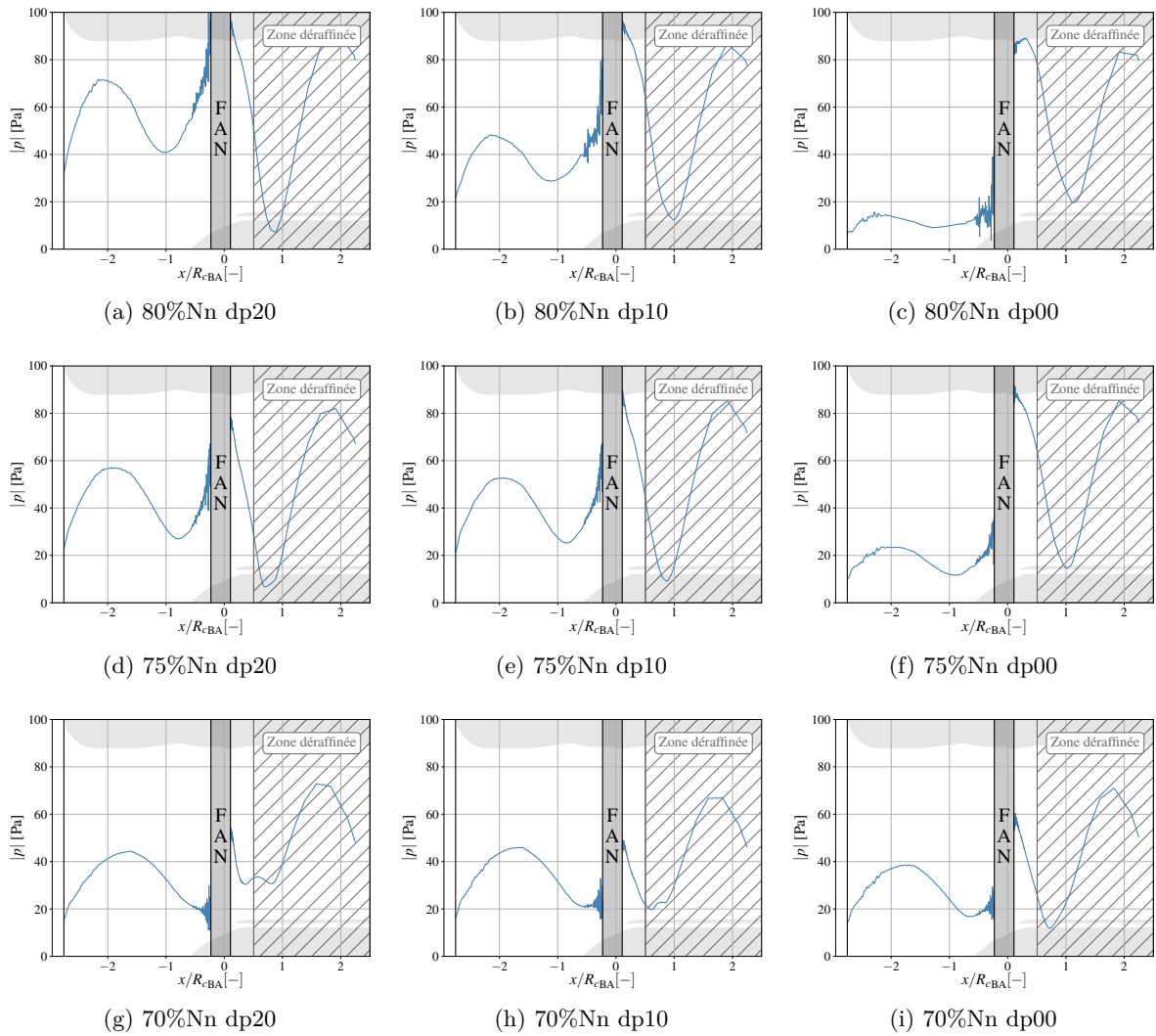


FIGURE G.1: Comportement cut-off/cut-on du mode 1F1ND à l'amont et à l'aval à 90%H dans les simulations elsA

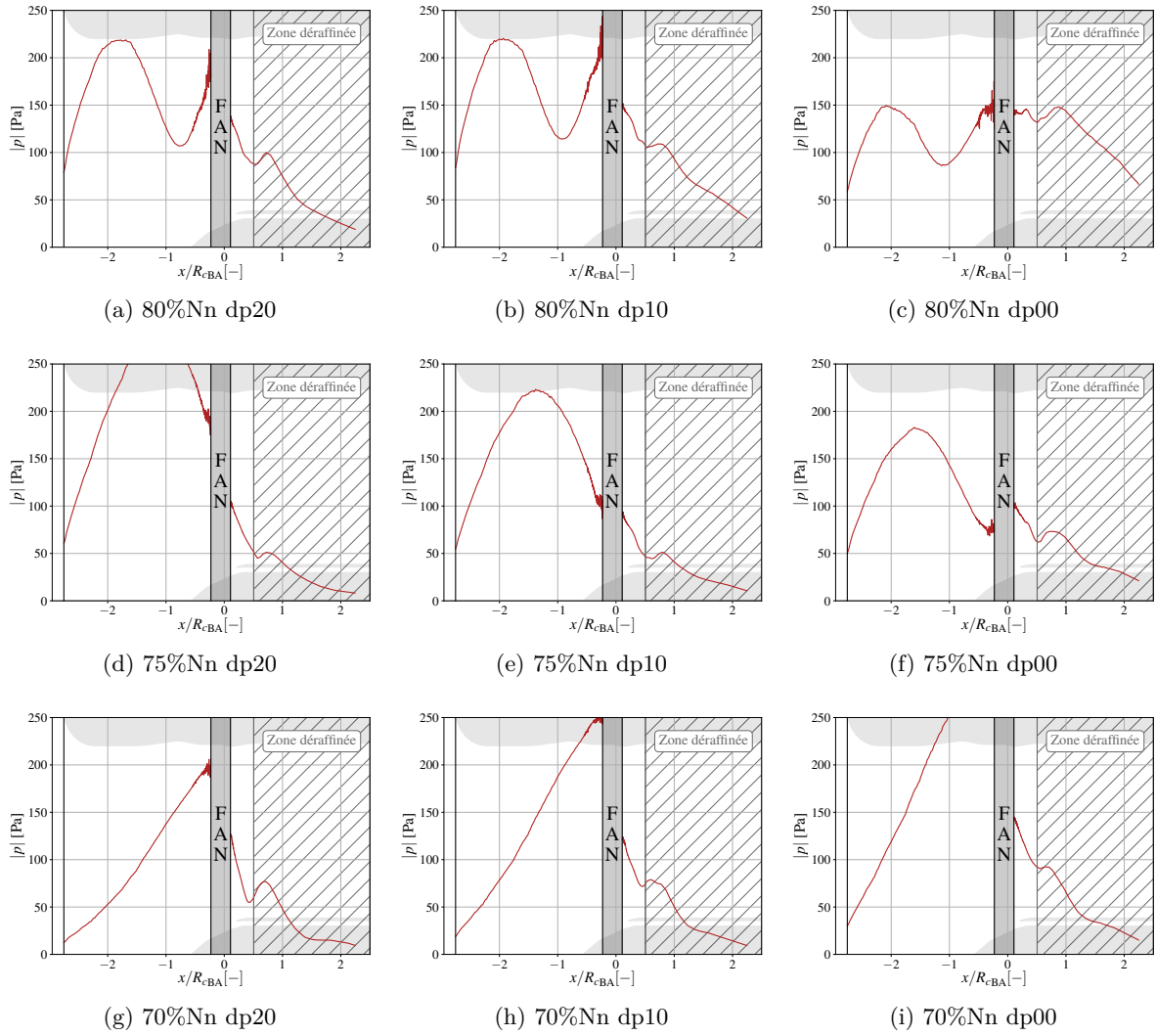


FIGURE G.2: Comportement cut-off/cut-on du mode 1F2ND à l'amont et à l'aval à 90%H dans les simulations elsA

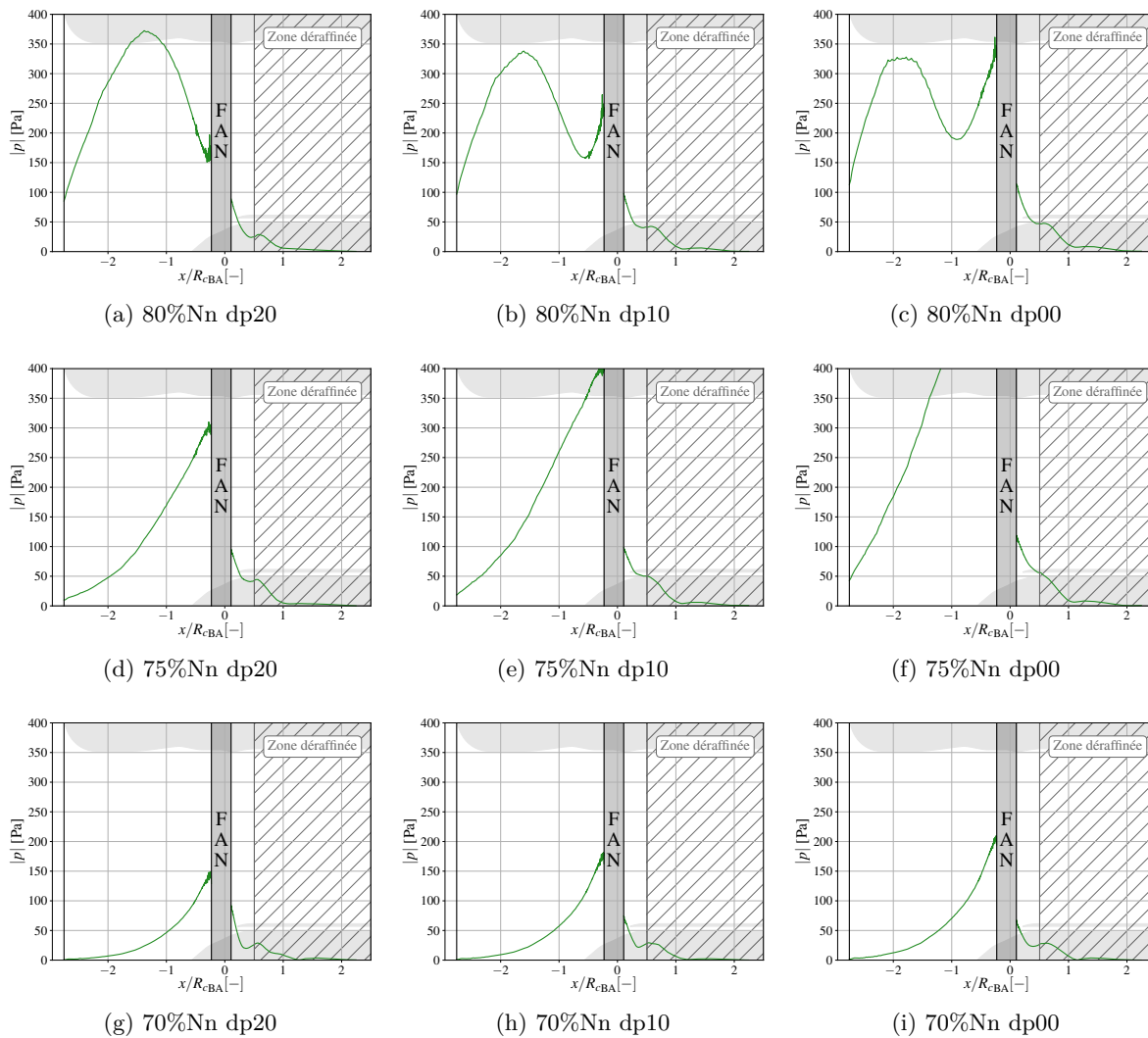


FIGURE G.3: Comportement cut-off/cut-on du mode 1F3ND à l'amont et à l'aval à 90%H dans les simulations elsA

Bibliographie

- ACARE (2017). Strategic Research & Innovation Agenda - Executive summary. Rapport technique, Advisory Council for Aeronautics Research in Europe.
- AOTSUKA, M. et MUROOKA, T. (2014). Numerical Analysis of Fan Transonic Stall Flutter. *In ASME Turbo Expo 2014*, Dusseldorf, Germany.
- ARNOLD, S. M. C. (2012). Materials Selection for Aerospace Systems. Rapport technique.
- ATASSI, H., FANG, J. et FERRAND, P. (1995). Acoustic blockage effects in unsteady transonic nozzle and cascade flows. *In AIAA 95-0303*, Reno, Nevada.
- BÉNÉFICE, G. (2015). *Développement d'une méthode de couplage partitionné fort en vue d'une application aux turbomachines*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Ecully.
- BERTHELON, T., DUGEAI, A., LANGRIDGE, J. et THOUVEREZ, F. (2019). Analysis of Vortex Ingestion Impact on the Dynamic Response of the Fan in Resonance Condition. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- BOULEY, S. (2017). *Modélisations analytiques du bruit tonal d'interaction rotor/stator par la technique de raccordement modal*. Thèse de doctorat, Lyon.
- BOUSSINESQ, J. (1877). *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Impr. nationale.
- BRANCH, M. A., COLEMAN, T. F. et LI, Y. (1999). A Subspace, Interior, and Conjugate Gradient Method for Large-Scale Bound-Constrained Minimization Problems. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 21(1):1–23.
- BRUCE, P. J. K. et BABINSKY, H. (2008). Unsteady shock wave dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, 603:463–473.
- CAMBIER, L., HEIB, S. et PLOT, S. (2013). The Onera elsA CFD software : input from research and feedback from industry. *Mechanics & Industry*, 14(3):159–174.
- CARTA, F. O. (1967). Coupled blade-disk-shroud flutter instabilities in turbojet engine rotors. *Journal of Engineering for Power*, 89(3):419–426.

Bibliographie

- CHÉLIUS, A. (2014). Estimation d'erreur de propagation acoustique dans la CFD. *In 12ème Congrès Français d'Acoustique*, Poitiers, France.
- CHÉLIUS, A. (2018a). AITEC2 Acoustique - Lot 7 : Evaluation des capacités de propagation acoustique du solveur elsA - L7.0.1 : Etat de l'art. Rapport technique, ONERA.
- CHÉLIUS, A. (2018b). AITEC2 Acoustique - Lot 7 : Evaluation des capacités de propagation acoustique du solveur elsA L7.1 : Analyses sur configuration académique. Rapport technique, ONERA.
- CHU, B.-T. et KOVÁSZNAY, L. S. G. (1957). Non-linear interactions in a viscous heat-conducting compressible gas. *Journal of Fluid Mechanics*, 3(5):494–514.
- COOPER, A. J., PARRY, A. B. et PEAKE, N. (2004). Acoustic Resonance in Aeroengine Intake Ducts. *Journal of Turbomachinery*, 126(3):432.
- COOPER, A. J. et PEAKE, N. (2000). Trapped acoustic modes in aeroengine intakes with swirling flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 419:151–175.
- COOPER, A. J. et PEAKE, N. (2001). Propagation of unsteady disturbances in a slowly varying duct with mean swirling flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 445:207–234.
- DÉLERY, J. (2013). *Topologie des écoulements tridimensionnels décollés*. Collection mécanique des fluides. Hermes science publ. Lavoisier, Paris.
- DUGEAI, A., MAUFFREY, Y., PLACZEK, A. et VERLEY, S. (2018). Overview of the Aeroelastic Capabilities of the elsA Solver within the Context of Aeronautical Engines. *AerospaceLab Journal*, Issue 14:September 2018 ; ISSN : 2107–6596.
- DUQUESNE, P., AUBERT, S., RENDU, Q. et FERRAND, P. (2018). Effect of nodal diameter on the local blades vibration on the choke flutter instability in transonic UHBR fan. *In 15th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines*, Oxford, United Kingdom.
- ELDER, R., WOODS, I., PATIL, S., HOLMES, W., STEED, R. et HUTCHINSON, B. (2013). Investigation of Efficient CFD Methods for the Prediction of Blade Damping. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- EPSTEIN, A. H. (2014). Aeropropulsion for Commercial Aviation in the Twenty-First Century and Research Directions Needed. *AIAA Journal*, 52(5):901–911.
- FERRAND, P. (2016). Analyse des instabilités aéroélastiques en turbomachine. *Notes de cours, Ecole Centrale de Lyon*.
- FERRAND, P., ATASSI, H. M. et AUBERT, S. (1996). Unsteady flow amplification produced by upstream or downstream disturbances. *AGARD CP*, 571(31).
- FRANSSON, T. (2013). FUTURE project final report. Rapport technique.

- FRANSSON, T. et SIEVERDING, C. H. (1999). *Aeroelasticity in axial flow turbomachines : May 3-7, 1999*. Numéro 1999-05 de Lecture series. von Karman Institute for Fluid Dynamics, Rhode St. Genèse, Belgium.
- GEROLYMOS, G. A., MICHON, G. J. et NEUBAUER, J. (2002). Analysis and Application of Chorochronic Periodicity in Turbomachinery Rotor/Stator Interaction Computations. *Journal of Propulsion and Power*, 18(6):1139–1152.
- GILES, M. B. (1990). Nonreflecting boundary conditions for Euler equation calculations. *AIAA Journal*, 28(12):2050–2058.
- GOLUBEV, V. V. et ATASSI, H. M. (1998). Acoustic-vorticity waves in swirling flows. *Journal of Sound and Vibration*, 209(2):203–222.
- GOPINATH, A. et JAMESON, A. (2005). Time Spectral Method for Periodic Unsteady Computations over Two- and Three- Dimensional Bodies. In *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- HALL, K. C., THOMAS, J. P. et CLARK, W. S. (2002). Computation of Unsteady Nonlinear Flows in Cascades Using a Harmonic Balance Technique. *AIAA Journal*, 40(5):879–886.
- HAREL, P. et PERULLI, M. (1971). The influence of a stationary uniform axial flow on the propagation of acoustic modes of vibration in a cylindrical duct. *Journal of Sound and Vibration*, 15(4):455–474.
- HOLZINGER, F., WARTZEK, F., NESTLE, M., SCHIFFER, H.-P. et LEICHTFUSS, S. (2015). Self-Excited Blade Vibration Experimentally Investigated in Transonic Compressors : Acoustic Resonance. In *ASME Turbo Expo 2015*, Montreal, Canada.
- HOSSEINI, S. M., FRUTH, F., VOGT, D. M. et FRANSSON, T. H. (2012). Effect of Scaling of Blade Row Sectors on the Prediction of Aerodynamic Forcing in a Highly-Loaded Transonic Turbine Stage. pages 1297–1307. American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- IM, H.-S. et ZHA, G.-C. (2013). Flutter Prediction of a Transonic Fan With Travelling Wave Using Fully Coupled Fluid/Structure Interaction. In *ASME Turbo Expo 2013*, San Antonio, Texas.
- ISOMURA, K. et GILES, M. B. (1997). A Numerical Study of Flutter in a Transonic Fan. In *ASME 1997*, Orlando, Florida.
- KAZA, K. R. V. et KIELB, R. E. (1982). Flutter and Response of a Mistuned Cascade in Incompressible Flow. *AIAA Journal*, 20(8):1120–1127.
- KERSKEN, H.-P., FREY, C., VOIGT, C. et ASHCROFT, G. (2012). Time-Linearized and Time-Accurate 3D RANS Methods for Aeroelastic Analysis in Turbomachinery. *Journal of Turbomachinery*, 134(5). Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- KIELB, R. E., FEINER, D. M., GRIFFIN, J. H. et MIYAKOZAWA, T. (2004). Flutter of Mistuned Bladed Disks and Blisks With Aerodynamic and FMM Structural Coupling. In *ASME Turbo Expo 2004*, pages 573–579, Vienne, Autriche.

Bibliographie

- LEE, K.-B., WILSON, M. et VAHDATI, M. (2016). Numerical Study on Aeroelastic Instability for a Low Speed Fan. *In ASME Turbo Expo 2016*, Seoul, South Korea.
- LEICHTFUSS, S., HOLZINGER, F., BRANDSTETTER, C., WARTZEK, F. et SCHIFFER, H. P. (2013). Aeroelastic Investigation of a Transonic Research Compressor. *In ASME Turbo Expo 2013*, San Antonio, Texas.
- LIDOINE, S., BATARD, H., TROYES, S., DELNEVO, A. et ROGER, M. (2001). Acoustic radiation modeling of aeroengine intake comparison between analytical and numerical methods. *7th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*.
- LORDI, J., HOMICZ, G. et REHM, R. (1974). Effects of finite duct length and blade chord on noise generation by a rotating blade row. *In 7th Fluid and Plasma Dynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- MÖLLER, D., JÜNGST, M., HOLZINGER, F., BRANDSTETTER, C., SCHIFFER, H.-P. et LEICHTFUSS, S. (2016). Numerical Investigation of Tip Clearance Flow Induced Flutter in an Axial Research Compressor. *In ASME Turbo Expo 2016*, Seoul, South Korea.
- MOSTOFI, R. (1995). *Aeroelasticity in turbomachinery*. Thèse de doctorat, Imperial College London.
- OACI (2018). Rapport annuel. Rapport technique, Organisation de l'aviation civile internationale.
- OVENDEN, N., EVERSMAN, W. et RIENSTRA, S. (2004). Cut-on Cut-off Transition in Flow Ducts : Comparing Multiple-scales and Finite-element Solutions. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- OVENDEN, N. C. et RIENSTRA, S. W. (2002). In-duct matching strategies : Final report and conclusions. Rapport technique 02-26, European Union.
- OVENDEN, N. C. et RIENSTRA, S. W. (2004). Mode-Matching Strategies in Slowly Varying Engine Ducts. *AIAA Journal*, 42(9):1832–1840.
- RENDU, Q. (2016). *Modélisation des écoulements transsoniques décollés pour l'étude des interactions fluide-structure*. Thèse de doctorat, Université de Lyon.
- RENDU, Q., AUBERT, S. et FERRAND, P. (2017). Influence of reduced frequency on choke flutter instability in transonic UHBR fan. *In International Forum on Aeroelasticity and Structural Dynamics*.
- RENDU, Q., PHILIT, M., LABIT, S., CHASSAING, J. C., ROZENBERG, Y., AUBERT, S. et FERRAND, P. (2015). Timelinerized and harmonic balance Navier-Stokes computations of a transonic flow over an oscillating bump. *In 11th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics & Aeroelasticity of Turbomachines*.
- RENDU, Q., ROZENBERG, Y., AUBERT, S. et FERRAND, P. (2016). Investigation of Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction on Aeroelastic Stability : Towards Active Control. *In ASME Turbo Expo 2016*, Seoul, South Korea.

- RENDU, Q., STAPELFELDT, S., VAHDATI, M. et SALLES, L. (2019a). Identification of Low Speed Fan Flutter Trigger through Radial Decomposition of the Modeshape. *In International Gas Turbine Congress 2019*, page 7, Tokyo, Japon.
- RENDU, Q., VAHDATI, M. et SALLES, L. (2019b). Radial Decomposition of Blade Vibration to Identify a Stall Flutter Source in a Transonic Fan. *Journal of Turbomachinery*, 141(10).
- RICHARDS, S. K., ZHANG, X., CHEN, X. X. et NELSON, P. A. (2004). The evaluation of non-reflecting boundary conditions for duct acoustic computation. *Journal of Sound and Vibration*, 270(3):539–557.
- RIENSTRA, S. (1999). Sound transmission in slowly varying circular and annular lined ducts with flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 380:279–296.
- RIENSTRA, S. W. (1984). Acoustic radiation from a semi-infinite annular duct in a uniform subsonic mean flow. *Journal of Sound and Vibration*, 94(2):267–288.
- RIENSTRA, S. W. (2001). *Cut-on, cut-off transition of sound in slowly varying flow ducts*. Eindhoven University of Technology, Department of Mathematics and Computing Science.
- RIENSTRA, S. W. (2015). Fundamentals of duct acoustics. *Von Karman Institute Lecture Notes*.
- RIENSTRA, S. W. et HIRSCHBERG, A. (2016). An introduction to acoustics. *Eindhoven University of Technology Lecture notes*.
- ROGER, M. (2011). Propagation guidée, Bruit des turbomachines. *Notes de cours, Collège Polytechnique*.
- SANDERS, A. J., HASSAN, K. K. et RABE, D. C. (2003). Experimental and Numerical Study of Stall Flutter in a Transonic Low-Aspect Ratio Fan Blisk. *In ASME Turbo Expo 2003*, Atlanta, Georgia, USA.
- SARTOR, F., BURLLOT, A. et MÉHEUT, M. (2018). Numerical Simulations of Fan/Airframe Interaction with Active Flow-Control. *In 2018 Applied Aerodynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- SAVKAR, S. D. (1975). Radiation of cylindrical duct acoustic modes with flow mismatch. *Journal of Sound and Vibration*, 42(3):363–386.
- SAYMA, A. I., VAHDATI, M., SBARDELLA, L. et IMREGUN, M. (2000). Modeling of Three-Dimensional Viscous Compressible Turbomachinery Flows Using Unstructured Hybrid Grids. *AIAA Journal*, 38(6):945–954.
- SILCOX, R. I. (1984). Geometry and Static Flow Effects on Acoustic Radiation from Ducts. *AIAA Journal*, 22(8):1087–1093.
- SMITH, B. (1994). A near wall model for the k - l two equation turbulence model. *In Fluid Dynamics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.

Bibliographie

- SOMMERFELD, A. (1949). *Partial Differential Equations in Physics*. Academic Press. Google-Books-ID : PFsDVARE4C0C.
- SPALART, P. R. et RUMSEY, C. L. (2007). Effective Inflow Conditions for Turbulence Models in Aerodynamic Calculations. *AIAA Journal*, 45(10):2544–2553.
- SRINIVASAN, A. (1997). Flutter and resonant vibration characteristics of engine blades. *ASME paper*, (97-GT):533.
- SRIVASTAVA, R., BAKHLE, M. A. et KEITH, T. G. (2003). Numerical Simulation of Aerodynamic Damping for Flutter Analysis of Turbomachinery Blade Rows. *Journal of Propulsion and Power*, 19(2):260–267.
- SRIVASTAVA, R. et KEITH, T. G. (2005). Influence of Shock Wave on Turbomachinery Blade Row Flutter. *Journal of Propulsion and Power*, 21(1):167–174.
- STAPELFELDT, S. et VAHDATI, M. (2018). On the Importance of Engine-Representative Models for Fan Flutter Predictions. *Journal of Turbomachinery*, 140(8):081005.
- TERSTEGEN, M., SANDERS, C., JESCHKE, P. et SCHOENENBORN, H. (2019). Rotor–Stator Interactions in a 2.5-Stage Axial Compressor—Part I : Experimental Analysis of Tyler–Sofrin Modes. *Journal of Turbomachinery*, 141(10). Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- TIJDEMAN, H. (1977). *Investigations of the transonic flow around oscillating airfoils*. Thèse de doctorat, TU Delft.
- TUCKER, P. G. (2011). Computation of unsteady turbomachinery flows : Part 1—Progress and challenges. *Progress in Aerospace Sciences*, 47(7):522–545.
- VAHDATI, M. et CUMPSTY, N. (2016). Aeroelastic Instability in Transonic Fans. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 138(2):022604.
- VAHDATI, M. et CUMPSTY, N. A. (2012). The mechanism of aeroelastic instability in transonic fans. *In 13th International Symposium on Unsteady Aerodynamics, Aeroacoustics and Aeroelasticity of Turbomachines (ISUAAAT13), Tokyo, Japan, September*, pages 11–14.
- VAHDATI, M. et SALLES, L. (2015). The effects of mistuning on Fan flutter. *In ISUAAAT 2015*.
- VAHDATI, M., SAYMA, A., MARSHALL, J. et IMREGUN, M. (2001). Mechanisms and prediction methods for fan blade stall flutter. *Journal of Propulsion and Power*, 17(5):1100–1108.
- VAHDATI, M., SIMPSON, G. et IMREGUN, M. (2011). Mechanisms for Wide-Chord Fan Blade Flutter. *Journal of Turbomachinery*, 133(4).
- VAHDATI, M., SMITH, N. et ZHAO, F. (2015). Influence of intake on fan blade flutter. *Journal of Turbomachinery*, 137(8).
- VILLE, J. M. S. et SILCOX, R. I. (1980). Experimental investigation of the radiation of sound from an unflanged duct and a bellmouth, including the flow effect. Technical report 1697, NASA.

- VOGT, D. et FRANSSON, T. (2013). Aeroelasticity of Turbomachines.
- WEIR, D. (2003). Design and Test of Fan/Nacelle Models Quiet High-Speed Fan. Rapport technique.
- WHITEHEAD, D. S. (1966). Effect of Mistuning on the Vibration of Turbo-Machine Blades Induced by Wakes. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 8(1):15–21.
- WHITEHEAD, D. S. (1973). The Effect of Compressibility on Unstalled Torsional Flutter. Rapport technique 3754, Aeronautical Research Council reports and memoranda.
- WINKLER, J., REIMANN, C. A., REBA, R. A. et GILSON, J. (2014). Turbofan Inlet Distortion Noise Prediction with a Hybrid CFD-CAA Approach. *In 20th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- ZHAI, Y., BLADH, R. et DYVERFELDT, G. (2012). Aeroelastic Stability Assessment of an Industrial Compressor Blade Including Mistuning Effects. *Journal of Turbomachinery*, 134(6). Publisher : American Society of Mechanical Engineers Digital Collection.
- ZHAO, F., NIPKAU, J. et VAHDATI, M. (2016). Influence of acoustic reflections on flutter stability of an embedded blade row. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A : Journal of Power and Energy*, 230(1):29–43.
- ZHAO, F., SMITH, N. et VAHDATI, M. (2017). A Simple Model for Identifying the Flutter Bite of Fan Blades. *Journal of Turbomachinery*, 139(7):071003–071003–10.
- ZORUMSKI, W. E. (1973). Generalized radiation impedances and reflection coefficients of circular and annular ducts. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 54(6):1667–1673.

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. J-C. CHASSAING
Professeur - Sorbonne Université - Institut Jean le Rond d'Alembert (Case 162)
4, place Jussieu - 75252 Paris Cedex 05

et de

M. X.GLOERFELT
Professeur - ENSAM - 151 Boulevard de l'Hôpital - 75013 Paris

Monsieur BONTEMPS Thomas

est autorisé à soutenir une thèse pour l'obtention du grade de **DOCTEUR**

Ecole doctorale MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL ET ACOUSTIQUE

Fait à Ecully, le 4 novembre 2020

P/Le directeur de l'E.C.L.
Le directeur des Etudes

Grégory VIAL
Directeur des Etudes
Ecole Centrale de Lyon

Grégory VIAL