

THÈSE

présentée pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE

L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON

SPÉCIALITÉ MÉCANIQUE

ÉCOLE DOCTORALE MEGA
MÉCANIQUE - ÉNERGÉTIQUE - GÉNIE CIVIL - ACOUSTIQUE

par

Patricio ALMEIDA

**COUPLAGE THERMOMÉCANIQUE ET VIBRATOIRE D'UN
COMPRESSEUR CENTRIFUGE LORS D'UN CONTACT
AUBE-CARTER**

Soutenue publiquement le 5 décembre 2014 devant le jury d'examen :

G., JACQUET-RICHARDET, Professeur, INSA de Lyon	Président
Y. DESPLANQUES, Professeur, École Centrale de Lille	Rapporteur
M. LEGRAND, Professeur, Université McGill	Rapporteur
J.-P., OUSTY, Ingénieur Méthodes, SAFRAN Turbomeca	Examineur
C. GIBERT, Ingénieur de Recherche, École Centrale de Lyon	Co-encadrant
F. THOUVEREZ, Professeur, École Centrale de Lyon	Directeur de thèse

Résumé

Pour les compresseurs axiaux et centrifuges, la minimisation du jeu, entre l'extrémité des aubes et le carter qui les entoure, augmente l'efficacité aérodynamique des turbomachines mais favorise également l'apparition de contacts structuraux. En présence du contact, les deux structures échangent de l'énergie et le système peut devenir instable lorsque ses fréquences propres, exprimées dans le même repère, sont égales. Nous verrons qu'il existe également la possibilité de créer des réponses forcées lorsque les harmoniques de la vitesse de rotation coïncident avec les fréquences propres de la structure fixe ou tournante. Dans les deux cas, les structures peuvent subir des endommagements assez importants. La maîtrise de l'interaction aube-carter est donc logiquement un phénomène que les constructeurs de turbomachines doivent intégrer lors de la définition d'un moteur. Ainsi, dans l'étape de conception des compresseurs, il faut prévoir le comportement vibratoire du système en prenant en compte les phénomènes physiques les plus influents. Dans ce contexte, ce travail de recherche est focalisé sur l'étude du comportement mécanique et thermomécanique résultant de l'interaction aube-carter entre un compresseur centrifuge (ou rouet) expérimental du premier étage de compression d'un moteur d'hélicoptère et son couvercle qui est recouvert d'un matériau abrasable afin de réduire la sévérité du contact.

L'objectif majeur des travaux présentés dans ce manuscrit est d'établir un scénario plausible pour expliquer les divers phénomènes présents lors du contact et de créer une base de données expérimentale, dans un environnement de laboratoire au travers d'un essai réaliste et maîtrisé. Puis, il s'agit de confronter et valider les interprétations expérimentales sur un modèle numérique. Pour atteindre nos objectifs, nous avons utilisé un dispositif d'essai adapté afin de fournir des données fiables sur le comportement dynamique et thermomécanique en situation de contact aube-carter. L'analyse des résultats expérimentaux et numériques montre des événements transitoires concomitants entre la structure fixe et tournante. Le contenu spectral des réponses est caractérisé par la présence d'harmoniques de la vitesse de rotation et de *sidebands*, qui influencent le comportement dynamique du système lorsqu'ils coïncident avec les fréquences propres des structures.

Mots clés : compresseur centrifuge, contact aube-carter, interaction modale, couplage thermomécanique, usure, analyse spectrale, ondes tournantes

Abstract

In axial and centrifugal compressors, minimizing the clearance between the blade tips of the impeller and its surrounding casing increases the aerodynamic efficiency, but also the probability of contacts. An energy exchange is then produced between the two structures, leading to forced excitation of the natural modes and potentially to dynamical instabilities, such as interaction phenomena. In both cases, the structures suffer subsequent structural damages. Mastering blade-to-casing interactions is thus a phenomenon that turbomachinery manufacturers must incorporate into the design process of an engine. Compressor designers must predict the vibration behavior of the system, taking into account the predominant physical phenomena. In this context, this work focuses on the study of the dynamic and thermomechanical behavior resulting from blade-to-casing interactions between a low-pressure centrifugal compressor (or impeller) and a casing lined with abradable coating.

The main purpose of this work is to build a likely scenario to explain the various phenomena present when contact occurs, and the creation of a database for subsequent comparisons with numerical simulations. To achieve this, a test rig heavily instrumented has been used in order to better understand the influence of various physical phenomena (dynamic, wearing, heating). Analysis of experimental and numerical results shows transient events, characterized by a simultaneous increase in amplitude on both the rotating and stationary structures. The spectral content of the response highlights the presence of harmonics of the rotating speed and some *sidebands* aside from the main excited frequencies, which may cause the system to become unstable when they coincide with the natural frequencies of structures.

Keywords : centrifugal compressor, blade-casing contact, modal interaction, thermomechanical coupling, wear, spectral analysis, traveling waves

Remerciements

Je tiens à adresser mes premiers remerciements à M. Fabrice Thouverez, mon directeur de thèse, et M. Claude Gibert, mon co-directeur, qui m'ont donné un encadrement de haut niveau et ont toujours été disponibles pour répondre à mes nombreuses questions. Au-delà de leur apport scientifique, ils m'ont donné de précieux conseils pour faire des choix pertinents dans ma vie professionnelle. Fabrice, malgré son emploi du temps chargé, a été présent tout au long de ma thèse, et a fait que mon séjour à Centrale soit riche scientifiquement et humainement. Je conseille vivement à ses prochains doctorants d'avoir toujours une présentation sous la main, une simple discussion peut devenir la réunion de thèse la plus prolifique. Claude, qui a également été mon collègue de bureau, est certainement la personne qui m'a plus marqué à Centrale, sa rigueur scientifique, sa personnalité et même ses blagues font de lui une personne exceptionnelle et un exemple à suivre.

Je remercie vivement M. Georges Jacques-Richardet, Professeur à l'INSA de Lyon, pour avoir accepté de présider mon jury de thèse. Je remercie aussi sincèrement M. Mathias Legrand, Professeur à l'Université de McGill à Montréal, et M. Yannick Desplanques, Professeur à l'École Centrale de Lille, qui m'ont fait l'honneur de rapporter ce mémoire. Mes remerciements s'adressent également à M. Jean-Philippe Ousty, Ingénieur de Turbomeca, qui a suivi mon travail et qui a su trouver les mots justes pour me convaincre de faire une thèse. Cela a été sans doute le tournant de ma carrière professionnelle.

La partie expérimentale de ma thèse a été une réussite grâce au travail fantastique de M. Xavier Leblanc, Ingénieur de l'École Centrale de Lyon, qui a conçu le banc CASTOR, merci pour son investissement et son aide. Un grand merci également au moteur de notre équipe Mme. Isabelle Tixier, notre super secrétaire.

La rédaction est un moment particulier de la thèse. Une fois le manuscrit fini, il faut s'attaquer à l'orthographe, qui est de loin mon point faible dans toutes les langues. Heureusement, j'ai eu l'aide précieuse de personnes formidables (Mélodie Monteil, Laurent Blanc, Coline Corbeau et Kevin Soobbarayen), qui ont eu la lourde tâche de corriger mes fautes. Je leur remercie infiniment.

Durant mes années passées à l'École Centrale de Lyon, j'ai côtoyé de gens qui resteront à jamais dans ma mémoire. Je vais donc commencer par remercier tous ceux qui m'ont vu passer par tous les états, mes collègues du bon côté du G8 (le G8bis évidemment). Claude, Lionel, Xavier, Jérôme et Colas, merci pour avoir fait de Centrale ma deuxième maison. Les

pauses PagoPago me manquent énormément! J'ai une pensée particulière pour Lionel, qui m'a fait découvrir les joies de Linux, même s'il a effacé tout ce qui avait dans mon PC lors de l'installation, y compris ma thèse. Un grand merci à Jérôme Laborde pour tous les bons moments passés ensemble, j'espère qu'il concrétisera notre projet de mettre une terrasse devant le G8ter pour les pauses de 18h00 et 20h00.

Je remercie également tous les membres de l'équipe D2S, avec qui j'ai partagé de moments formidables au tour d'un café, un barbecue, une raclette ou lors d'une simple discussion dans un couloir du E6. Je tiens à remercier chaleureusement, Kevin Soobbarayen et Pierre Garambois avec qui j'ai passé de moments inoubliables à Centrale, au Kelly's et surtout à Porto en compagnie de Marie-Océanne Parent. Merci également à tous les footeux (euses) du vendredi midi.

Mon passage à Centrale a été marqué par ECLAT, l'association des doctorants de l'École Centrale de Lyon, dont j'ai été le secrétaire. Tout a commencé par la rencontre au foot de deux personnes qui pour moi resteront à jamais les princesses de Centrale, Delphine Sicard et Alice Goudot. Je remercie particulièrement Delphine, pour m'avoir motivé à intégrer l'association, mais surtout pour tous les bons moments passés ensemble. Depuis son départ les trajets en bus et les balades dans Lyon sont devenus plus longs. Heureusement, Alice a pris le relais. J'ai vécu avec elle de moments inoubliables, surtout quand sa voiture tombée en panne! Lors de mon mandat à ECLAT, j'ai connu celui qui est devenu un de mes meilleurs amis, Jérémy Duhart. Il a également été le trésorier de l'association et avec Alice, notre présidente, on a fait un mandat riche en émotions et nous avons créé un groupe de travail qui est devenu un cercle d'amis. Hervé, Amandine, Paco, Laura, Flavien, Cyrielle, merci d'avoir fait partie de cette aventure.

La thèse est une source riche de découvertes scientifiques, mais aussi de découvertes humaines. Lors de ma deuxième année, j'ai rencontré deux personnes, qui sont devenus plus que des amis. Je tiens donc à remercier du fond du cœur Flavien Geisler et Laura Vernhet, qui m'ont intégré à leur vie comme un membre de plus de leur famille. Je ne peux pas parler de Flavien sans mentionner toutes les folles soirées au Kelly's, au Paddy's et partout dans Lyon. Mais je tiens surtout à dire qu'il est la personne la plus gentille que je connais et j'en suis sûr que ce monde sera meilleur avec plus de gens comme lui. Je remercie particulièrement Laura, car elle m'a tout simplement permis de connaître ce que c'est d'avoir une petite sœur.

Enfin, je remercie ma famille, pour leur amour, leur soutien, leur présence et surtout pour avoir toujours cru en moi. Merci à mon petit frère, Mauricio Almeida, qui à une époque dure de ma vie m'a pris sous son aile et m'aider à remonter la pente. Un grand merci du fond du cœur à ma mère, Adriana Salazar, qui a fait de sacrifices énormes pour éduquer ses enfants et leur permettre d'avoir un avenir. Merci également à mon beau-père, Jacques Lafouge, pour nous avoir donné l'opportunité de nous en sortir.

À ma mère, qui m'a appris à être un battant et à jamais lâcher

Table des matières

Nomenclature	xvii
Introduction	1
1 Contact aube-carter : état de l'art	5
1.1 Phénomènes physiques et modélisation	6
1.1.1 Dynamique des structures	6
1.1.2 Tribologie	10
1.1.3 Effets thermomécaniques	12
1.2 Traitement numérique du contact	13
1.2.1 Traitement du contact dans la simulation	13
1.2.2 Méthodes de résolution	14
1.3 Résultats expérimentaux sur bancs d'essais	15
1.3.1 Dispositifs de type 1 : caractérisation de l'abradable	15
1.3.2 Dispositifs de type 2 : contact aube-carter	17
1.3.3 Dispositifs de type 3 : contact roue aubagée-carter	18
1.4 Conclusion	21
2 Dispositif expérimental	23
2.1 Présentation générale du banc d'essai	24
2.1.1 Analyse fonctionnelle	24
2.1.2 Architecture globale et synthèse organique	25
2.1.3 Instrumentation	26
2.2 Analyse numérique du rouet	29

2.2.1	Modèle éléments finis du rouet	29
2.2.2	Analyse dynamique du rouet	30
2.2.3	Analyse statique du rouet	31
2.3	Choix du placement de l'instrumentation du rouet	33
2.3.1	Excitateurs piézoélectriques	33
2.3.2	Choix des jauges de déformation	35
2.4	Conception du couvercle d'essais	40
2.4.1	Modèle éléments finis du couvercle	40
2.4.2	Analyse dynamique du couvercle	40
2.4.3	Analyse statique du couvercle	44
2.4.4	Placement des jauges de déformations sur le couvercle	48
2.5	Conclusion	50
3	Caractérisation modale	53
3.1	Caractérisation fréquentielle du rouet	53
3.1.1	Méthode utilisée	53
3.1.2	Mesures réalisées à l'arrêt	55
3.1.3	Mesures réalisées dans le repère co-rotatif	56
3.1.4	Influence de la température	58
3.1.5	Identification fréquentielle et corrélation numérique/expérimentale	63
3.1.6	Analyse modale et sensibilité à la vitesse	66
3.1.7	Sensibilité par rapport à la pression	70
3.2	Caractérisation fréquentielle du couvercle	75
3.2.1	Moyens et méthode	75
3.2.2	Identification fréquentielle	76
3.2.3	Influence de la température	78
3.2.4	Analyse modale du couvercle	79
3.2.5	Sensibilité par rapport à la pression	80
3.3	Conclusion	82

4	Analyse expérimentale du contact aube-carter	85
4.1	Objectifs et mode opératoire des essais	86
4.2	Configuration de l'essai	88
4.3	Analyse des résultats expérimentaux de la configuration 1	89
4.3.1	Déroulement de l'essai	89
4.3.2	Analyse temporelle	89
4.3.3	Analyse thermomécanique du couvercle	97
4.3.4	Analyse fréquentielle	102
4.3.5	Analyse post-essai	112
4.3.6	Conclusion	113
4.4	Analyse des résultats expérimentaux de la configuration 2	115
4.4.1	Déroulement de l'essai	115
4.4.2	Analyse temporelle	115
4.4.3	Analyse fréquentielle	118
4.4.4	Analyse post-essai	123
4.4.5	Conclusion	128
4.5	Interprétation du spectre des réponses	129
4.5.1	Définition des <i>sidebands</i>	129
4.5.2	Étude analytique du spectre de la force de contact	130
4.5.3	Étude numérique du spectre de l'effort de contact	134
4.5.4	Conclusion	138
4.6	Conclusion générale du chapitre	140
5	Modélisation du contact aube-carter	141
5.1	Définition du problème	141
5.2	Formulation du problème de contact	142
5.2.1	Formulations continues locales	143
5.2.2	Formulations discrétisées	149
5.2.3	Couplage thermomécanique	155
5.3	Stratégies de résolution	156

5.3.1	Conditions de contact	157
5.3.2	Méthodes de résolution	157
5.4	Conclusion	160
6	Analyse des simulations de contact aube-carter	161
6.1	Modèle retenu	161
6.2	Stratégies de résolution temporelle du problème de contact	166
6.3	Influence des paramètres tribologiques sur la dynamique	166
6.3.1	Simulation de référence	166
6.3.2	Influence du frottement	169
6.3.3	Influence de l'usure	170
6.3.4	Conclusion	173
6.4	Modèle à six pales avec frottement et usure	175
6.4.1	Comportement dynamique en présence du frottement	176
6.4.2	Comportement dynamique en présence du frottement et de l'usure	184
6.4.3	Conclusion	190
	Conclusions et perspectives	193
	Bibliographie	197
	Table des figures	207
	Liste des tableaux	215
A	Composants du banc CASTOR	217
B	Conception des éléments clés du dispositif expérimental	219
B.1	Conception et dynamique de la broche	219
B.1.1	Architecture de la broche	219
B.1.2	Rigidité dynamique en flexion	219
B.1.3	Rigidité dynamique en torsion	221
B.1.4	Fixation du rouet sur la broche	221

B.2 Validation dynamique du montage de la télémétrie	221
--	-----

Nomenclature

α	Coefficient de dilatation thermique
α_i	Coefficients de raideur de contact
σ	Tenseur des contraintes de Cauchy
ε	Tenseur des déformations
δ_0	Amplitude du décentrement
δ_0^m	Amplitude de la déformation statique permanente du couvercle à m lobes
$\dot{\mathbf{u}}_T$	Vitesse de glissement tangentielle
Γ_c	Interface de contact
Γ_f	Surface externe du solide où sont appliqués les efforts
Γ_q	Surface externe du solide où les flux de chaleur sont appliqués
Γ_T	Surface externe du solide où les températures sont imposées
Γ_u	Surface externe du solide où les déplacements sont imposés
λ_N	Multiplicateur de frottement
\mathbb{R}^3	Ensemble des triplets de nombres réels
\mathbf{C}_N	Vecteur linéarisé qui donne la direction de la force normale
\mathbf{C}_T	Vecteur linéarisé qui donne la direction de la force de frottement
\mathbf{C}	Matrice de capacité thermique
\mathbf{D}	Matrice d'amortissement structurale
\mathbf{F}_c	Vecteur des forces de contact
\mathbf{F}_{ext}	Vecteur des forces extérieures
\mathbf{f}	Forces volumiques extérieures
\mathbf{I}	Tenseur identité
\mathbf{K}_{th}	Matrice de raideur thermique
\mathbf{M}, \mathbf{K}	Matrices de masse et raideur
\mathbf{n}_c	Vecteur normale à la surface de contact

\mathbf{p}	Vecteur contrainte au contact
\mathbf{p}_T	Contrainte tangentielle de contact
\mathbf{Q}_Γ	Vecteur des flux surfaciques
\mathbf{Q}_Ω	Vecteur des sources volumiques
\mathbf{Q}_c	Vecteur des flux de contact
\mathbf{Q}_m	Vecteur des flux d'origine mécanique
\mathbf{Q}_{th}	Vecteur des flux thermiques
\mathbf{q}	Vecteur de flux de chaleur
\mathbf{R}	Matrice de conductivité
\mathbf{T}	Vecteur de températures nodales
\mathbf{t}_i	Contraintes imposées
\mathbf{u}	Vecteur déplacement
\mathbf{u}_i	Déplacements imposées
\mathbf{u}_T	Déplacement tangentiel
\mathbf{u}_r	Déplacement relatif entre les deux corps
\mathbf{v}	Champ de déplacements virtuels
\mathbf{w}	Vecteur profondeur d'usure
\mathcal{A}	Tenseur des modules d'élasticité
\mathcal{D}	Sous-domaine
\mathcal{E}	Énergie interne
\mathcal{F}	Espace convexe fermé lié au critère de frottement et d'usure
\mathcal{H}	Énergie cinétique
\mathcal{H}_N	Espace convexe lié à la condition unilatérale de contact
\mathcal{P}_{ex}	Puissance des forces volumiques et surfaciques extérieures
\mathcal{Q}	Taux de quantité de chaleur apportée
\mathcal{S}	Entropie
\mathcal{T}	Température propre faisant intervenir la différence des températures des surfaces en contact
\mathcal{V}	Espace des déplacements cinématiquement admissibles vérifiant les conditions de décollement à la surface de contact
\mathcal{W}	Force contrôlant l'usure
μ	Coefficient de friction

Ω	Vitesse de rotation du rouet
Ω^l	Solide déformable l
ω_r	Pulsation propre du rouet
ω_s	Pulsation propre du couvercle
$\partial\Omega^l$	Frontière de Ω^l
$\partial\Psi$	Sous-différentielle de Ψ
Ψ	Énergie libre massique surfacique
ψ	Énergie libre massique volumique
ρ_s	Masse volumique du carter
ρ	Masse volumique
θ	Différence de température entre un solide et son interface de contact
θ_0^m	Position angulaire du défaut géométrique
θ_R	Position angulaire de l'aube par rapport au repère tournant
θ_S	Position angulaire de l'aube par rapport au repère fixe
ϑ	Conductance thermique de contact
ξ	Coefficient d'amortissement
ξ_{ra}	Coefficient d'amortissement de la roue aubagée
ξ_{stat}	Coefficient d'amortissement du carter
c	Capacité calorifique massique
E	Densité surfacique d'énergie interne
e	Énergie interne spécifique
E_s	Module de Young du carter
F	Fonction quasi-convexe décrivant le critère de frottement et usure
f	Force de contact
f^L	Effort de contact linéaire
f^{NL}	Effort de contact non linéaire
f^N	Force de contact formulée avec un degré de non-linéarité allant jusqu'à l'ordre N
f_δ	Force de contact prenant en compte le décentrement du rouet par rapport au stator
f_{exct}	Fréquence d'excitation du couvercle
F_N	Composante normale de la force de contact
f_{SB}	Fréquences des <i>sidebands</i>
F_T	Composante tangentielle de la force contact

g	Distance initiale entre les structures en contact
I_{K_N}	Fonction indicatrice de K_N
I_s	Moment inertie diamétrale du carter par rapport à sa flexion plane
k	Conductivité thermique
k_a	Coefficient de la loi d'Archard
k_w	Coefficient d'intensité d'usure de la loi d'Archard
N	Nombre de modes à identifier
n_d^r	Nombre de diamètres du mode du rouet
n_d	Nombre de diamètres nodaux
n_d^s	Nombre de diamètres du mode du couvercle (stator)
N_{K_N}	Cône normal du convexe fermé K_N
Na	Nombre des pales (aubes)
$nb_{striés}$	Nombre de stries ou de lobes d'usure sur le carter
P	Pression de l'air
p	Rang de l'harmonique de la fréquence d'excitation du couvercle
p_s	Dureté ou contrainte à l'écoulement
p_N	Pression normale de contact
PZT	Lead Zirconate Titanate piezoelectric material
q_c	Flux de chaleur dissipé au contact
q_c^i	Flux thermique induit dans la structure i avec $i = 1, 2$
q_i	Flux de chaleur imposé
r	Production interne de chaleur
R_s	Rayon du carter
S	Densité surfacique d'entropie
s	Entropie massique
S_s	Aire d'une section droite du carter par rapport à sa flexion plane
T	Température
u_N	Déplacement normal
U_r	Amplitude du déplacement de l'aube
u_r	Déplacement d'une pale du rouet dans le repère tournant
U_r^{co}	Amplitude de la composante co-rotative de l'onde de déplacement d'une pale du rouet

U_r^{cr}	Amplitude de la composante contra-rotative de l'onde de déplacement d'une pale du rouet
U_s	Amplitude du déplacement du couvercle
u_s, w_s	Déplacement radial et tangent du carter
w	Profondeur d'usure
1BC	Encastrement du rouet sur l'alésage arrière
1F	Première famille des modes de flexion
1T	Première famille des modes de torsion
2BC	Encastrement du rouet sur l'alésage avant et arrière
BA	Bord d'attaque
BF	Bord de fuite
BP	Basse pression
CL	Conditions Limites
div	Opérateur divergence
DSP	Digital Signal Processor
EO	Ordres moteur
F-F	Conditions limites libre-libre
FRF	Frequency Response Function
HBM	Harmonique Balance Methode
HP	Haute pression
HPP	Hypothèse des Petites Perturbations
LVDT	Linear Variable Differential Transformer
ND	Diamètre nodal
PMMA	Polymethyl Methacrylate
R_j	Jauge j installée sur le raidisseur du couvercle
SLDV	Scanning Laser Doppler Vibrometry System
STFT	Short-Time Fourier Transform
TC	Thermocouples
TFD	Transformée de Fourier Discrète

Introduction

La propulsion des hélicoptères est à l'heure actuelle majoritairement réalisée par des turbomoteurs à turbine libre (cf. figure 1). Ces turbomoteurs sont constitués d'un générateur de gaz et d'une turbine dite libre (ou de travail) qui est mécaniquement indépendante du générateur. Le générateur de gaz fonctionne donc comme un turboréacteur et fournit de l'énergie cinétique à la turbine libre, qui à son tour transforme l'énergie cinétique en énergie mécanique sur un arbre pour entraîner le « récepteur ». Ces propulseurs à réaction indirecte transforment l'énergie potentielle contenue dans un comburant et un carburant en énergie mécanique. Ils utilisent l'air comme comburant, lequel subit une série de transformations : compression, combustion et détente. Ces différentes phases sont assurées par les principaux éléments constituant un moteur : entrée d'air, compresseur, chambre de combustion, turbine, échappement.

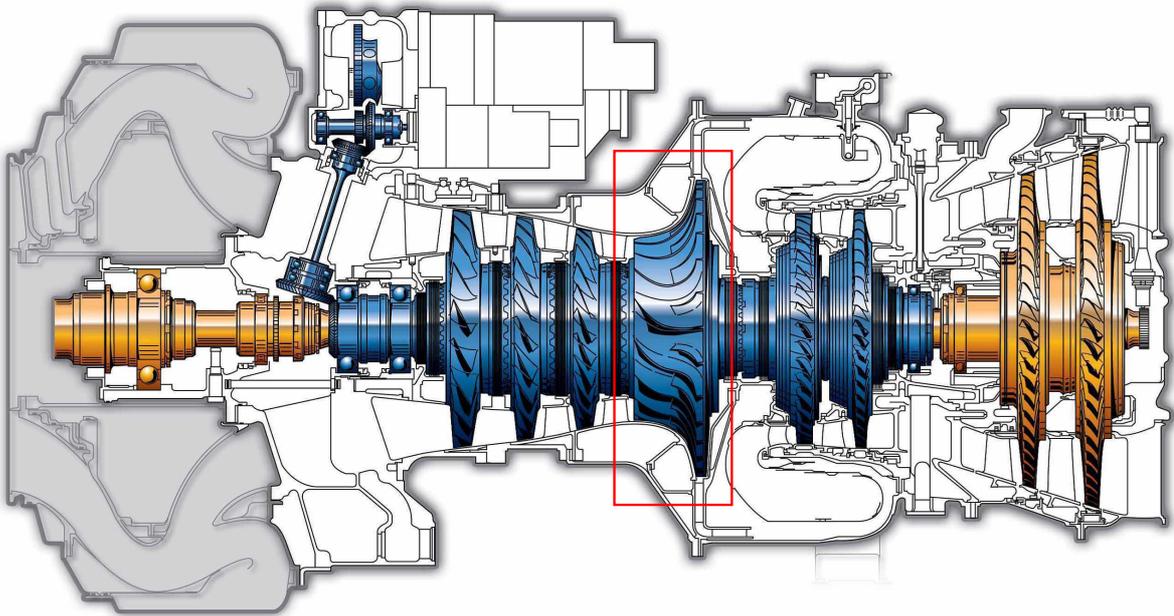


FIGURE 1 – Vue en coupe d'un turbomoteur à turbine libre [1] - le rectangle rouge entoure la zone d'étude

Dans la phase de compression, le compresseur permet d'assurer l'alimentation du moteur en air frais sous pression, au débit requis. Chaque étage de compression intègre une partie mobile (rotor) et une partie fixe (redresseur). L'augmentation de pression est effectuée par conversion de la pression dynamique communiquée par le rotor en pression statique au passage du distributeur. Cette transformation s'accompagne d'une élévation de la température de

l'air : de l'ordre de 300 K pour une pression en sortie du compresseur de 10 bars .

Lors de la phase de combustion, l'air en sortie du compresseur rentre dans la chambre de combustion où s'effectue le mélange air-carburant et la combustion. Le rôle de la chambre de combustion (tube à flamme) est fondamental car il consiste à fournir l'énergie au cycle thermodynamique, par augmentation de l'enthalpie de l'air à l'aide de la réaction exothermique entre l'oxygène et le carburant injecté.

Finalement, dans la dernière phase, la turbine effectue la détente des gaz brûlés selon le fonctionnement inverse de celui du compresseur : l'énergie cinétique est convertie en énergie mécanique par passage successif par une grille d'aubes fixes (le distributeur) et une roue mobile (turbine libre). Les étages de turbine fournissent la puissance nécessaire au compresseur, aux différents accessoires du moteur et au récepteur : rotor d'hélicoptère, hélice de turbopropulseur, ou alternateur dans le cas d'une turbine.

Dans les turbomachines, on distingue les compresseurs de type axial et les compresseurs de type centrifuge. Les premiers sont constitués de plusieurs étages comprenant une rangée d'aubes mobiles suivie d'une rangée d'aubes fixes. La vitesse d'écoulement et la pression d'air augmentent dans chaque rangée d'aubes mobiles. La vitesse est ensuite transformée en pression par la divergence de la section de passage dans les rangées d'aubes fixes où l'écoulement de l'air est redressé. L'énergie de pression augmente ainsi d'étage en étage. Avec de nombreux étages, il est possible d'obtenir des taux de compression élevés.

Les compresseurs centrifuges se composent d'un rotor ou rouet et d'un ou plusieurs diffuseurs. L'air pénètre axialement dans le rotor et s'écoule ensuite radialement. La vitesse augmente du fait de l'accélération centrifuge et la pression du fait de la section divergente entre les aubes. L'air quitte l'extrémité des pales à très grande vitesse pour passer dans le stator où une partie de la vitesse est transformée en pression du fait de la section divergente des aubes.

Les compresseurs sont entourés d'un stator appelé carter dans le cas d'un compresseur axial ou couvercle dans le cas d'un compresseur centrifuge. Une partie des pertes aérodynamiques provient du jeu entre le sommet des aubes et le stator. Ceci génère des chutes de pression et ainsi une diminution du rendement de la turbomachine. La réduction du jeu entre l'extrémité des aubes et le carter (ou couvercle) qui les entoure constitue donc un des axes de recherche pour augmenter les performances aérodynamiques et ainsi diminuer la consommation des turbomachines. Néanmoins, la réduction du jeu favorise la prise de contact entre la partie tournante et la partie fixe. En présence de contacts, les deux structures échangent de l'énergie et le système peut devenir instable et aboutir à des touches sévères lorsque ses amplitudes de vibration sont importantes.

La prédiction du comportement vibratoire de ces composants lors du contact aube-carter est donc logiquement un sujet d'intérêt d'un point de vue recherche pour les constructeurs de turbomachines, en vue à intégrer des critères plus fins pour améliorer la tolérance à la touche et ainsi augmenter la périodicité du moteur. Une étape de conception, qui fait appel à des essais expérimentaux et des simulations numériques est alors nécessaire. De nombreuses études numériques [2–9] ont été menées sur le sujet mais seulement quelques résultats expérimentaux [10–13] ont été rapportés dans la littérature jusqu'à présent. Dans ce contexte, nous avons développé un banc d'essai pour étudier, dans un environnement maîtrisé, le contact entre un compresseur centrifuge (rouet) du premier étage de compression d'un moteur d'hélicoptère et son couvercle. L'analyse expérimentale ainsi conduite donnera lieu à des mesures précises et

tout à fait uniques, et permettra de répondre à un grand nombre d'interrogations quant aux physiques mises en jeu lors de ces interactions. Le but est de comprendre la physique liée à ce type de phénomène et de fournir des résultats pour recaler les outils de simulation qui n'avaient pu être faits jusqu'alors.

Afin de répondre à cette problématique le manuscrit se décompose en six chapitres. Le chapitre 1 propose une synthèse bibliographique autour de la problématique du contact aube-carter dans les turbomachines. Nous présentons les modèles numériques existants et les montages expérimentaux utilisés pour mettre en évidence la phénoménologie impliquée dans les différentes configurations de contact. L'analyse bibliographique effectuée confirme la grande complexité de ces problèmes qui, par nature, sont considérablement non linéaires et impliquent des comportements multiphysiques et multi-échelles.

Dans le chapitre 2, le dispositif d'essai baptisé « CASTOR » pour Contact Aube STatOR sera décrit dans son intégralité. Nous nous attarderons sur la conception des composants principaux et sur les modifications apportées aux structures pour les adapter à nos moyens expérimentaux. L'ensemble de l'instrumentation (de mesure et de surveillance) sera abordée et fera l'objet d'une étude approfondie pour déterminer le meilleur emplacement des capteurs sur les différentes structures.

Le chapitre 3 présente une analyse vibratoire détaillée des deux composantes principales de notre étude, à savoir, le compresseur centrifuge et le couvercle. Outre la caractérisation modale des deux structures, nous verrons l'influence des différents paramètres pouvant influencer les résultats expérimentaux, comme les conditions limites, la température, la pression ou la vitesse de rotation. Les fréquences propres, la température et la plage de vitesse du banc serviront de données d'entrée pour le calcul des vitesses critiques entraînant l'instabilité du système. Un diagramme de Campbell sera alors présenté pour illustrer les modes concernés par l'interaction modale, qui deviendront les modes cibles de notre étude.

Le chapitre 4 de ce mémoire est dédié à l'étude expérimentale du comportement dynamique et thermomécanique résultant de l'interaction aube-carter entre un compresseur centrifuge expérimental et son couvercle. Deux campagnes d'essais seront présentées dans ce chapitre. La première campagne d'essais a été réalisée avec une rampe de vitesse incluant la vitesse critique d'interaction modale et avec une excitation piézoélectrique sur le couvercle pour initialiser le contact. La deuxième configuration a été réalisée à vitesse constante et sans excitation extérieure. Les résultats bruts fournis par l'instrumentation de mesure du dispositif d'essai suivront des analyses temporelles et fréquentielles à l'aide des outils de traitement du signal existants ou développés dans le cadre de cette étude. Les observations effectuées permettront de construire un scénario permettant d'expliquer les différents phénomènes physiques présents lors du contact.

Dans le chapitre 5, une formulation continue du problème général de dynamique de contact avec la prise en compte du frottement, de l'usure et du couplage avec la thermique est présentée. Nous sommes repartis des lois de la thermodynamique pour formuler le problème thermomécanique avec contact unilatéral, frottement et usure. Les équations du problème variationnel ont été discrétisées spatialement et temporellement. Nous présentons dans ce chapitre les techniques de traitement du couplage thermomécanique et les différentes stratégies de résolution du problème numérique. Enfin, un algorithme de résolution temporelle intégrant la méthode des multiplicateurs de Lagrange, pour la prise en compte des efforts de contact, a été proposé.

Le mémoire se clôt sur le chapitre 6 par une analyse des simulations numériques du contact aube-carter à l'aide d'un modèle phénoménologique incluant le frottement et l'usure. Pour cela, nous utilisons un modèle éléments finis phénoménologique d'une roue aubagée en rotation et en contact avec un carter flexible. Deux études sont proposées, la première consiste à mettre en lumière l'influence du coefficient de frottement et du coefficient d'usure d'Archard sur le comportement dynamique du système. La deuxième étude montre une simulation où le système devient instable lorsqu'une composante de la réponse du carter vue dans le repère tournant coïncide avec un mode à un diamètre de la roue aubagée.

Chapitre 1

Contact aube-carter : état de l'art

1.1	Phénomènes physiques et modélisation	6
1.1.1	Dynamique des structures	6
1.1.2	Tribologie	10
1.1.3	Effets thermomécaniques	12
1.2	Traitement numérique du contact	13
1.2.1	Traitement du contact dans la simulation	13
1.2.2	Méthodes de résolution	14
1.3	Résultats expérimentaux sur bancs d'essais	15
1.3.1	Dispositifs de type 1 : caractérisation de l'abradable	15
1.3.2	Dispositifs de type 2 : contact aube-carter	17
1.3.3	Dispositifs de type 3 : contact roue aubagée-carter	18
1.4	Conclusion	21

La sécurité des turbomachines passe par la maîtrise du comportement vibratoire induit par les contacts entre parties fixes et parties tournantes. Dans ce contexte, on distingue deux types de configurations. Dans la première configuration, des contacts intermittents induits par des balourds de niveaux relativement faibles vont générer un échange énergétique entre la partie tournante et la partie fixe. Différents régimes peuvent alors apparaître, selon la vitesse de rotation du rotor, le chargement, les paramètres géométriques et physiques du système. Ces régimes peuvent induire des phénomènes instables avec de forts niveaux de réponse vibratoire pouvant entraîner la rupture prématurée des composantes. La deuxième configuration, dite à fort balourd et qui correspond en général à une perte d'aube, va conduire à un contact sévère entre le rotor et le stator. Cette situation, bien que rare, doit être envisagée dans la conception de la machine. Cela nécessite de maîtriser les phénomènes physiques engendrés lors du contact ainsi que les conséquences qui peuvent en découler (rupture de pièces...).

De nombreux travaux ont été consacrés à la dynamique non linéaire d'ensemble engendrée par des contacts aube-carter. Cependant, aucun d'entre eux n'a encore permis d'avoir une compréhension exhaustive du phénomène. La principale raison est liée aux nombreux mécanismes mis en jeu qui sont à la fois multi-physiques (vibrations, contact frottant, échauffement, usure, etc.), multi-échelles (couplage des réponses dynamiques et thermomécaniques, grandes vitesses de rotation), non linéaires (contacts, mouvements de grande amplitude, déformations importantes, efforts de grande ampleur dans les structures palières, plasticité...). Le comportement en présence de contacts est ainsi caractérisé par un fort couplage entre la dynamique

globale du système et les phénomènes locaux mettant en jeu les caractéristiques matériaux et tribologiques (comportement thermique, abradabilité, etc...).

Dans un premier temps, l'objectif visé est de présenter une synthèse bibliographique, la plus complète possible, autour du comportement des machines tournantes en présence de contacts aube-carter. Il s'agit plus particulièrement de recenser les phénomènes physiques mis en jeu, les modèles adaptés ainsi que les résultats expérimentaux disponibles.

1.1 Phénomènes physiques et modélisation

L'analyse du comportement dynamique résultant des contacts aube-carter a suscité l'intérêt des auteurs depuis l'accident d'Albuquerque en 1973 [14], qui sera évoqué plus loin dans le manuscrit. À notre connaissance, le premier travail significatif sur le sujet a été publié par Schmiechen [2], qui a effectué un travail numérique et expérimental sur des structures axisymétriques simplifiées. Puis, Sinha [3] a développé un modèle analytique pour l'étude du comportement dynamique non linéaire associé aux vitesses critiques pendant les phases d'accélération et de décélération. Ce modèle a ensuite été utilisé pour des analyses de stabilité [5, 15]. Des approches par éléments finis ont également été développées pour prédire les comportements vibratoires associés aux contacts aube-carter sur des compresseurs axiaux [4, 6] et centrifuges [16, 17].

1.1.1 Dynamique des structures

Parmi les phénomènes indésirables induits par l'interaction roue aubagée/carter, on distingue l'excitation forcée des modes propres d'une aube conduisant à son endommagement et le couplage entre les modes du carter et ceux de la roue s'excitant mutuellement. La source d'énergie est, dans les deux cas, celle qui entraîne la roue en rotation. Dans le deuxième cas on parle d'interaction modale car les fréquences des modes vues dans le même repère sont égales. Les différents régimes vibratoires associés à ces interactions peuvent être classés en comportements de type amorti (les amplitudes de vibration diminuent et les contacts disparaissent au cours du temps), de type divergeant (les amplitudes des vibrations augmentent constamment) et de type auto-entretenu (les contacts ne disparaissent pas au cours du temps mais les amplitudes se stabilisent). Dans ce dernier cas, deux nuances de comportements ont été mise en évidence [18] selon que les contacts sont permanents (les auteurs parlent de comportement de type bloqué) ou intermittents.

Dans le dernier cas, une aube donnée est en contact intermittent avec le carter dans les zones correspondant aux n_d ventres de vibration du stator (cf. figure 1.3). Elle perd ensuite le contact puisque la vitesse du rotor est différente de la vitesse de propagation de l'onde du stator. Cette situation implique une interaction modale dans laquelle les deux structures acquièrent des déformées qui se couplent avec un échange d'énergie. Ce couplage peut conduire à des configurations particulièrement endommageantes qu'il est impératif de bien comprendre et maîtriser. Ainsi, pour que ce type d'interactions s'installe, une coïncidence des vitesses de propagation des ondes tournantes est nécessaire [2]. La vitesse de rotation du rotor (Ω_c) doit être liée à la vibration des éléments en présence selon la relation (1.1), où ω_s est la fréquence propre du mode du carter et ω_r la fréquence propre du mode de la roue aubagée [4, 18]. Le paramètre n_d est un nombre entier naturel et représente le nombre de diamètres nodaux

des modes présents. La vitesse de propagation d'un mode à n_d diamètres du rotor dans son repère est $\pm\omega_r/n_d$ selon le sens. Par rapport au repère fixe, cette vitesse est bien évidemment $\Omega \pm \omega_r/n_d$. Si l'on suppose que l'échange d'énergie n'est possible que pour deux modes à même nombre de diamètres, on a alors la relation (1.1), qui découle de la coïncidence fréquentielle de deux modes de même nombre de diamètres et qui donne la vitesse critique de coïncidence modale :

$$\Omega_c = \frac{|\omega_s \pm \omega_r|}{n_d} \quad (1.1)$$

Schmiechen [2] établit une dénomination pratique que l'on reprendra dans cet ouvrage, en désignant par ondes co-rotatives et contra-rotatives celles liées au repère tournant et par ondes directes (*forward*) et rétrogrades (*backward*) celles liées au repère fixe. Elles sont associées respectivement à des fréquences positives et négatives.

L'outil utilisé pour mettre en évidence les coïncidences fréquentielles dans le même repère est le diagramme de Campbell, qui affiche l'évolution des fréquences propres des systèmes étudiés en fonction de la vitesse. Ce diagramme peut être tracé dans le repère fixe ou dans le repère tournant. Lorsque le diagramme de Campbell est tracé dans le repère fixe (figure 1.1a) la fréquence propre de la roue aubagée évolue en fonction de la vitesse. Au contraire, lorsqu'il est tracé dans le repère tournant (figure 1.1b) c'est la fréquence propre du stator qui évolue en fonction de la vitesse. Ces diagrammes sont souvent tracés en utilisant uniquement la valeur absolue des fréquences propres des structures (lignes en pointillés sur la figure 1.1). Par exemple, dans le cas de la figure 1.1a, le pointillé correspond à une représentation dans le domaine des fréquences positives. L'évolution de la fréquence positive de l'onde contra-rotative suit alors une pente négative en fonction de la vitesse puis positive après la condition de synchronisation $\omega_r = n_d \Omega$. À cette vitesse, la fréquence du rouet vue du stator est nulle. L'enveloppe de la déformée du stator est donc apparemment fixe et les pales défilent dans cette enveloppe à la vitesse Ω . Les points \mathbf{P}_1 et \mathbf{P}_2 donnent les vitesses critiques Ω_c où il y a une double coïncidence fréquentielle et de forme (même nombre de diamètres sur les deux structures).

L'équation générale (1.1) implique trois cas de coïncidence modale possibles, qui peuvent être illustrés sur les diagrammes de Campbell présentés dans la figure 1.2 où apparaissent les fréquences des deux structures exprimées dans le même repère en fonction de la vitesse de rotation. Les intersections des courbes, correspondant à deux modes ayant le même nombre de diamètres n_d , donnent les vitesses critiques.

Le cas **A** où $\Omega_c = \frac{\omega_r - \omega_s}{n_d}$ n'est généralement pas considéré car il apparaît loin des plages de fonctionnement des turbomachines. À faible vitesse de rotation, l'initialisation des interactions ne devrait, en effet, pas se produire puisque les effets centrifuges et dynamiques sont trop faibles pour générer des contacts. Par ailleurs, de nombreux travaux publiés ne tiennent pas compte de ce cas, argumentant que les fréquences des carters des compresseurs axiaux (cas où ils se situent) sont généralement supérieures à celles des roues aubagées associées ($\omega_s \gg \omega_r$).

Le cas **B** où $\Omega_c = \frac{\omega_r + \omega_s}{n_d}$ est le plus étudié dans la littérature. Il correspond à une coïncidence entre un mode direct du carter et un mode contra-rotatif de la roue. Lors de l'interaction modale, les forces de frottement entre les deux structures sont dirigées dans le sens inverse de la rotation du rotor sur les aubes, et dans le sens de la rotation du rotor sur le carter. D'après l'auteur, cette condition est nécessaire pour que l'énergie de rotation du rotor soit transférée au système vibrant [18]. Une analyse des vitesses à la surface des structures en contact est

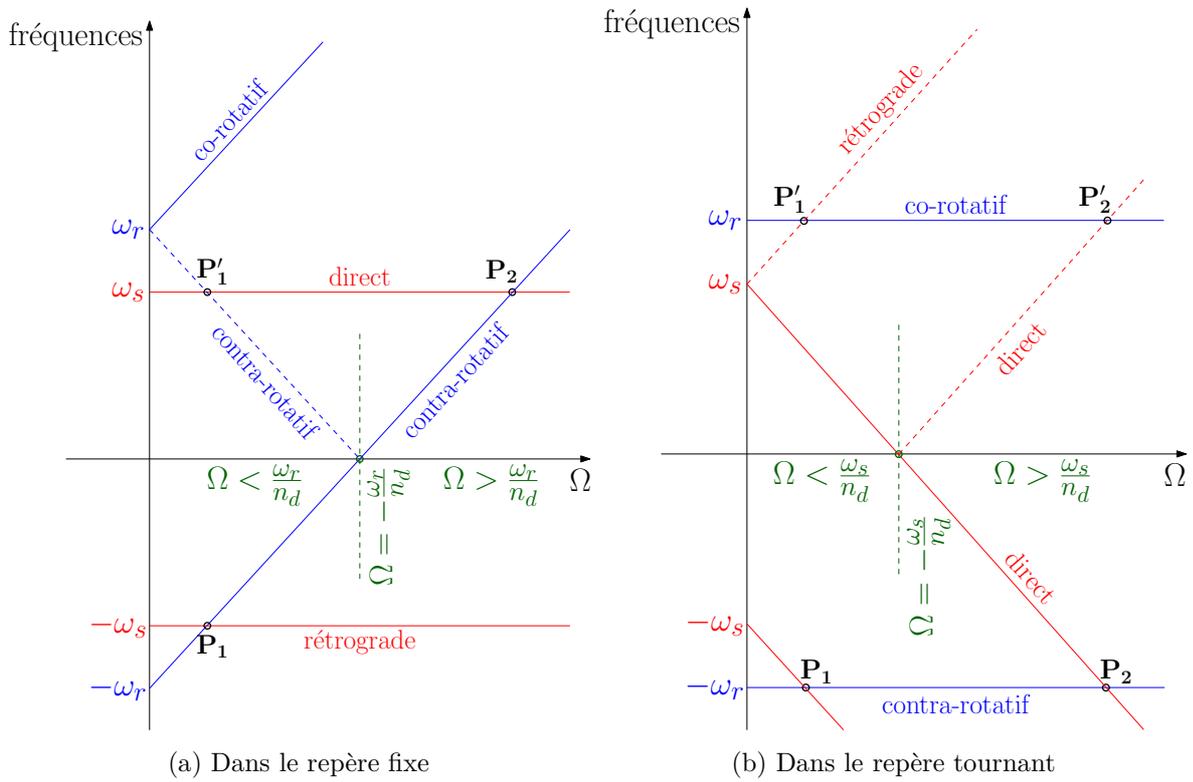


FIGURE 1.1 – Diagramme de Campbell

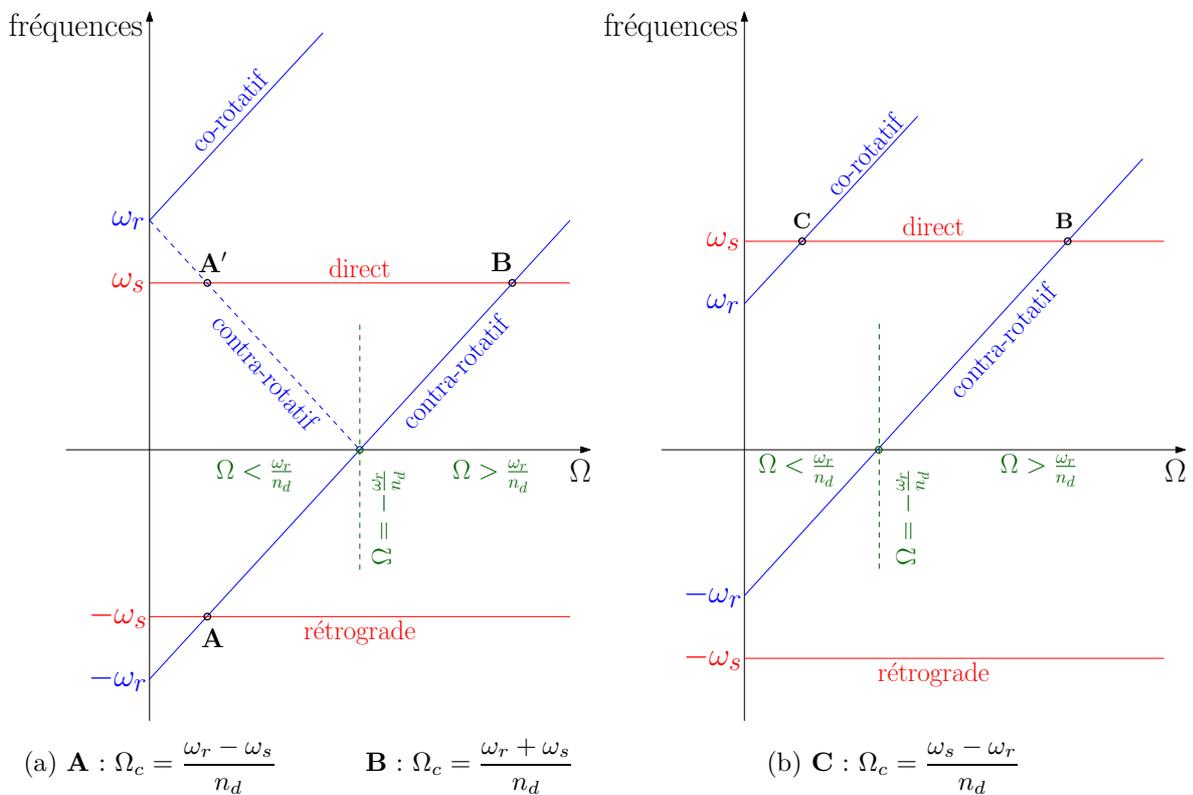


FIGURE 1.2 – Diagrammes d'interaction dans le repère fixe

proposée par Schmiechen [2], où il donne une explication du transfert d'énergie en considérant un bilan des puissances des efforts de contact. Cependant, une hypothèse doit être faite sur le lieu de contact par rapport aux surfaces déformées par les ondes propagatives (en l'occurrence les creux sur le carter) afin d'expliquer un bilan positif pour les deux structures. La figure 1.3 illustre une roue aubagée en rotation dans le sens trigonométrique à la vitesse Ω_c (le sens de rotation est repéré par le mouvement de l'aube en noir et on suppose qu'il n'y pas d'effet stroboscopique sur ces vues). Dans ce cas, le contact induit une interaction entre un mode direct à trois diamètres à la vitesse $\frac{\omega_s}{n_d}$ sur le carter (le point noir indique la position d'un des diamètres nodaux) et un mode contra-rotatif à la vitesse $\Omega_c - \frac{\omega_r}{n_d}$ sur la roue aubagée (on notera que l'onde est directe dans le repère fixe).

Finalement, le cas **C**, où $\Omega_c = \frac{\omega_s - \omega_r}{n_d}$ tout comme le cas **A**, n'est généralement pas considéré puisque lui aussi apparaît en dehors des plages de fonctionnement de la turbomachine (à faible vitesse) où le contact ne peut pas être initialisé par les effets centrifuges et/ou dynamiques.

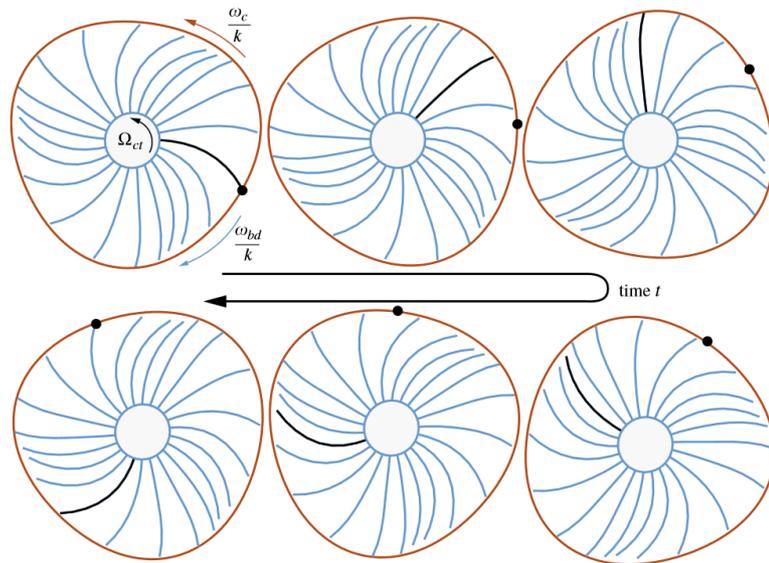


FIGURE 1.3 – Mode d'ensemble à trois diamètres nodaux [18]. Le point noir sur le carter repère un nœud de vibration qui se déplace dans le sens de propagation de l'onde statorique ici directe. La pale repérée en noir tourne à la vitesse Ω . Le lieu de la pale la plus fléchie (ventre de vibration sur le rotor) tourne à la même vitesse que le point noir et dans le même sens. Si on repère la pale la plus fléchie par rapport à la pale noire, on constate bien une propagation contra-rotative dans le repère tournant.

L'interaction modale a été identifiée comme la cause probable de l'accident qui a eu lieu le 3 novembre 1973 sur le vol 27 de National Airlines en partance de Miami et à destination de San Francisco [14]. L'avion DC-10 volait à sa vitesse de croisière à 39 000 pieds lorsque le moteur numéro 3 s'est complètement désintégré.

Un autre cas important à considérer est celui où le carter ne répond pas sur un de ces modes vibratoires. Il se comporte donc comme une structure rigide qui peut avoir une déformée statique apparente produite par les dilatations thermiques, les imperfections géométriques ou l'usure. Ceci entraîne l'apparition des coïncidences modales lorsque la vitesse du rotor est

synchrone avec la vitesse de vibration des aubes, $\omega_r = nb_{stries} \Omega_c$, ce qui correspond au cas particulier de la relation (1.1) lorsque $\omega_s = 0$ et $nd = nb_{stries}$. La surface intérieure du carter, où est déposé l'abrasable, est alors usinée avec un motif à nb_{stries} stries ou lobes d'usure, comme indiqué dans [19]. Le profil d'usure est créé lorsque le contact a excité à la fois le premier mode de flexion et le premier mode de torsion, consommant respectivement le jeu au niveau des bords d'attaque et des bords de fuite des aubes. Ces résultats ont été reproduits numériquement dans [20] et comparés aux résultats expérimentaux dans [21]. Cette situation est, en général, rencontrée à bas régime et le design des aubes doit être capable de le supporter. Dans [6] les amplitudes de la réponse de deux modèles d'aubes de compresseurs axiaux ont été comparées et la robustesse de la conception a été confirmée.

Le phénomène d'interaction des extrémités d'aubes en rotation avec le carter est fortement non linéaire et difficile à modéliser analytiquement. Cependant, plusieurs approches simplifiées ont été proposées [5,7,18]. Elles s'appuient principalement sur des modélisations de type poutre pour le carter et les aubages (figure 1.4). Ces modèles ont permis de retrouver les phénomènes d'interaction cités plus haut, mais en général ils ne tiennent pas compte du désaccordage et des effets gyroscopiques. Des modèles plus réalistes incluent la phénoménologie du contact et sa cinématique tri-dimensionnelle [22]. Compte tenu de la lourdeur des calculs, ces modèles sont associés à des techniques de réduction modale (CMS Component Mode Synthesis) afin de diminuer la taille du problème [7,23]. Deux types de méthodes sont exploités : une méthode à interfaces fixes, la méthode de Craig-Bampton, et une méthode à interfaces libres, la méthode de Craig-Martinez. Ces deux méthodes donnent de bonnes approximations des déplacements en tête de pales. Cependant la méthode de Craig-Bampton s'avère être la plus performante pour une application industrielle.

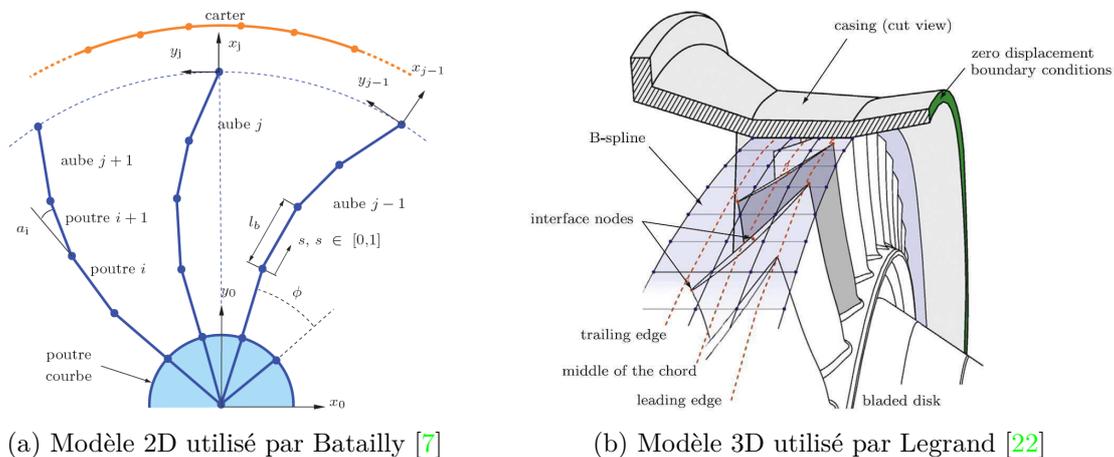


FIGURE 1.4 – Modèles de contact aube-carter

1.1.2 Tribologie

Les phénomènes tribologiques considérés ici sont le contact, le frottement et l'usure. Dans ces phénomènes d'interaction la loi de contact locale joue un rôle déterminant. Lessafre [5] utilise un modèle de frottement de Coulomb pour étudier les phénomènes prédominants du contact aube-carter, il met en évidence des régimes périodiques constitués de phases de colle-

ments et décollements en présence du frottement. Le contact s'effectue au travers d'un revêtement spécifique abradable. En effet, les turbomachines actuelles possèdent des revêtements abradables qui permettent de limiter les sollicitations des aubes lors de contacts tout en permettant de réduire le jeu aube-carter par rodage. Les performances aérodynamiques sont ainsi améliorées par la réduction des effets de jeu en tête de pale [24]. Batailly [25], Williams [6] et Millecamps [13, 26] s'intéressent à la modélisation de l'abradable, le premier utilise une loi de plasticité pour piloter l'usure, alors que le deuxième applique une loi d'érosion linéaire et enfin le dernier s'appuie sur une simulation éléments finis intégrant la loi d'usure d'Archard pour l'abradable, la dynamique de l'aube, les échauffements et les dilatations thermiques. Ces études permettent de tester un choix d'abradable vis-à-vis de la dynamique induite dans les aubages au contact d'un carter rigide avec un défaut de circularité initialisant le contact. Batailly et Legrand [20] étudient la sensibilité de l'amplitude des vibrations d'une aube en fonction du module de Young et de plasticité de l'abradable. Ils trouvent un maximum dans une zone médiane d'un intervalle de variations de ces deux paramètres. Williams [6] montre que l'augmentation de la densité de l'abradable accroît les amplitudes vibratoires jusqu'à une valeur critique. Une autre approche de modélisation de l'enlèvement d'abradable est proposée par Salvat [9], où l'usure est calculée à l'aide des équations différentielles à retard [27]. Cette méthode offre une analyse qualitative des résultats et permet l'identification des plages de vitesses de rotation critiques. La figure 1.5 montre un exemple des diagrammes de stabilité obtenus par Salvat, où les régions en gris représentent les configurations instables en fonction de la vitesse de rotation Ω et du coefficient d'effort K_e caractérisant la loi de contact.

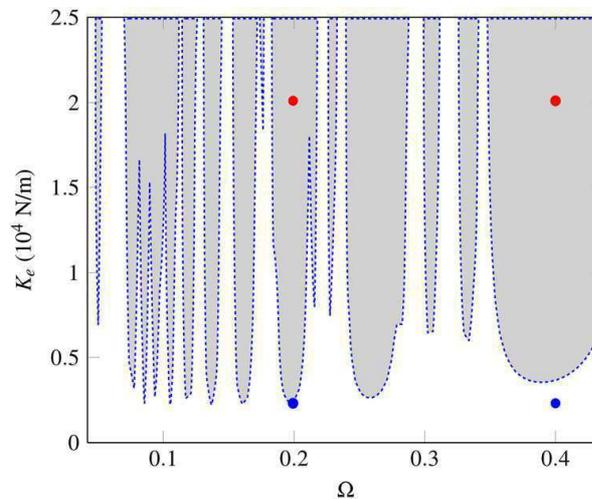


FIGURE 1.5 – Diagramme de lobes d'instabilité montrant les points stables (●) et instables (●) [9]

Lors du choix de l'abradable, il faut également tenir compte de ces mécanismes d'usure. Borel [28] met en évidence quatre mécanismes d'usure lors de l'interaction aube-abradable. Le premier correspond aux conditions normales de touche quand l'aube coupe l'abradable en produisant des copeaux très petits (poussière). Les autres mécanismes sont : la déformation plastique avec transfert de la matière vers la pale, la déformation plastique avec étalement de la matière et la déformation plastique avec transfert de la matière vers l'abradable. L'abradable est également utilisé pour éviter la possibilité d'incendie causée par l'interaction entre les aubes

fabriquées en titane et le carter [29]. Pour éviter ce phénomène (dans le cas où le carter ne serait pas revêtu d'abradable), les extrémités d'aube sont revêtues d'une couche de matériau abradable à base de céramique [30].

1.1.3 Effets thermomécaniques

1.1.3.1 Influence globale

La modélisation thermomécanique permet de prendre en compte l'énergie dissipée pendant le contact, sous forme de chaleur [31, 32]. Ce processus est réalisé selon une répartition des flux entre les deux corps en contact. Les variations de température peuvent conduire à des dilatations thermiques. L'augmentation de température peut avoir une influence sur la dynamique dans la mesure où les caractéristiques matériaux constituant les structures élastiques sont sensibles à la température. Ainsi, les fréquences propres des structures peuvent évoluer. Le problème se présente donc, au départ, sous la forme d'un problème thermomécanique couplé puisque la géométrie est fonction du champ de température, lui-même influencé par les efforts de contact. La constante de temps du problème thermique étant beaucoup plus grande que celle du problème mécanique, il est généralement possible de construire des modélisations découplées passant d'une résolution mécanique à une résolution thermique ou thermomécanique.

1.1.3.2 Influence locale

La capacité des structures en contact à évacuer la chaleur est également importante pour limiter l'augmentation de température des surfaces et de manière corrélée, réduire leur dégradation. Il s'avère que la dissipation de chaleur est peu dépendante de l'effort de contact ainsi que de la vitesse de glissement [33]. En revanche, il est noté une influence importante de la conductivité et de son évolution avec la température et avec la profondeur de pénétration. Abdel-Aal [33] s'intéresse à la dissipation de l'énergie thermique due au frottement et distingue la température « flash » à l'interface des structures en contact, de la température « bulk » suffisamment loin de celle-ci. Une modélisation de la dissipation de chaleur est proposée à l'échelle des aspérités et permet d'obtenir une répartition surfacique de température en forme de cloche. Pour [34] la température « bulk » est désignée comme la température moyenne sur la surface de contact, alors que la température « flash » est la température locale des aspérités.

Pour les contacts aube-carter avec de grandes vitesses de glissement, la règle de partage de flux conduit à un flux très majoritairement appliqué sur le stator. Millecamps [13, 26] tient compte des effets thermomécaniques pour actualiser le jeu modifié par les dilatations et étudier leurs effets sur le comportement dynamique d'ensemble. Il considère également l'influence de l'usure, phénomène caractéristique des contacts aube-carter. L'étude est basée sur une configuration à contact maîtrisée pour laquelle une aube est en sur-longueur. La stratégie numérique proposée se décompose en plusieurs étapes. Un calcul mécanique transitoire est tout d'abord réalisé sur deux tours de rotation. Le modèle comprend l'aube en sur-longueur et le carter. La gestion du contact est traitée en utilisant la méthode des pénalités, disponible sous ANSYS. De ce premier calcul sont extraits les efforts de contact à partir desquels sont déterminés d'une part, l'usure de l'abradable et d'autre part, le flux de chaleur généré par le contact. Ce dernier alimente un calcul thermomécanique transitoire, découplé du calcul mécanique précédent. L'usure et les dilatations thermiques sont évaluées et la géométrie du

Le système est mis à jour, permettant de poursuivre vers une nouvelle itération. L'abradable est initialement à épaisseur constante et c'est *a posteriori* que son usure est calculée en multipliant simplement l'effort normal de contact par un coefficient. Les calculs thermomécaniques sont réalisés après avoir déterminé le partage des flux s'appliquant sur chacun des éléments. Un flux constant est appliqué pendant une seconde, durée correspondant d'après essais à la constante de temps des phénomènes thermiques. Les résultats montrent une corrélation partielle entre modèle et expérience. En effet, les températures calculées sont relativement faibles par rapport aux résultats expérimentaux présentés par le même auteur.

Wang [35] analyse l'évolution des températures de l'aube et de l'abradable lors du contact à l'aide de l'équation de Fourier. Ce modèle montre une augmentation rapide de la température au début du contact. Ensuite la variation du module de Young est analysée en fonction de la température. Cela combiné avec la distribution des contraintes constituent les critères utilisés par l'auteur pour prédire les mécanismes d'usure lors de la touche entre une aube en titane et deux revêtements abrasables NiCrAl-silicate et AlSi.

Temizer [36] discute de la méthodologie de caractérisation de la conductivité thermique de la zone de contact à l'échelle microscopique en utilisant les variables macroscopiques du contact.

1.2 Traitement numérique du contact

1.2.1 Traitement du contact dans la simulation

Il s'agit de respecter la contrainte de non-pénétration des structures aux interfaces de contact. La modélisation la plus simple est basée sur l'utilisation d'un coefficient de restitution qui lie les vitesses du rotor avant et après le contact [37]. Ce modèle suppose que le contact est intermittent et qu'un temps significatif sépare deux contacts successifs. Le temps d'impact et les déformations induites ne sont pas pris en compte, ce qui rend ce modèle peu adapté aux cas du contact rotor-stator.

De manière plus générale, les conditions de contact peuvent être intégrées de différentes façons [38].

Méthodes de pénalité Le principe de cette méthode est de transformer un problème de minimisation sous contraintes en un problème de minimisation sans contraintes. Il existe deux façons d'introduire cette méthode. La première, nommée pénalité extérieure, autorise une légère pénétration entre les structures. Du fait de sa simplicité, cette méthode, est la plus répandue dans les codes commerciaux. La deuxième, nommée pénalité intérieure ou méthode de barrière, introduit une force qui empêche les corps de rentrer en contact. Dans ce cas on maintient actives toutes les contraintes de contact, contrairement aux cas des méthodes de Lagrange ou de pénalité extérieure.

Méthodes des multiplicateurs de Lagrange Dans ce cas le problème de contact unilatéral est résolu en ajoutant des efforts inconnus qui peuvent être interprétés comme des efforts de contact. Cette méthode conduit à augmenter la taille du problème en fonction du nombre de multiplicateurs utilisés. Néanmoins, avec cette méthode les contraintes de contact sont strictement vérifiées.

Méthodes hybrides ou mixtes Suivant cette classification, il existe deux méthodes : la méthode des Lagrangiens perturbés et la méthode des Lagrangiens augmentés. La première a été développée en modifiant les contraintes de contact par des termes de pénalité extérieure. Au contraire, la deuxième combine les avantages des Lagrangiens classiques et des méthodes de pénalité. Dans ce cas, la condition de non-pénétration est respectée et le problème non linéaire est équivalent à un problème de minimisation sans contraintes.

La majorité des modèles industriels se base sur la pénalité et insère donc une raideur de contact entre rotor et stator lorsque le déplacement radial du rotor devient égal au jeu. Le contact apporte alors une raideur ajoutée qui induit une force de rappel [39]. Contrairement à la méthode de pénalité, la méthode des multiplicateurs de Lagrange permet une prise en compte rigoureuse des efforts de contact. C'est pour cette raison qu'elle est utilisée dans [6, 7, 18, 40].

Dans les deux méthodes, l'effort tangentiel est généralement obtenu à partir de la loi de Coulomb, où le coefficient de frottement μ multiplie la force normale de rappel. La direction de la force de frottement sera obtenue en fonction du signe de la vitesse d'entraînement de l'aube en contact. Si le signe est positif, la force de frottement agit dans le sens opposé à la rotation du rotor, l'onde de propagation du mode excité tournera alors dans le sens contra-rotatif par rapport au sens de rotation du rotor. Au contraire, si le signe est négatif la force de frottement agit dans le sens de rotation du rotor et l'onde de propagation du mode associé sera co-rotatif. Une autre méthode consiste à calculer le multiplicateur de Lagrange tangent et à évaluer directement l'effort de contact tangent, suivant que l'on se place dans la phase glissante ou de collage de la loi de Coulomb [41–45].

La prise en compte de l'amortissement ne pose pas de difficulté de principe mais dans tous les cas, ce type de modèle suppose une bonne estimation de la raideur de contact et du coefficient d'amortissement. Les études réalisées considèrent souvent une raideur de contact trop faible, ceci pour améliorer la convergence des schémas numériques. Zhang [46] propose une technique permettant d'assurer une bonne estimation de la raideur. Wilkes [47] recale le coefficient d'amortissement à l'aide de résultats expérimentaux. Popprath [48] établit une relation entre la raideur du ressort et le coefficient d'amortissement par l'intermédiaire de la théorie des chocs [49]. Il peut ainsi fixer la raideur et en déduire la valeur du coefficient d'amortissement.

1.2.2 Méthodes de résolution

Pour l'analyse numérique des problèmes en présence de contacts, on distingue les méthodes temporelles et les méthodes fréquentielles. Les méthodes fréquentielles permettent de déterminer des régimes périodiques ou quasi-périodiques, tandis que les méthodes temporelles permettent également de déterminer des régimes transitoires ou chaotiques. La recherche des solutions périodiques se fait généralement par la méthode de la balance harmonique (Harmonique Balance Methode, HBM). Les expérimentations montrent que le contenu fréquentiel des réponses en fonctionnement est souvent limité [21], ce qui justifie clairement l'intérêt de ce type de méthodes pour traiter les problèmes périodiques. Plusieurs variantes de cette méthode ont été développées :

- HBM appliquée dans le repère tournant en se basant sur la fréquence fondamentale du contact [50]
- HBM appliquée dans le repère fixe avec continuation par longueur d'arc [51]

- HBM simple [52]
- HBM et algorithme alterné temps et fréquence [53] (l'étude néglige le frottement)

Les schémas d'intégration numérique habituellement utilisés par les méthodes temporelles sont les suivants : Runge-Kutta [47, 52, 54–58], schéma prédictor correcteur [59–63], time forward integration [48], implicit Hilbert-Hughes-Taylor [64]. L'utilisation de schémas numériques nécessite de détecter avec précision les instants de mise en contact et de séparation. Ce facteur influence fortement la précision des résultats calculés.

Pour éviter la singularité rencontrée lorsque la vitesse relative devient nulle, Chen [64] donne une expression continue pour les cas où la vitesse relative devient inférieure à une petite valeur. Cole [65] établit les équations du mouvement à partir d'une modélisation éléments finis sous forme d'équations d'état. Il les analyse ensuite en terme de stabilité de différentes solutions correspondant aux cas critiques.

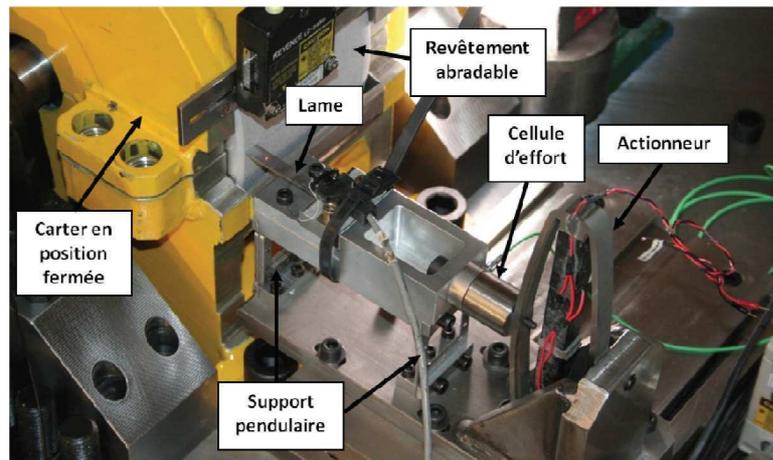
1.3 Résultats expérimentaux sur bancs d'essais

Compte tenu de la complexité des phénomènes en jeu et des nombreux paramètres qui interviennent potentiellement dans le comportement dynamique en situation de contact rotor-stator, le recours à des tests expérimentaux est nécessaire pour analyser le comportement d'ensemble et le comparer à des prédictions numériques. En tentant de les classer selon qu'ils prennent plus ou moins en compte les physiques et la réalité technologique pour le problème d'intérêt, nous pouvons citer ceux identifiés dans la littérature comme suit.

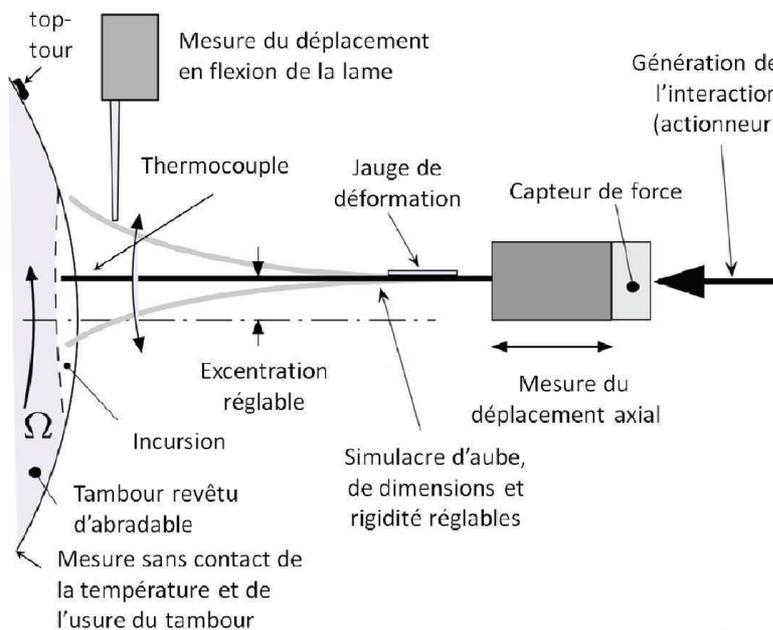
1.3.1 Dispositifs de type 1 : caractérisation de l'abradable

Les premiers sont destinés à l'étude des interactions aube-abradable avec pour objectif l'analyse du comportement de l'abradable lors du contact. Ils sont en général équipés des rotors avec une aube rigide et un secteur de carter, lui aussi rigide, revêtu d'abradable [66]. Ils peuvent aussi être qualifiés de bancs balistiques avec des éprouvettes revêtues d'abradable qui seront projetées vers des aubes rigides [67, 68]. Une alternative consiste à utiliser un rotor revêtu d'abradable et une aube en vibration [10] (cf. figure 1.6). Ces bancs sont plutôt destinés à l'étude de comportement local au niveau du contact.

Baiz [10] met en évidence des couplages entre la vitesse de rotation du rotor revêtu d'abradable, l'excitation de l'aube (noté lame par l'auteur), sa vitesse d'incursion, sa géométrie et l'état d'usure de l'abradable. Pour cela l'auteur utilise un banc d'essai permettant de régler la vitesse de rotation du rotor, la vitesse d'incursion et la fréquence de vibration de l'aube. La figure 1.6a montre une vue globale du système d'incursion de l'aube, alors que la figure 1.6b permet de voir le principe de fonctionnement des essais et l'instrumentation du banc. Parmi les paramètres analysés, il existe deux états de couplage entre l'aube et l'abradable qui ont une influence majeure sur le comportement dynamique de l'aube. Le premier est caractérisé par la diminution des vibrations de l'aube lorsque les vitesses tangentielles respectives des structures sont dans des sens opposés. Le deuxième apparaît lorsque les signes des vitesses tangentielles de l'abradable et de l'aube sont dans les mêmes sens. Cet état est caractérisé par la présence des contacts isolés qui n'endommagent pas l'abradable mais peuvent amener à la divergence de la réponse de l'aube.



(a) Système d'incursion de l'aube



(b) Principe de fonctionnement et instrumentation du dispositif d'essai

FIGURE 1.6 – Banc d'essai pour l'étude de l'interaction aube-abradable [10]

Dans la continuité des travaux de Baiz, Mandard [69] utilise des analyses temps-fréquences plus poussées avec des transformées de Fourier à court terme et des ondelettes pour l'analyse des essais de contact aube-abradable. Les essais montrent un état stationnaire caractérisé par la présence des rebonds de l'aube qui sont à l'origine des lobes d'usure. Les rebonds sont interprétés comme des vibrations autour d'une position d'équilibre différente de zéro. Dans cet état il n'y a pas de divergence de la réponse de l'aube, car l'aube rebondit avant d'atteindre l'état divergent.

1.3.2 Dispositifs de type 2 : contact aube-carter

Les deuxièmes dispositifs se limitent également à un secteur de carter rigide et instrumenté [11,12,70–72]. Ils utilisent des rotors à une seule aube pour faciliter le contrôle sur le processus de contact. Ces bancs sont équipés d'actionneurs pneumatiques ou électriques permettant le rapprochement du carter et le contrôle de la profondeur d'incursion pour l'initialisation du contact. Ils prennent en compte les phénomènes dynamiques au niveau d'une pale.

Le banc d'essai développé par Ohio State University (OSU) [70] est un banc très rigide, avec un rotor possédant une seule aube entraînée par une turbine pneumatique, qui peut atteindre une vitesse de 20 000 tr/min (figure 1.7). Le contact se fait avec un secteur de carter, équipé de trois cellules de forces piézoélectriques triaxiales. La mesure de fonctions de transfert

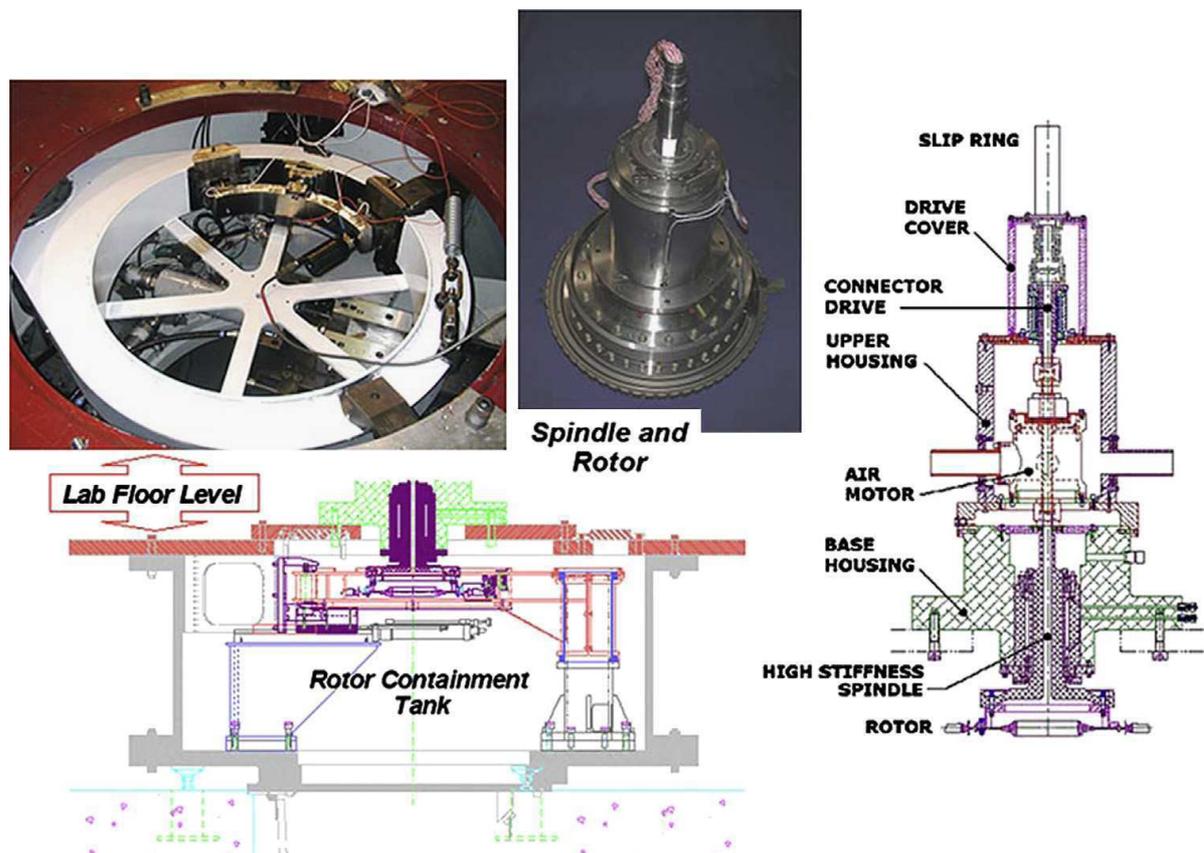
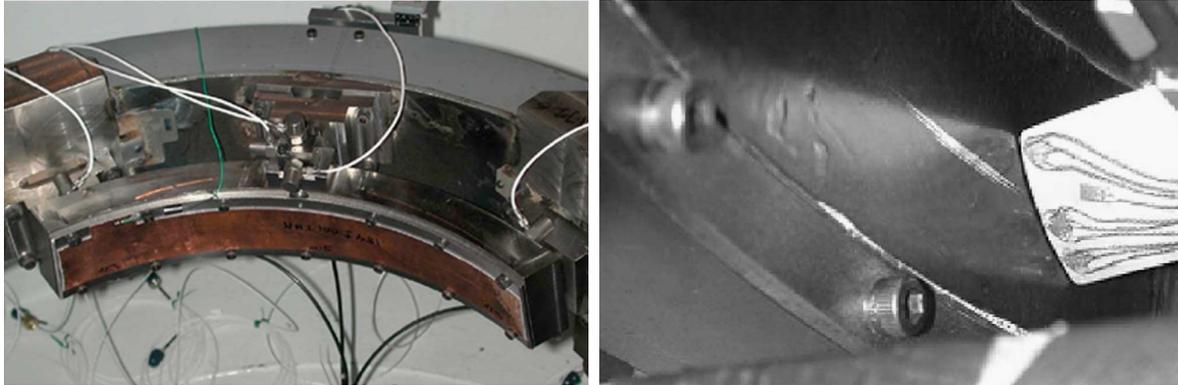


FIGURE 1.7 – Banc d'essai OSU [12]

permettrait de remonter aux efforts locaux transmis aux points de contact sur le carter. Les vibrations lors du contact sont mesurées par cinq accéléromètres, trois pour la direction radiale et les deux autres pour le mouvement axial et angulaire, voir figure 1.8a. L'aube est équipée de jauges de déformation métalliques et de thermocouples, en tête et dans le pied, voir figure 1.8b. La localisation et l'étendue du contact sont évaluées grâce à l'analyse des pièces après le test et par utilisation de bleu de marquage sur le couvercle et l'aube [12]. Deux capteurs optiques déterminent le temps de passage de l'aube et un détecteur électrique le nombre de mises en contact entre les deux pièces [72]. Les différentes mesures montrent, contre toute attente, que ce n'est pas forcément au premier passage que les sollicitations de l'aube sont les plus fortes. Les mesures faites par les jauges de déformation mettent en évidence que l'aube est alors

excitée selon son premier mode de flexion. La combinaison des déformations axiales, radiales et circonférentielles de l'aube favorise le contact en bord de fuite. Les travaux de Padova [12] montre que la présence de revêtements abrasifs sur le carter diminue considérablement les forces de contact et les contraintes dans la pale.



(a) Couvercle équipé des accéléromètres

(b) Aube équipée des capteurs de température

FIGURE 1.8 – Instrumentation du Banc OSU [71]

L'installation de l'Université d'Essen [11] utilise un rotor muni d'une aube instrumentée avec deux jauges de déformation (figure 1.9) et une transmission par télémétrie. La force de contact est mesurée à l'aide de capteurs piézoélectriques biaxes (direction axiale et tangentielle) placés entre la surface de contact et le support. Ces mesures sont semblables à celles réalisées par l'équipe du professeur Padova.

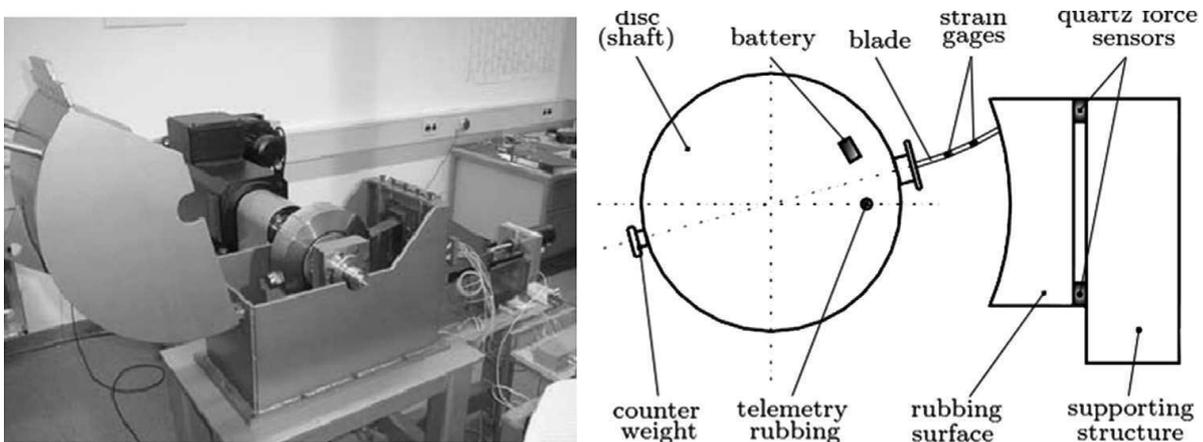


FIGURE 1.9 – Banc d'essai de l'Université d'Essen [11]

1.3.3 Dispositifs de type 3 : contact roue aubagée-carter

Nous pouvons trouver ensuite des bancs équipés d'une roue aubagée complète et de son carter [2,26,73]. La mise en contact est effectuée soit par excitation vibratoire, soit en réduisant le jeu aube/carter à l'arrêt, puis en forçant le contact par le chargement centrifuge. Le contact s'initie en général sur une aube en sur-longueur qui est instrumentée. La dynamique complète de la roue aubagée est alors, *a priori*, prise en compte ainsi qu'éventuellement celle du carter.

Au sein de cette catégorie nous pouvons distinguer deux sous-catégories classées suivant le niveau de complexité de ses composants.

1.3.3.1 Système académique à carter souple

La première sous-catégorie est caractérisée par les simplifications apportées aux structures. Ainsi, Schmiechen [2] a développé un banc d'interaction aube/carter et a démontré expérimentalement l'existence d'une vitesse critique pour laquelle il y a une coïncidence vibratoire entre un rotor et un stator flexibles, entraînant l'instabilité du système. Le dispositif expérimental, décrit sur la figure 1.10, consiste en une roue aubagée très simplifiée mise en contact avec un disque souple. La roue est fixe, ce qui permet d'en faciliter l'instrumentation au moyen de capteurs de déplacement à courant de Foucault, et de limiter les effets aérodynamiques. L'initialisation du contact s'effectue par une excitation du stator. La vitesse du rotor est ajustée afin de satisfaire la relation de coïncidence (1.1) pour des modes de rotor et stator à deux diamètres relativement séparés des autres sur chaque structure. Dans le cas particulier d'une onde directe et d'une onde rétrograde telles que : $\omega_s = n_d \times \Omega - \omega_r$ le rotor et le stator répondent avec de fortes amplitudes qui se maintiennent pendant une durée finie. Le spectre est alors dominé par la fréquence prédite sur le diagramme de Campbell. La divergence n'est pas visible sur les signaux temporels, les amplitudes étant limitées du fait d'une non-linéarité structurale. L'existence de l'instabilité est ainsi établie. À une vitesse sub ou super-critique ou en présence d'un désaccordage intentionnel, les amplitudes sont importantes mais moins fluctuantes et finissent par s'amortir dans la durée du test. Les sens de propagation des ondes prédits par l'analyse n'ont pas été étudiés dans cette référence. D'après le diagramme de Campbell, l'interaction concerne deux modes directs sur les deux structures (ce qui correspond encore au cas B ci-dessus). Les autres régimes critiques avec des diamètres nodaux supérieurs (3ND, 4ND, 5ND) n'ont pas été observés à cause d'imperfections du rotor selon l'auteur. Les essais sont réalisés sur des temps relativement courts, les aspects thermique et usure ne sont pas présents.

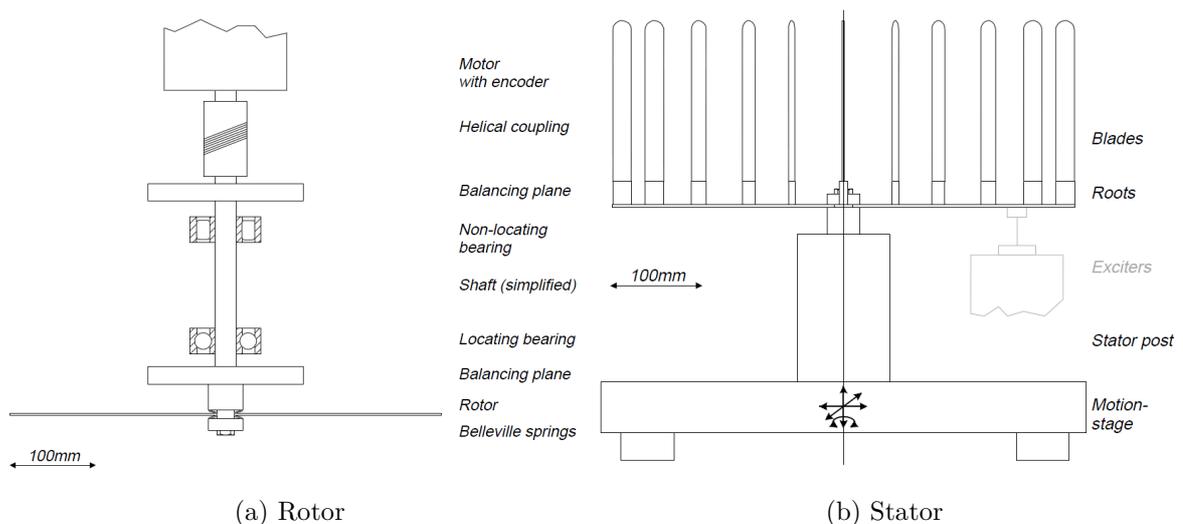


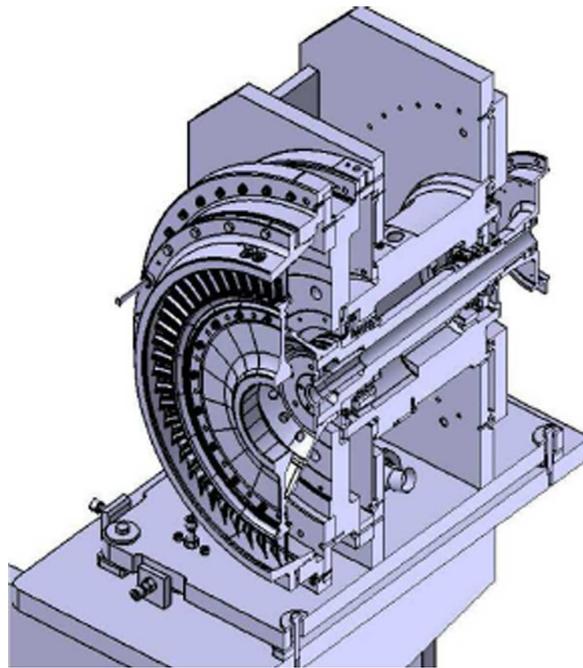
FIGURE 1.10 – Dispositif d'essai utilisé par Schmiechen [2]

1.3.3.2 Banc industriel à carter rigide

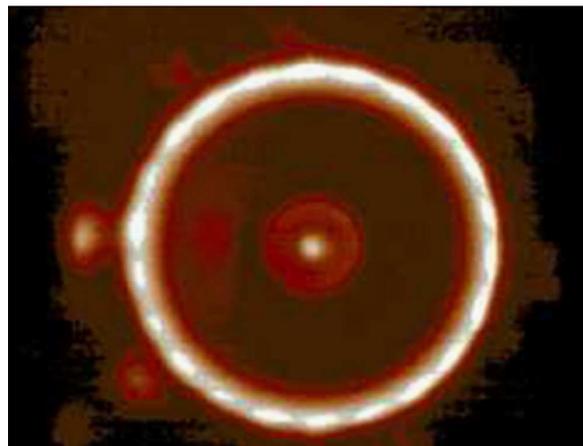
La deuxième sous-catégorie est constituée des bancs possédant des roues aubagées et des carters réels.

Le projet NEWAC [73] est basé sur un dispositif d'essai constitué d'un *blisk* de compresseur haute pression (HP) complet monté en porte-à-faux sur une broche et entraîné électriquement à l'intérieur d'un carter muni d'abradable (figure 1.11). La vitesse du rotor est stabilisée sur une coïncidence avec un harmonique de la vitesse de rotation. Après un temps caractéristique long par rapport aux phénomènes vibratoires (environ 2 minutes) il apparaît une divergence des déformations mesurée sur l'aube. L'usure de l'abradable présente des lobes et une mesure de champs thermiques par caméra infrarouge sur l'extérieur du carter permet également de faire apparaître une répartition lobée de la température. Le nombre de ces lobes est relié au ratio des fréquences en jeu. L'interaction est alors caractérisée par une relation du type $\omega_r = nb_{stries} \Omega$. L'examen ultérieur de l'aube montre des endommagements au bord d'attaque et au pied d'aube.

Le dispositif proposé par Millecamps [19,26,73] concerne un étage d'un compresseur axial basse pression muni d'une aube en titane en sur-longueur maintenue par une attache dovetail et mise au contact d'un carter en titane revêtu d'abradable, voir figure 1.12. Les étages du stator sont encastrés sur un massif. La roue est entraînée dans une enceinte à vide. L'initialisation du contact s'effectue en réduisant le jeu aube-carter à l'arrêt puis en forçant le contact par effet centrifuge. Deux cas d'études ont été analysés, ils ont été classés en fonction de l'ovalisation du carter (due aux conditions d'assemblage) et de la vitesse de rotation. Pour le premier cas, la vitesse est telle que la fréquence propre du mode 1F de l'aube en sur-longueur est égale à l'harmonique 7 de la vitesse de rotation. Pour le deuxième cas, la vitesse en régime établi est choisie de manière que la fréquence propre du mode 1F de l'aube soit placée entre les harmoniques 6 et 7 de la vitesse de rotation. Les tests ne mènent pas immédiatement à une divergence vibratoire. Des jauges de déformation font apparaître plusieurs phases préliminaires contenant différents ordres moteurs associés à une ovalisation du carter, ou correspondant aux modes 1T et 1F de l'aube. Enfin le spectre de réponse est dominé par la fréquence 1F qui diverge. Neuf thermocouples (TC) répartis montrent une augmentation de température sur le carter de 120 °C en 30s lors de la divergence. Aucune vibration n'est observée à l'aide des accéléromètres sur le carter. L'expertise *a posteriori* révèle un échauffement important en tête d'aube au bord de fuite, une crique de fatigue et une détérioration au pied d'aube en bord d'attaque. Le relevé du profil d'usure de l'abradable fait apparaître deux lobes circonférentiels au droit du bord d'attaque associé à l'ovalisation du carter et six à sept lobes près du bord de fuite de profondeur 3mm. Ce nombre de lobes est égal au rapport des fréquences du mode d'aube et de la vitesse de rotation. On a alors la relation $\omega_r = nb_{stries} \Omega$ qui peut être considérée comme un cas particulier de (1.1) en considérant que la fréquence du carter est une déformée statique (donc de fréquence nulle) et au nombre de diamètres égal à nb_{stries} . Bien que la mesure par thermocouple ne s'effectue pas dans les meilleures conditions, on montre des maxima d'échauffement correspondant aux lobes d'usure. L'analyse est complétée dans [13] à l'aide d'un modèle éléments finis axi-symétrique de conduction thermique supposant une répartition circonférentielle uniforme du flux de chaleur au contact. En jouant sur son intensité, la température de contact est identifiée par essais-erreur. Le résultat dépend beaucoup de l'hypothèse faite sur la localisation axiale du flux. D'après ces tests, la dilatation thermique



(a) Vue en coupe du banc d'essai



(b) Champ thermique mesuré à l'extérieur du carter

FIGURE 1.11 – Projet NEWAC [73]

du carter et l'usure semblent jouer un rôle important dans l'apparition de la divergence.

1.4 Conclusion

Le travail bibliographique réalisé se focalise sur deux parties. La première a consisté à étudier les modèles numériques capables d'analyser les principaux phénomènes physiques qui interviennent lors du contact aube-carter. L'étude numérique et expérimentale met en évidence quatre physiques principales : le comportement modal des structures, le frottement, la thermique et l'usure. Ces phénomènes physiques seront intégrés dans un modèle phénoménologique simplifié permettant d'intégrer le couplage des grandeurs thermiques, mécaniques et d'usure.

En ce qui concerne la deuxième partie, elle a consisté à recenser les bancs d'essais existants

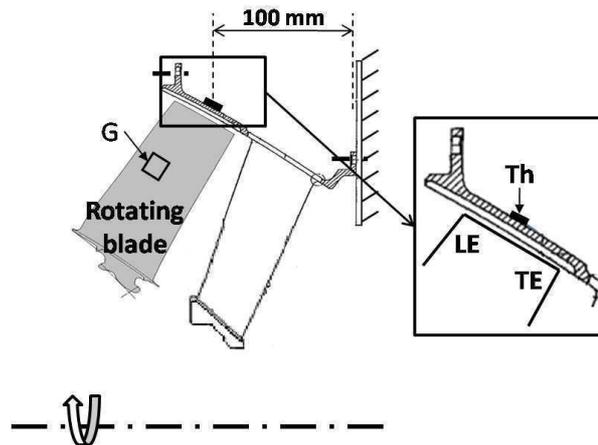


FIGURE 1.12 – Schéma du dispositif d'essai utilisé par Millecamps [26]

qui permettent d'étudier le contact aube-carter. Les dispositifs d'essais trouvés nous aident à appréhender les différentes physiques observées suivant la configuration choisie, et l'instrumentation nécessaire pour observer ces phénomènes. À notre connaissance, il existe donc peu d'études sur le comportement dynamique d'un système constitué d'une roue aubagée et d'un carter souple pour une géométrie réaliste et aucune concernant les compresseurs centrifuges. Les points importants découlant de l'explication précédente ont été intégrés dans la conception du banc d'essai :

- Intégration d'une roue de compresseur centrifuge
- Intégration d'un carter souple muni d'abradable avec des fréquences dans la même plage que celles de la roue
- Fonctionnement en environnement simplifié (vide, pas de dynamique d'arbre)
- Étude au voisinage d'une coïncidence entre un mode rétrograde du carter et un mode contra-rotatif de la roue aubagée, ce qui implique une vitesse de rotation de la roue telle que $\Omega < \omega_r/n_d$
- Instrumentation sur les deux structures pour le relevé de grandeurs physiques mécaniques et thermiques.

La définition de la zone du diagramme de Campbell explorée est en partie dictée par les capacités de la motorisation qui étaient disponibles pour être intégrées dans le dispositif expérimental. Néanmoins, le cas de coïncidence modale testé ici n'a pas été étudié à notre connaissance, tant numériquement qu'expérimentalement.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1	Présentation générale du banc d'essai	24
2.1.1	Analyse fonctionnelle	24
2.1.2	Architecture globale et synthèse organique	25
2.1.3	Instrumentation	26
2.2	Analyse numérique du rouet	29
2.2.1	Modèle éléments finis du rouet	29
2.2.2	Analyse dynamique du rouet	30
2.2.3	Analyse statique du rouet	31
2.3	Choix du placement de l'instrumentation du rouet	33
2.3.1	Excitateurs piézoélectriques	33
2.3.2	Choix des jauges de déformation	35
2.4	Conception du couvercle d'essais	40
2.4.1	Modèle éléments finis du couvercle	40
2.4.2	Analyse dynamique du couvercle	40
2.4.3	Analyse statique du couvercle	44
2.4.4	Placement des jauges de déformations sur le couvercle	48
2.5	Conclusion	50

Ce chapitre traite de la conception du banc d'essai dit « CASTOR » pour Contact Aube STatOR disponible à l'École Centrale de Lyon et qui est destiné à fournir des données expérimentales sur le comportement dynamique en situation de contact aube-carter.

L'analyse expérimentale conduite donnera lieu à des mesures précises, tout à fait uniques dans le cadre de ce type de problème et permettra de répondre à un grand nombre d'interrogations quant aux physiques mises en jeu lors de ces interactions. Le résultat majeur sera une meilleure compréhension de la physique et surtout un recalage des outils de simulation qui n'avaient pu être jusqu'alors validés.

Le banc CASTOR, mis en place dans l'environnement du Laboratoire de Tribologie et Dynamique des Systèmes (LTDS), intègrera des pièces mécaniques expérimentales (un rouet, ainsi qu'un couvercle muni d'abradable fournis par le partenaire Turbomeca). Le principe est de piloter axialement la position du carter qui sera éventuellement mis en vibration selon des diamètres définis par l'intermédiaire d'éléments piézoélectriques. Le positionnement progressif axial permettra d'amener le couvercle et le rouet en contact.

2.1 Présentation générale du banc d'essai

Nous résumerons, dans cette partie, la présentation générale du banc en termes de fonctions principales souhaitées, de principes de fonctionnement et des paramètres d'entrée principaux qui ont initié la conception.

2.1.1 Analyse fonctionnelle

L'objectif du banc est l'analyse expérimentale des interactions entre les aubes et le carter lors d'une coïncidence en fréquences menant à l'instabilité. Les fonctions principales et contraintes spécifiques à l'application ont été identifiées lors du chapitre précédent :

Fonctions de base

- mettre en rotation un rouet expérimental
- provoquer une mise en contact maîtrisée
- mesurer et enregistrer les paramètres physiques du système

Contraintes spécifiques

- implantation du banc d'essai sur un massif de la plateforme Machines Tournantes du LTDS
- fixer rigidement le couvercle par rapport au rouet
- motorisation imposée

Il s'agit de mettre en rotation un rouet expérimental donné en vis-à-vis d'un couvercle à une vitesse permettant de satisfaire le critère de coïncidence théorique des fréquences du rouet et du couvercle exprimées dans le même repère. Le couvercle sera fixé sur un massif, les conditions limites seront maîtrisées et il sera centré et aligné par rapport à la roue. Les études se feront sous vide afin de s'affranchir des effets aérodynamiques, car seul le comportement mécanique et thermomécanique des structures seront étudiés. Les deux composants seront isolés d'un point de vue vibratoire, afin de s'affranchir d'interactions parasites entre les deux structures autres que le contact. La dynamique des autres composants n'interviendra pas dans la plage de fonctionnement du banc (vitesses critiques du rotor et modes du support). Les modes cibles seront isolés en fréquences et resterons peu sensibles aux conditions limites afin d'assurer leur robustesse. La mise en contact entre les pales du rouet et le couvercle devra être maîtrisée ; le contact aura lieu près du bord de fuite du compresseur centrifuge et sera réparti sur les pales du rouet. L'instrumentation et le système d'acquisition devront permettre la mesure et l'enregistrement des paramètres physiques identifiés dans le chapitre précédent : déformation, vitesse, couple, température, usure. Finalement, le dispositif devra permettre un examen des composants sans démontage. Les contraintes principales relatives à l'instrumentation sont associées à la partie tournante, au vide et à la discrétion des capteurs (perturbation de la dynamique par l'instrumentation) [74]. Dans le contexte multiphysique mis en évidence par l'analyse bibliographique, les contraintes liées aux grandeurs définissant la discrétion des capteurs apparaissent naturellement. Elles affectent en particulier l'instrumentation.

Les paramètres de base sont fixés par la motorisation existante en termes de puissance, vitesse et couple. Les composants à tester imposent des contraintes, notamment en termes

de matériau (titane pour le rouet et acier pour le couvercle), de fréquences caractéristiques, de rigidité, de résistance mécanique et de géométrie. La relation de coïncidence théorique associée à celle de vitesse impose une contrainte qui se focalisera sur la conception du couvercle. Autrement dit, le couvercle sera redéfini afin d'obtenir des coïncidences modales dans la plage de fonctionnement du banc. Un ensemble de précautions a été mis en place afin d'assurer une utilisation du banc parfaitement maîtrisé et sans risque.

2.1.2 Architecture globale et synthèse organique

Une vue de l'architecture du dispositif expérimental au voisinage du couple rotor-stator est représentée sur la figure 2.1 (une vue globale est proposée en annexe A). Le banc CASTOR est composé d'un arbre rigide (appelé broche dans la suite du document) monté sur des roulements de précision pré-chargés et entraîné par un moteur électrique. Le moteur d'entraînement et la machine d'essais sont montés sur deux massifs d'isolation séparés et suspendus. Un joint d'accouplement souple permet de transmettre le couple au rotor supportant le rouet. Des plans d'équilibrage sont intégrés sur la ligne d'arbres. Un compresseur centrifuge basse pression (BP) a été fretté thermiquement sur une extrémité de l'arbre au niveau de l'alésage aval. Un piston hydraulique de démontage est intégré au banc. Le couvercle est quant à lui bridé sur une enceinte à vide qui dispose d'un accès optique sur la face avant (fenêtre de PMMA de 10 mm d'épaisseur), en direction du couvercle en bord de fuite et des bords d'attaque des pales. La transmission des données des jauges installées sur la roue se fera par un système de télémétrie. Le stator est encastré sur l'enceinte rigide, elle-même montée sur un axe de machine outils permettant d'ajuster la position axiale relative des deux sous-structures et d'ouvrir l'enceinte en son centre. Un collecteur tournant permet d'acheminer de la puissance électrique à travers l'arbre creux de la broche. Des étanchéités statiques permettent la dépressurisation et le passage des câbles de mesure à travers l'enceinte.

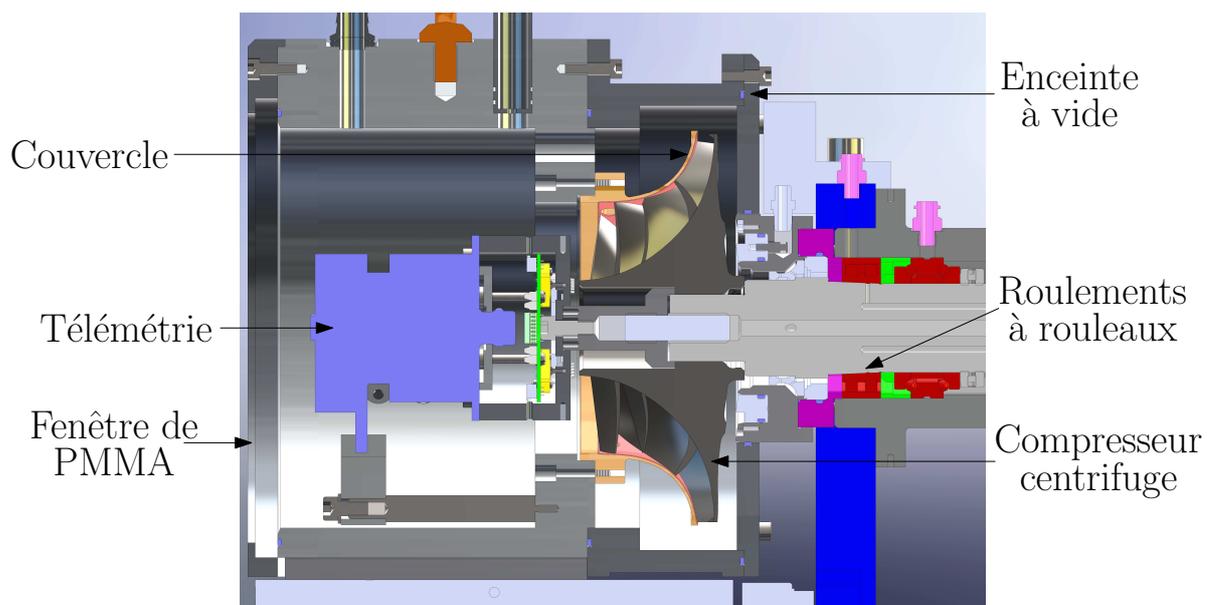


FIGURE 2.1 – Vue partielle du banc d'essai

Une vue en coupe du banc d'essai avec la description de tous ses composants est disponible

en annexe A. Les caractéristiques des composantes clés, permettant de répondre au cahier des charges, seront présentées dans la suite du document. La conception et la validation dynamique de la broche, ainsi que la validation du montage de la télémétrie seront abordées en annexe B.

2.1.3 Instrumentation

Cette partie se décompose en deux sous-parties, d'une part un volet mesures à proprement parler permettant l'acquisition des informations liées au phénomène observé, d'autre part un volet surveillance dont l'objectif est d'assurer l'intégrité du banc et la sécurité générale de l'installation.

2.1.3.1 Instrumentation d'étude

Extensométrie Les déformations seront mesurées sur les deux structures, à l'aide des jauges d'extensométrie dont la définition et la mise en œuvre sont détaillées plus loin ainsi que dans la référence [75].

Vibrométrie laser en repère fixe Un dispositif de vibrométrie laser monopoint scanné unidirectionnel SLDV (Scanning Laser Doppler Vibrometer) PSV 400 Polytec permettra d'observer des déplacements sur le couvercle via un accès optique facial ou radial. La compatibilité du dispositif avec les propriétés optiques du matériau utilisé pour les hublots a été validée au préalable par un essai statique à travers un échantillon.

Vibrométrie laser en repère tournant Le vibromètre laser à balayage SLDV sera associé à un système derotator (Polytec) pour les mesures tournantes (figure 2.2). Le faisceau laser du SLDV suit l'objet en rotation à l'aide d'un système composé d'un prisme de Dove tournant à la moitié de la vitesse de rotation de l'objet. Les références [76,77] montrent le principe d'un système d'holographie utilisant un système de derotateur (prisme asservi en position angulaire). La position angulaire du derotator est asservie grâce à la sortie du codeur angulaire fixée à l'arrière de l'arbre de la broche. Ainsi, l'objet observé à travers le prisme de Dove semble rester stationnaire dans le repère fixe. Un système composé de miroirs permet ensuite de pointer le faisceau laser vers différents points où l'on souhaite effectuer une mesure. Les acquisitions ne sont pas effectuées simultanément en tous les points. Des cibles réfléchissantes ont été utilisées pour améliorer le rapport signal sur bruit lors des mesures. L'impact de ces cibles sur la dynamique des pales a été estimé [75]. Tout en restant faible, il peut être néanmoins sensible car l'utilisation du système derotator nécessite un réglage préalable sur l'alignement entre l'axe de rotation du prisme et l'axe de rotation de la machine. Les imperfections ou l'instabilité à long terme, inévitables de cet alignement, produisent de petits mouvements synchrones du spot lumineux focalisé sur la cible. Pour cette raison la taille des cibles doit parfois être augmentée. Une deuxième conséquence est la modulation des vibrations de l'objet tournant par la vitesse de rotation.

Position de l'enceinte à vide Le variateur pilotant la table en translation, sur laquelle est fixée l'enceinte à vide, retourne une information de position de la table, à partir d'une calibration initiale. Cette information nous donne le jeu axial résiduel entre le rotor et le stator après avoir établi une référence correspondant à la mise en contact dans les conditions de fonctionnement en terme de température et pression.



FIGURE 2.2 – Vibromètre PSV-400 associé au derotator [78]

Phase de l'arbre Un codeur incrémental optique (ASM Posirot PMIS4/PMIR7) nous renseignera sur la phase de l'arbre. Cela sera utile dans le but de réaliser un éventuel équilibrage de la machine, par exemple par la méthode des coefficients d'influence [79]. Cette information permettra également de mettre en regard les profils d'usure du couvercle et les niveaux vibratoires enregistrés dans le repère tournant. Elle devrait aussi permettre de phaser les ondes du rotor par rapport aux ondes du stator (correspondance des ventres de vibrations lors d'une interaction) mais ce post-traitement n'a pas été développé. La résolution du codeur retenue est de 1440pts/tour. L'information du codeur est également utilisée pour évaluer la vitesse instantanée du rotor, paramètre qui nous sera précieux pour l'analyse ultérieure du signal. Enfin, le signal de sortie de ce codeur est exploité par le système de pilotage du derotator afin d'asservir la position angulaire du prisme de Dove.

Couple transmis par la ligne d'arbre Un couplemètre à jauges de déformation (Kistler Minismart 4502A100/200) est installé sur la ligne d'arbre entre le moteur électrique et l'arbre de la broche. Il permet une mesure de couple en rotation jusqu'à 200 N m (couple max de la motorisation électrique) avec une bande passante de 3 kHz et une précision de 0.2 % de la pleine échelle. On notera que l'agencement de ce composant dans l'architecture du banc ne répond pas directement à la fonction demandée qui est de mesurer le couple résistant dû au contact. En effet, compte tenu de sa position le long de la ligne d'arbre, le couple mesuré résulte de la résistance des paliers et de l'inertie de l'arbre. Cette dernière est connue de même que l'accélération angulaire qui peut être dérivée à partir de la phase de l'arbre au moyen de quelques précautions au niveau du traitement de signal. La résistance des paliers peut être mesurée dans une situation sans contact et à vitesse constante. Afin de retrancher celle-ci nous faisons l'hypothèse que le chargement apporté aux paliers dans le cas d'un contact ne modifie pas la résistance des paliers. On notera que la capacité des roulements (en N) est de plusieurs ordres de grandeurs au-dessus des efforts de contacts admissibles par les pales ou le couvercle.

Mesure tip-timing Des accès axiaux et radiaux ont été aménagés dans l'enceinte et dans le couvercle afin d'intégrer des capteurs capacitifs au droit des bords d'attaque. Ces mesures ne seront pas exploitées dans le cadre de ce mémoire.

Thermométrie du couvercle Huit thermocouples de type K sont prévus pour mesurer la température sur la peau extérieure du couvercle, ils seront équirépartis sur une circonfé-

rence proche du bord de fuite.

Profil d'usure Le profil d'usure du couvercle, suite aux essais de contact, sera examiné à l'aide d'un palpeur LVDT haute résolution (Solartron DZR2S) monté sur le rouet (voir figure 2.3). Le relevé du profil de la surface le long d'une circonférence situé à une côte axiale fixe est effectué sur quelques tours.

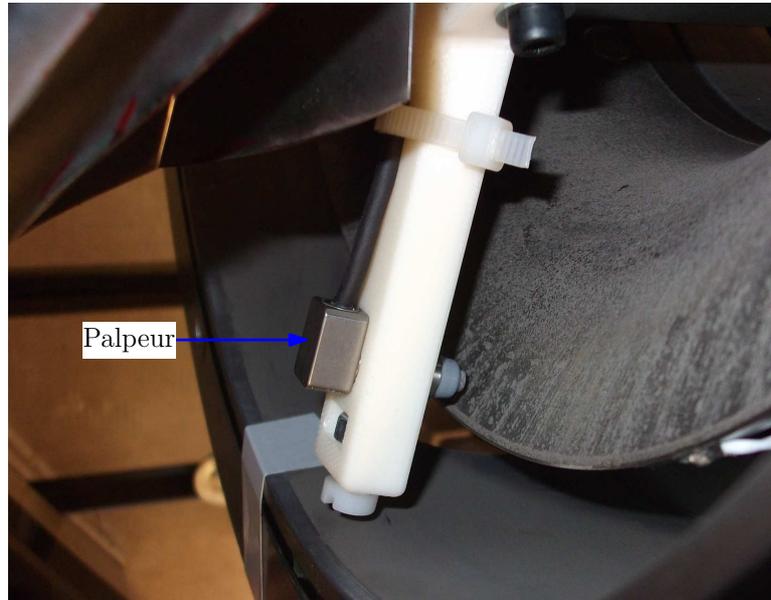


FIGURE 2.3 – Palpeur LVDT utilisé pour le relevé d'usure sur le couvercle

2.1.3.2 Instrumentation de surveillance

Accéléromètres paliers Les deux paliers de la broche seront équipés chacun de deux accéléromètres dans les directions verticales et transversales. Cette mesure peut permettre la détection d'un balourd accidentel (perte de fragment d'aube). Un cinquième accéléromètre dans la direction axiale est également prévu. Les accéléromètres peuvent être utilisés pour l'équilibrage du rotor équipé *in situ*.

Accéléromètre de l'enceinte à vide Un accéléromètre installé sur l'enceinte à vide permettra de vérifier l'absence de vibrations parasites du support sur lequel est fixé le couvercle.

Températures paliers Trois sondes de température PT100 mesureront la température des paliers au niveau des bagues extérieures des ensembles à éléments roulants afin d'éviter une surchauffe de ces éléments et d'évaluer l'environnement thermique.

Pression interne de l'enceinte Une sonde capacitive mesure la pression dans l'enceinte à vide. Elle permet de vérifier que la pression se situe en-dessous d'un certain seuil (environ 30 mbar) au-dessus duquel elle aurait un effet. L'indication de pression fait partie des paramètres définissant les conditions d'essais. Il est montré en effet que les caractéristiques dynamiques du rouet sont très influencées par la présence d'air, notamment en terme d'amortissement [80]. D'autre part, le fonctionnement du banc à pression atmosphérique n'est pas prévu pour les jeux faibles qui engendreraient sans doute des effets aérodynamiques non souhaités.

2.2 Analyse numérique du rouet

L'analyse numérique des structures est une étape incontournable lors de la préparation des campagnes expérimentales. Ces analyses ont été utilisées pour définir la liaison broche-rouet et évaluer l'influence des conditions limites, de la vitesse de rotation, de la température, et du placement optimal des excitateurs et capteurs. Le modèle permet aussi l'estimation des fréquences propres et diamètres nodaux afin de déterminer les vitesses de coïncidence et les fréquences des modes du couvercle qui sera défini de manière ad hoc.

2.2.1 Modèle éléments finis du rouet

La figure 2.4 montre le modèle EF d'un secteur utilisé pour les calculs en symétrie cyclique. Il est constitué d'un secteur du rouet avec 5508 éléments hexaédriques linéaires à 8 nœuds et 3 ddl/nœud sur le disque et 5080 éléments hexaédriques quadratiques à 20 nœuds et trois ddl/nœud sur les pales. Les pales sont maillées avec quatre couches d'éléments par pale. Les paramètres du modèle sont récapitulés sur le tableau 2.1. La masse du modèle a été recalée en utilisant la masse réelle du compresseur centrifuge, pesée avec une précision de 0.25 %. Le maillage et la résolution ont été effectués avec le logiciel industriel ANSYS v12.1. Les unités utilisées dans les calculs sont : tonne, mm, s, °C, mA, N, mV, MPa.

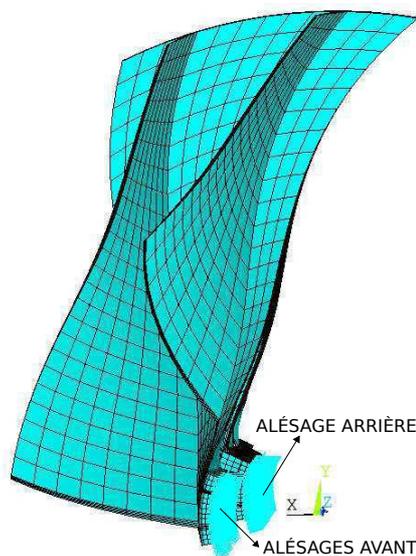


FIGURE 2.4 – Modèle EF du rouet fixé sur zones d'appui des deux alésages

Partie	Nombre d'éléments	Type d'éléments
Disque	5508	Solid 45
Pales	5080	Solid 95

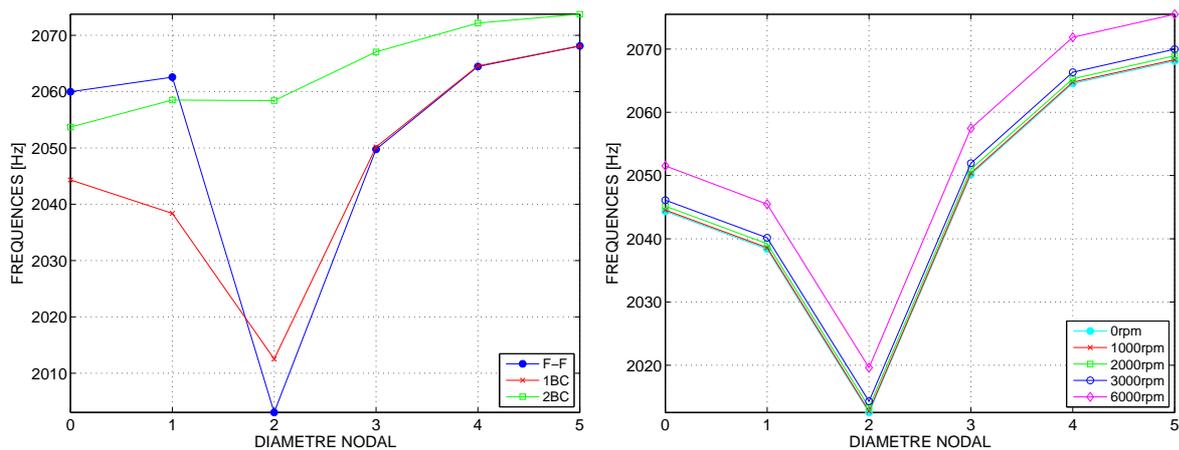
TABLE 2.1 – Caractéristiques du modèle EF

2.2.2 Analyse dynamique du rouet

Il s'agit d'estimer, à l'aide des calculs modaux en symétrie cyclique, l'influence des conditions expérimentales comme celle des conditions limites, du chargement centrifuge et du placement optimal des jauges d'extensométrie sur le rouet. L'analyse dynamique permettra de déterminer un diagramme de Campbell théorique pour définir la situation modale du stator ainsi que les vitesses d'essais.

2.2.2.1 Influence des conditions limites et du chargement centrifuge

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à l'organisation modale de la première famille des modes du rouet suivant trois configurations de fixation (figure 2.5a) : libre-libre (F-F), fixé uniquement sur l'alésage arrière (1BC) et fixé sur l'alésage avant et arrière (2BC). Les calculs ont été lancés à l'arrêt et sous les mêmes conditions de symétrie cyclique. Les modes à 3ND, 4ND et 5ND semblent être insensibles aux conditions limites 1BC, lorsqu'on les compare à la configuration de référence F-F. La configuration 1BC a été retenue pour le montage du rouet sur l'arbre et les calculs suivants seront réalisés avec cette condition aux limites. Ainsi, les modes à bas nombre de diamètres seront écartés de l'étude afin de s'affranchir de l'influence des CAL.



(a) Influence des conditions limites sur l'organisation modale du rouet

(b) Influence du chargement centrifuge

FIGURE 2.5 – Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux du rouet

Des calculs modaux ont été réalisés avec des chargements centrifuges à 0rpm, 1000 rpm, 2000 rpm, 3000 rpm et 6000 rpm. Les résultats montrent une augmentation des fréquences de 0.09 % à 3000 rpm et de 0.35 % à 6000 rpm (figure 2.5b). Ces augmentations montrent une faible influence du chargement centrifuge dans la plage des vitesses du banc CASTOR. Dans la suite de l'étude, il sera considéré comme négligeable. Ainsi, il sera possible d'établir un diagramme de Campbell à partir des seules fréquences calculées ou mesurées à l'arrêt.

2.2.2.2 Influence de l'instrumentation

Les cibles réfléchissantes, utilisées pour améliorer la qualité du signal du vibromètre laser à balayage, apportent un supplément de masse qui peut influencer le comportement dynamique

de la structure analysée. L'effet de masse ajoutée par ces cibles peut être facilement évalué en utilisant une analyse de sensibilité au premier ordre sur les fréquences [81]. Celle-ci nécessite uniquement les déformées des modes normalisés par rapport à la matrice de masse et les fréquences des modes de la structure non perturbées. Les cibles réfléchissantes sont considérées, dans le calcul, comme des masses ponctuelles situées au centre de gravité des cibles. L'augmentation de la rigidité locale n'est pas prise en compte. Cependant, les cibles sont *a priori* disposées dans une zone de fort déplacement et sur les déformées modales l'effet de masse est donc supposé prépondérant. La sensibilité au premier ordre sur les fréquences due à une masse ponctuelle est donnée par les équations suivantes :

Pour le 0ND et le 5ND :

$$\frac{\Delta\omega_k}{\omega_k} = -m \frac{Na}{2} \sum_{j=1}^3 \phi_{jk}^2 \quad (2.1)$$

Pour le 1ND à 4ND :

$$\frac{\Delta\omega_k}{\omega_k} = -m \frac{Na}{4} \sum_{j=1}^3 \phi_{jk}^2 \quad (2.2)$$

où ω_k , ϕ_{jk} sont respectivement la pulsation et la $j^{\text{ème}}$ composante du $k^{\text{ème}}$ mode (normalisé par rapport à la matrice de masse), et Na est le nombre des pales. Si les ϕ_{jk} sont du même ordre de grandeur, on constate que les modes non dégénérés sont plus sensibles. La masse m est introduite à l'emplacement correspond à la j^{th} composante. Dans notre cas, nous avons $m = 0.015$ g pour une cible de 8×8 mm². Les valeurs modales nécessaires pour réaliser cette étude peuvent être obtenues en utilisant un modèle EF, ou en effectuant un ping test avec une mesure de la force d'excitation sur la structure sans les cibles. Toutefois, il faut mesurer les trois composantes du vecteur déplacement ou mesurer dans la direction de ce vecteur *a priori* inconnu (surtout pour les géométries complexes). Notons que les mesures de force et déplacement doivent être calibrées soigneusement. Ensuite, si la perturbation estimée est jugée inacceptable, la taille des cibles sera réduite ou la cible sera installée à un emplacement où la sensibilité est moins importante. Toutefois, un compromis doit être fait afin de préserver la qualité du signal. Une perturbation de 0.6 % en fréquences a été observée dans la configuration présentée. On pourra noter que les jauges de déformations, les thermocouples, les câbles et les connections associés sont également susceptibles de perturber la structure d'étude [82–84]. Il en va de même pour les excitateurs piézoélectriques abordés ci-dessous. L'impact est susceptible de se traduire en terme de fréquences mais également en terme de désaccordages pour les structures périodiques. Des tests de validation effectués avant et après l'instrumentation viennent en complément des évaluations théoriques pour estimer l'importance de ces perturbations [82].

2.2.3 Analyse statique du rouet

L'intérêt de cette partie est de déterminer l'ordre de grandeur du couple maximal que peut admettre le rouet soumis à des forces de réactions en BF et d'estimer l'ordre de grandeur des déformations correspondantes qui seraient mesurées par les jauges installées.

2.2.3.1 Influence du chargement centrifuge

Un calcul sous chargement centrifuge du rouet a été réalisé à 6000 rpm. Les deux portées avant et arrière sont encastrees (cf. figure 2.4).

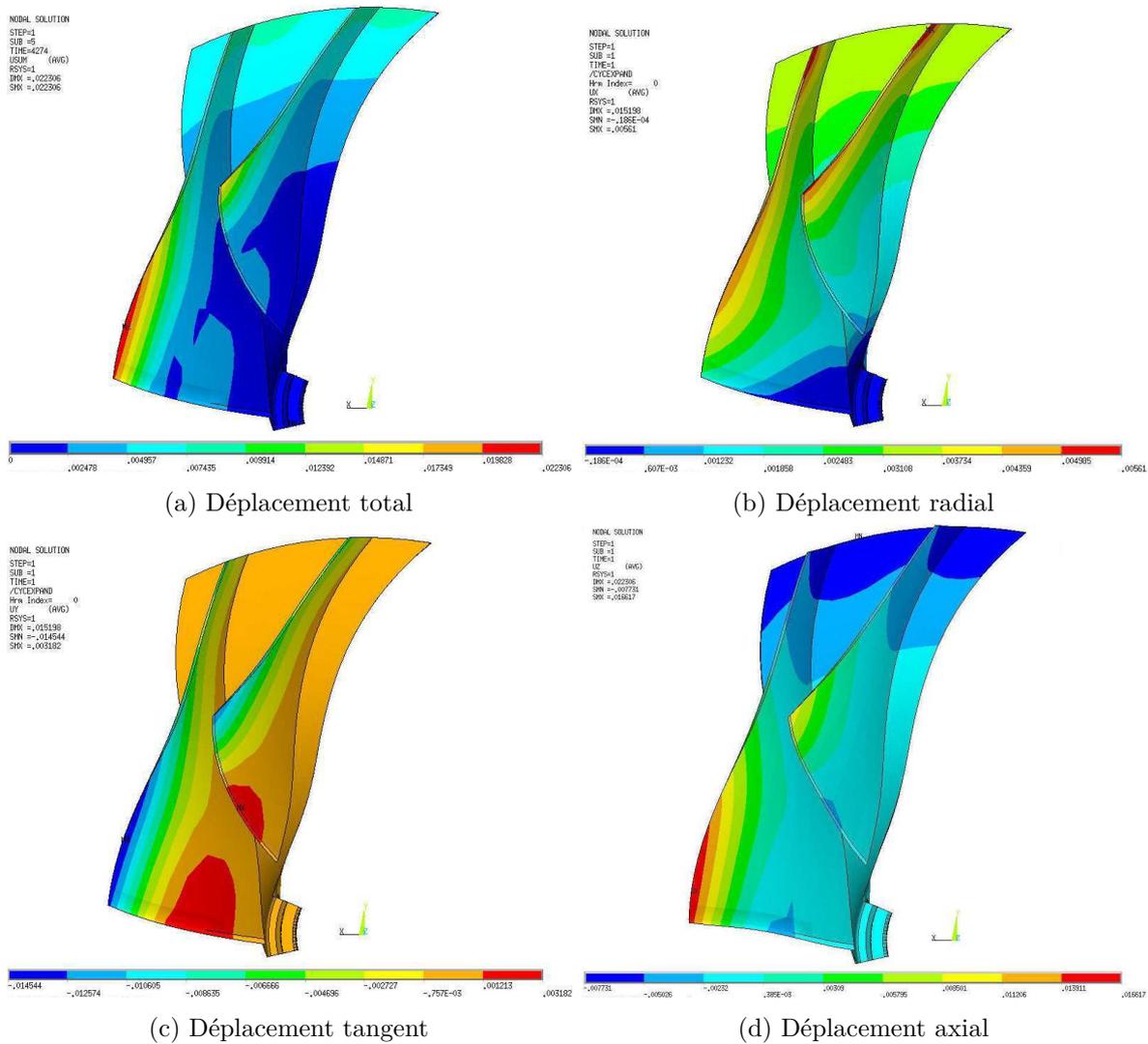


FIGURE 2.6 – Champs de déplacement [mm] sous chargement centrifuge du rouet encastree sur deux alésages

La figure 2.6 montre les champs de déplacement du rouet. Nous pouvons voir que le déplacement est principalement axial (17 μm), puis radial (6 μm) et enfin tangentiel (3 μm). On constate une légère « avancée » de la pale en BF et un retrait en BA (dans la direction axiale). Ce déplacement pourrait intervenir dans le jeu entre le stator et le rotor en rotation mais, compte tenu des vitesses utilisées, il restera négligeable.

2.2.3.2 Influence d'un effort tangent en BF

Cette partie a pour double objectif de déterminer le placement idéal des jauges de déformation prévues pour mesurer les efforts de contact et de valider la tenue du rouet lorsqu'il est

soumis à un chargement en BF. Nous calculerons le couple correspondant afin de déterminer un couple admissible. Les résultats présentés ont été déterminés à l'aide des calculs EF et sous l'hypothèse que les forces de contact à régime maximal sont concentrées en deux points au niveau du BF (un point par pale).

Les calculs ont été menés sur un seul secteur, les nœuds des deux faces délimitant le secteur sont encastrés. Deux forces appliquées au niveau du BF (une sur la pale principale et une sur la pale intercalaire) créent un couple de 50 N m (en utilisant l'hypothèse que le contact se fait sur toutes les pales) au niveau de l'axe de rotation (cf. figure 2.7a).

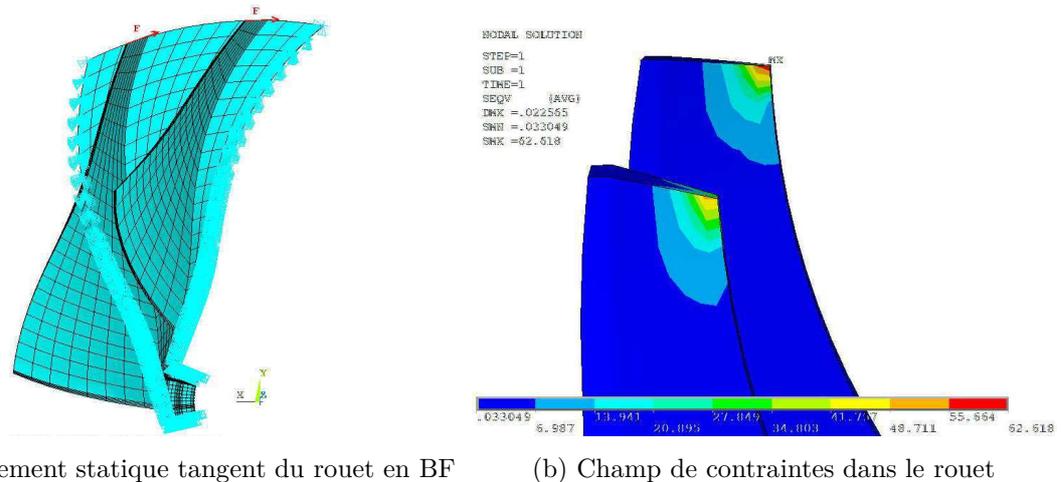


FIGURE 2.7 – Emplacement des forces tangentielles appliquées en BF du rouet (a) et carte de contraintes de von Mises (b)

Dans ces conditions la contrainte de von Mises maximale atteint 124 MPa (voir figure 2.7b). La valeur de 50 N m correspond au couple moteur disponible à pleine vitesse, il peut néanmoins atteindre 200 N m à plus basse vitesse. Dans ce cas, la contrainte maximale atteindrait environ 496 MPa, qui est une valeur admissible pour cet alliage de titane. Néanmoins, si le couple max est appliqué sur un seul secteur, il y aura une déformation de la pale car la contrainte de von Mises maximale pourra atteindre 4960 MPa.

2.3 Choix du placement de l'instrumentation du rouet

2.3.1 Excitateurs piézoélectriques

Les excitateurs piézoélectriques embarqués sur le rotor répondent au besoin de caractériser dynamiquement le rouet *in situ*. La connaissance des fréquences est indispensable pour déterminer des vitesses de coïncidence présumées ou interpréter les réponses mesurées en termes modaux. L'excitation harmonique des pales du rouet va être réalisée à l'aide de plaques en céramique piézoélectriques PZT ($15 \times 15 \times 1 \text{ mm}^3$) travaillant en mode d_{31} et fixées à l'arrière du rouet (figure 2.8) à l'aide de colles structurales type époxy [85–88]. L'application d'une tension V_{PZT} , à travers l'épaisseur de la plaque, produit un allongement dans le plan et a pour conséquence une compression ou une extension de même intensité dans les deux autres directions orthogonales. Le placement de ces composants a été choisi en prenant en compte plusieurs aspects [87] :

- l'emplacement doit être situé dans des zones de déformation maximale afin de produire une réponse optimale,
- les surfaces de contact doivent être quasi planes et adaptées au collage pour maximiser leur efficacité,
- les actionneurs doivent être assez discrets pour n'apporter qu'une perturbation négligeable à la dynamique originale,
- enfin, des considérations pratiques d'intégration dans le banc d'essai interviennent aussi.

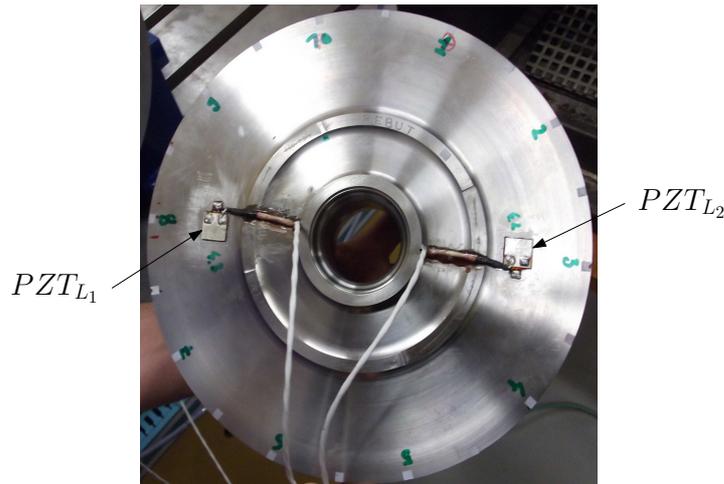


FIGURE 2.8 – Excitateurs piézoélectriques montés à l'arrière du rouet

Les zones de déformation optimale ont été déterminées à l'aide des calculs EF, en considérant les champs de déformation radiale et tangentielle à l'arrière du rouet sur les déformées modales. Il peut en effet exister un phénomène de compensation des participations dans chacune des directions lorsque les signes de ces déformations sont opposés. C'est pour cette raison qu'il est préférable de s'éloigner de la zone où la déformation tangentielle est maximale. Le post-traitement des cartes de déformation permet de trouver un compromis par sommation des deux champs de déformation (figure 2.9). Ainsi, le meilleur emplacement pour l'excitateur piézoélectrique, déterminé de cette manière, est indiqué sur la figure 2.8.

Finalement, deux *PZTs* (notés PZT_{L1} et PZT_{L2} sur la figure 2.8) ont été positionnés symétriquement à l'arrière du disque afin de compenser les masses de balourd. Il permettra en outre d'augmenter le niveau d'excitation et de sélectionner les modes à nombre de diamètres pair ou impair en fonction de la phase relative entre les tensions d'alimentation apportées à chaque excitateur (phase ou opposition de phase). Deux câbles (à deux conducteurs) indépendants sont en effet prévus pour gérer l'excitation depuis le repère fixe à travers le collecteur tournant. Cette méthode peut être utilisée pour isoler deux modes de fréquences proches mais avec un nombre de diamètres différent. Le couplage disque-aubes permet d'exciter les modes d'ensemble en utilisant cette méthode [83]. Dans le cas présent, les excitateurs sont prévus pour la caractérisation dynamique du rouet et un nombre limité d'actionneurs devrait suffire (contrairement à [87] où une puissance plus importante a été nécessaire pour réaliser les études de friction). Pour la mise en contact, l'excitation du rouet par ce moyen paraît impossible. En effet, l'étude dynamique du rouet montre que les déplacements modaux sont relativement faibles dans la zone du bord de fuite, là où est attendu le contact dans le banc CASTOR

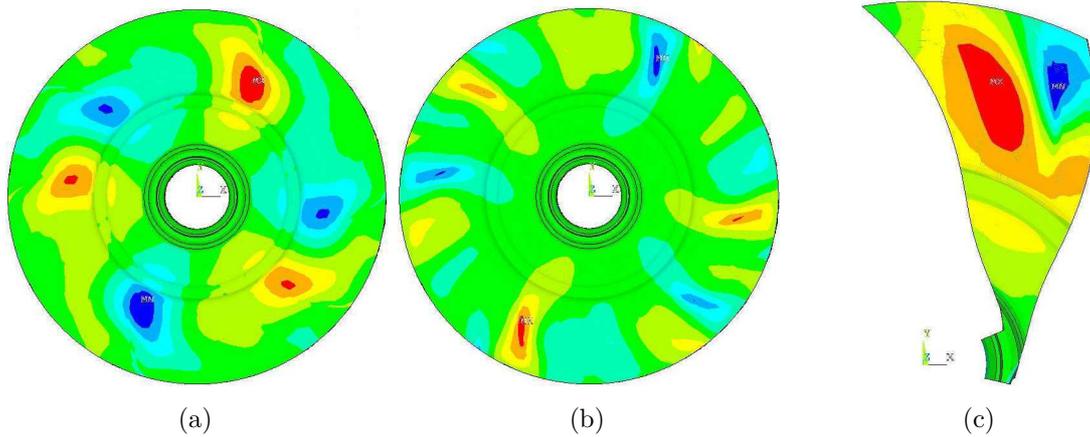


FIGURE 2.9 – Champs de déformation radiale (a), tangentielle (b) et somme (c) des champs de déformation radiale et tangentielle à l'arrière du rouet pour le mode à 3ND

(montage centré et rigide de l'arbre et du couvercle). La mise en contact dynamique est plutôt envisagée par excitation du couvercle. Les déplacements maximaux sur les modes du rouet se trouvent au bord d'attaque des pales. Cependant ces déplacements sont dans la direction tangentielle et nous rappelons qu'un jeu radial relativement important est maintenu entre les deux structures à cet endroit. Il n'y aurait donc pratiquement pas de possibilité de provoquer de contact dans ces conditions.

La puissance électrique sera fournie par un amplificateur de puissance. Un niveau de $40 \mu\text{def}$ peut être atteint dans le vide sur les jauges placées en bord d'attaque à l'aide d'un seul PZT (le PZT_{L_1} ou le PZT_{L_2}) et avec une tension crête de $V_{PZT} = 100 \text{ V}$.

2.3.2 Choix des jauges de déformation

L'implantation d'une instrumentation pour mesurer la réponse vibratoire du rouet est primordiale pour comprendre la phénoménologie qui intervient lors du contact entre les aubes et le couvercle. La technique la plus répandue pour déterminer la réponse dynamique d'une structure en rotation est la mesure par jauges de déformation associée à un système de télémetrie ou un collecteur tournant pour la transmission des données. L'efficacité de cette technique repose sur le choix des jauges, de leur placement et de leur orientation sur la structure. Ainsi, diverses études ont été effectuées afin de trouver le placement idéal de ces composantes sur le rouet [77, 83, 84].

Le placement des jauges est fondé sur un calcul des cartes de déformations équivalentes et des directions principales sur la structure déformée selon les formes modales obtenues par la méthode des éléments finis. Les effets de pré-charge centrifuge peuvent être pris en compte. Ensuite, des outils numériques d'optimisation peuvent être appliqués pour positionner les jauges [84]. Enfin, l'utilisation de rosettes dans les endroits prédits par le calcul EF permet de reconstituer l'état de déformation dans la surface [77]. Une procédure similaire est utilisée ici, mais nous nous sommes limités à une exploitation directe des résultats statiques et dynamiques des calculs EF. Des jauges d'extensométrie unidirectionnelles ont été utilisées et leurs emplacements ont été choisis en considérant les répartitions, les directions et les gradients de déformation locaux ainsi que certaines considérations pratiques de mise en œuvre de ces

capteurs. L'influence de la distribution des déformations à l'échelle des éléments sensibles des jauges au niveau des emplacements choisis est étudiée afin d'estimer un écart entre la mesure et le maximum local de déformation dans la direction de la jauge pour chaque jauge.

Les calculs dynamiques à symétrie cyclique effectués ont été réalisés avec le modèle présenté sur la figure 2.4. Les conditions limites appliquées sont l'encastrement de l'alésage aval du compresseur centrifuge (noté précédemment 1BC). Le chargement centrifuge à vitesse maximale ($\Omega = 6000$ rpm) est pris en compte. Les cartes d'intensité de la première déformation principale et de la première direction principale sur la pale principale du rouet pour un mode à quatre diamètres sont illustrées dans la figure 2.10. Suivant où l'on se place, la première direction principale est parallèle au bord d'attaque ou parallèle à la méridienne externe, entre le bord d'attaque et le bord de fuite. Il a été décidé d'installer deux jauges par pale sur chaque zone maximale. L'orientation est fixée par la direction de la première déformation principale.

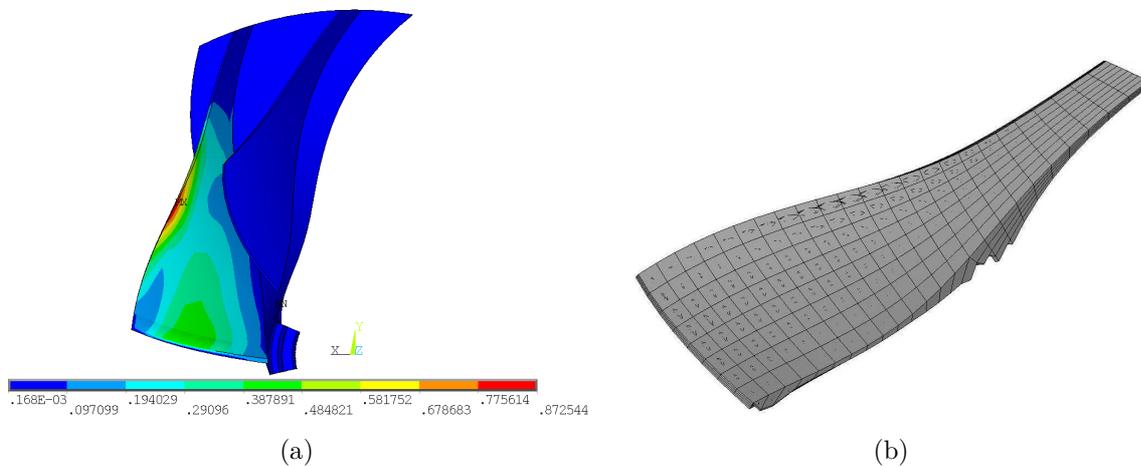


FIGURE 2.10 – Carte d'intensité de la première déformation principale (a) et de la direction et du signe de la première déformation principale (b)

Il faut noter que la présence du maximum local près de la méridienne pour les premiers modes de flexion est typique des compresseurs centrifuges [83].

La taille de la jauge doit être choisie avec soin pour limiter l'effet de moyennage des déformations sur toute la surface au niveau de chaque zone de mesure. En effet, on ne connaît pas *a priori* cet effet pour une jauge donnée. On aura ainsi intérêt à le limiter en réduisant le gradient de déformation sur la longueur caractéristique de la jauge. Par conséquent, la distribution des déformations a été relevée le long de deux lignes perpendiculaires pour évaluer un facteur d'erreur en raison de la position et la taille de la jauge. Ces lignes sont placées sur chaque zone de mesure, et se croisent au niveau des maxima locaux comme le montre la figure 2.11. Le facteur d'erreur (noté μ) est défini par le rapport suivant :

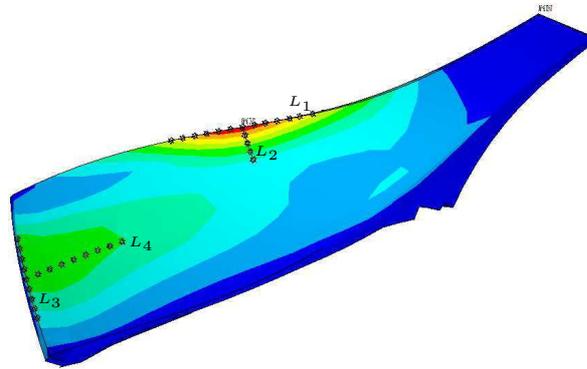
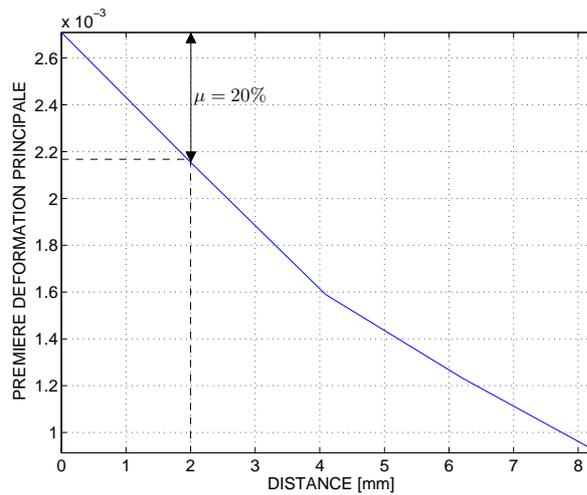
$$\mu = \frac{(\varepsilon_{max} - \varepsilon_{jauge})}{\varepsilon_{max}} \quad (2.3)$$

où ε_{max} est le maximum de déformation sur toute la surface de la jauge et ε_{jauge} est la valeur de la déformation prise au centre de la jauge. Ce rapport donne une indication de l'écart entre la déformation mesurée et la déformation maximale au niveau de la méridienne ou sur le bord d'attaque. Les résultats sont récapitulés dans le tableau 2.2. La distribution des déformations

Zone de mesure	Ligne	Distance le long de L_1 ou L_3 depuis le maximum Longueur de la jauge le long de L_2 ou L_4	μ [%]
Mérienne	L_1	7	7
	L_2	2	20
Bord d'attaque	L_3	7	6
	L_4	6	2

TABLE 2.2 – Facteur d'erreur pour chaque zone de mesure

le long de la ligne L_2 impose l'utilisation de petites jauges afin d'éviter les pertes de précision dues à l'emplacement de la jauge (figure 2.12).

FIGURE 2.11 – Distribution de la première déformation principale et positions des lignes relevées (L_1 , L_2 , L_3 , L_4)FIGURE 2.12 – Distribution de la première déformation principale suivant la ligne L_2

D'autres aspects doivent être pris en compte pour assurer une bonne installation des jauges comme l'acheminement des fils d'instrumentation. En effet, on s'efforce de ne pas faire cheminer les conducteurs dans les zones de forte déformation et de couper les premières directions principales le long du cheminement pour rejoindre des zones moins déformées, car la mesure

pourrait alors être influencée par la variation de la résistance des fils d'instrumentation. In fine les conducteurs doivent rejoindre de toute façon le point de collection de tous les fils matérialisés par un relais situé près de l'alésage amont. Pour éviter ce problème, les fils réalisent des boucles dites d'aisance qui ont pour fonction de limiter également des effets de dilatation quasi-statiques. Ces précautions sont associées au choix du montage des jauges selon la méthode dite à deux fils qui minimise le nombre de conducteurs à faire cheminer afin d'assurer une discrétion maximale de ceux-ci. La trajectoire des fils est représentée sur la figure 2.13.

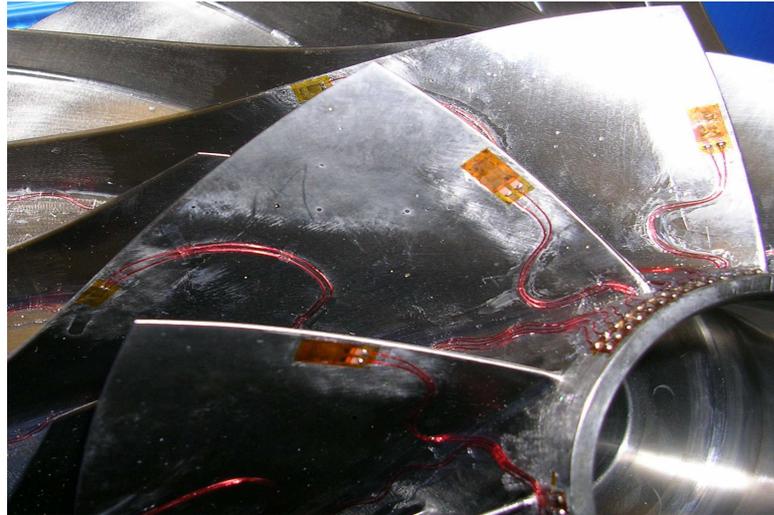


FIGURE 2.13 – Cheminement des fils d'instrumentation sur le rouet

Suivant cette méthodologie, le nombre, la position et la taille des jauges peuvent être choisis de manière adéquate. Ainsi, chaque pale principale a été instrumentée avec deux jauges. De plus, les bords de fuite de deux pales principales et deux pales intercalaires ont été instrumentés dans le but d'accéder à une information près de la zone de contact rouet-couvercle. Une instrumentation symétrique de chaque secteur permettra en effet une interprétation directe des déformées à diamètres et la redondance assurera de palier d'éventuelles défaillances. Au total 26 jauges ont été installées (cf. figure 2.14) : 10 sur les bords d'attaque, 10 sur les méridiennes de toutes les pales principales et 6 sur les bords de fuite de trois pales principales et intercalaires. L'analyse dynamique montre de très faibles déformations relatives sur les pales intercalaires en leurs bords d'attaque et méridiennes non instrumentées pour cette raison. D'autre part, le nombre de jauges est limité par la capacité du système de télémétrie qui permet de conditionner et de transmettre le signal dans le repère fixe. Des jauges de contrainte métalliques de $350\ \Omega$ avec un facteur de jauge de $K = 2,11 \pm 0,005$ ont été utilisées. Ces jauges intègrent une compensation thermique pour le titane (type de jauges Vishay EA-05-062AQ-350 et le CEA-05-124AQ-350). Les jauges sont montées en quart de pont et le pont est alimenté par une tension de 4 Vdc. Le système de conditionnement a été incorporé dans le rotor, au plus près des éléments sensibles afin de limiter au mieux les perturbations électromagnétiques. Le signal a été amplifié ($G = 2000$), filtré à 6 kHz et numérisé avant d'être transmis à l'unité de réception. Le choix du gain est toutefois délicat puisque les niveaux attendus sont difficiles à appréhender et font partie de l'objet de l'étude. Le risque étant d'obtenir un signal saturé à partir d'un certain niveau. Le système de télémétrie dispose pour cela d'une fonctionnalité

adaptée qui permet de reprogrammer ces gains par le biais d'un connecteur situé sur le boîtier. Le dispositif de télémétrie installé en bout d'axe permet de traiter 16 voies de mesures d'extensométrie (montage en demi-pont ou pont complet). Une carte d'interface développée au laboratoire permet de compléter les demi-ponts en quart de ponts. Ainsi, 16 jauges sont utilisées en parallèle avec une possibilité de choix lors du câblage sur la carte d'interface.



FIGURE 2.14 – Instrumentation en jauges d'extensométrie sur le rouet

2.4 Conception du couvercle d'essais

Cette partie concerne la modification de la conception du couvercle d'origine Turbomeca afin de l'adapter aux contraintes et exigences de l'expérimentation. La géométrie interne du couvercle a été conservée afin de correspondre à la méridienne externe du rouet. Les principales modifications concernent l'épaisseur du pavillon et du raidisseur. Elles ont en effet été réduites pour assouplir le couvercle et ainsi placer ses modes dans le diagramme de Campbell afin d'obtenir des coïncidences fréquentielles dans la plage de vitesses accessibles par la motorisation du banc disponible. D'autres modifications ont été apportées afin de réaliser une condition aux limites proche d'un encastrement à l'aide d'une bride très renforcée. Les autres modifications permettent le centrage du couvercle et le placement des réservations pour l'instrumentation.

2.4.1 Modèle éléments finis du couvercle

La conception du couvercle a été guidée par des calculs éléments finis axisymétriques réalisés avec ANSYS. Un modèle 2D a été utilisé pour des études de sensibilité (cf. figure 2.15a). Il est constitué de 2580 éléments 2D axisymétriques PLANE83 avec 8 nœuds par élément. La validation finale de la forme du couvercle a été évaluée en utilisant un calcul 3D. Le modèle employé est constitué de 71610 éléments hexaédriques linéaires SOLID185 à 8 nœuds (figure 2.15b). Au niveau des conditions limites, la face d'appui du couvercle est encastree. Le matériau d'origine du couvercle était imposé. L'abrasable déposé le long de la méridienne sera modélisé par un matériau différent de celui du couvercle. Les modules de Young introduits dans le calcul sont donnés à différentes températures. Les unités utilisés dans le calcul sont : tonne, mm, s, °C, mA, N, mV, MPa.

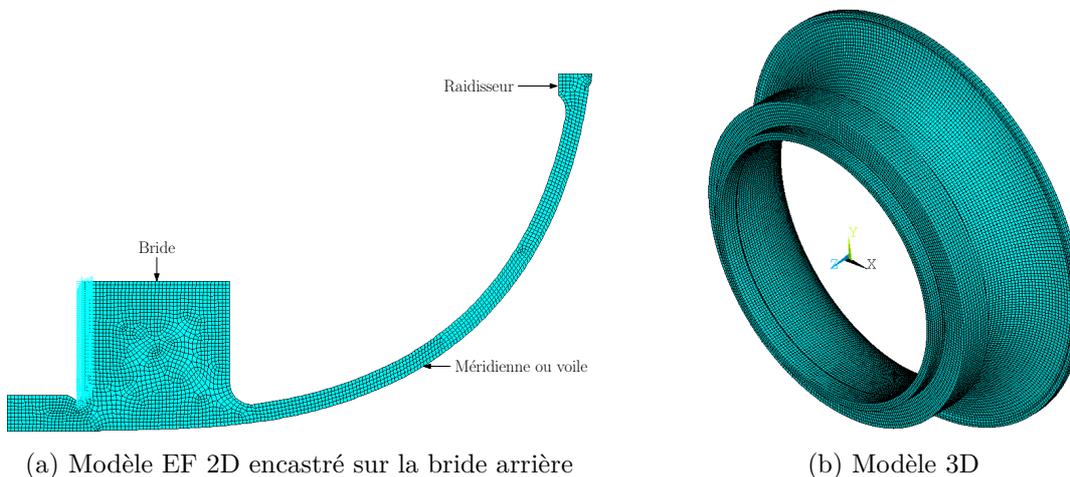


FIGURE 2.15 – Modèles éléments finis du couvercle

2.4.2 Analyse dynamique du couvercle

Des calculs à l'aide d'un modèle axisymétrique ont été effectués afin de déterminer une configuration optimale du couvercle en faisant varier l'épaisseur du voile et l'épaisseur du raidisseur. Puis, cette configuration a fait l'objet d'une analyse plus poussée (calcul volumique

3D) en intégrant tous les détails géométriques négligés dans la première étude (trous de fixation et trous de passage pour les capteurs tip-timing).

2.4.2.1 Influence de l'épaisseur du voile et du raidisseur

L'épaisseur du voile ainsi que celle du raidisseur ont été retenues comme les paramètres les plus influents pour la réalisation de cette étude.

Le figure 2.16a représente l'évolution des fréquences des différents modes à diamètres du couvercle en fonction de l'épaisseur du voile (de 1.5 à 2.3 mm) pour une épaisseur de raidisseur constante. Alors que la figure 2.16b représente l'évolution des fréquences des différents modes à diamètres du couvercle en fonction de l'épaisseur du raidisseur (de 4.5 à 7 mm) pour une épaisseur de voile constante. On remarque une inversion des fréquences des modes à deux et trois diamètres quand l'épaisseur du raidisseur diminue.

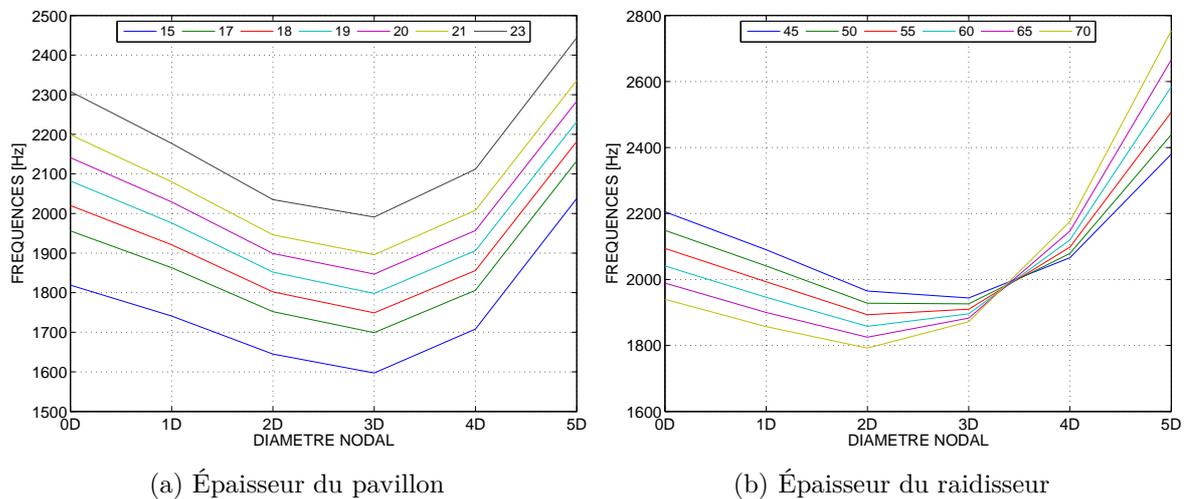


FIGURE 2.16 – Influence des paramètres géométriques sur l'organisation modale du couvercle

Ainsi, une configuration a été retenue sur la base des paramètres suivants :

- Séparation fréquentielle des modes du couvercle (motivé par [2])
- Séparation en vitesse sur le diagramme de coïncidence

Cette sélection nous a conduit à retenir une épaisseur de voile de 1.9 mm et une épaisseur de raidisseur de 4.5 mm. La coïncidence à un diamètre a été volontairement ignorée dans le processus de choix du fait de sa très grande sensibilité aux conditions limites.

La configuration retenue a ensuite été intégrée à une enceinte en aluminium axisymétrique afin d'évaluer l'influence de la souplesse de la bride en aluminium sur les fréquences du couvercle. Le modèle EF utilisé est illustré dans la figure 2.17. L'encastrement est ici réalisé sur la face avant de l'enceinte à vide.

Le graphique de la figure 2.18 représente le décalage fréquentiel entre l'encastrement parfait du couvercle et l'encastrement via l'enceinte à vide pour différentes épaisseurs de bride allant de 20 à 100 mm. L'étude de sensibilité montre qu'une épaisseur minimale de 40 mm est nécessaire et permet à nouveau d'illustrer la sensibilité relativement importante des modes à 0, 1 et 2 diamètres par rapport aux conditions limites.

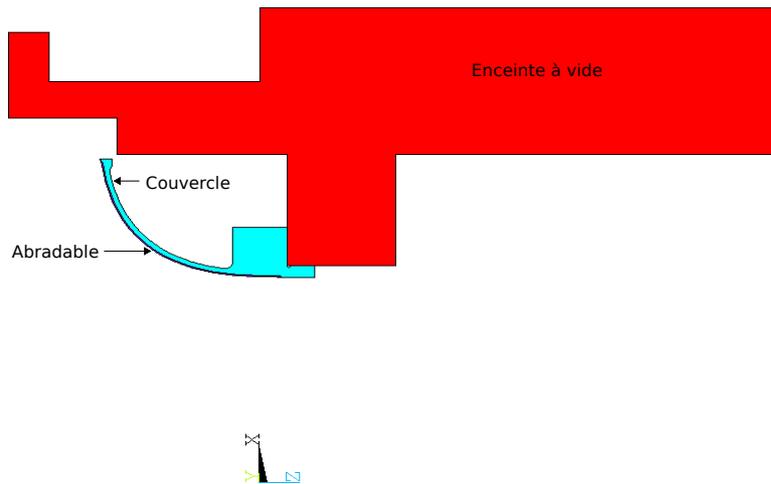


FIGURE 2.17 – Intégration de l'enceinte à vide dans le modèle axisymétrique

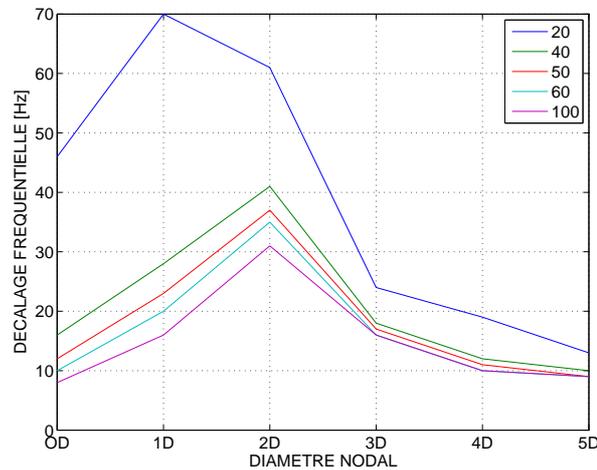


FIGURE 2.18 – Décalage en fréquence lié à l'ajout de l'enceinte à vide

2.4.2.2 Calcul volumique 3D

La géométrie du couvercle était simplifiée pour les besoins de l'étude de sensibilité 2D. Un calcul 3D complet est ainsi réalisé sur la géométrie exacte retenue. Les résultats sont présentés dans le tableau 2.3 pour les modes deux à quatre ciblés par l'étude. Les déformées modales pour le troisième diamètre et le quatrième diamètre sont disponibles dans la figure 2.19.

Nombre de diamètres	Fréquences des modes [Hz]		Fréquences issues du calcul 2D
2	1833.6	1833.6	1829
3	1790.1	1790.2	1782
4	1907.6	1907.9	1895

TABLE 2.3 – Fréquences propres du couvercle

Les écarts en fréquences calculés avec une géométrie de révolution sans perçages sont inférieurs de 0.3 Hz sur les diamètres deux, trois et quatre. Un autre calcul a été mené en

Nombre de diamètres	Fréquences des modes [Hz]	
2	1801.1	1834.4
3	1772.9	1773.3
4	1896.6	1896.8

TABLE 2.4 – Fréquences propres du couvercle encastré via l'enceinte à vide en aluminium

remplaçant l'encastrement par la face d'appui par un encastrement par les arêtes des trous de fixation. L'écart en fréquences constaté est extrêmement faible. Cela est probablement dû au fait que l'épaisseur de la bride est importante.

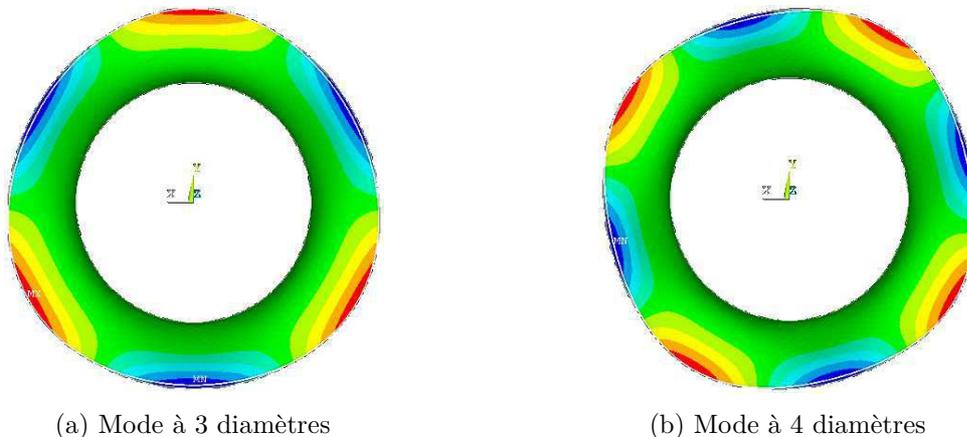


FIGURE 2.19 – Champs de déplacement (en norme) représentés sur les déformées modales du couvercle

Le calcul final a été réalisé sur la géométrie complète en encastrant la face inférieure de l'enceinte à vide sur les quatre zones représentant les cales d'épaisseur (figure 2.20), qui sont utilisées en pratique pour l'alignement et sur lesquelles repose l'enceinte. La géométrie utilisée est la première à ne pas présenter une symétrie de révolution. L'objectif est d'estimer la perturbation de l'axisymétrie introduite par les contraintes pratiques de montage du banc d'essai. L'étude bibliographique montre l'importance du désaccordage dans le phénomène de coïncidence modale [2]. L'encastrement entre le couvercle et l'enceinte est réalisé entre la face de la bride de l'enceinte et la face de la bride du couvercle. Les fréquences obtenues avec cette configuration sont récapitulées dans le tableau 2.4. La perte de symétrie attribuée aux conditions de montage du stator est inférieure à 0.03% sur la base des fréquences pour les modes cibles (3ND et 4ND). Nous verrons que ce désaccordage est d'un ordre inférieur au désaccordage naturel des pièces réelles (estimé en libre-libre).

On étudie également la déformée des modes à diamètres cibles (3ND et 4ND). La composante principale (déplacement suivant l'axe moteur) est représentée au niveau du bord de fuite en fonction de la position angulaire dans les figures 2.21a et 2.21b.

À partir des fréquences des modes à diamètres du rouet et du couvercle nous pouvons tracer le diagramme de coïncidence de la figure 2.22. Nous pouvons constater une assez bonne séparation en fréquences et en vitesses conformément aux résultats de l'étude de sensibilité pour cette configuration. Les vitesses de coïncidence rotor-stator se situent à 2440 rpm pour

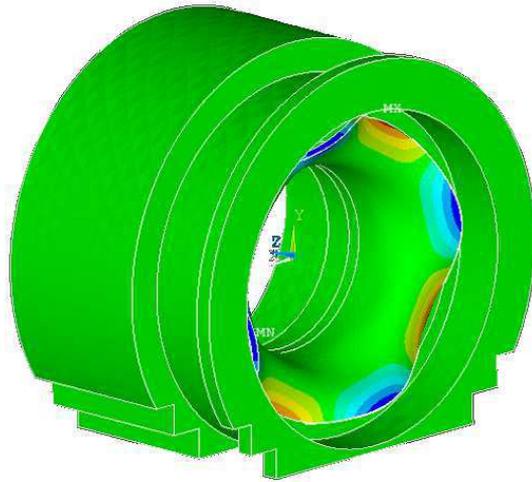
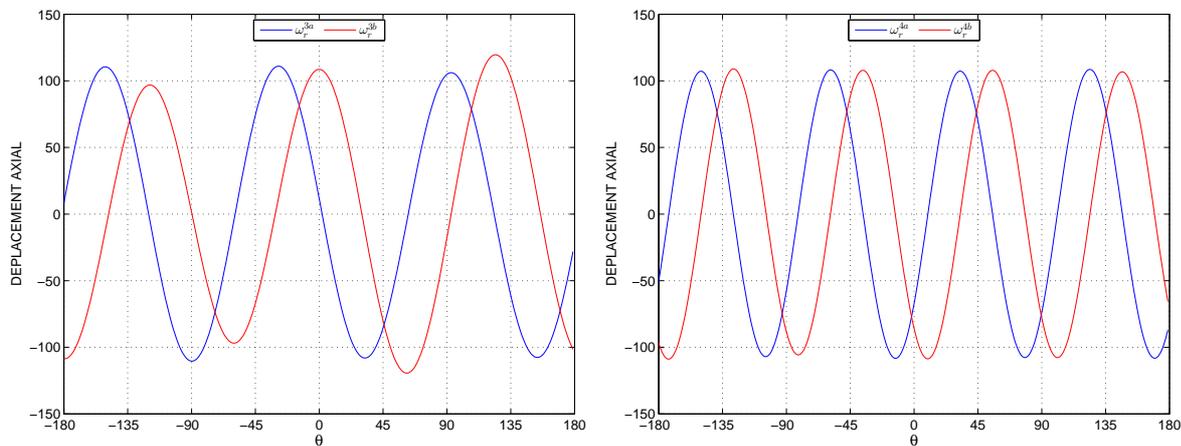


FIGURE 2.20 – Intégration de l’enceinte à vide dans le modèle 3D



(a) Mode à 3 diamètres

(b) Mode à 4 diamètres

FIGURE 2.21 – Déplacement axial en BF

le mode à 4 diamètres et 5500 rpm pour le mode à 3 diamètres. Les deux modes ciblés par l’étude sont les modes à 3 et 4 diamètres.

2.4.3 Analyse statique du couvercle

L’objectif de cette partie est de simuler le comportement du couvercle lorsqu’il est soumis à un effort localisé ou reparté respectivement sur un point ou dans une zone où le contact est attendu. Ceci permettra d’avoir une idée de l’ordre de grandeur de la composante quasi-statique relevé par les jauges de déformation. Les calculs sont effectués avec une force unitaire de 1 kN quelque soit la direction du chargement. Le lieu d’application de ces efforts correspond à la zone de contact présumée (une vérification de cette hypothèse a été effectuée au moyen d’un marquage, d’une mise en contact et d’une inspection). Une étude de variation sur cette localisation est proposée. Le rayon moyen de cette zone par rapport à l’axe de rotation permet d’estimer le couple qui sera mesuré lors des essais.

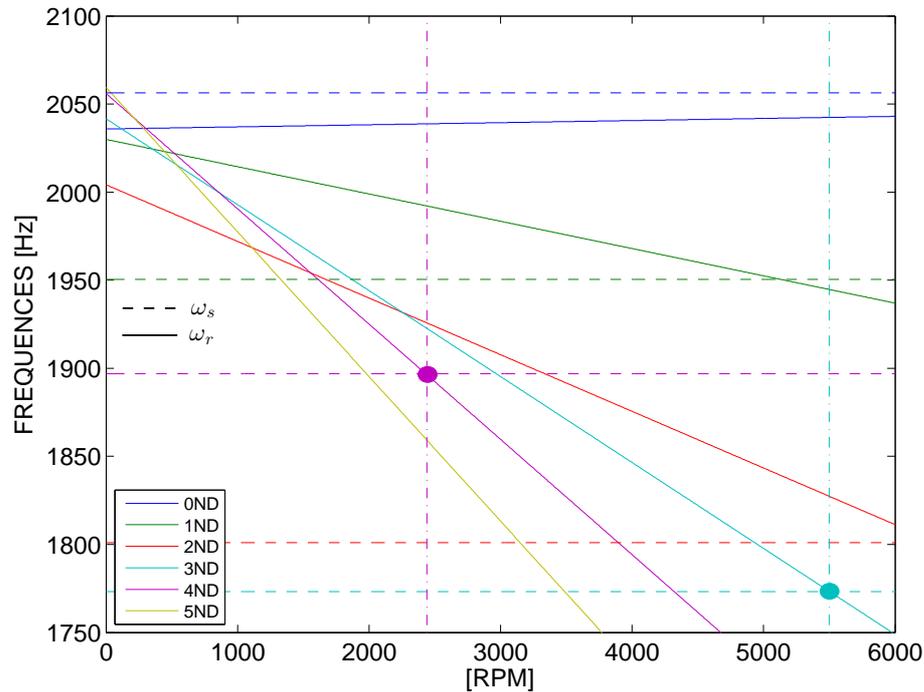


FIGURE 2.22 – Diagramme de Campbell dans le repère fixe de la configuration retenue

2.4.3.1 Chargement orthoradial réparti

Ce cas de chargement modélise un contact repris sur la surface interne du couvercle comprise entre deux plans. Il s'agit ici de quantifier les grandeurs de déformation qui seront mesurées et de prévoir leur localisation. Le couvercle est modélisé sans son abrasable. Un chargement orthoradial est appliqué aux nœuds de la surface interne du couvercle - voir figure 2.23a - situés entre 120 et 130 mm de l'axe (proche du bord de fuite). La charge totale est de 1 kN répartie sur l'ensemble de ces nœuds (soit un couple de 130 N m). Les nœuds de la face d'appui de la bride sont quant à eux encastres. Le déplacement résultant est purement orthoradial, il est maximal près du bord de fuite (1.4 μm). La contrainte de von Mises maximale est quant à elle située proche de la bride, où elle atteint 3 MPa. La déformation dans la première direction principale possède la même répartition, son maximum est d'environ 12 μdef , également proche de la bride. La déformation principale est ici orientée à 45° par rapport aux génératrices du couvercle. Les déformations calculées dans cette partie pourront alors être mesurées par des jauges de déformation orientées dans le sens des directions principales de déformation.

2.4.3.2 Chargement orthoradial localisé

Ce chargement peut modéliser un contact repris par une seule pale. L'effort appliqué est tangent à la ligne située aux nœuds de la surface interne du couvercle comprise entre 120 et 130 mm de l'axe et de position angulaire nulle (cf. figure 2.23b). La charge totale est identique à celle de l'étude précédente. La figure 2.24a montre que le déplacement maximal est essentiellement axial et d'environ 20 μm . On constate que le couvercle s'écarte du rouet en avant du contact pour se resserrer en arrière de celui-ci.

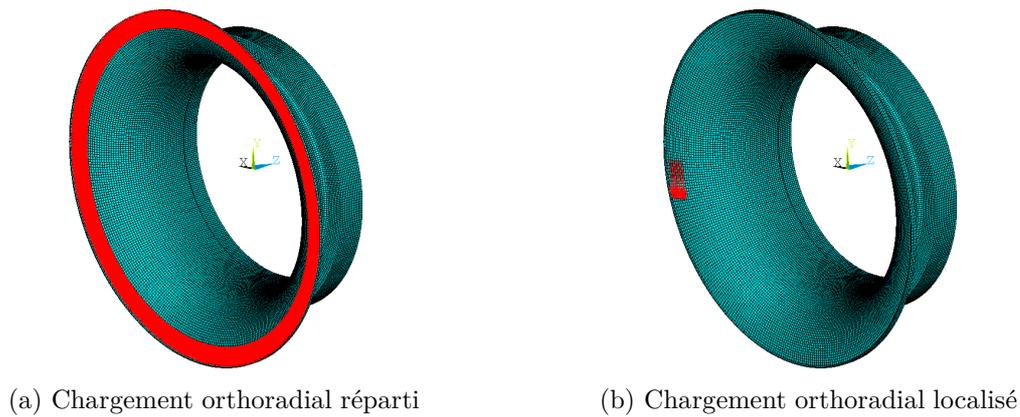


FIGURE 2.23 – Emplacement des zones d’application des efforts sur le couvercle

La figure 2.24b permet de voir que l’emplacement du maximum local de la première déformation principale est situé près de la bride. Celui-ci est en « retard » par rapport à la zone de contact. Ce retard dépend de la position axiale du contact, comme le montre la figure 2.25.

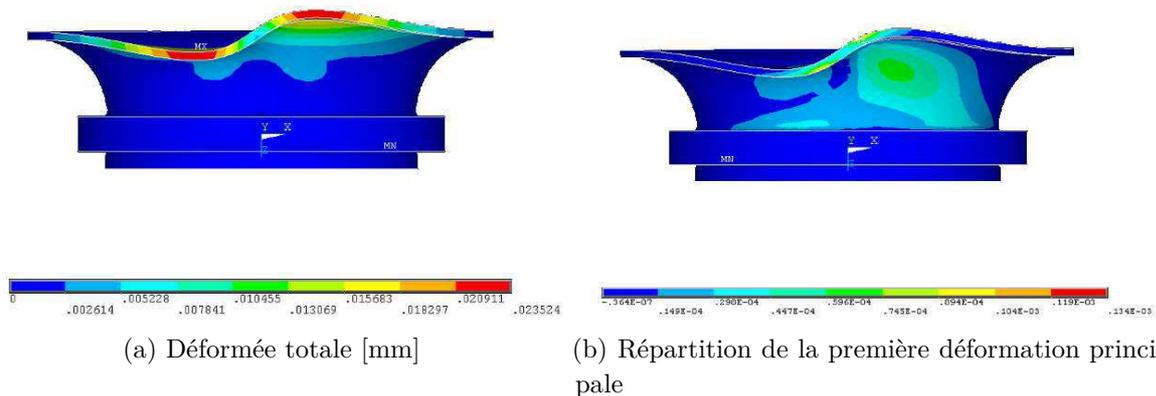


FIGURE 2.24 – Champs de déplacement et de déformation normalisés par rapport à la matrice masse et représentés sur la déformée du couvercle sous chargement orthoradial localisé

Sur les quatre courbes de la figure 2.25, la position radiale du contact présumé varie. La ligne d’application de l’effort est comprise entre 90 et 100 mm, entre 100 et 110 mm, entre 110 et 120 mm et entre 120 et 130 mm par rapport à l’origine de l’axe. Au vu de ces résultats, outre une information générale sur l’état vibratoire du couvercle, les jauges de déformation pourraient permettre d’avoir une information sur le point d’application des efforts de contact si ceux-ci étaient non répartis (e.g. à cause d’un mauvais centrage ou d’un défaut de forme du couvercle ou du rouet).

2.4.3.3 Chargement axial réparti

Ce calcul permet d’évaluer la raideur axiale apparente du couvercle. L’effort est appliqué aux mêmes nœuds et au même emplacement que le calcul précédent mais la direction du chargement est axiale. L’analyse de la déformée (figure 2.26) montre un déplacement maximal, purement axial, d’environ 30 μm en BF. La contrainte maximale est d’environ 13 MPa. La

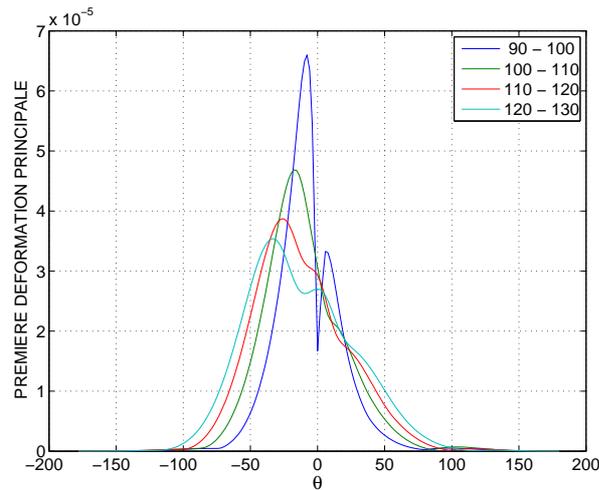


FIGURE 2.25 – Répartition circconférentielle de la première déformation principale en fonction de la position axiale du point d'application de l'effort

direction de la première déformation principale est orthoradiale, et sa valeur maximale est atteinte près du BF. La raideur axiale apparente du couvercle est de $3 \times 10^7 \text{ N m}^{-1}$.

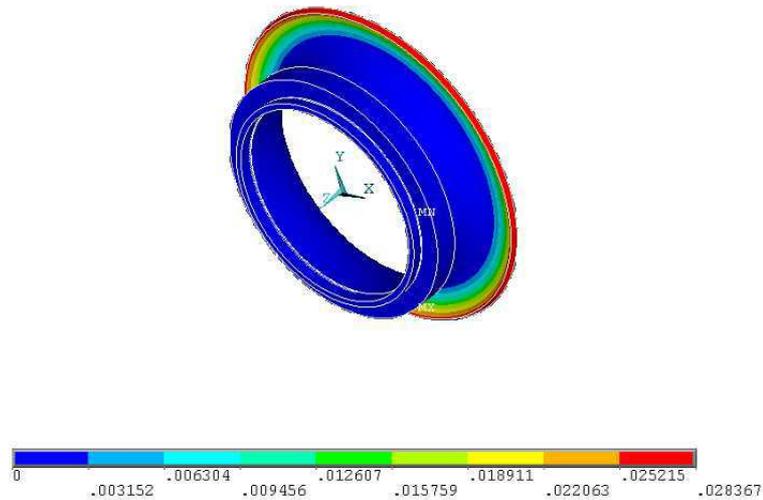


FIGURE 2.26 – Champ de déplacement (en norme) représenté sur la déformée sous un chargement axial réparti en BF

2.4.3.4 Chargement axial localisé

Le chargement axial de 1 kN est appliqué aux nœuds de la surface interne du couvercle situés entre 120 et 130 mm de l'axe et dans un secteur compris entre -5° et 5° . Le déplacement maximal atteint 400 μm en BF (figure 2.27a). La contrainte équivalente de von Mises atteint 265 MPa sur l'arête avant du raidisseur (figure 2.27b).

Ce calcul nous permet d'avoir une idée de la déformée du couvercle et de l'ordre de grandeur des déformations sous un chargement local. Ce chargement peut être représentatif d'un contact

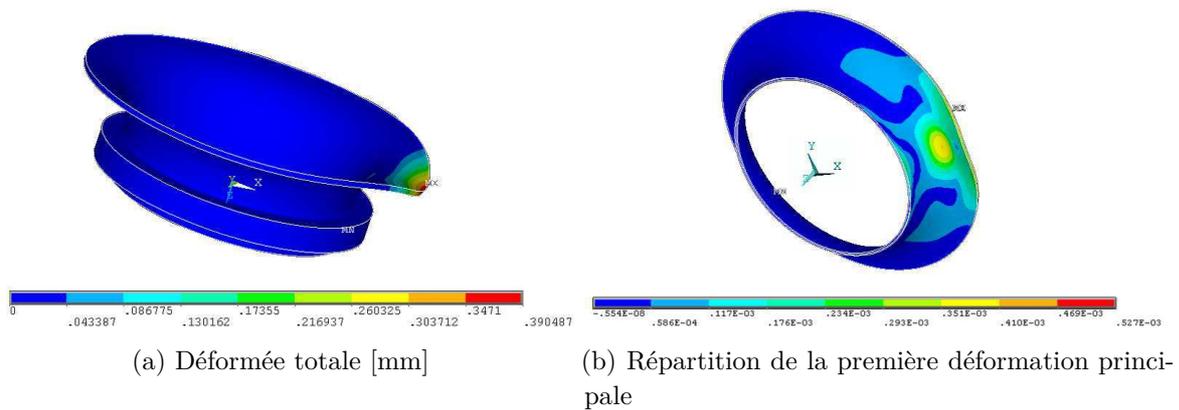


FIGURE 2.27 – Champs de déplacement et de déformation normalisés par rapport à la matrice masse et représentés sur la déformée du couvercle sous chargement orthoradial localisé

entre une aube et le couvercle à un instant donné lors d'une augmentation brusque d'amplitude par exemple.

2.4.4 Placement des jauges de déformations sur le couvercle

Afin de positionner les jauges sur le couvercle, les cartes de déformations des différents modes à diamètres ont été étudiées. Les jauges seront nécessairement placées sur la surface extérieure du couvercle, dans une zone où la déformation est importante afin d'avoir un bon rapport signal sur bruit et si possible à un endroit où l'implantation n'est pas trop problématique. Nous privilégierons, dans l'ordre de préférence : la face arrière du raidisseur (surface plane), la face cylindrique du raidisseur (surface développable) et enfin la surface extérieure du pavillon. L'emplacement de ces surfaces est indiqué sur la figure 2.28.

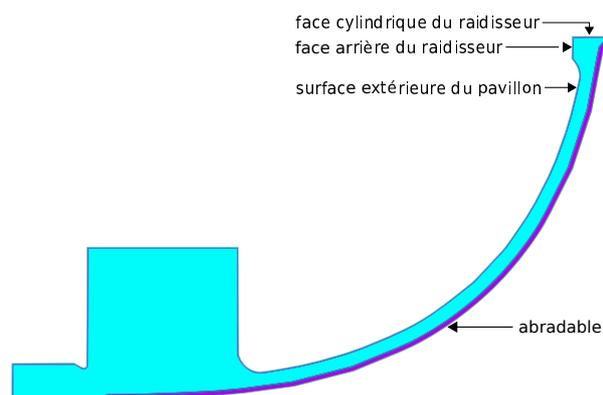


FIGURE 2.28 – Localisation des surfaces potentielles pour le placement des jauges de déformation

Mode à deux diamètres La contrainte principale observable la plus intense (figure 2.29) se situe au niveau de la face cylindrique du raidisseur. La face cylindrique se prêterait bien à l'installation de jauges. La déformation orthoradiale atteint $121 \mu\text{def}$ contre $33 \mu\text{def}$ en axial. La face arrière du raidisseur est légèrement moins sensible avec $75 \mu\text{def}$ au maximum mais

le rapport avec la déformation radiale reste intéressant (celle-ci atteint $34 \mu\text{def}$). La première déformation principale sur le pavillon atteint $66 \mu\text{def}$, la direction est quant à elle très variable rendant difficile le choix de l'orientation des jauges.

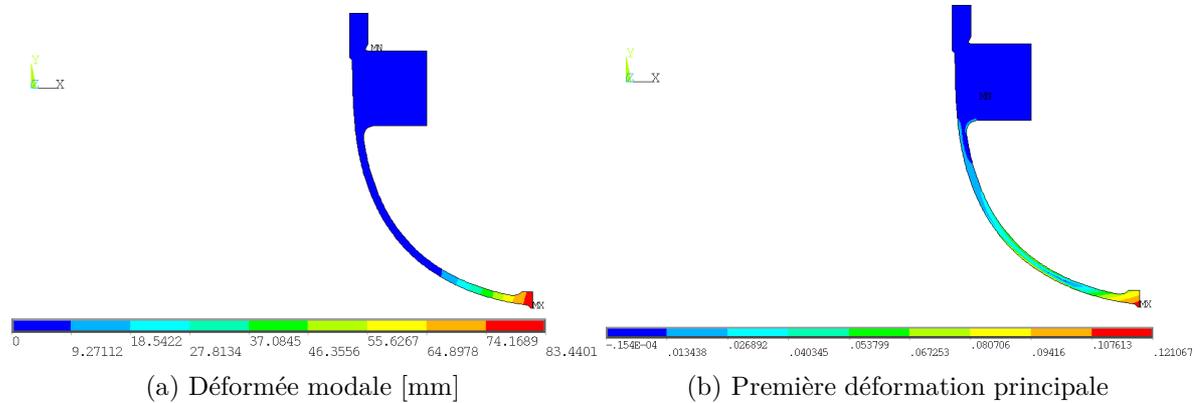


FIGURE 2.29 – Cartes d'intensité normalisées par rapport à la matrice de masse du déplacement total et de la première déformation principale du mode à 2 diamètres

Mode à trois diamètres Pour le mode à trois diamètres la déformation principale observable la plus intense ($123 \mu\text{def}$) se situe au niveau de l'arête entre la face cylindrique du raidisseur et sa face arrière (voir figure 2.30). La déformation orthoradiale de la face cylindrique atteint $100 \mu\text{def}$ contre $32 \mu\text{def}$ en axial. La face arrière du raidisseur est donc aussi sensible avec $112 \mu\text{def}$ au maximum, la déformation radiale est quant à elle de $38 \mu\text{def}$. La première déformation principale sur le pavillon atteint $54 \mu\text{def}$, la direction est également très variable rendant une fois de plus difficile le choix de l'orientation des jauges.

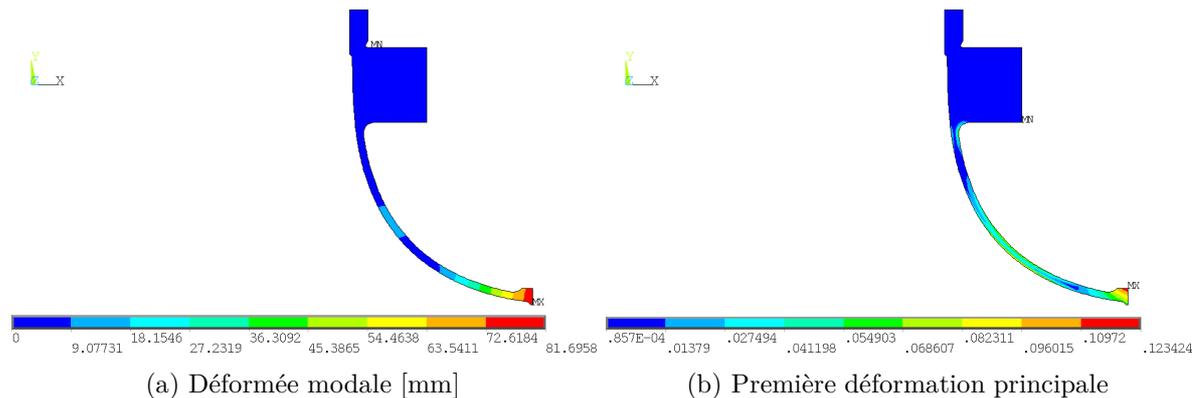


FIGURE 2.30 – Cartes d'intensité normalisées par rapport à la matrice de masse du déplacement total et de la première déformation principale du mode à 3 diamètres

Mode à quatre diamètres Finalement, pour le mode à quatre diamètres la contrainte principale maximale ($194 \mu\text{def}$) se situe ici encore au niveau de l'arête entre la face cylindrique du raidisseur et sa face arrière. La déformation orthoradiale de la face cylindrique atteint $144 \mu\text{def}$ contre $36 \mu\text{def}$ en axial. La face arrière du raidisseur est également sensible avec $169 \mu\text{def}$ au

maximum, la déformation radiale est quant à elle de $50 \mu\text{def}$. La première déformation principale sur le pavillon atteint $43 \mu\text{def}$. La direction principale est, comme dans le cas précédent, très variable.

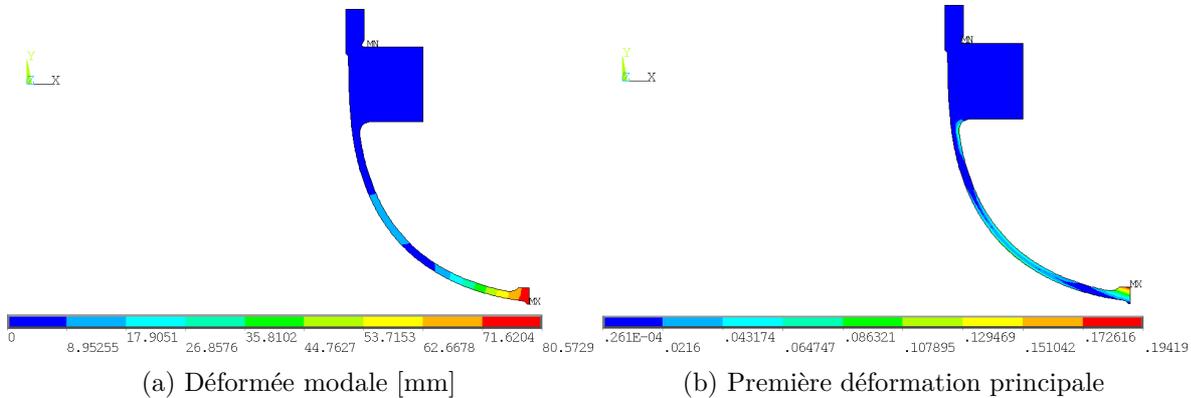


FIGURE 2.31 – Cartes d’intensité normalisées par rapport à la matrice de masse du déplacement total et de la première déformation principale du mode à 4 diamètres

Un calcul à l’aide d’un maillage plus fin au niveau du raidisseur permet d’évaluer les déformations au centre de chacune des faces. La sensibilité au centre de la surface plane du raidisseur est 20 % supérieure.

Le choix entre les deux faces du raidisseur n’est finalement dicté que par l’accessibilité au collage des jauges, les niveaux de vibrations étant semblables sur ces deux faces. L’espace disponible sur la face arrière étant très restreint, la face cylindrique semble être la plus pertinente pour la mesure des déformations dynamiques du couvercle. Le choix d’instrumenter la face plane permettrait de gagner légèrement en sensibilité mais impose l’utilisation de jauges plus petites incompatibles avec les conditionneurs disponibles (tension d’alimentation du pont trop importante). Les considérations de stock disponible et de temps d’approvisionnement sont par ailleurs importantes en matière d’extensométrie. La figure 2.32 montre les niveaux dans chacune des directions qui seront mesurés par les jauges installées sur la face cylindrique. Nous pouvons voir qu’elles mesurent essentiellement des déformations orthoradiales. Ceci nous permet de définir le choix de l’orientation des jauges.

Finalement, les déformations du couvercle seront mesurées via un ensemble de jauges de déformation disposées sur la face cylindrique du raidisseur du couvercle comme expliqué précédemment (figure 2.33). Huit jauges seront implantées sur cette surface afin d’observer correctement des modes jusqu’à quatre diamètres. Quatre jauges seront installées près de l’encastrement pour voir certains effets statiques dus à la mise en contact. Des jauges métalliques de 350Ω intégrant une compensation thermique pour l’acier (type de jauges Vishay EA-06-062AQ-350) seront montées en quart de pont et seront alimentées par une tension de 5 Vdc.

2.5 Conclusion

La conception et le dimensionnement du module d’essais CASTOR devrait permettre d’assurer, avec un niveau de performance satisfaisant, les fonctions principales souhaitées pour l’analyse expérimentale du contact aube/stator. Le principe de base du module d’essais est la

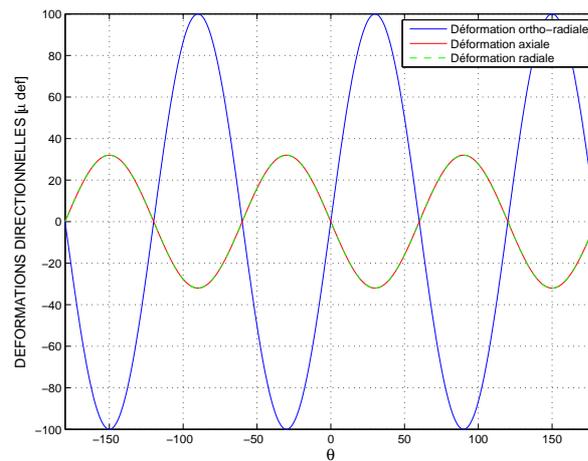


FIGURE 2.32 – Déformations directionnelles sur la face arrière du raidisseur (mode 3ND)

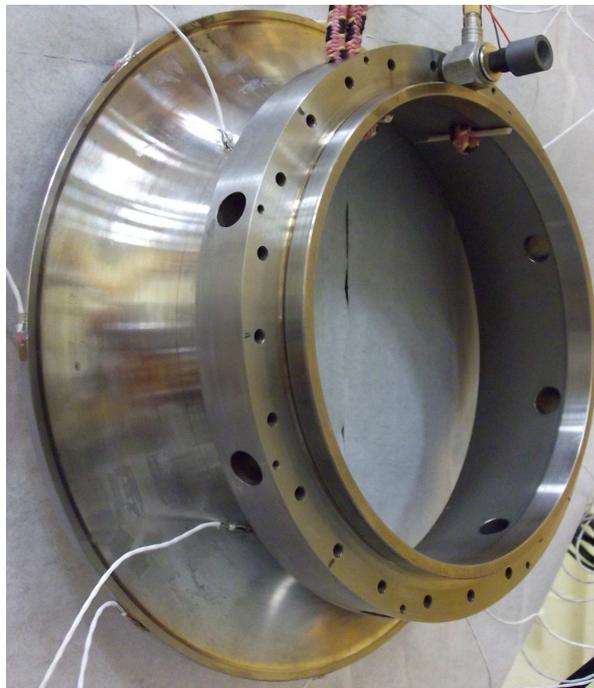


FIGURE 2.33 – Instrumentation en jauges d'extensométrie sur le couvercle (montage pour une caractérisation dynamique en condition libre-libre sous vide)

mise en rotation sous vide d'un rouet et la mise en contact par translation relative du couvercle par rapport à ce rouet. Un dispositif d'excitation dynamique piézoélectrique du couvercle est également prévu afin d'initier la touche. Les points particuliers suivants ont été pris en compte lors de la conception :

- Possibilité d'avoir plusieurs coïncidences fréquentielles, par redéfinition du couvercle d'origine, dans la plage de fonctionnement compte tenu des équipements existants apportés (motorisation)
- Alignement des deux sous-structures et compensation des grandeurs d'influence sur l'alignement : thermique, mise au vide, centrifuge

- Découplage de la dynamique du système couvercle-rouet par rapport à la dynamique de la machine support (équilibrage du rotor, vérification du placement des modes d'arbre et de massif hors plage d'étude)
- Effet des conditions de fixation des composants étudiés sur les supports
- Intégration d'une instrumentation abondante sur les parties fixes et tournantes
- Mise en sécurité par rapport à la possibilité de perte de fragments d'aube
- Facilité d'utilisation lors de l'étude expérimentale
- Caractérisation modale des composants *in situ*
- Vérification de l'absence d'excitations parasites et isolement vibratoire des deux structures hors contact

Un compromis a dû être fait dans le choix du composant de télémétrie qui empêche la mesure sur la partie tournante sur un tour complet à l'aide du système laser. Cependant, ce dernier sera exploité pour caractériser dynamiquement le rouet sous vide en rotation stabilisée, excité par un actionneur piézoélectrique embarqué avec un nombre important de points de mesures. Les jauges d'extensométrie et la télémétrie seront utilisées en situation de contact.

Compte tenu de la conception et des calculs effectués, le dispositif devrait permettre de mettre le couple rouet-couvercle dans des conditions satisfaisantes de coïncidence modale pour des modes à trois et quatre diamètres.

À notre connaissance [89] le banc CASTOR est le seul dispositif d'essai de contact aube-carter avec des composantes expérimentales non-simplifiées. L'instrumentation du banc permet de mesurer les phénomènes physiques les plus influents, déterminés dans le chapitre précédent. Le comportement dynamique des structures est mesuré par extensométrie et vibrométrie. Des thermocouples installés sur le couvercle donnent des informations réalistes sur le comportement thermique lors des essais. Une analyse post-essai à l'aide d'un palpeur LVDT permet de relever le profil d'usure de l'abradable. Néanmoins, ce dispositif ne nous permet pas d'intégrer toutes les caractéristiques des bancs aube-carter identifiées dans la littérature (cf. chapitre 1). En effet, le dispositif d'essai ne prévoit pas la mesure directe des efforts de contact comme c'est le cas dans [11, 12, 70–72]. Les aubes ne sont pas instrumentées en thermocouples [12] et les cartes d'usure ne sont pas effectuées en temps réel [10]. Ces mesures supplémentaires n'ont pas été mises en place dans le cadre de cette étude mais pourraient être intégrées dans le cadre d'une amélioration du banc. Ainsi, les efforts de contact pourront être mesurés par des cellules de force implantées entre le couvercle et l'enceinte à vide. La mesure du profil d'usure pourra être effectuée en temps réel avec un système embarqué et l'analyse thermomécanique sera complétée par des thermocouples installés sur les pales de la structure tournante.

Chapitre 3

Caractérisation modale

3.1	Caractérisation fréquentielle du rouet	53
3.1.1	Méthode utilisée	53
3.1.2	Mesures réalisées à l'arrêt	55
3.1.3	Mesures réalisées dans le repère co-rotatif	56
3.1.4	Influence de la température	58
3.1.5	Identification fréquentielle et corrélation numérique/expérimentale	63
3.1.6	Analyse modale et sensibilité à la vitesse	66
3.1.7	Sensibilité par rapport à la pression	70
3.2	Caractérisation fréquentielle du couvercle	75
3.2.1	Moyens et méthode	75
3.2.2	Identification fréquentielle	76
3.2.3	Influence de la température	78
3.2.4	Analyse modale du couvercle	79
3.2.5	Sensibilité par rapport à la pression	80
3.3	Conclusion	82

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la caractérisation modale des deux structures. Nous réaliserons l'identification des fréquences, des diamètres nodaux et de l'amortissement. Puis, nous verrons l'influence de différents paramètres tels que la température, la vitesse et la pression ambiante. L'objectif est de vérifier la situation modale estimée par le modèle numérique qui a permis de placer les vitesses de coïncidence modale. En second lieu, il s'agit d'estimer l'amortissement et le désaccordage qui ont une influence sur l'interaction modale d'après l'étude bibliographique vue dans le chapitre 1. Les essais de caractérisation ont été effectués pour des conditions limites libres et encastrées dans le but de tester la qualité des conditions expérimentales. Les moyens de mesure utilisés pour cette caractérisation modale ont été exposés dans le chapitre précédent.

3.1 Caractérisation fréquentielle du rouet

3.1.1 Méthode utilisée

En premier lieu, la pression de l'enceinte à vide a été fixée. Mise à part l'étude de l'influence de la pression sur les fréquences du rouet, toutes les autres mesures ont été réalisées à $P =$

30 mbar. Ensuite, le compresseur centrifuge a été stabilisé à une vitesse de rotation fixe ou à l'arrêt. Puis, les excitateurs piézoélectriques ont été alimentés avec des signaux sinusoïdaux fixes ou pseudo-aléatoires. Dans le cas d'une excitation avec des signaux sinusoïdaux fixes (utilisés pour les mesures avec les jauges d'extensométrie), des précautions supplémentaires doivent être prises pour éviter les effets transitoires induits par la réponse à chaque changement de fréquence [90]. La réponse dynamique du rouet a été mesurée avec les jauges d'extensométrie et le vibromètre laser à balayage (SLDV). Des cibles réfléchissantes de $8 \times 8 \text{ mm}^2$ ont été utilisées pour améliorer le rapport signal sur bruit lors des mesures réalisées avec le système SLDV (figure 3.1). Le faisceau laser est focalisé au centre des cibles et passe à travers la fenêtre de PMMA de l'enceinte à vide (cf. figure 2.1). Le processus d'alignement entre l'axe de la roue et le prisme de Dove (pour les mesures en rotation) a été réalisé avant la mesure, dans le but de minimiser les modulations de la réponse par la vitesse de rotation. Ce signal est proportionnel à la vitesse au niveau du point de mesure dans la direction du faisceau. L'alignement étant effectué, l'axe de rotation devient une référence par rapport à laquelle l'inclinaison des miroirs permettant de scanner les points de mesure est définie par le système. L'incidence étant connue, le système reconstitue le niveau vibratoire dans la direction de référence, c'est-à-dire l'axe de rotation. On notera que les modes de la première famille de flexion du rouet peuvent être *a priori* bien observés puisque la projection du vecteur vitesse sur l'axe du prisme représente environ 75 % de son module pour les déformées modales calculées.

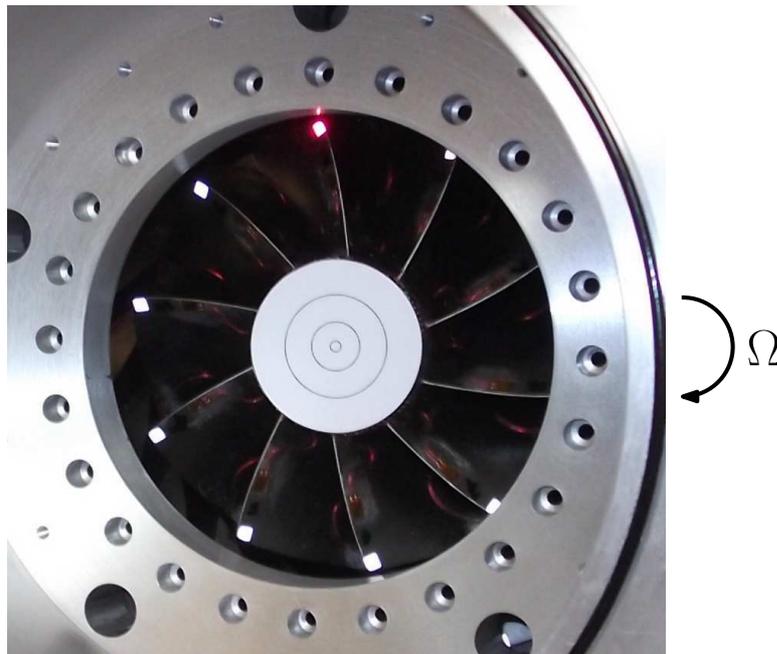


FIGURE 3.1 – Points de mesure utilisés pour les caractérisations fréquentielles avec le SLDV. La cible placée dans l'axe du rouet est utilisée pour initialiser la procédure d'alignement nécessaire avant une mesure en rotation.

Le signal de sortie du système de télémétrie, le signal du SLDV et la tension de sortie de l'amplificateur de puissance ont été insérés dans le système d'acquisition (DSP) pour estimer les fonctions de réponse en fréquence. Les résultats sont des FRF (Frequency Response Function) entre les déformations et la tension d'alimentation des *PZTs* et entre la vitesse et la

tension d'alimentation des *PZTs*. L'utilisation des signaux d'excitation périodiques permet d'éviter l'utilisation du fenêtrage dans le traitement du signal. Les FRFs ont été traitées en utilisant un algorithme d'extraction modale pour analyser la fréquence propre, le coefficient d'amortissement et la déformée modale des modes. La référence utilisée pour les FRFs est la tension d'alimentation des actionneurs piézoélectriques. On ne mesure pas directement les quantités mécaniques injectées dans la structure.

3.1.2 Mesures réalisées à l'arrêt

Les mesures à l'arrêt permettent de s'affranchir de certaines difficultés liées à la mise en rotation, afin d'obtenir une caractérisation précise dans les conditions de montage qui seront utilisées dans les essais de contact. On pourra citer à nouveau (à cet égard) les effets de modulation pour la mesure par vibrométrie en rotation [75] et les effets de l'environnement thermique du banc. Ce dernier aspect est important car il fait intervenir le taux d'amortissement des structures. En effet, une discrétisation fréquentielle élevée est nécessaire lorsque le taux d'amortissement est faible. Il découle donc des temps d'acquisition de signal relativement longs, pendant lesquels les conditions pourraient varier significativement.

Les mesures réalisées à l'arrêt ont été effectuées principalement avec le SLDV et avec un signal d'entrée stationnaire pseudo-aléatoire, dans la bande fréquentielle de la première famille avec une discrétisation fréquentielle de 25 mHz. Cette dernière est déterminée par la densité modale attendue et par le besoin d'une discrétisation fine au niveau des pics de résonance pour l'estimation de l'amortissement qui est réputé faible pour les structures monobloc. Nous nous sommes fixés un minimum de dix points de mesure dans la bande à 3 dB au voisinage des résonances des modes d'intérêt. L'excitation a été fournie par un seul exciteur piézoélectrique. La figure 3.2 montre la réponse en fréquence construite avec la somme des FRFs mesurées sur toutes les pales. Le faisceau laser de mesure est focalisé sur le bout de la pale, à l'intersection du bord d'attaque et de la méridienne (cf. figure 3.1).

Le fait de mesurer les vibrations de toutes les pales du rouet, à l'aide du SLDV ou des jauges d'extensométrie, permet d'obtenir directement les déformées opérationnelles avec leur nombre de diamètres nodaux, en appliquant une transformée de Fourier discrète (TFD). Le nombre de diamètres nodaux (ND) a été attribué à chaque pic des FRFs présentées. Ainsi, sur l'exemple de la figure 3.2 nous avons déterminé les diamètres zéro à cinq de la première famille de flexion des pales du compresseur centrifuge. La FRF présentée met en lumière le dédoublement des pics correspondant au même nombre de diamètres. L'orthogonalité spatiale des répartitions d'amplitude est vérifiée pour deux modes de même diamètre dont les fréquences sont dédoublées. Ainsi, nous constatons du désaccordage pour les modes à 1ND, 3ND, et 4ND. Dans le cas du rouet, les modes concernés sont ceux de un à quatre diamètres car nous avons dix secteurs (pale principale + pale intercalaire). Néanmoins, sur la figure 3.2 le mode à deux diamètres ne présente pas de dédoublement des pics malgré le fait qu'il soit un mode double. Ceci peut être expliqué par l'influence de la position de l'excitateur qui peut être placé de façon optimale pour un mode, et donc pas pour l'autre en raison de l'orthogonalité spatiale des modes à diamètres nodaux. D'ailleurs, les mesures réalisées avec les jauges d'extensométrie, illustrées sur la figure 3.3, montrent bien la présence du désaccordage sur le mode à 2ND même si sa réponse est faible.

Les fréquences identifiées avec le SLDV seront comparées plus bas avec celles obtenues à

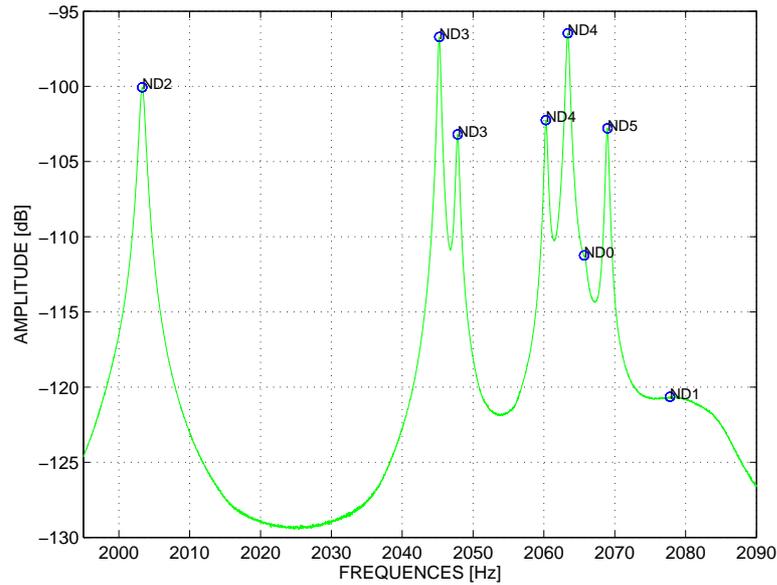


FIGURE 3.2 – Somme des modules des FRF mm/s/V obtenues par vibrométrie sur les points en bord d’attaque des pales principales du rouet à l’arrêt monté sur l’arbre. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb} .

l’aide des jauges et du modèle numérique. On constate que la largeur de bande à 3 dB est très faible pour tous les modes sauf celui à 1ND. Cet effet peut être la conséquence d’une forte sensibilité aux conditions limites. Cela dit, nous n’avons pas pu valider cette hypothèse, dans le sens où le mode à 1ND n’a pas été considéré dans la suite de l’étude. Le faible niveau d’amortissement (quantifié plus loin) vis-à-vis de la séparation des fréquences permet d’attribuer directement le nombre de diamètres à chaque résonance sans faire d’extraction des formes modales.

3.1.3 Mesures réalisées dans le repère co-rotatif

Dans le but de maîtriser les conditions expérimentales et de se donner les moyens de bien interpréter les mesures qui seront faites en situation de contact entre la partie fixe et la partie tournante, une caractérisation des structures en rotation est nécessaire. Le collecteur tournant permet d’exciter le rouet en rotation. La mesure de la réponse peut s’effectuer soit par le vibromètre soit à l’aide des jauges de déformation et du système de télémessure.

Un exemple de réponse en fréquence, mesuré en utilisant une jauge placée en bord d’attaque sur une pale du rouet, est représenté sur la figure 3.4. La mesure a été réalisée à la vitesse de rotation $\Omega = 2500$ rpm. Celle-ci est obtenue en utilisant un signal d’entrée en sinus balayé (ou sinus glissant) afin d’améliorer la qualité du signal mesuré par les jauges, qui est généralement moins bon qu’avec la mesure laser. En raison du faible taux d’amortissement caractéristique des compresseurs centrifuges [80] le pas d’incrément fréquentiel est faible et le temps de mesure pour chaque point est suffisamment grand pour négliger les effets transitoires. L’utilisation de cette technique impose un temps de mesure plus long qu’avec l’excitation pseudo-aléatoire. La qualité des résultats des mesures en rotation avec les jauges est proche de celle obtenue à l’arrêt

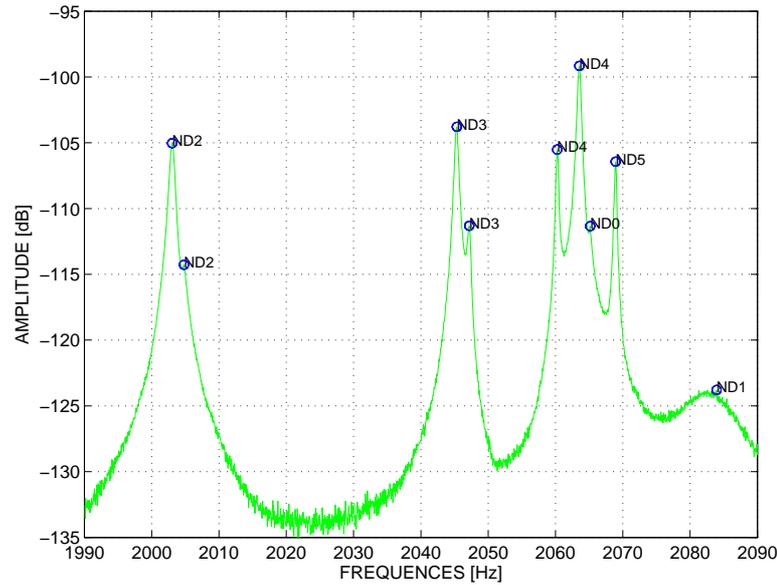


FIGURE 3.3 – Somme des modules des FRF mm/s/V obtenues avec les jauges d’extensométrie installées en bord d’attaque des pales principale du rouet à l’arrêt monté sur l’arbre. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb} .

(voir figure 3.3). La différence entre les deux situations provient du fait que la motorisation est en marche et pourrait apporter des perturbations électromagnétiques. Ces dernières sont limitées par la proximité entre les éléments sensibles et le conditionneur embarqué et sont filtrées par le traitement en mode sinus. On ne représente en effet, sur la figure, que le rapport réponse sur excitation pour l’harmonique fondamentale. Néanmoins, en comparant les deux FRF de la figure 3.3 mesurées à l’arrêt avec celle de la figure 3.4 mesurée en rotation, nous pouvons voir que les fréquences à l’arrêt sont légèrement plus élevées qu’en rotation. L’analyse numérique montre que les fréquences ne sont pas très sensibles à l’effet centrifuge [75]. En effet, dans la section 2.2.2.1 nous avons vu qu’elles augmentent de 0.35 % à 6000 rpm (figure 2.5b). Après une vérification détaillée, nous avons remarqué que l’échauffement provoqué par les paliers (vu sur la figure 2.1) change le comportement thermique du rouet. Ainsi, la sensibilité des fréquences propres du rouet, par rapport à la température, sera également étudiée (voir §3.1.4). Notons que la séparation des deux modes à deux diamètres est plus importante en fonctionnement qu’à l’arrêt. Cet effet est analysé plus loin. Il est important de remarquer sur la figure 3.4 que la résolution fréquentielle a été adaptée afin de limiter le temps d’essai et conserver au mieux les conditions expérimentales, notamment en terme de température.

La figure 3.5 montre l’amplitude d’une FRF mesurée avec le SLDV sur la pale n°6 du compresseur centrifuge. La mesure a été effectuée à la même vitesse de rotation ($\Omega = 2500$ rpm) que la mesure réalisée par les jauges. La grande sensibilité du SLDV permet d’utiliser un signal d’excitation pseudo-aléatoire à large bande. Cela offre un gain de temps lors de la mesure tout en préservant la qualité du signal. Il faut noter que cette technique mesure les pales du rouet l’une après l’autre et ne sera pas exploitée lors des mesures de contact. L’observation principale de la figure 3.5 est la présence de pics supplémentaires par rapport à la mesure extensométrique, dans le repère fixe situé sur la FRF décalée de $-\Omega$ par rapport au pic de résonance identifié

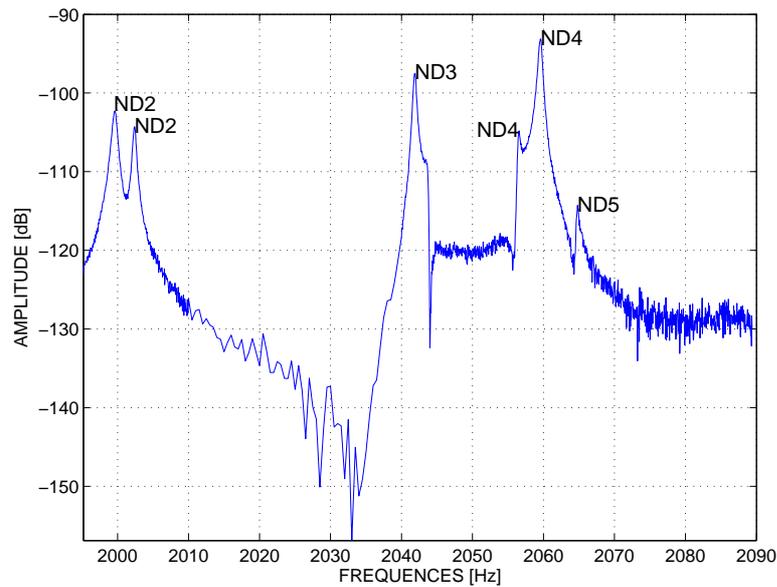


FIGURE 3.4 – FRF mesurée avec une jauge placée en BA sur la pale n°6 du rouet à 2500 rpm. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb} avec une excitation sinusoïdale.

précédemment avec les jauges. Ces pics sont interprétés comme des *side-bands* résultant de la modulation du signal de réponse par la vitesse de rotation Ω (nous retrouverons cette notion à l'occasion de l'analyse des essais de contact). Cet effet est attribué à l'erreur résiduelle d'alignement entre l'axe du rouet et celui du système optique. Observé dans le repère tournant, le point de convergence du faisceau lumineux du laser se déplace périodiquement sur la cible autour du point de mesure, au lieu de le suivre en permanence au cours d'une révolution. Les vitesses des points situés sur la cible ayant de légères différences dépendent de la déformée modale du mode résonant. L'amplitude de la réponse se trouve modulée en amplitude. Il est important de remarquer que les deux pics proches de 2000 Hz ont leurs respectives *side-bands* à $-\Omega$ mais avec un niveau beaucoup plus faible d'environ -30 dB.

3.1.4 Influence de la température

L'influence de la thermique sur les fréquences propres du rouet a été vérifiée expérimentalement à l'aide d'un montage simple illustré sur la figure 3.6. La source de chaleur choisie est un projecteur halogène de 500 W, qui permet d'atteindre une température maximale de 36°C sur le rouet. La température est mesurée sur une pale du rouet à l'aide d'un thermocouple de type K. Le rouet a été isolé thermiquement afin de conserver une température constante pendant la caractérisation.

Les mesures ont été effectuées à température ambiante (25°C) et à la température maximale fournie par la source de chaleur (36°C), avec une précision de 25%. Sur la figure 3.7, nous pouvons voir le décalage fréquentiel existant entre deux identifications faites à chaud ($T_{amb} + 11^\circ\text{C}$) et à température ambiante (T_{amb}) pour les modes de la première famille de flexion (figure 3.7a) et pour les modes de la quatrième famille (figure 3.7b). À $T_{amb} + 11^\circ\text{C}$, les fréquences sont plus basses, de l'ordre de 2 à 5 Hz pour les modes de fréquence proche de 2 kHz (figure 3.7a) et de 13 à 19 Hz pour les modes de fréquence comprise entre 5 kHz et

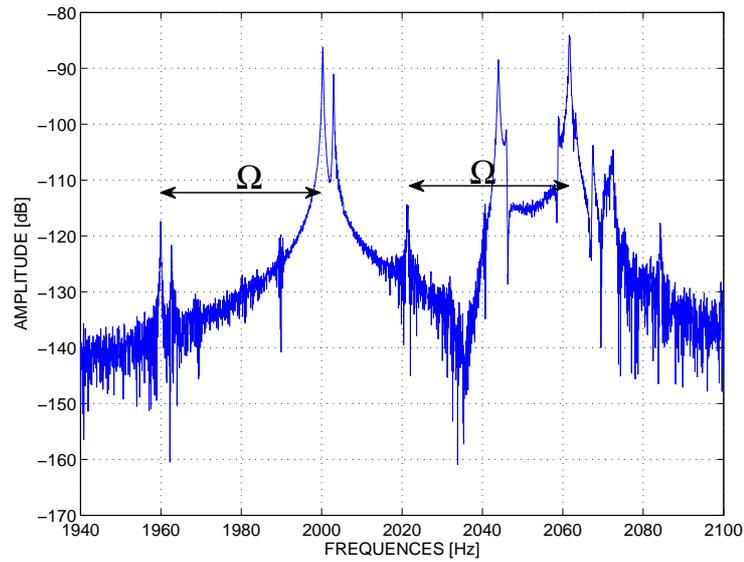


FIGURE 3.5 – FRF mesurée avec le SLDV sur un point placé en bord d’attaque de la pale n°6 du rouet à 2500 rpm. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb} avec une excitation large bande.

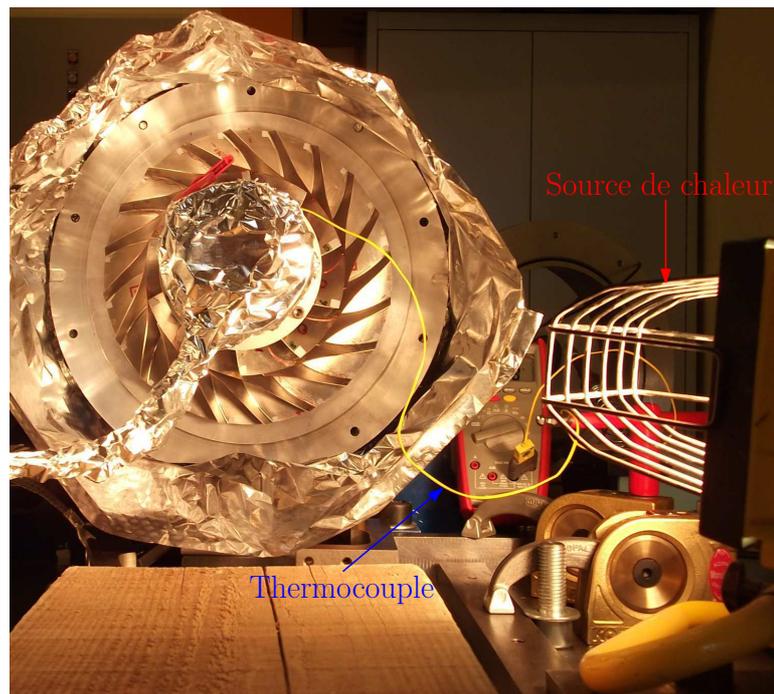


FIGURE 3.6 – Montage expérimental pour déterminer l’influence de la température sur les fréquences propres du rouet

6 kHz (figure 3.7b).

Cette différence, observée dans les fréquences, est reproductible et sa valeur est compatible avec les caractéristiques matériaux du rouet (dépendance thermique du module de Young). La variation relative entre les fréquences est alors dépendante de la variation des températures

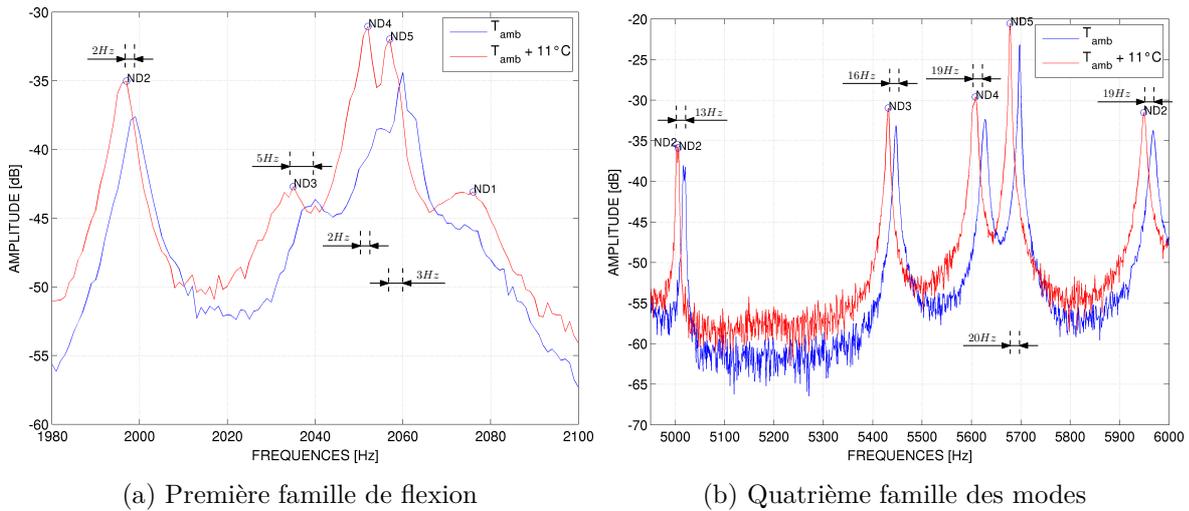


FIGURE 3.7 – Effet de la température sur les fréquences du rouet. Mesures réalisées à P_{atm} avec le montage de la figure 3.6.

(δT), du module de Young à $T = 0^\circ\text{C}$ (E_o) et du coefficient de dilatation thermique (α) :

$$\frac{\delta f}{f} = \frac{1}{2} \frac{\delta T}{T + \frac{E_o}{\alpha}} \quad (3.1)$$

La variation relative entre les fréquences ($\frac{\delta f}{f}$) identifiées à T_{amb} et $T_{amb} + 11^\circ\text{C}$ est illustrée dans la figure 3.8. Les valeurs expérimentales ont une moyenne de 0.26 % et un écart type de 0.056 %, alors que la variation relative calculée à l'aide de l'équation (3.1) est de 0.19 %. L'écart entre la valeur expérimentale et analytique peut s'expliquer par l'inhomogénéité du champ de température et/ou par les incertitudes concernant les données matériaux utilisées dans le calcul analytique (E_o et α).

L'augmentation de la température, lors des essais, provient de l'échauffement des roulements (voir figure 2.1) lorsque le rouet est mis en rotation. La chaleur se transmet de manière assez homogène par l'arbre du rotor, du fait de la symétrie de révolution. Le thermocouple le plus proche du rouet est situé au niveau du palier 1 (voir figure B.1), qui mesure une température de 55°C . Le banc est maintenu en rotation suffisamment longtemps pour utiliser l'hypothèse d'un transfert complet par conduction entre les roulements et le rouet. La température du rouet est alors estimée à la même température que celle du palier 1. Sous ces conditions, nous avons réalisé une caractérisation modale afin de déterminer le décalage fréquentiel que nous trouverons au cours des essais de contact. Ainsi, nous pouvons observer, sur la figure 3.9, qu'une augmentation de température de 30°C produit une baisse de 7 à 9 Hz sur les fréquences des modes de la première famille de flexion. Les fréquences des modes cibles, prises en compte pour le calcul des vitesses critiques (3ND et 4ND), baissent alors de 7 Hz.

Les écarts fréquentiels entre les deux caractérisations montrent en moyenne une variation relative des fréquences de 0.36 % (voir figure 3.10) avec un écart type de 0.036 %. La valeur analytique, calculée à l'aide de la relation (3.1), est de 0.51 % pour un $\Delta T = 30^\circ\text{C}$, alors qu'elle est de 0.43 % pour un $\Delta T = 25^\circ\text{C}$. Cette dernière est plus en accord avec la valeur expérimentale, ce qui implique que la température du rouet est inférieure de 5°C par rapport à la mesure du thermocouple du palier 1.

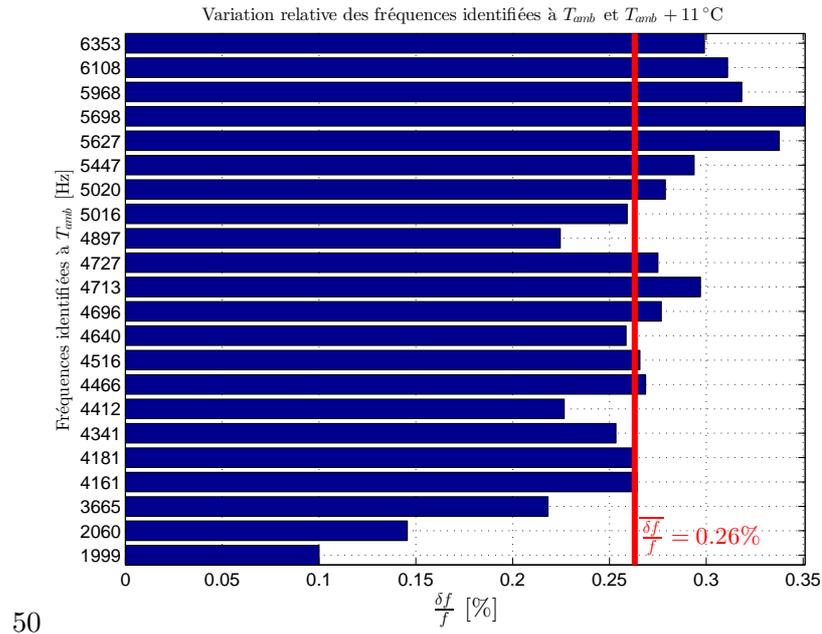


FIGURE 3.8 – Variations relatives entre les fréquences du rouet identifiées expérimentalement à T_{amb} et $T_{amb} + 11^\circ\text{C}$. Mesures réalisées à P_{atm} avec le montage de la figure 3.6.

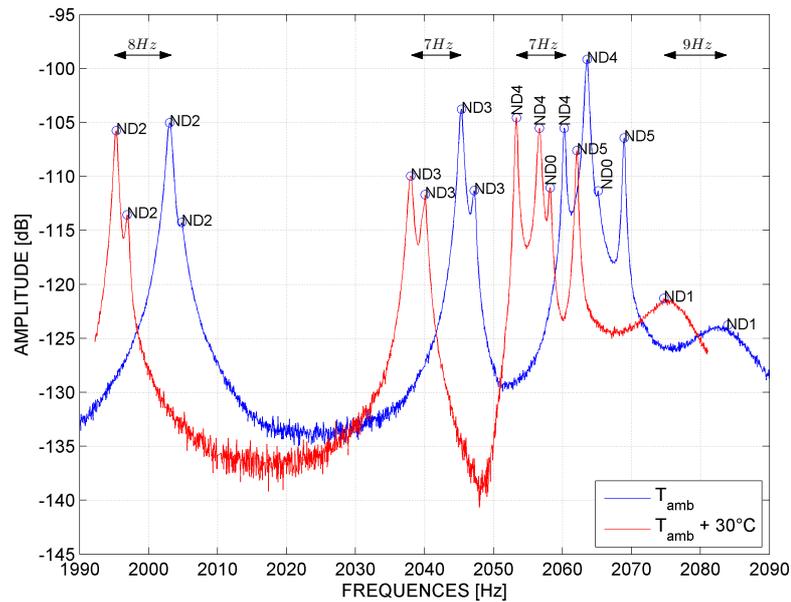


FIGURE 3.9 – Effet de la température sur les fréquences de la première famille du rouet dans les conditions d'utilisation du banc (mesures réalisées à $P = 30\text{ mbar}$). La température du rouet est estimée par la mesure du thermocouple du palier 1.

Le décalage fréquentiel des modes du rouet dû à l'augmentation de température sera considéré lors du réglage de la consigne de vitesse pour les essais de contact.

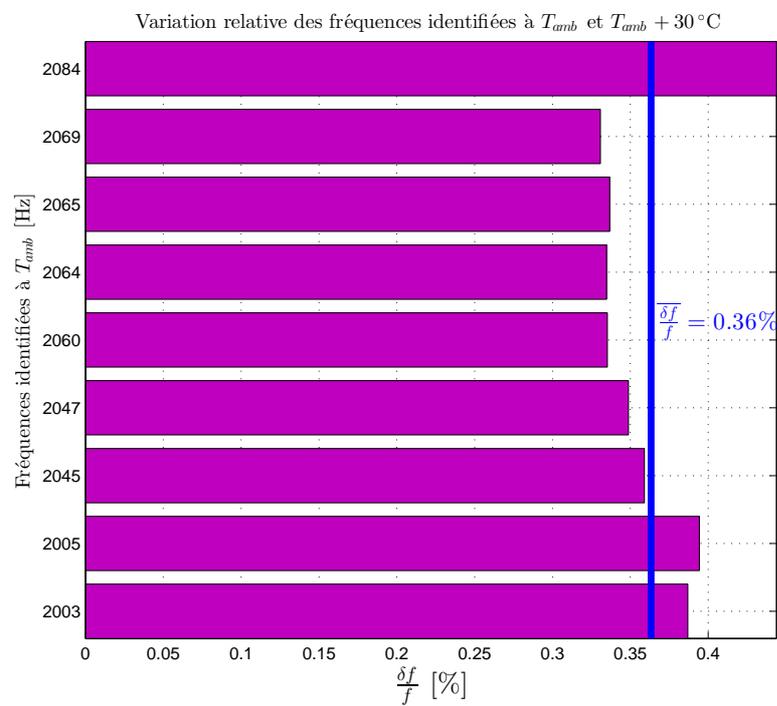
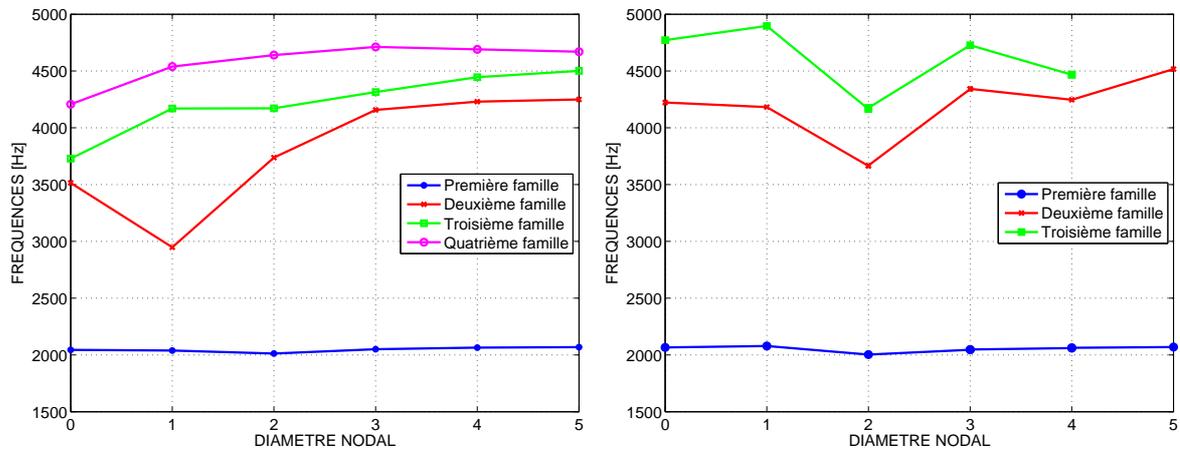


FIGURE 3.10 – Variations relatives entre les fréquences du rouet identifiées expérimentalement à T_{amb} et $T_{amb} + 30^{\circ}\text{C}$. Mesures réalisées dans les conditions d'utilisation du banc à $P = 30$ mbar.

3.1.5 Identification fréquentielle et corrélation numérique/expérimentale

Les analyses numériques présentées dans le chapitre 2 ont été réalisées avec la première famille des modes de flexion du rouet, car les modes cibles (3ND et 4ND) correspondent à cette famille. Néanmoins, lors des essais de contact aube-carter, nous verrons plus loin que les modes des familles supérieures participent à l'échange énergétique entre les deux structures, d'où l'intérêt de les identifier. Ainsi, la figure 3.11a montre la comparaison fréquentielle entre les quatre premières familles des modes du rouet. Ce diagramme a été obtenu numériquement à l'aide des calculs EF. Les conditions limites utilisées correspondent à la configuration 1BC (encastrement de l'alésage arrière du rouet). Remarquons que les modes de la première famille sont bien séparés des autres familles.



(a) Familles des modes du rouet obtenues à l'aide des calculs EF avec les CL 1BC (b) Fréquences propres et diamètres nodaux du rouet identifiés expérimentalement à T_{amb} et $P = 30$ mbar

FIGURE 3.11 – Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux

Expérimentalement, à l'aide du SLDV, nous avons identifié sur la figure 3.11b, les fréquences et les diamètres nodaux des modes du rouet dans la plage fréquentielle [0–5000] Hz. Au-delà de la troisième famille, les fréquences deviennent très proches les unes des autres, rendant difficile le classement par famille en utilisant uniquement un critère portant sur les fréquences. Il serait peut-être possible d'utiliser un critère sur la forme modale (du type MAC) pour regrouper les fréquences dans une même famille. En revanche, cela nécessiterait sans doute beaucoup plus de points de mesures.

Le recalage des calculs EF est utilisé pour palier les simplifications géométriques du modèle et les incertitudes sur les paramètres matériaux des structures. Ainsi, la corrélation essais/calcul a été évaluée à l'aide des modes de la première famille de flexion. Elle présente un facteur d'erreur relative de 4.5 %. Les fréquences de la figure 3.11a ont été recalées par rapport aux caractérisations expérimentales.

La méthodologie employée pour recalibrer les calculs EF commence par la mesure des fréquences expérimentales avec des conditions limites libre-libre (F-F) et encastrement (1BC). Les tests en conditions F-F sont présentés plus loin. Ils permettront d'évaluer l'influence de la pression sur l'amortissement. Ensuite, le module de Young pour les calculs EF a été recalé en utilisant les fréquences expérimentales des modes insensibles aux conditions limites (3ND,

4ND et 5ND). L'erreur relative entre les fréquences de ces derniers modes est d'environ 0.1 %. La figure 3.12 montre la corrélation numérique/expérimentale pour les modes de la première famille de flexion pour les conditions limites F-F et 1BC. Les modes avec 0ND et 1ND identifiés expérimentalement ont une corrélation plus faible avec leurs homologues numériques par rapport aux autres modes (2ND à 5ND).

Les modes insensibles aux conditions limites 3ND et 4ND ont été utilisés pour le calcul des vitesses critiques pour les essais de contact. Dans cette partie, nous avons vu que ces modes présentent des erreurs relatives faibles de recalage. Nous pouvons donc valider le choix du modèle pour l'étude de conception présentée dans le chapitre précédent.

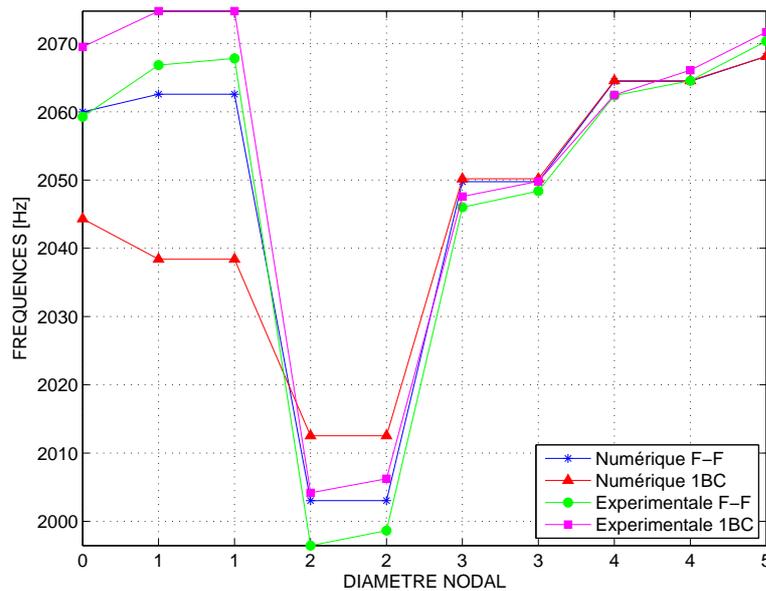


FIGURE 3.12 – Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux à l'arrêt pour la première famille de flexion des pales du rouet - corrélation entre les mesures et les calculs

Outre l'identification fréquentielle, les jauges d'extensométrie offrent la possibilité de mesurer la réponse quasi-statique. L'analyse de la réponse quasi-statique combinée aux calculs EF pourra être utilisée pour remonter aux efforts de contact présents lors des essais. Ces mesures ont été comparées aux simulations avec le modèle EF recalé. La partie quasi-statique due à l'effet centrifuge a été mesurée à l'aide de seize jauges et comparée à l'analyse par éléments finis en statique relevée à trois endroits sur les pales (figure 3.13). Deux valeurs simulées ont été tracées. Elles correspondent aux valeurs extrêmes des points de mesure placés dans les mêmes positions que les jauges. Les mesures et les simulations ont été réalisées en utilisant les conditions limites du banc d'essai (1BC).

Les jauges placées aux bords d'attaque sont celles qui présentent les résultats les plus fiables, car elles sont placées à proximité de la déformation statique maximale. À cette position, les résultats EF sont 20 % plus élevés que les résultats issus des mesures. La différence entre les simulations et l'expérience peut être expliquée par les tolérances géométriques du rouet d'essai, les simplifications géométriques du modèle EF, la différence entre l'emplacement exact de la jauge et l'endroit où les points de mesure sont placés. En revanche, les différences entre les résultats des mesures avec chaque jauge au même endroit sur les différentes pales peuvent être

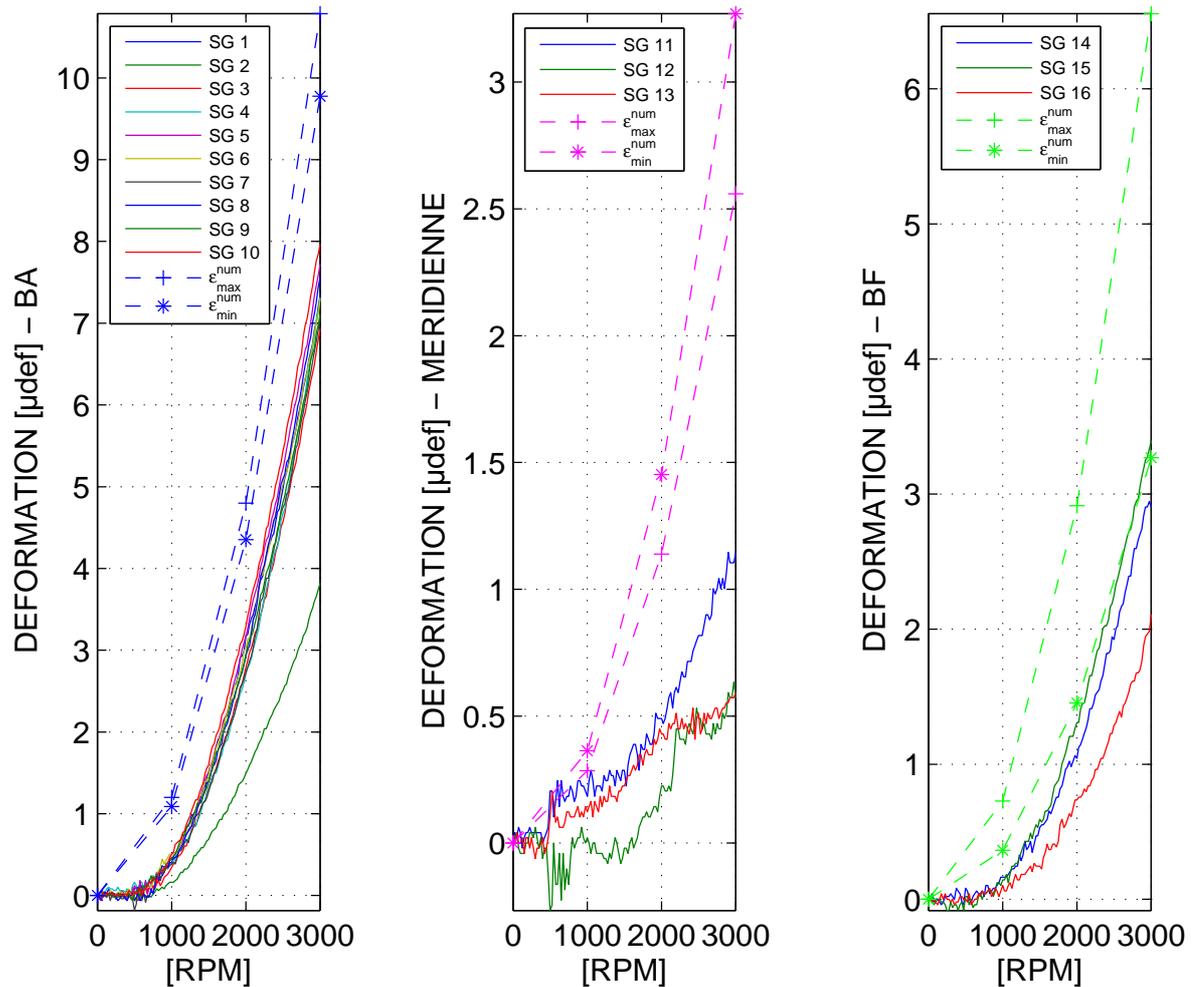


FIGURE 3.13 – Déformation quasi-statique due au chargement centrifuge relevé au bord d'attaque (BA), à la méridienne et au bord de fuite (BF)

causées par différents facteurs : la dispersion du facteur de jauge, les tolérances géométriques, la dispersion due à la position de la jauge et/ou les différences dans l'épaisseur de colle entre les différentes jauges. Finalement, ces mesures nous permettent de quantifier l'effet centrifuge dans la réponse quasi-statique du rouet. Ces résultats serviront dans la suite du document à déterminer l'ordre de grandeur des efforts de contact.

3.1.6 Analyse modale et sensibilité à la vitesse

Les FRFs en déformation sur tension d'excitation ($\mu\text{def}/V$) mesurées avec les jauges d'extensométrie ou en vitesse sur tension ($m/s/V$) avec le système SLDV, peuvent être lissées en utilisant classiquement un modèle de réponse forcée obtenu par superposition modale.

$$h_j(\omega) = \frac{u_j}{V_{PZT}}(\omega) = E_j - \frac{F_j}{\omega^2} + \sum_{k=1}^N \left(\frac{A_{jk}}{i\omega - \lambda_k} + \frac{A_{jk}^*}{i\omega - \lambda_k^*} \right) \quad (3.2)$$

$$\lambda_k = -\xi_k \omega_k + i \omega_k \sqrt{1 - \xi_k^2}$$

où h_j , u_j sont respectivement la FRF et la réponse de la pale j ($j = 1, \dots, 10$). ω_k , ξ_k et A_k sont respectivement la fréquence propre, le taux d'amortissement et le vecteur des résidus modaux du mode k . λ_k^* désigne le complexe conjugué de λ_k . Les vecteurs E et F sont les corrections statiques et dynamiques utilisées afin de représenter les participations des modes tronqués. N est le nombre de modes à identifier. La taille des vecteurs u , A_k , E , F correspond au nombre de points de mesure (ou nombre de jauges) utilisés lors de l'acquisition. La minimisation entre le modèle de réponse et les FRFs mesurées permet d'identifier les paramètres de la structure. Les inconnues, lors du processus d'identification, sont : ω_k , ξ_k , A_k , E , F pour $k = 1$ à N . La résolution est fondée sur l'identification des coefficients d'une fraction rationnelle dont le degré du numérateur et du dénominateur sont fixés par le nombre des modes supposés présent dans la bande d'analyse. Cette résolution utilise une procédure de moindres carrés pondérés. La fraction rationnelle est ensuite décomposée numériquement sous forme de résidus et pôles qui sont eux-mêmes reliés aux paramètres modaux comme écrit plus haut. Il faut noter que les FRFs mesurées avec le vibromètre peuvent facilement être converties au format d'une FRF reliant le déplacement à la référence. Pour cela, il suffit de diviser le signal de sortie par $i\omega$ dans le domaine fréquentiel. Un exemple d'une FRF mesurée avec le SLDV (déplacement sur tension) est présenté dans la figure 3.14. La FRF synthétisée a été superposée sur la même figure.

L'effet de rigidification centrifuge sur les fréquences est connu et est négligable. Nous avons néanmoins pu observer un effet lié à la vitesse sur le mode à deux diamètres. Bien que ce dernier ait été écarté des modes cibles, nous l'utilisons ici pour illustrer l'influence observée. L'identification modale permet une détermination précise des fréquences propres pour chaque mode et a été réalisée dans une plage de vitesse de 0 à 3000 rpm. Ainsi, la figure 3.15 présente l'évolution des fréquences des deux modes à deux diamètres du rouet en fonction de la vitesse de rotation. Les fréquences des modes ont été normalisées et centrées par rapport à leur moyenne. À l'arrêt, on observe une différence entre les deux modes qui est attribuée à la présence du désaccordage. Ensuite, nous pouvons voir une séparation supplémentaire en fréquences, lorsque la vitesse augmente. Le premier mode présente un décalage positif alors que le deuxième a un décalage négatif par rapport aux fréquences à l'arrêt. Lorsque la vitesse augmente, le décalage devient plus important et les deux fréquences présentent un écart grand.

Une analyse plus approfondie de l'influence de la vitesse sur la nature de ces modes a été effectuée en utilisant la TFD appliquée aux vecteurs des résidus modaux identifiés A_k . Ces derniers sont en effet proportionnels à la déformée modale. La TFD donne le spectre spatial complet (*full spectrum*) du vecteur A_k . Pour cela nous avons utilisé les signaux des dix jauges placées en bord d'attaque. Les spectres spatiaux complets des modes à deux diamètres à différentes vitesses de rotation sont présentés sur la figure 3.16. La colonne de gauche correspond

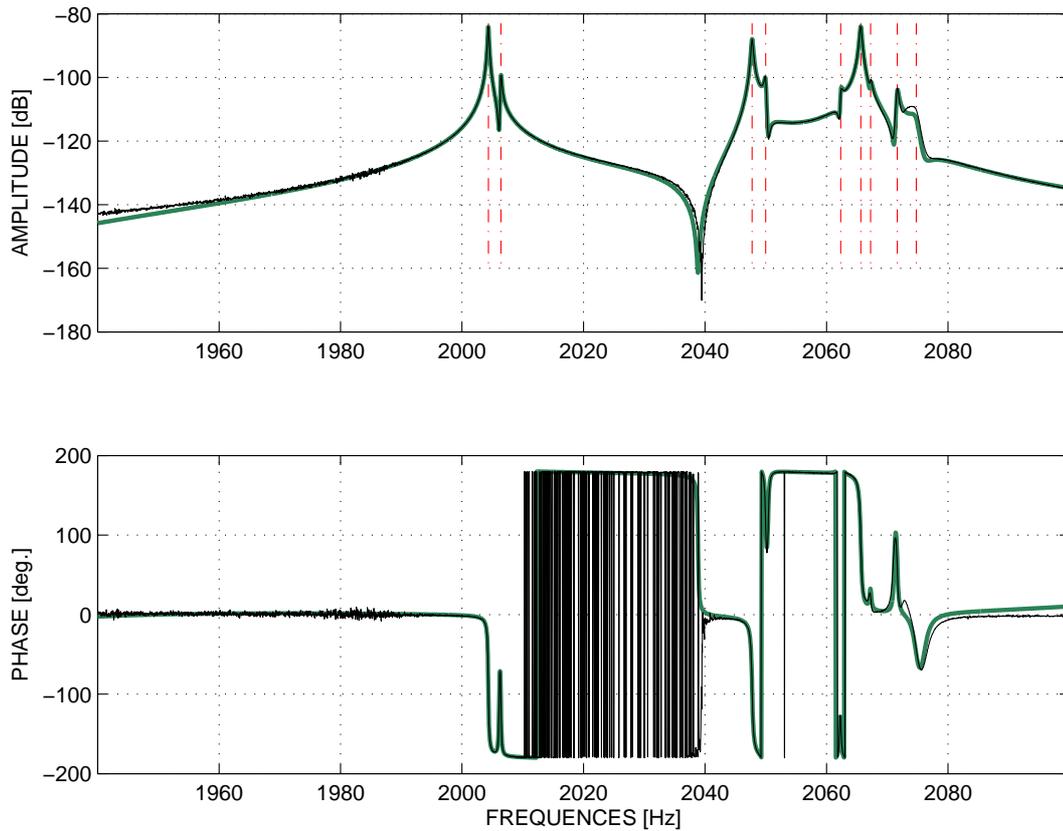


FIGURE 3.14 – Exemple de lissage d’une FRF du rouet mesurée avec le SLDV à l’arrêt : FRF mesurée (—), FRF synthétisée (—), positionnement fréquentiel des pôles (courbes rouges fines en pointillés)

au mode avec un décalage négatif tandis que celle de droite correspond au mode avec un décalage positif. Étant donné que la taille du vecteur A_k est de dix (car on utilise dix jauges) les spectres complets sont présentés sous forme de graphiques contenant dix barres qui correspondent aux indices de la TFD. L’indice de la TFD représente le nombre de diamètres nodaux du compresseur centrifuge et les lettres b pour rétrograde (*backward*) et f pour direct (*forward*) décrivent le sens de propagation de l’onde. Dans notre cas, tous les schémas indiquent clairement que l’indice de la TFD prédominant est 2b ou le 2f, puisque nous analysons les modes à 2ND. Néanmoins, l’analyse des amplitudes des indices 2b et 2f du spectre complet fournit des informations supplémentaires.

À l’arrêt, nous pouvons voir dans les deux diagrammes de la figure 3.16 que les amplitudes des indices à 2b et 2f sont pratiquement égales. Cela correspond à une onde stationnaire à deux diamètres nodaux. L’indice 2b caractérise une onde progressive rétrograde et l’indice 2f une onde progressive directe. Alors, la somme des deux ondes progressives (directe et rétrograde) donne une onde stationnaire si leurs amplitudes respectives sont égales. Lorsque la vitesse augmente, les amplitudes des indices à 2b et 2f diminuent respectivement pour la fréquence avec un décalage négatif (colonne de gauche) et pour celle avec un décalage positif (colonne de droite). Finalement, un seul indice est prédominant sur le spectre et le mode avec le décalage fréquentiel négatif a tendance à être purement direct. D’autre part, le mode avec

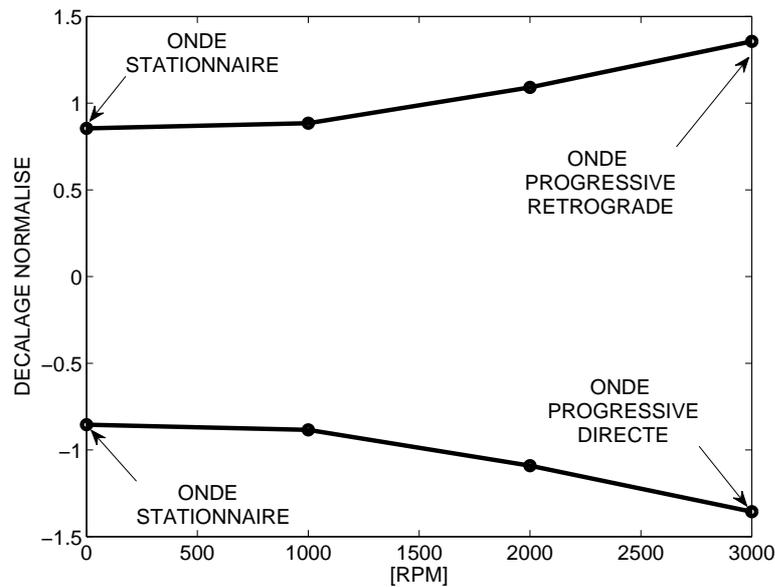


FIGURE 3.15 – Évolution des fréquences du mode à 2ND du rouet en fonction de la vitesse de rotation avec les conditions limites 1BC. Le sens de propagation des ondes directes ou rétrogrades est relative au sens de rotation du rouet.

le décalage fréquentiel positif a tendance à être purement rétrograde. Les termes « directe » et « rétrograde » sont liés au sens de rotation du rouet (sens horaire). Au contraire, les TFD sont calculées en prenant en compte le sens de numérotation des pales (sens trigonométrique). L'évolution des fréquences en fonction de la vitesse a été interprétée comme l'effet de Coriolis agissant sur le rouet. Cet effet a déjà été observé sur des compresseurs axiaux [86]. Ce phénomène peut être observé par l'analyse des mesures, obtenues à plusieurs endroits répartis régulièrement sur la structure en rotation et à l'aide des jauges d'extensométrie ou du SLDV. Il faut noter que l'analyse du spectre complet peut être appliqué directement sur les déformées opérationnelles si les modes sont suffisamment séparés. Le choix de la fixation du rouet (1BC - fixé sur l'alésage arrière) est probablement responsable de la présence de l'effet de Coriolis, car il favorise les déplacements radiaux dans l'alésage avant. Il nous est apparu important de vérifier la présence de cet effet car il produit des modes tournants même en présence du désaccordage. L'interaction modale met en jeu des ondes tournantes. Schmiechen [2] montre qu'en présence du désaccordage, l'interaction est perturbée. Nous pouvons noter qu'en présence des effets de Coriolis nous avons une séparation des fréquences des modes analogue à l'effet de désaccordage. Cependant, la nature de ces modes change car nous avons des ondes tournantes directes ou rétrogrades. Nous pouvons alors nous poser la question de la possibilité d'avoir une interaction modale avec un de ces modes, même en présence du désaccordage.

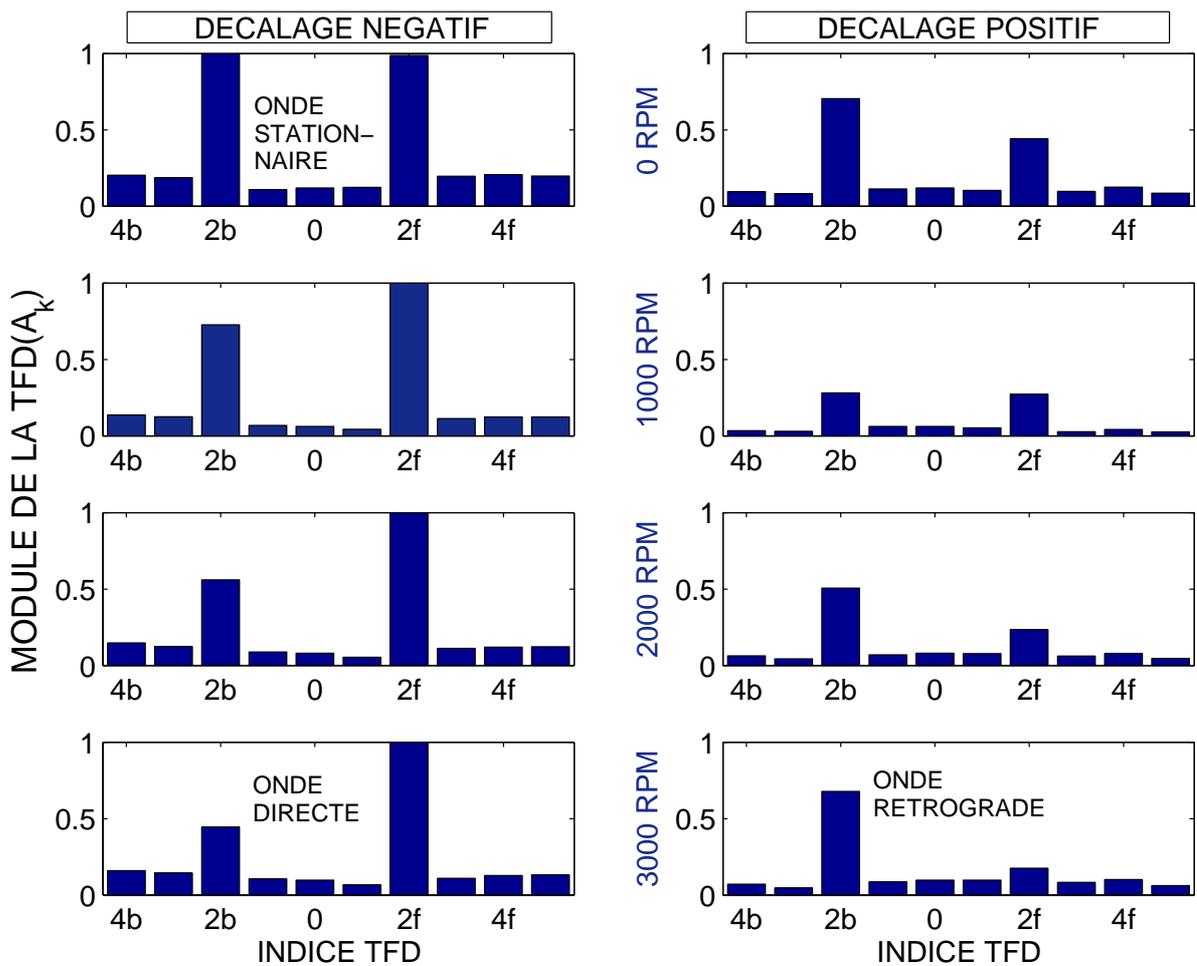


FIGURE 3.16 – TFD des résidus modaux pour les modes à 2ND à différentes vitesses de rotation. Le sens de propagation de la fréquence du diagramme de gauche correspond à une onde directe par rapport à la rotation. Sur le diagramme de droite, la fréquence qui baisse correspond à une onde directe par rapport à la rotation et la fréquence qui monte correspond à une onde rétrograde.

3.1.7 Sensibilité par rapport à la pression

Les compresseurs centrifuges par rapport aux compresseurs axiaux, présentent des déformées modales spécifiques du fait de la complexité de leurs géométries. Ainsi, il est nécessaire d'effectuer des études propres à ces structures. Très peu d'ouvrages traitant de ce sujet sont disponibles dans la littérature. Dans [91], les taux d'amortissement sous vide ont été mesurés pour ensuite estimer les taux d'amortissement d'une roue aubagée en rotation. L'excitation piézoélectrique est analysée dans l'approche expérimentale décrite par [92]. Kammerer [93,94] réalise des essais sous vide avec un rouet en aluminium soumis à une excitation piézoélectrique et instrumenté avec des jauges de déformation et capteurs de pression installés sur les pales. Les résultats se focalisent sur les deux premiers modes propres de la pale principale. Une bonne corrélation a été obtenue avec les taux d'amortissement matériau, extrapolés à partir des mesures effectuées avec des excitations aérodynamiques visant à réduire la pression d'admission. Des mesures analogues réalisées par Zemp [95] ont révélé que l'amortissement aérodynamique pourrait être environ trois fois plus élevé que l'amortissement matériau. Il est alors essentiel de quantifier précisément l'amortissement structural avant de mesurer l'amortissement aérodynamique. Pour cela, il faut au préalable déterminer la sensibilité à la pression des structures à analyser.

Les essais présentés ici ont été réalisés à l'aide d'une suspension permettant d'avoir des conditions limites proches du libre-libre. En effet, cette condition de fixation a été choisie car elle permet de s'affranchir de la sensibilité en fréquences due aux conditions limites, de plus elle offre une organisation modale proche de celle du montage utilisé pour les essais de contact. Ainsi, afin d'éviter toute perturbation due au montage, le rouet a été fixé près de son centre de gravité comme le montre la figure 3.17. Il est simplement supporté à l'extrémité d'une poutre d'acier cylindrique rigide. Cette dernière est encastrée à son extrémité. Un plot de caoutchouc (représenté par un rectangle noir dans le schéma de la figure 3.17) est placé entre la poutre et le rouet pour fournir une isolation dynamique entre ces deux parties. Les dimensions de caoutchouc sont d'environ $10 \times 10 \times 4 \text{ mm}^3$. Le point d'appui a été choisi dans la zone la plus massive du rouet, où les mouvements sur les modes dans l'alésage sont minimums.

L'excitation est fournie par un excitateur piézoélectrique P-802.00 [96] de dimensions $6 \times 6 \times 9 \text{ mm}^3$, associé à une masse sismique (cf. figure 3.18). L'ensemble a été collé sur la face supérieure d'un capteur de force piézoélectrique (PCB 208C01) qui à son tour a été fixé à la structure. L'excitateur a été alimenté avec une composante directe de 50 Vdc, superposée à une composante alternative $\pm 50 \text{ Vac}$ pour fonctionner dans la gamme 0 – 100 Volts prescrite par [88].

Le point d'excitation est dans une région assez raide et plate sur la structure, mais du fait du couplage aubes-disque il produit un niveau de réponse suffisamment élevé lorsqu'il est excité par le piézoélectrique (voir figure 3.19). La masse participante du capteur a été vérifiée comme étant inférieure à la masse apparente de la structure vu du point d'excitation, sa valeur est d'ailleurs inférieure à la résolution fréquentielle du système d'acquisition. Toutes les mesures présentées ici ont été réalisées avec le même système d'excitation et la répétabilité de résultats a été assurée.

Le rouet et son montage ont été installés dans une enceinte à vide connectée à une pompe à palettes à deux étages. La pression, à l'intérieur de la chambre, a été mesurée au moyen d'une jauge de pression Pirani. La pompe à vide a été arrêtée une fois que le niveau de pression

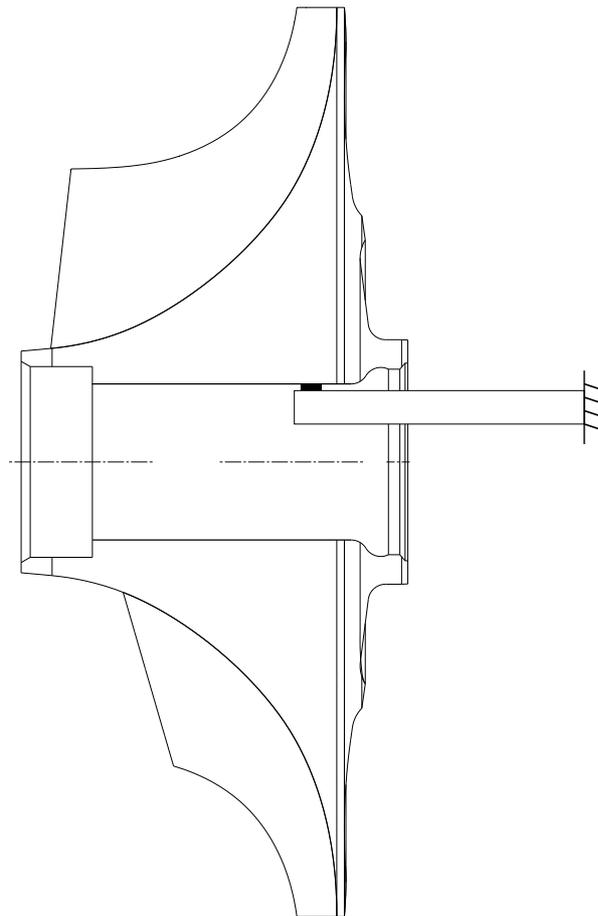


FIGURE 3.17 – Principe de montage du rouet en libre-libre

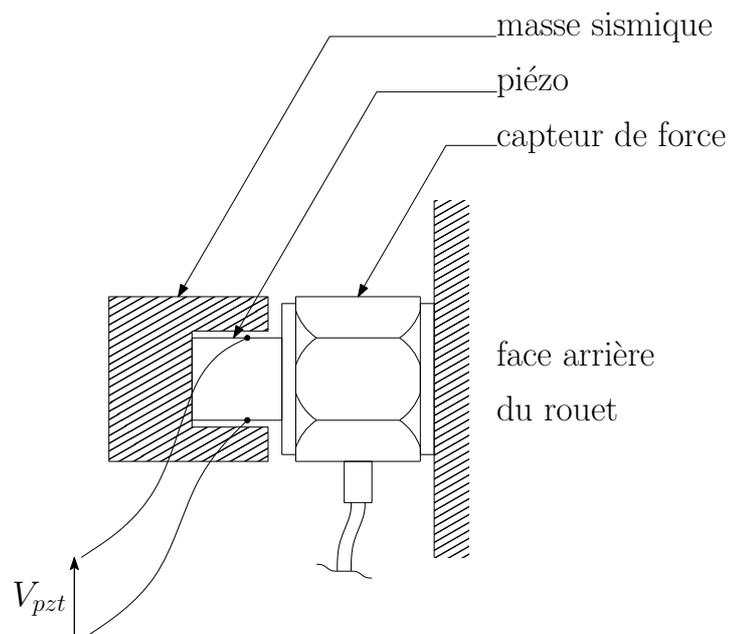


FIGURE 3.18 – Schéma du montage de l'excitateur piézoélectrique sur le rouet

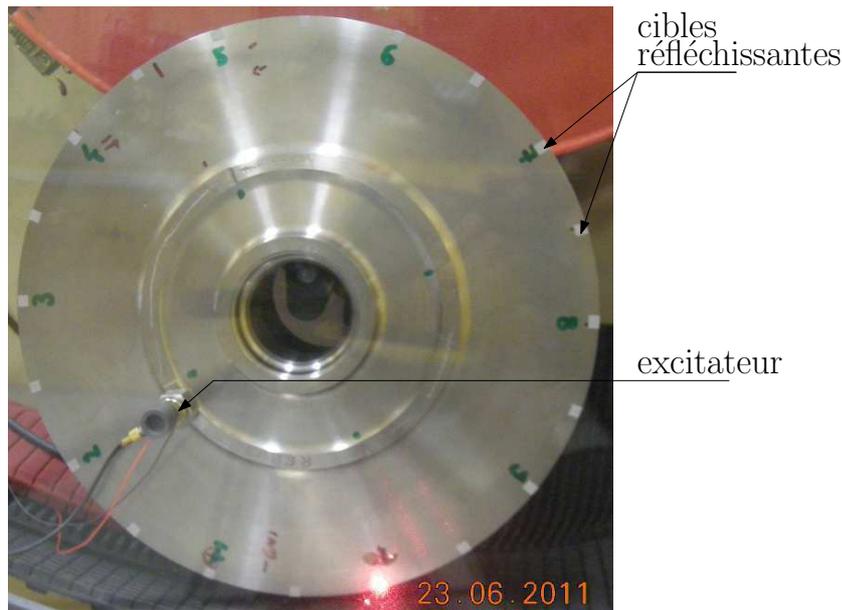


FIGURE 3.19 – Location de l’excitateur piézoélectrique et points de mesure installés à l’arrière du rouet

désiré était atteint. La réponse du rouet a été mesurée par SLDV. Vingt points de mesure ont été définis sur la surface arrière du compresseur centrifuge à proximité du bord de fuite des pales (figure 3.19). La réponse, à ces endroits, atteint son maximum lorsque la structure vibre sur ses modes.

L’exemple d’une FRF mesurée (déplacement/force) est représenté sur la figure 3.20. Sur la même figure, nous avons superposé la FRF synthétisée avec la somme des participations modales de chaque mode. Les fréquences propres, le nombre de diamètres et les taux d’amortissement ont été regroupés dans le tableau 3.1. Comme nous pouvons le constater, les modes sont très peu amortis. Ceci est une des caractéristiques des roues monobloc. L’écart relatif en fréquences entre deux modes doubles (même diamètre nodal) est de 0.06 à 0.1 % en fonction du diamètre. Les taux d’amortissement à la pression ambiante sont plus de 30 fois supérieurs que ceux identifiés à 10 mbar.

Dans le cas où la pression est de 1 bar, les FRFs n’ont pas pu être identifiées de façon satisfaisante pour toute la gamme de fréquences. Les taux d’amortissement estimés sont uniquement présents pour les deux premiers modes. En raison de la difficulté d’extraire les paramètres modaux des essais à 1 bar, une comparaison directe des FRFs est proposée dans la figure 3.21. Les fréquences ont été normalisées afin d’améliorer la visibilité des résultats. L’influence de l’air sur les fréquences est assez faible car les décalages entre 10 à 1000 mbar ne dépassent pas -0.3% . Finalement, compte tenu du manque de connaissances sur le comportement de la structure à des pressions inférieures à 10 mbar, il semble raisonnable de conclure que la valeur d’amortissement mesurée à 10 mbar donne une bonne approximation de l’amortissement du matériau [80].

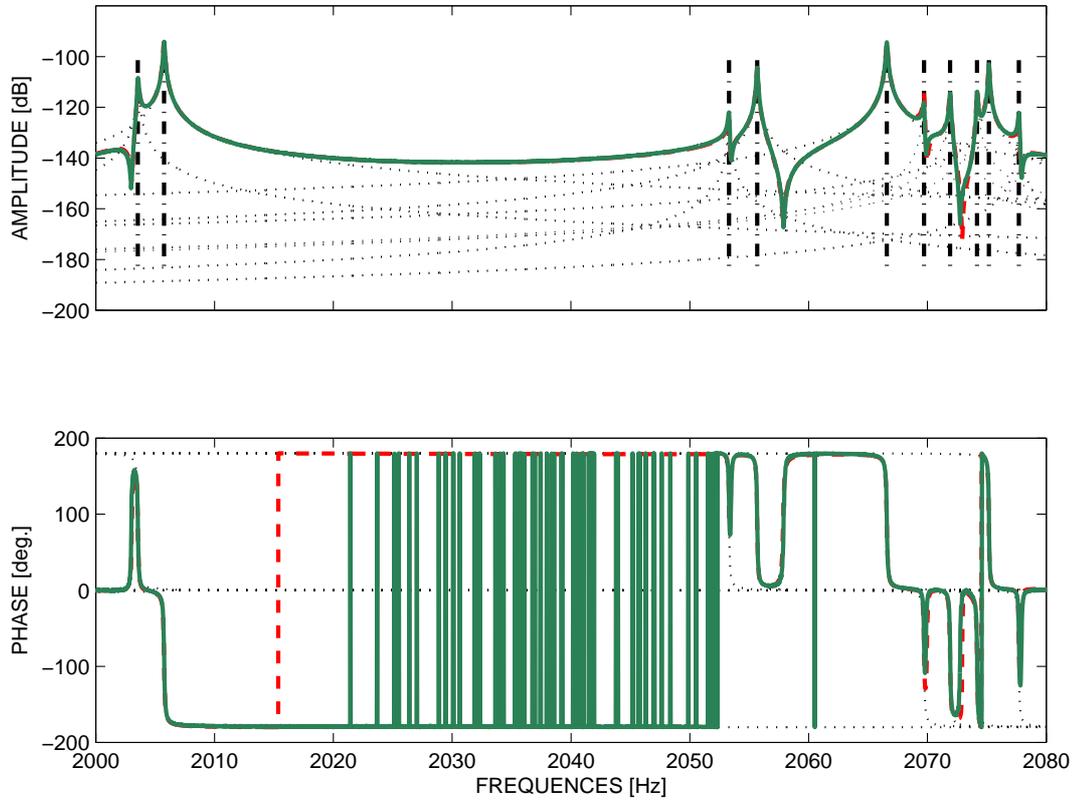


FIGURE 3.20 – Typique FRF du rouet : FRF mesurée (—), FRF synthétisée (- - -), la participation modale de chaque mode (courbes fines en pointillés)

ND	$P = 10 \text{ mbar}$		$P = 100 \text{ mbar}$		$P = 1 \text{ bar}$	
	f [Hz]	ξ [%]	f [Hz]	ξ [%]	f [Hz]	ξ [%]
2a	2003.55	0.0029	2002.92	0.0196	1997.3	0.10
2b	2005.75	0.0029	2005.21	0.0175	2001.1	0.07
3a	2053.30	0.0028	2052.56	0.0160	nc	nc
3b	2055.67	0.0025	2054.73	0.0199	nc	nc
0	2066.58	0.0030	2065.88	0.0128	nc	nc
4a	2069.71	0.0028	2068.77	0.0124	nc	nc
4b	2071.90	0.0026	2070.81	0.0113	nc	nc
1a	2074.18	0.0025	2073.37	0.0098	nc	nc
1b	2075.17	0.0022	2074.60	0.0096	nc	nc
5	2077.70	0.0024	2076.44	0.0110	nc	nc

TABLE 3.1 – Fréquences propres f et coefficients d'amortissement ξ de la première famille des modes de flexion du rouet à la pression P . Les modes doubles seront différenciés par les indices a ou b .

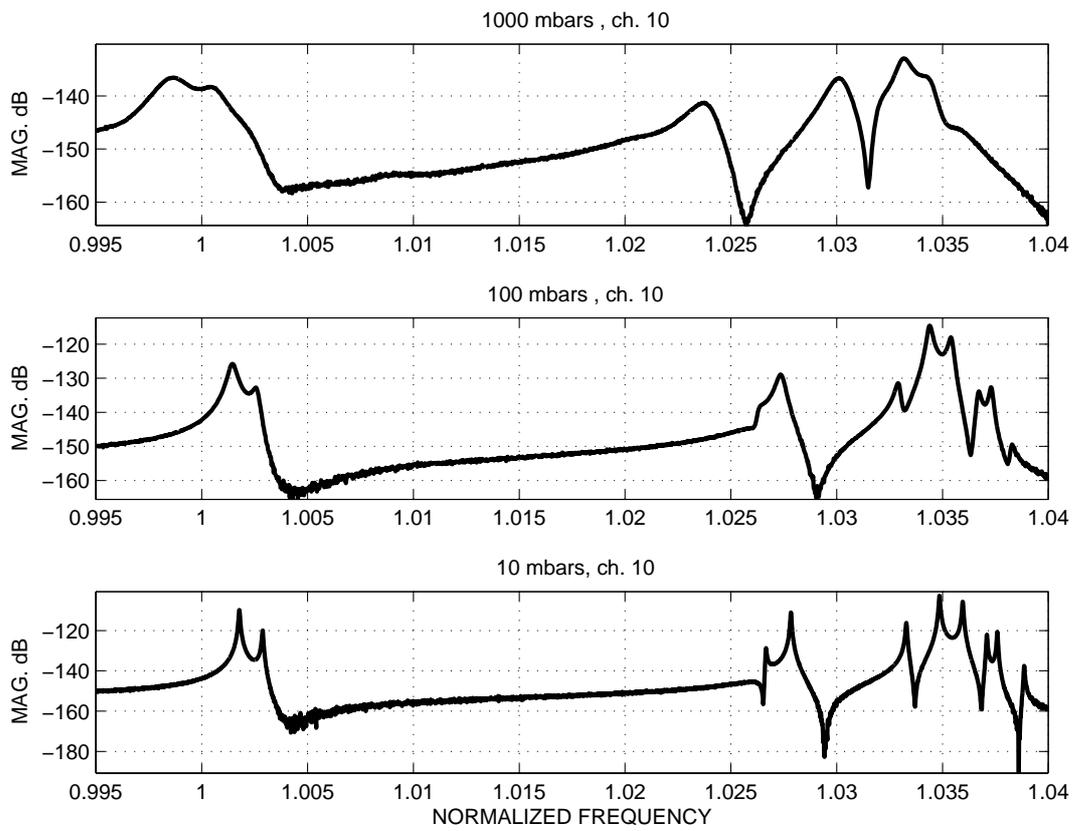


FIGURE 3.21 – Comparaison directe des FRF du rouet mesurées sur le point n°10 à 10, 100 et 1000 mbar

Les résultats présentés ici permettent de connaître avec précision la vitesse d'interaction modale utilisée en essais et la largeur des pics de résonance qui détermine la tolérance à respecter sur ce paramètre ($\Delta\Omega_c = 11\text{ Hz}$). La pression de l'enceinte doit être soigneusement contrôlée afin d'assurer la maîtrise des conditions expérimentales puisque celle-ci a une grande influence sur la dynamique du rouet, principalement au travers des taux d'amortissement. Finalement, nous avons estimé le taux d'amortissement du matériau du compresseur centrifuge, qui servira de paramètre d'entrée dans les études numériques à venir.

3.2 Caractérisation fréquentielle du couvercle

3.2.1 Moyens et méthode

La caractérisation modale du couvercle a été réalisée à l'aide du vibromètre laser à balayage PSV-400. Le couvercle a été monté sur l'enceinte à vide. L'excitation est produite par un pot vibrant suspendu transmettant la force d'excitation par le biais d'une tige souple. L'effort injecté est mesuré par un capteur piézoélectrique fixé au couvercle. La figure 3.22 montre le montage réalisé, ainsi que les points de mesures choisis où sont fixées des cibles réfléchissantes. La mesure est conduite à pression ambiante. Le nombre de points de mesure (20 cibles) nous permet d'identifier sans ambiguïté, les modes jusqu'au diamètre nodal dix. La figure 3.23 illustre les déformées opérationnelles au voisinage de la résonance des modes à trois, quatre et cinq diamètres, mesurées avec le SLDV et à l'aide d'un maillage plus raffiné afin de bien décrire les déformées modales. La répartition spatiale des amplitudes nous permet de placer l'excitateur de façon optimale sur le mode ciblé. De même que pour le rouet, une excitation large bande en pseudo-aléatoire stationnaire est utilisée dans la plage d'intérêt. On obtient ainsi des fonctions de réponse fréquentielle en mm/s/N en chaque point.

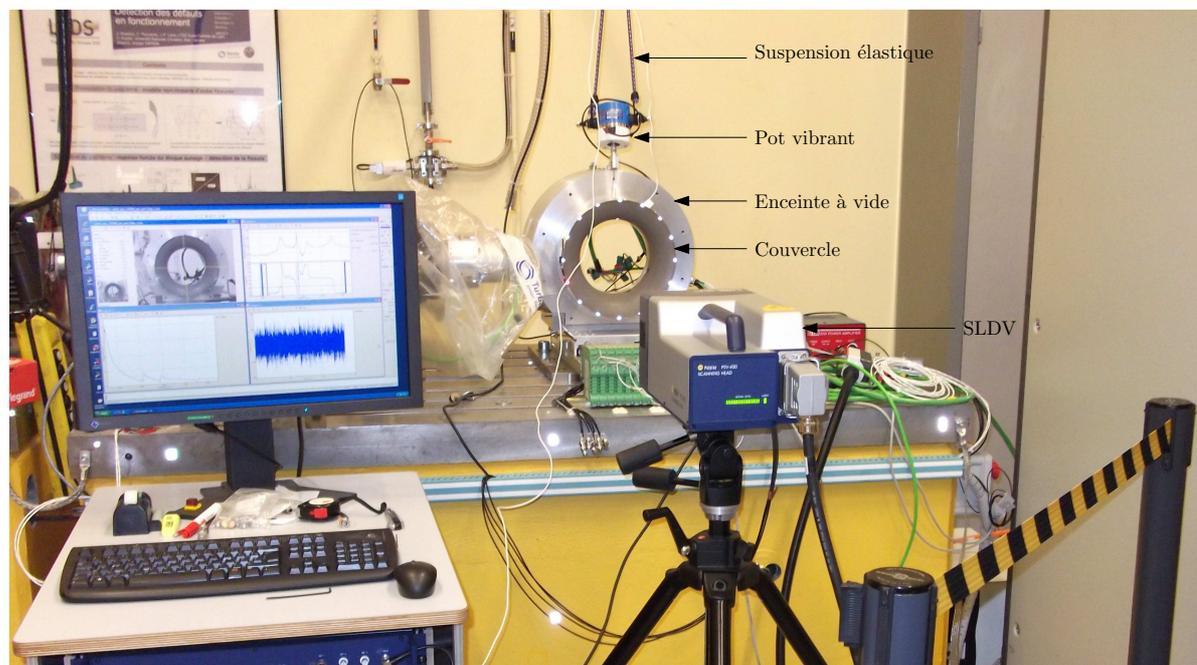


FIGURE 3.22 – Montage utilisé pour la caractérisation fréquentielle du couvercle

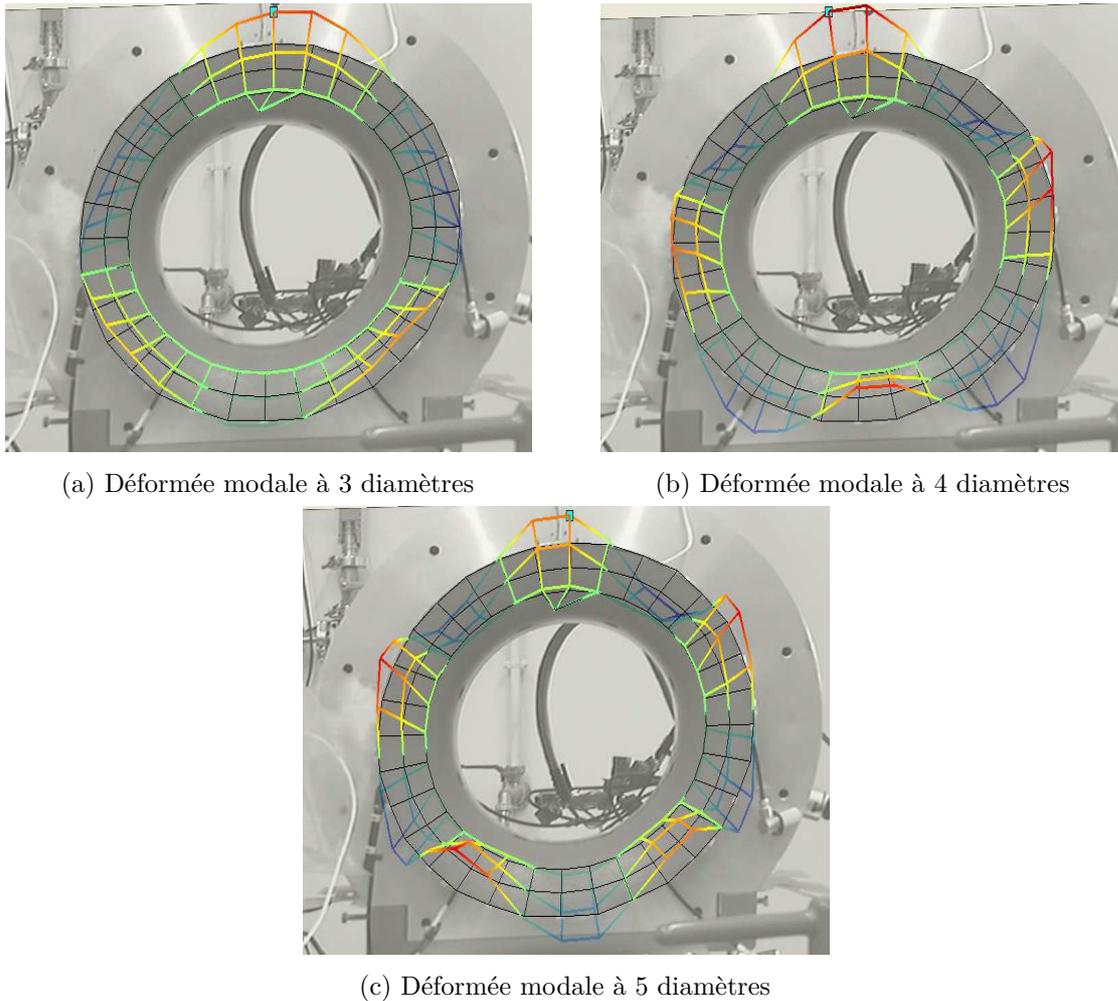


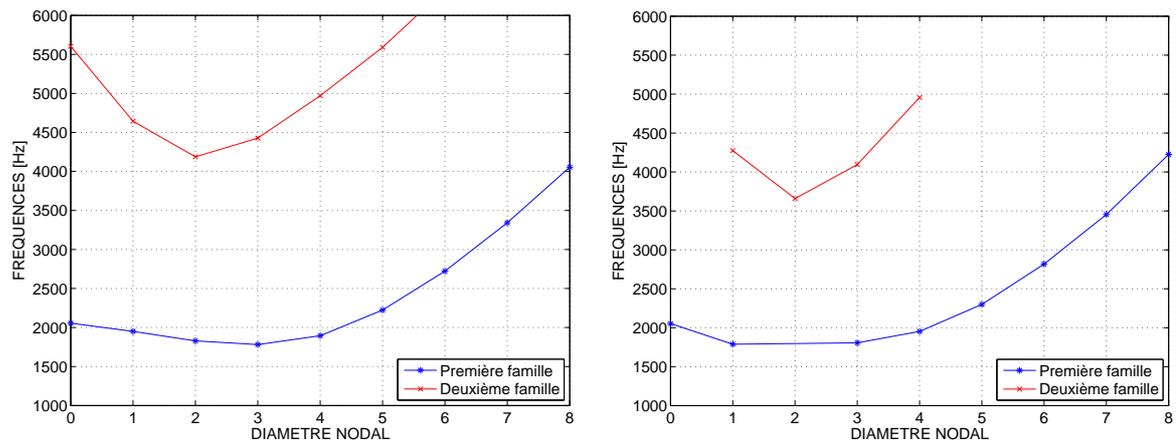
FIGURE 3.23 – Exemple des déformées modales à 3, 4 et 5 diamètres mesurées avec le SLDV. La mesure a été étendue spatialement en focalisant directement sur le matériau abrasable sans disposer les cibles réfléchissantes avec un retour satisfaisant.

3.2.2 Identification fréquentielle

Nous avons utilisé la même démarche que celle employée avec le rouet. Nous avons commencé par situer les modes du couvercle dans la plage fréquentielle [0–6000] Hz, à l'aide des calculs EF axisymétriques réalisés avec ANSYS (figure 3.24a). Puis, nous avons identifié expérimentalement, dans la même plage fréquentielle, les fréquences propres et les diamètres nodaux (figure 3.24b).

Sur la figure 3.24a nous pouvons identifier deux familles de modes. D'après leurs déformées, elles correspondent à la première (figure 3.25) et deuxième (figure 3.26) famille des modes de flexion. Sur la figure 3.25b nous pouvons voir que le maximum du déplacement axial se situe au bord de fuite du couvercle pour la première famille, alors qu'il est sur la partie haute du coude pour la deuxième famille (figure 3.26b).

Comme nous pouvons le constater, nous pouvons bien différencier les deux familles sur les deux courbes de la figure 3.24. Contrairement au rouet, il n'y a que deux familles qui sont présentes dans la plage fréquentielle d'utilisation du banc. Expérimentalement, nous pouvons



(a) Deux premières familles des modes du couvercle obtenues à l'aide des calculs EF réalisés avec le modèle axisymétrique fixé sur la bride arrière (voir figure 2.15a)

(b) Fréquences propres et diamètres nodaux du couvercle identifiés expérimentalement à T_{amb} et P_{atm}

FIGURE 3.24 – Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux pour le couvercle

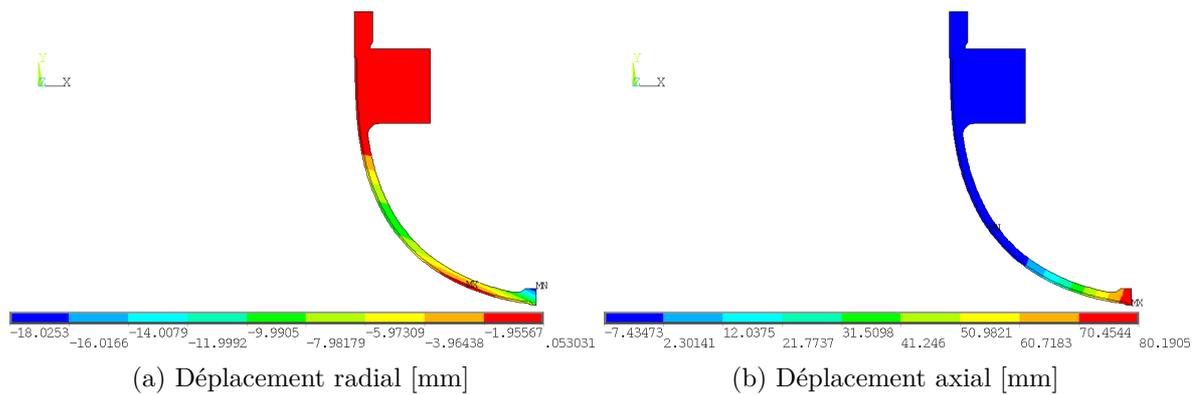


FIGURE 3.25 – Champs des déplacements normalisés par rapport à la matrice de masse de la première famille du mode à 4 diamètres du couvercle

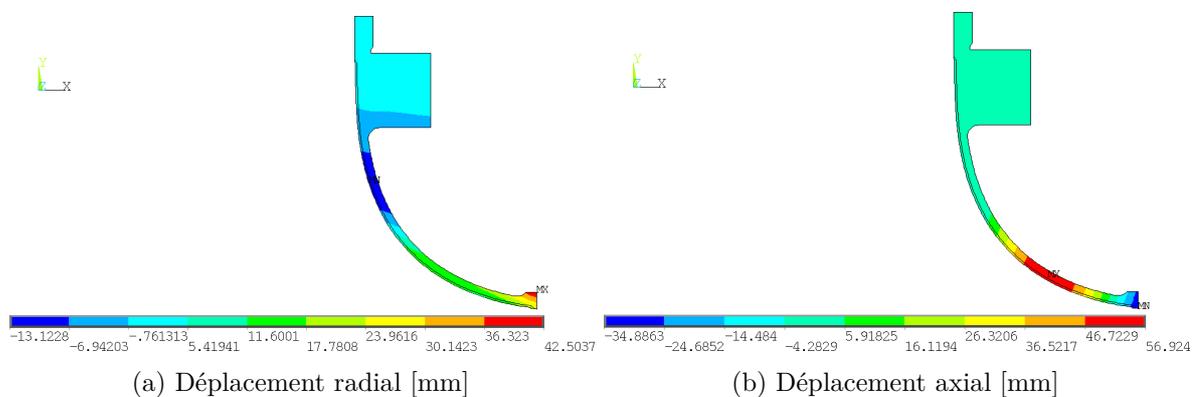


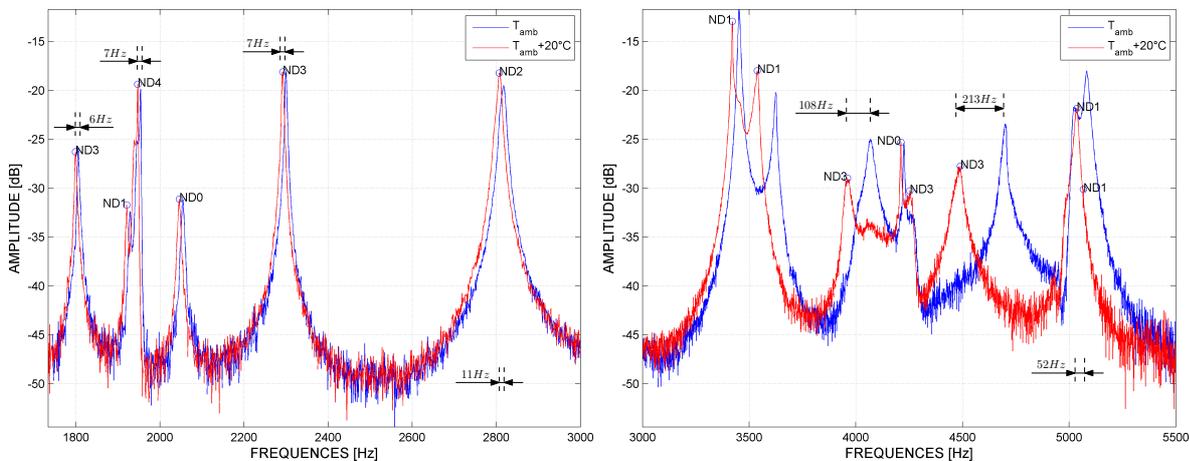
FIGURE 3.26 – Champs des déplacements normalisés par rapport à la matrice de masse de la deuxième famille du mode à 4 diamètres du couvercle

bien distinguer les deux familles du fait de leur écart fréquentiel (2000 Hz). De même que pour le rouet, les fréquences de la deuxième famille, identifiées expérimentalement, présentent des écarts fréquentiels supérieurs à ceux de la première famille. En effet, l'erreur relatif pour les modes de la 1F sont de 4 % contre 15 % pour ceux de la 2F.

Les fréquences identifiées ici nous permettront de tracer le diagramme de Campbell expérimental du dispositif d'essai. Elles seront également utilisées dans chapitre 4 pour repérer, sur le spectrogramme d'une voie du couvercle, les modes qui entrent en jeu lors du contact avec le rouet.

3.2.3 Influence de la température

L'influence de la thermique sur la dynamique du couvercle a été analysée expérimentalement à l'aide d'un montage proche de celui décrit dans la figure 3.22. L'excitation est fournie par un excitateur piézoélectrique P-802.00 [96] couplé à une masse sismique placée sur la méridienne externe du couvercle. La mesure est réalisée en injectant un signal d'entrée en sinus balayé et la réponse du couvercle est mesurée avec les huit jauges installées sur le raidisseur (voir figure 2.33). Le couvercle est à la pression ambiante et chauffé par un projecteur halogène de 400 W placé à environ 50 cm. La température est surveillée par les 8 TC-K enregistrées. Les températures vues par les TC-K sont homogènes à 4 ou 5 °C près, ce qui donne des mesures avec une précision de 20 %.



(a) FRFs de la première famille des modes de flexion (b) FRFs de la deuxième famille des modes de flexion

FIGURE 3.27 – Effet de la température sur les fréquences du couvercle identifiées avec les huit jauges installées sur le raidisseur

Les caractérisations fréquentielles à T_{amb} et à $T_{amb} + 20^\circ\text{C}$ ont été superposées et représentées sur la figure 3.27. Les fréquences mesurées aux pics sont plus basses à 45 °C. Des écarts de 7 Hz à 11 Hz sont constatés pour les modes aux alentours de 2 kHz. Des décalages plus importants de 54 à 213 Hz sont observés sur les FRFs pour les modes de 3 kHz à 5500 Hz. La variation relative en fréquences est alors en moyenne de 0.96 % (voir figure 3.28). Néanmoins, cette valeur est faussée par les variations relatives à 3452 Hz, 3624 Hz, 4068 Hz et 4701 Hz. En enlevant ces valeurs la variation relative moyenne devient 0.3 %, ce qui est cohérent lorsqu'on

la compare à la valeur théorique donnée par l'équation (3.1) ($\left. \frac{\delta f}{f} \right|_{th} = 0.4\%$).

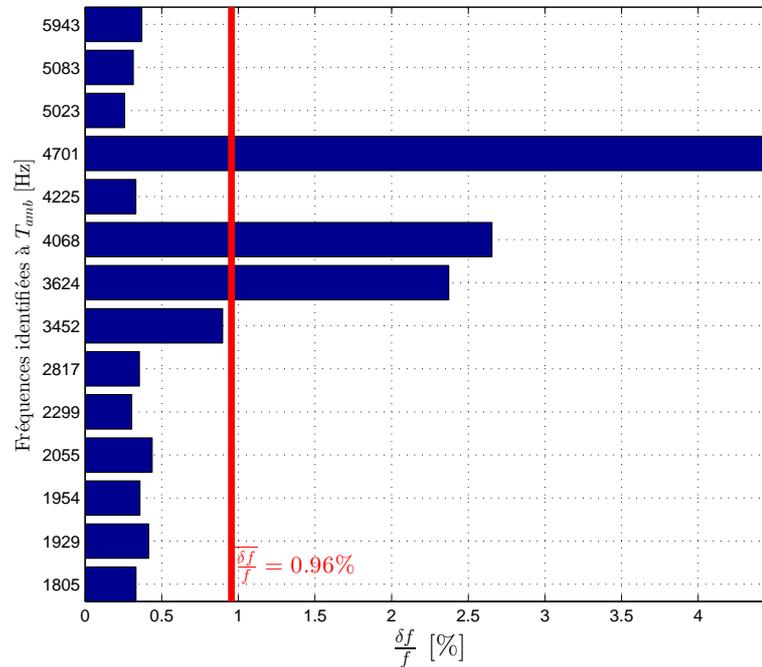


FIGURE 3.28 – Variations relatives des fréquences du couvercle identifiées expérimentalement à T_{amb} et $T_{amb} + 20^\circ\text{C}$. Mesures réalisées à P_{atm} .

Les écarts relatifs en fréquence dus à la thermique seront considérés lors du calcul des vitesses de coïncidence pour les essais de contact.

3.2.4 Analyse modale du couvercle

L'analyse modale du couvercle a pour objectif d'identifier les modes avec leurs fréquences et leurs nombres de diamètres afin d'estimer les vitesses de coïncidence et les écarts fréquentiels dus au désaccordage. D'autre part, pour provoquer le contact par la méthode de l'excitation vibratoire du stator, il est utile d'identifier la position spatiale des ventres de vibration des modes. La force généralisée de l'excitation sera ainsi maximisée et permettra de rattraper le jeu qui aura été réglé (voir partie protocole expérimental). Enfin, il est évidemment indispensable de caractériser l'amortissement des structures qui interviennent dans l'interaction aube-carter. L'analyse modale permet également une comparaison avec le modèle numérique qui constitue un test des conditions expérimentales. Pour cela, une analyse modale a été réalisée sur le couvercle en utilisant les FRFs mesurées avec le système SLDV à P_{atm} . Sur la figure 3.29 nous pouvons voir un exemple d'une FRF mesurée, superposée avec une FRF synthétisée.

Les FRFs sont difficiles à identifier, mais il semble que les taux d'amortissement soient relativement importants (de l'ordre de 0.2 à 0.3%), sauf pour le mode à 4ND à 1953 Hz qui est peu amorti avec $\xi = 0.06\%$ (voir tableau 3.2). L'analyse des déformées opérationnelles (figure 3.30) montre deux composantes 3ND et 4ND d'amplitudes comparables, respectivement à 1807 Hz et 1944 Hz. On remarquera également que les amortissements modaux sont beaucoup plus forts que ceux du rouet (d'un facteur 50 environ). En effet, la présence de la couche d'abrasable qui est constituée d'un matériau poreux favorise l'amortissement de la structure.

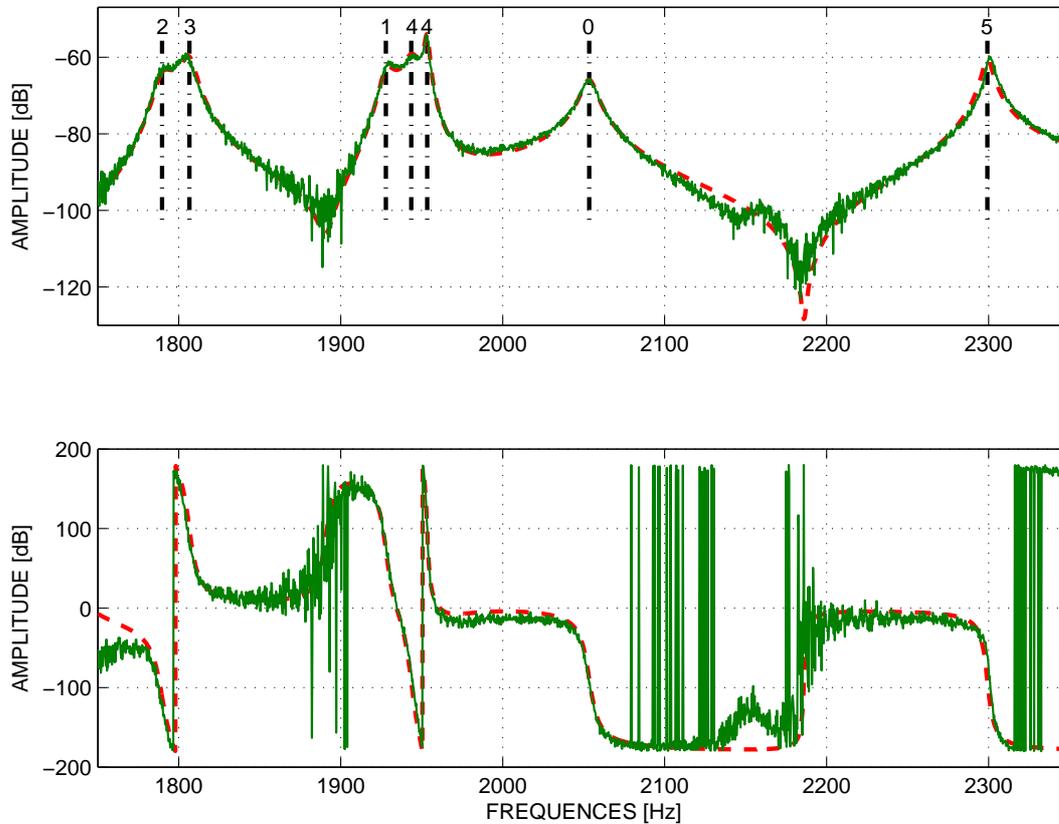


FIGURE 3.29 – Lissage d’une FRF du couvercle mesurée avec le SLDV : FRF mesurée (—), FRF synthétisée (- - -), positionnement fréquentiel des pôles (courbes fines en pointillés)

Cette analyse permet de connaître la valeur exacte de la fréquence d’excitation et l’influence de la modification de la fréquence propre, due à des effets thermiques par exemple. En effet, pour que l’excitateur piézoélectrique produise le déplacement souhaité, il faut que sa fréquence coïncide avec celle du mode choisi, en l’occurrence le mode à 4ND. Or, nous avons vu que ce mode possède un faible amortissement ($\xi = 0.06\%$). Cela entraîne une baisse considérable de l’amplitude lorsque la fréquence d’excitation n’est pas précisément sur le pic du mode. C’est pour cette raison que des caractérisations fréquentielles ont été effectuées en cours d’essais.

3.2.5 Sensibilité par rapport à la pression

Sur le compresseur centrifuge nous avons observé des écarts importants en fréquence et en amortissement dus à l’effet de la pression. L’objectif de cette section est donc de déterminer l’influence de la pression sur la dynamique du couvercle. Pour cela nous allons comparer deux caractérisations fréquentielles sous vide ($P = 33\text{ mbar}$) et à pression atmosphérique ($P = 1\text{ bar}$), identifiées avec le SLDV dans la plage fréquentielle de la première famille des modes du couvercle. La source d’excitation et le signal d’entrée sont identiques pour les deux caractérisations. L’excitation est fournie par un excitateur piézoélectrique P-802.00 placé à 3h sur la méridienne externe du couvercle et alimenté avec un signal stationnaire pseudo-aléatoire. Pour les mesures à $P = 33\text{ mbar}$ le couvercle est encastré sur l’enceinte à vide.

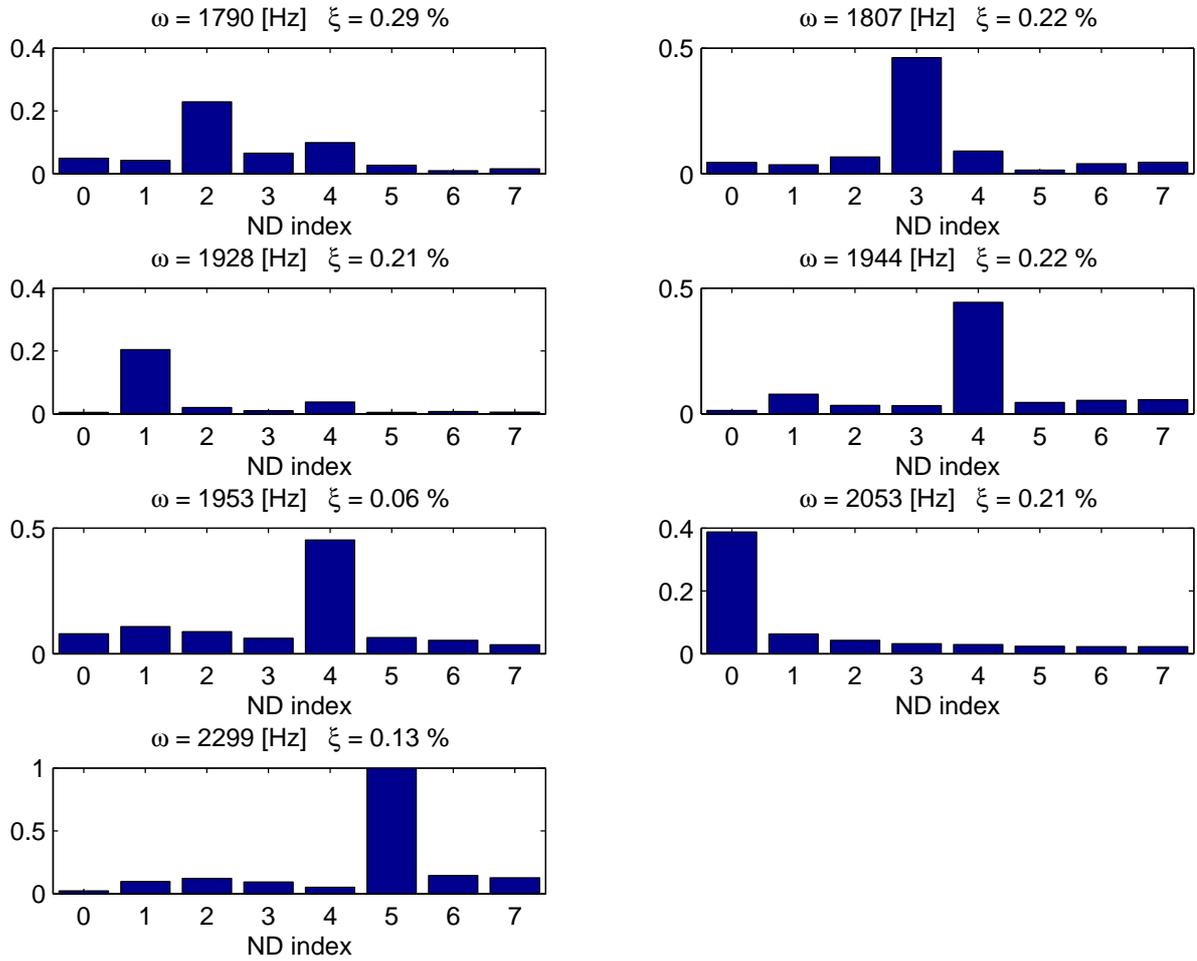


FIGURE 3.30 – Analyse spectrale spatiale des résidus modaux identifiés de la première famille des modes de flexion. Mesures effectuées avec le SLDV à P_{atm} .

$P = 1 \text{ bar}$		
ND	f [Hz]	ξ [%]
2	1790	0.29
3	1807	0.22
1	1928	0.21
4a	1944	0.22
4b	1953	0.06
0	2053	0.21
5	2299	0.13

TABLE 3.2 – Fréquences propres f et coefficients d'amortissement ξ de la première famille des modes de flexion du couvercle à la pression atmosphérique P_{atm} . Les modes doubles seront différenciés par les indices a ou b .

ND	$P = 33 \text{ mbar}$		$P = 1 \text{ bar}$		Ratio des amplitudes
	f [Hz]	U [$\mu\text{m}/\text{V}$]	f [Hz]	U [$\mu\text{m}/\text{V}$]	
2	1790	10.5	1790	8	1.25
3a	1795	12	1807	8	1.25
3b	1808	18.6	1807	20	1.25
1a	1931	13	1928	6.5	1.23
1a	1934	12	1928	6.5	1.23
4a	1950	13.4	1944	2.4	1.08
4b	1957	48.5	1953	2.4	1.08
0	2059	7.4	2053	16	1.3
5a	2297	14.6	2299	12.2	1.03
5b	2303	13.8	2299	12.2	1.03

TABLE 3.3 – Fréquences propres f et amplitudes de déplacements U de la première famille des modes de flexion du couvercle à la pression P . Les modes doubles seront différenciés par les indices a ou b .

Les amplitudes et les fréquences des modes identifiés ont été récapitulés dans le tableau 3.3. On trouve une influence de l'ordre de 10 à 20 % en amplitude et de l'ordre de 0.03 % en fréquence (baisse des 2 paramètres à $P = 1$ bar). Contrairement au rouet l'effet de la pression est relativement faible en fréquences mais perceptible de l'ordre de 20 % en moyenne en amplitude sur tous les modes identifiés.

3.3 Conclusion

Les fréquences propres des deux structures ont été utilisées pour tracer le diagramme de Campbell expérimental de la figure 3.31. Il montre les vitesses critiques pour lesquelles il y a une coïncidence modale (coïncidence fréquentielle + coïncidence de forme). Dans la plage de vitesses du banc CASTOR [0–6000] rpm, nous pouvons atteindre les conditions de coïncidence avec les modes cibles à trois et quatre diamètres, respectivement à environ 1560 rpm et 4720 rpm [97]. Il faut noter que l'effet centrifuge est négligeable dans la plage des vitesses du banc CASTOR (cf. chapitre 2). Ainsi, le diagramme de Campbell peut être tracé directement à l'aide des fréquences calculées à l'arrêt. Dans ce diagramme, certains modes avec un même diamètre nodal apparaissent avec des fréquences distinctes dues au désaccordage. En outre, comme mentionné par Schmiechen [2], la présence du désaccordage a un effet stabilisateur sur la dynamique du système couplé, c'est-à-dire sur le phénomène d'interaction modale.

Nous avons montré que le compresseur centrifuge peut être sujet aux effets de Coriolis. Ceci se manifeste surtout sur le mode à deux diamètres, qui n'est pas ciblé pour l'étude. Il peut être néanmoins nécessaire de prendre en compte cet effet au-delà de la plage de fonctionnement du banc.

Les taux d'amortissement du carter sont de un à deux ordres plus élevés que ceux du rouet. Il faut tout de même rappeler que les taux d'amortissement du compresseur centrifuge sont très sensibles à la pression, comme indiqué dans [80], alors que ce n'est pas le cas pour le stator.

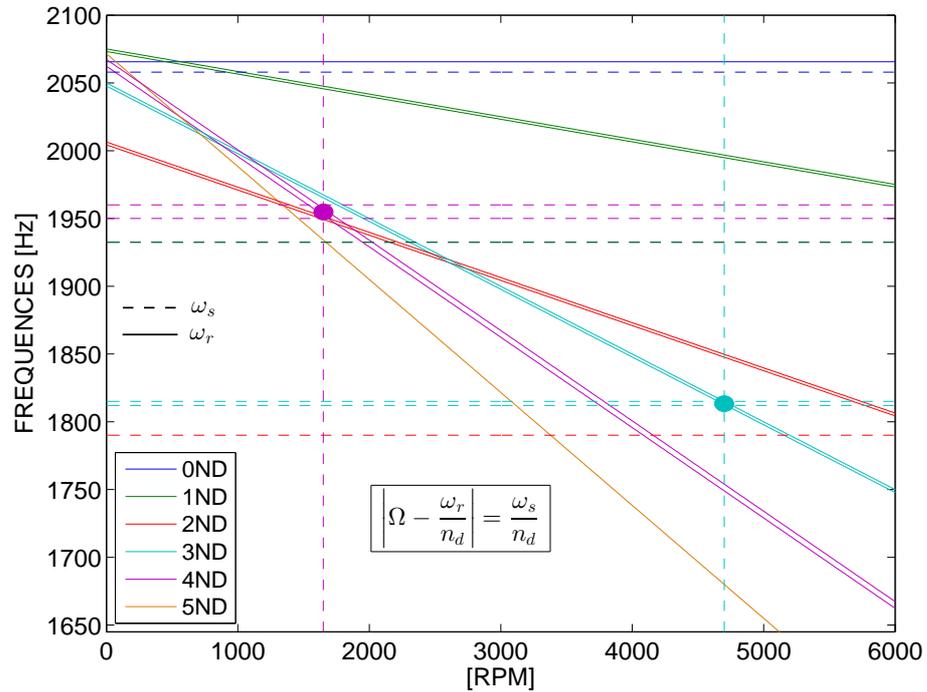


FIGURE 3.31 – Diagramme de Campbell dans le repère fixe (repère du stator)

Les paramètres modaux des structures nous permettent de définir l'échelle de temps dynamique des structures. Cette constante de temps peut être déterminée en utilisant le décrement logarithmique suivant :

$$T_m = \frac{m \ln(10)}{\xi \omega} \quad (3.3)$$

où T_m est le temps nécessaire pour que l'amplitude diminue d'un ordre m , ξ est le taux d'amortissement et ω la fréquence propre du mode concerné.

Chapitre 4

Analyse expérimentale du contact aube-carter

4.1	Objectifs et mode opératoire des essais	86
4.2	Configuration de l'essai	88
4.3	Analyse des résultats expérimentaux de la configuration 1	89
4.3.1	Déroulement de l'essai	89
4.3.2	Analyse temporelle	89
4.3.3	Analyse thermomécanique du couvercle	97
4.3.4	Analyse fréquentielle	102
4.3.5	Analyse post-essai	112
4.3.6	Conclusion	113
4.4	Analyse des résultats expérimentaux de la configuration 2	115
4.4.1	Déroulement de l'essai	115
4.4.2	Analyse temporelle	115
4.4.3	Analyse fréquentielle	118
4.4.4	Analyse post-essai	123
4.4.5	Conclusion	128
4.5	Interprétation du spectre des réponses	129
4.5.1	Définition des <i>sidebands</i>	129
4.5.2	Étude analytique du spectre de la force de contact	130
4.5.3	Étude numérique du spectre de l'effort de contact	134
4.5.4	Conclusion	138
4.6	Conclusion générale du chapitre	140

Le comportement dynamique et thermomécanique résultant de l'interaction aube-carter entre un compresseur centrifuge et son couvercle sera étudié dans ce chapitre, à l'aide du dispositif expérimental présenté dans le chapitre précédent. Dans cette partie, les conditions expérimentales et le protocole consistant à provoquer un contact entre le rouet en rotation et le couvercle seront détaillés. Plusieurs outils de traitement de signal, mis en place, seront décrits et appliqués aux échantillons de mesures. Les observations seront commentées et confrontées à des modélisations simples. Les buts principaux de cette étude sont la construction d'un scénario permettant d'expliquer les différents phénomènes physiques présents lors de l'essai, et la création d'une base de données pour la comparaison ultérieure avec les résultats des simulations numériques.

4.1 Objectifs et mode opératoire des essais

L'objectif des essais est d'étudier le comportement mettant en jeu la dynamique, l'usure et la thermique du rouet et du couvercle en situation de contact. Pour cela, nous avons analysé les enregistrements des signaux provenant des différents capteurs mis en place. Une inspection post-essais au moyen de témoins et d'un relevé de l'usure de l'abradable est aussi effectuée, afin d'évaluer les zones où le contact a effectivement eu lieu. Le comportement, dans la situation de coïncidence fréquentielle traitée dans la littérature, sera abordé. Dans le cadre de cette étude, le contact peut être initié de deux façons. Soit dynamiquement en excitant le couvercle au voisinage de la fréquence de résonance d'un de ses modes, à l'aide d'un excitateur placé sur un ventre de vibration du mode en question, de manière à rattraper le jeu entre les deux structures. Soit, en réduisant le jeu pales-couvercle à l'arrêt ($jeu \approx 0$). On notera que plusieurs aspects caractéristiques du système étudié rendent *a priori* délicat l'établissement d'un protocole expérimental :

- Le comportement est potentiellement destructif à cause de l'usure ou endommagement possible et donc les conditions d'essais ne sont *a priori* pas répétables.
- Les non-linéarités rendent la réponse potentiellement sensible aux conditions initiales et le comportement observé peut donc dépendre de la façon dont on mène l'essai. Or, comme nous l'avons vu, plusieurs techniques expérimentales relevées dans la littérature peuvent être utilisées en pratique, par exemple, pour initialiser le contact entre les structures.
- Le système évolue implicitement au cours du temps en fonction de l'usure qui a un impact direct sur le jeu entre les structures et aussi en fonction de la température par des effets d'expansion thermique ainsi que la situation modale. La durée de l'essai n'est pas connue *a priori*.

Dans le chapitre précédent, nous avons défini les deux modes cibles (3ND et 4ND) remplissant les conditions de coïncidence modale dans la plage de fonctionnement du banc CASTOR. Dans ce chapitre, nous avons traité uniquement les essais avec le mode cible à quatre diamètres nodaux dont les fréquences sont voisines de $\omega_S = 1952$ Hz pour le couvercle et $\omega_R = 2054$ Hz pour le rouet. Les déformées modales correspondantes sont visibles sur la figure 4.1. La vitesse critique d'interaction *théorique* est donc voisine de $\Omega_c = 26$ Hz. Rappelons que le carter a été redéfini afin que les conditions d'interaction modale puissent être remplies dans la plage de régime du moteur utilisé pour l'entraînement du rouet.

On se placera dans les conditions de l'interaction modale aube-carter, où il y a une coïncidence entre le mode rétrograde du carter et le mode contra-rotatif de la roue aubagée à quatre diamètres (cas **A** de la figure 1.2a). Le désaccordage implique l'existence de deux modes à quatre diamètres dont l'écart relatif en fréquence est d'environ 0.1 % pour le rouet et de 0.5 % pour le couvercle (voir chapitre 3). Le calcul de la vitesse critique a été effectué avec le mode du couvercle qui donne la réponse la plus importante lorsqu'il est excité à sa fréquence propre. Dans ce cadre, deux campagnes d'essais ont été exploitées. Leurs paramètres ont été récapitulés dans le tableau 4.1.

Dans la configuration 1 nous ferons un balayage continu en vitesse autour de la vitesse critique d'interaction modale. Des études publiées [4, 18] mentionnent des phénomènes d'instabilité déclenchés pour des valeurs de vitesses légèrement différentes des vitesses de coïncidence. D'autre part, les études de sensibilité (cf. chapitre 3) ont montré que les paramètres modaux

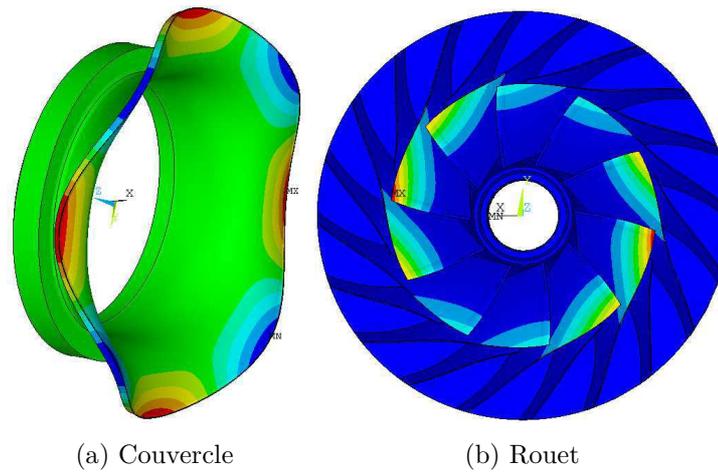


FIGURE 4.1 – Déformée modale du mode cible à 4 diamètres nodaux

	configuration 1	configuration 2
Mise en rotation	rampe de vitesse	vitesse constante
Mise en contact	f_{exc} sur $\omega_s = 1952.1$ Hz 4ND	pas d'excitation extérieure
Jeu	20 μm	≈ 0 / contact léger
Fréquence d'échantillonnage	$F_s = 8000$ Hz	$F_s = 15\,000$ Hz
Extensométrie rouet	4 V/1000 μdef	4 V/2000 μdef
Extensométrie couvercle	5 V/2000 μdef	

TABLE 4.1 – Paramètres des campagnes d'essais

pouvaient être sensibles à la température dont on peut attendre qu'elle ne sera pas stationnaire lors d'un contact. Le dédoublement des modes, lié au désaccordage, est également un facteur à prendre en compte lors du calcul de la vitesse critique. La rampe permet donc un balayage du paramètre autour d'une valeur théorique permettant de considérer, d'une certaine manière, ces variabilités. Par ailleurs, ceci nous permettra de repérer expérimentalement et/ou de vérifier l'exactitude de la vitesse critique donnée par la théorie. Comme il sera montré lors des analyses, l'utilisation d'une rampe de vitesse permet aussi de suivre facilement l'évolution des composantes synchrones de la réponse dans les spectres.

Dans la deuxième configuration, nous ferons un balayage discret en fréquence, en se plaçant à différentes vitesses constantes. Le but reste le même que pour la configuration 1, mais avec une variable en moins, en l'occurrence la vitesse.

Dans un premier temps, la fréquence d'échantillonnage a été réglée en fonction des fréquences des modes de la première famille sur les deux structures. Néanmoins, lors des essais avec la configuration 1 nous avons constaté la participation des modes de familles supérieures. La fréquence d'échantillonnage a donc été augmentée pour la configuration 2.

L'instrumentation utilisée pour la réalisation des essais est illustrée dans la figure 4.2. Sur le rouet nous avons utilisé toutes les jauges positionnées sur les bords d'attaque, trois jauges sur les méridiennes des pales principales et trois jauges placées en bord de fuite (deux pales principales et une pale intercalaire). Ainsi, nous avons une pale entièrement instrumentée.

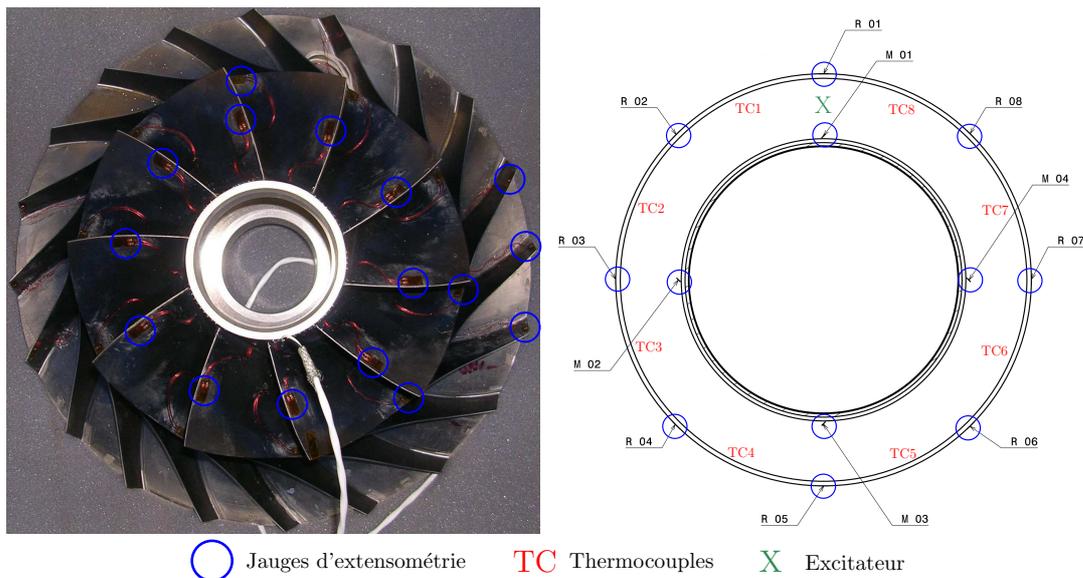


FIGURE 4.2 – Instrumentation installée sur le rouet et le couvercle

Avant la réalisation des essais, une étape préliminaire est nécessaire afin de régler les paramètres expérimentaux d'entrée : pression de l'enceinte à vide, vitesse de rotation, jeu initial. Les fréquences propres des structures avant contact doivent être mesurées avec précision dans les conditions régnant juste avant l'essai de mise en contact afin d'ajuster la vitesse de rotation. La procédure de réglage de ces paramètres sera décrite dans la section suivante.

4.2 Configuration de l'essai

La procédure de mise en contact se fera en plusieurs étapes. Dans un premier temps, la machine d'essais est mise en rotation dans les conditions souhaitées (mise au vide, vitesse nominale) avec un jeu de 1 mm jusqu'à stabilisation des températures mesurées aux paliers. Les situations modales du stator et du rotor sont alors caractérisées en utilisant les jauges d'extensométrie et le SLDV. Les valeurs des fréquences permettant d'établir la vitesse de rotation critique, ainsi que la fréquence d'excitation du mode de stator nécessaire pour la mise en contact dynamique, sont mesurées dans les conditions de l'essai. La machine est ensuite arrêtée pour le réglage de la position axiale rotor/stator conduisant à un jeu nul ou au jeu rattrapable par les déplacements dynamiques du couvercle selon le mode de mise en contact.

Finalement on effectuera une approche progressive pas à pas de 5 μm à 10 μm jusqu'à avoir un jeu nul. L'existence du contact est détectée par la réponse du vibromètre laser pointé sur le couvercle et configuré avec sa sensibilité maximale (10 mm/s/V), ainsi que par auscultation pendant la mise en rotation manuelle du rouet. En effet, lorsque les pales touchent l'abradable, un bruit et la réponse du stator au frottement généré par le contact d'une aube indiquent que la position « zéro » est atteinte. Nous avons noté que le contact n'est pas permanent au cours d'une révolution complète lors de ce réglage, probablement à cause des imperfections géométriques. Un examen visuel de marquages témoins sera effectué à la fin pour confirmer la prise de contact et valider les critères sonores et vibratoires. Il ne sera alors pas nécessaire d'ouvrir l'enceinte pour être certain que le jeu a été rattrapé dans les essais ultérieurs. Nous avons noté que les

témoins de marquage, après le réglage du zéro, disparaissent sur la méridienne à une distance de plusieurs centimètres du bord de fuite. Nous verrons que l'inspection de ces témoins ainsi que du couvercle montrent que le contact a bien lieu au bord de fuite lors des essais de contact. Rappelons que la zone de contact est forcée au voisinage du bord de fuite grâce à la rigidité du montage, à l'alignement rotor/stator et au guidage linéaire du stator le long de l'axe. Finalement, l'enceinte sera reculée par rapport au « zéro » établi de la valeur correspondante au jeu de départ (soit un jeu nul soit un jeu rattrapable par l'excitation piézoélectrique).

La pression est établie à la valeur minimale atteignable par l'installation et est la même pour tous les essais. Les limites de la rampe de vitesse ont été calculées en tenant compte des conditions de température, qui ont un effet sur les fréquences et donc sur la vitesse critique de coïncidence (cf. §3.1.4).

4.3 Analyse des résultats expérimentaux de la configuration 1

Cette première configuration a pour but d'étudier le comportement dynamique des deux structures, lorsque l'on effectue une rampe lente de vitesse à l'intérieur d'une plage qui contient la vitesse critique d'interaction modale. La mise en contact est initiée dynamiquement.

4.3.1 Déroulement de l'essai

Les essais donnés en exemple ci-dessous correspondent à une consigne de vitesse pour une rampe de 1400 rpm à 1650 rpm. Le contact est initié en introduisant une excitation piézoélectrique sur le couvercle de $f_{exc} = 1952.1$ Hz, ce qui produit un déplacement du BF avec une amplitude de $25 \mu\text{m}$ qui permet de rattraper le jeu et ainsi provoquer le contact. La réponse générée est alors une onde stationnaire sur le couvercle. L'enregistrement démarre à $t = 140$ s, soit deux secondes avant le début de l'excitation piézoélectrique à $t = 142$ s et s'arrête à la fin de l'essai à $t = 910$ s. L'arrêt de l'essai est fixé en fonction des niveaux dynamiques ou de température rencontrés ou de la quantité de données collectées. Toutes les mesures dynamiques, jauges de déformation et mesures laser, sont échantillonnées à $F_s = 8000$ Hz. Les amplitudes de réponse ainsi que les températures sont monitorées lors de l'essai jusqu'à l'arrêt.

4.3.2 Analyse temporelle

L'analyse dite temporelle consistera principalement à prêter attention aux évolutions de l'enveloppe des réponses au cours du temps et aux concomitances entre des événements observés sur les différentes mesures d'une manière globale.

4.3.2.1 Réponse dynamique

La réponse dynamique des deux structures dans le cadre de notre exemple est présentée tout d'abord sur la figure 4.3. Trois événements transitoires caractérisés par une augmentation simultanée de l'amplitude sur les deux structures ont été observés dans les intervalles de temps $[545-555]$ s, $[662.5-672.5]$ s et $[909-913]$ s. Ces événements transitoires seront appelés « bouffées » dans la suite du document et ont une durée de l'ordre de la seconde. Sur chaque bouffée, l'ensemble des jauges de déformation répondent avec des niveaux comparables, comme

montré sur les figures 4.4 et 4.5, où les réponses de chaque capteur sont disposées sur un diagramme différent.

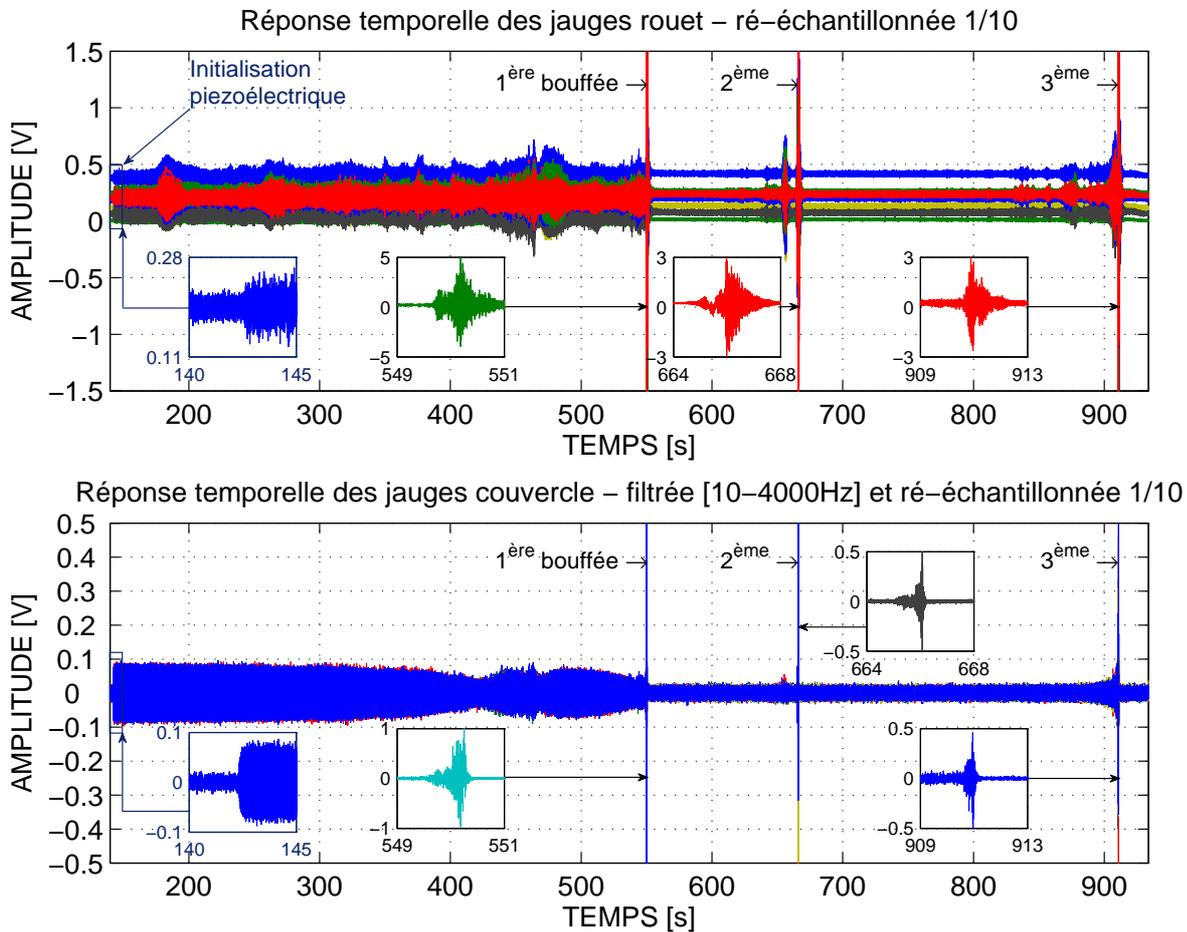


FIGURE 4.3 – Réponse dynamique du rouet et du couvercle lors des essais de la configuration 1

L'enregistrement du signal a démarré avant la mise en route de l'excitation piézoélectrique afin de mettre en évidence son effet. La mise en contact dynamique a été ensuite déclenchée à $t = 142.25$ s. Une voie d'acquisition non montrée ici est réservée à la consigne envoyée à l'amplificateur qui alimente l'excitateur. En effectuant ensuite un zoom à cet instant nous pouvons observer, sur la figure 4.6, une différence entre l'amplitude de vibration sur les deux structures avec ou sans l'excitation. En particulier, la réponse du rouet atteste de la mise en contact puisque l'excitation sur le couvercle n'est pas transmise lorsque le jeu est supérieur à l'amplitude de vibration, comme vérifié au préalable.

Avant la première bouffée, nous avons constaté que l'amplitude de réponse du couvercle pouvait chuter malgré l'excitation maintenue (cf. figure 4.7). Ceci a été attribué à l'échauffement qui a tendance à faire chuter les fréquences et donc désaccorder la fréquence de résonance du mode par rapport à l'excitation. De plus, l'amortissement étant faible, un faible décalage fréquentiel provoque une forte variation d'amplitude. La figure 4.7 permet également de voir qu'après la première bouffée (à partir de $t = 550$ s) l'excitateur piézoélectrique ne produit plus la même réponse. L'excitateur a été arrêté, puis remis en marche à des instants différents dans

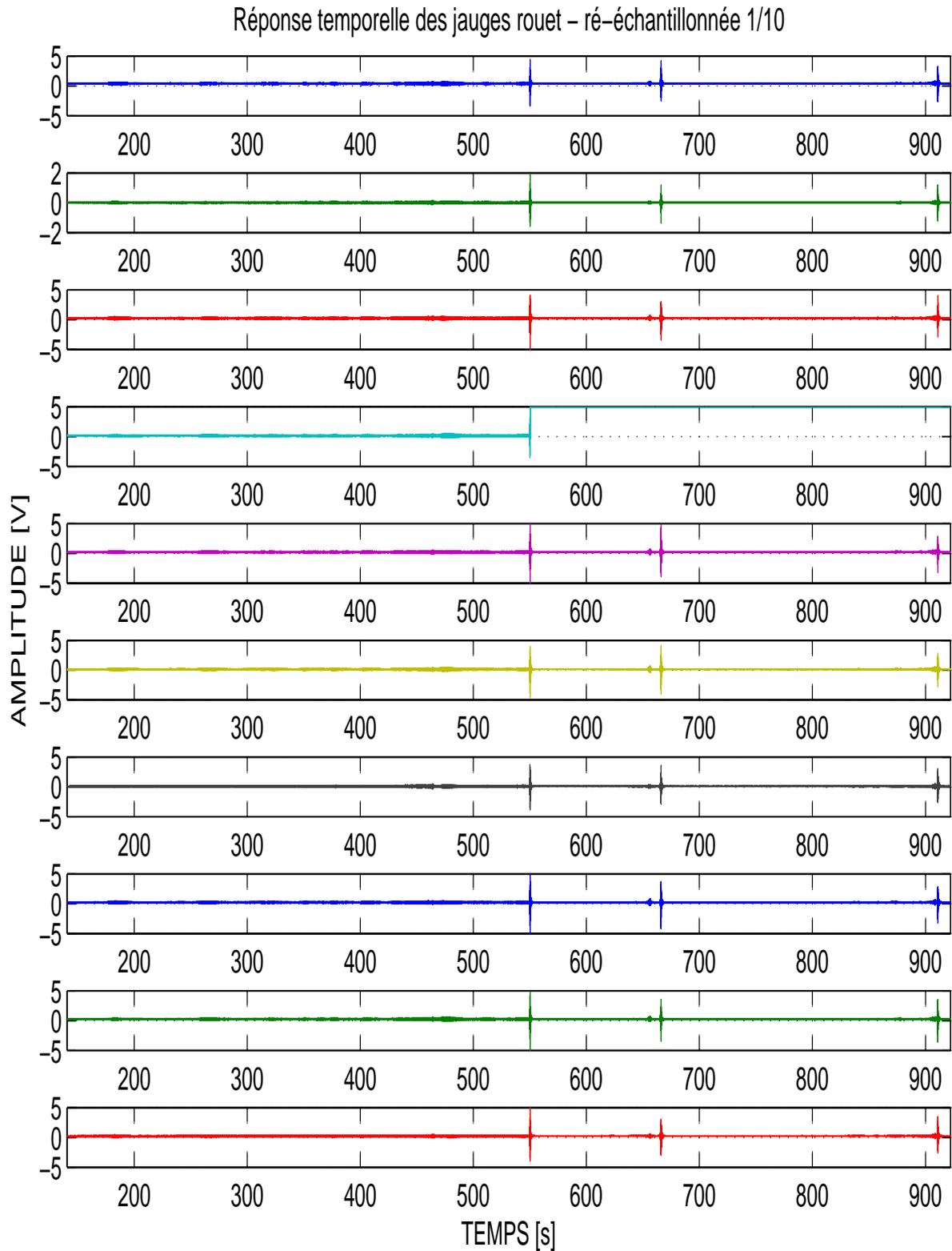


FIGURE 4.4 – Réponse dynamique des jauges du rouet installées au bord d'attaque. La réponse de la jauge installée sur la pale quatre (—) est saturée suite à la première bouffée.

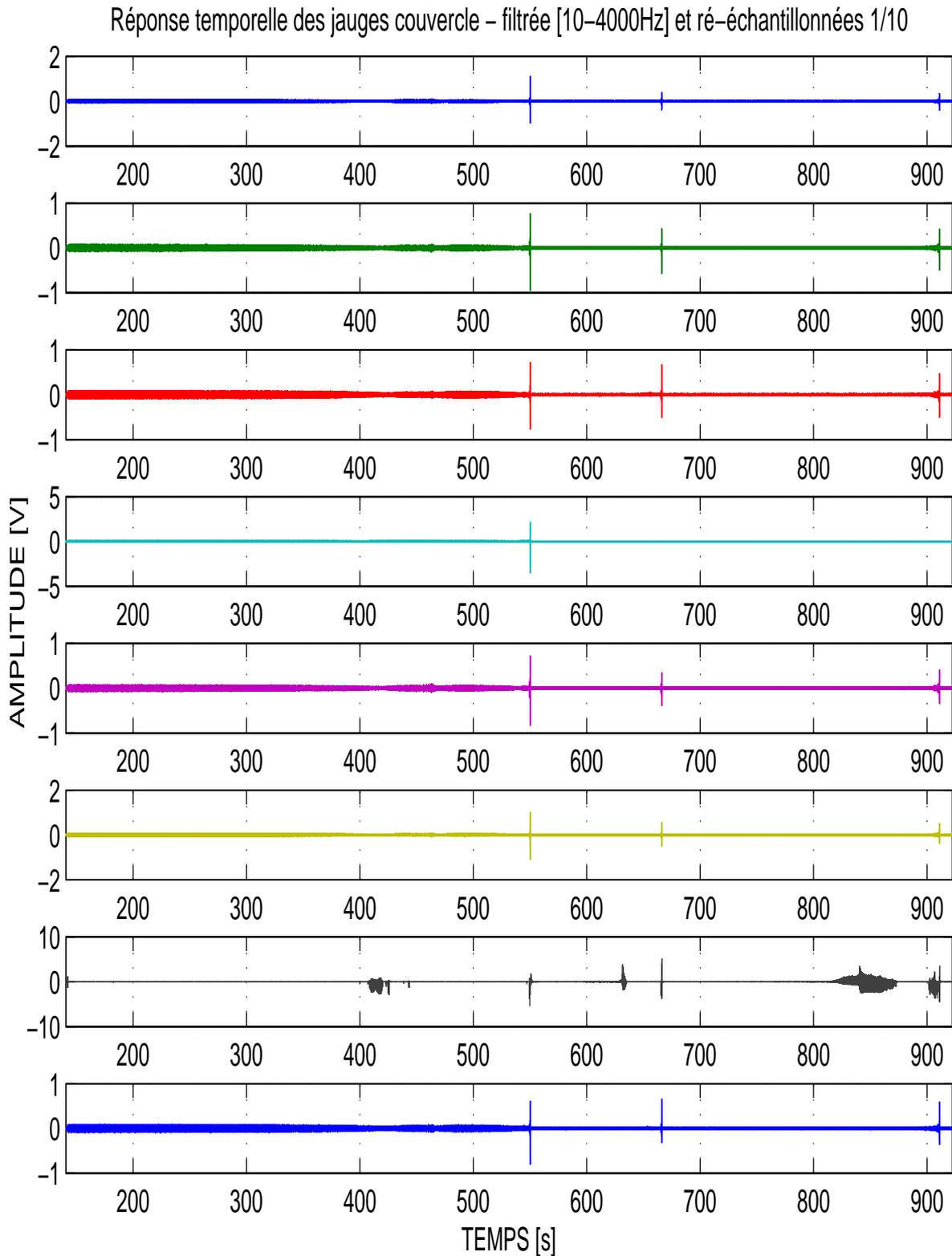


FIGURE 4.5 – Réponse dynamique des jauges du couvercle installées sur les raidisseurs au bord de fuite. La réponse de la jauge R_04 (—) est saturée suite à la première bouffée, alors que la jauge R_07 (—) est hors service.

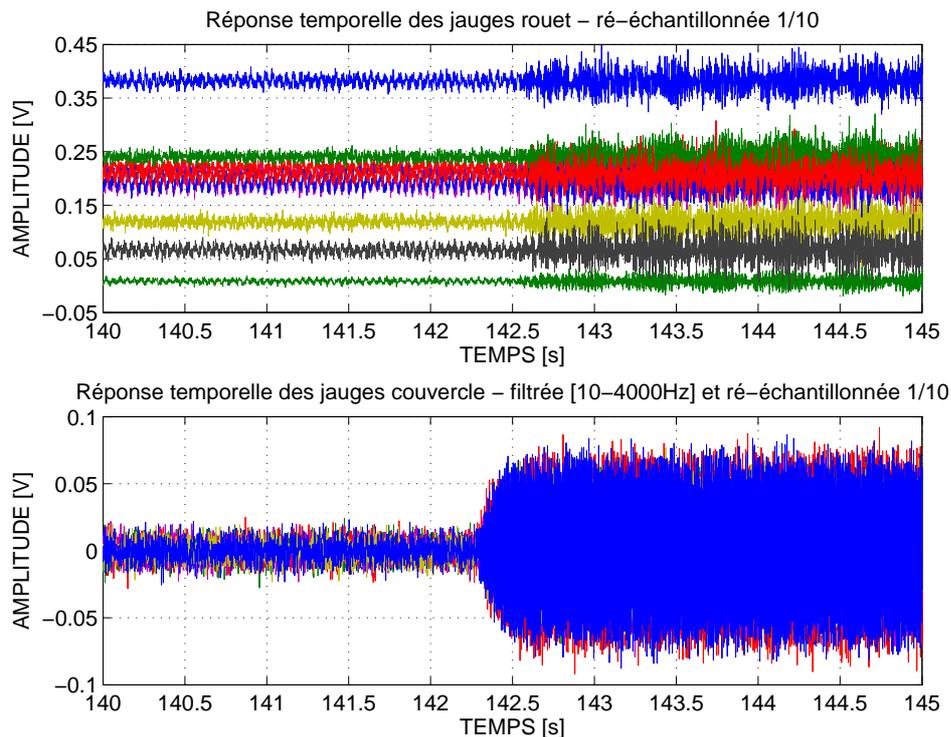


FIGURE 4.6 – Mise en évidence de la phase d’initialisation du contact sur le rouet et le couvercle à l’aide de l’excitateur piézoélectrique installé sur le couvercle. Ce dernier est alimenté à partir de $t = 142.25$ s. On constate un retard entre l’instant de mise en marche de l’excitateur et la réponse du rouet qui est dû au délai nécessaire pour que le régime permanent s’établisse avec l’amplitude suffisante pour entrer en contact.

le but de vérifier son état, et comme nous pouvons le constater, il ne semble plus avoir la même influence sur la dynamique du couvercle. En effet, les analyses post-essais montrent que l’excitateur s’est désolidarisé du couvercle au cours de l’essai.

L’enregistrement du couple et de la vitesse permet de connaître la puissance instantanée injectée dans le système rouet-couvercle lors du contact par le système d’entraînement. On remarque que le couple varie au moment où la réponse augmente sur le couvercle. Plus loin, cette donnée sera mise en lien avec les mesures de température par le biais d’un modèle thermique du couvercle. La figure 4.8 montre le profil de vitesse et du couple au cours de l’essai. Les chutes de vitesse et de couple correspondent aux instants où se sont produites les bouffées. Lors de la première bouffée, on observe les variations les plus importantes avec une diminution en vitesse et en couple à environ 170 rpm et 18.5 N m respectivement. Les valeurs négatives du couple s’interprètent comme la présence d’un couple résistant pratiquement constant en dehors des bouffées, attribué alors en majeure partie à la résistance des paliers. Ce couple résistant augmente au moment des bouffées, ce qui est cohérent avec la présence d’un contact aube-carter.

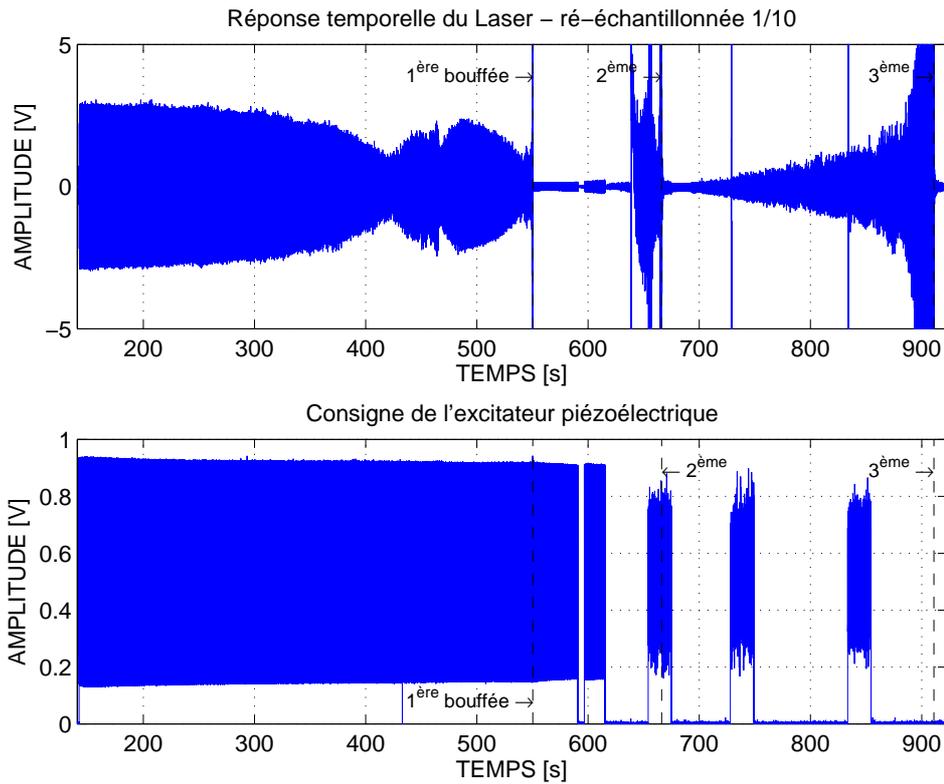


FIGURE 4.7 – Réponse dynamique du couvercle (obtenue avec le signal du SLDV pointé sur un point en BF) et historique de la consigne de l'excitateur piézoélectrique

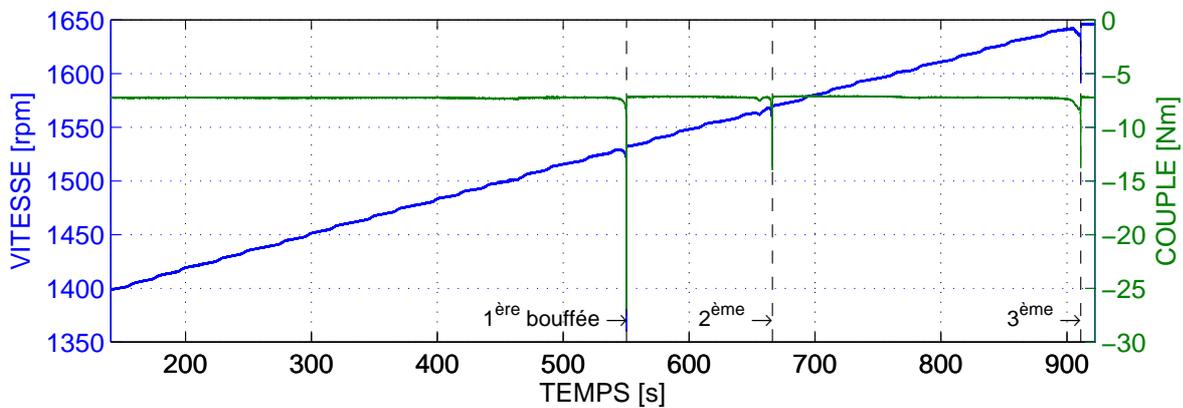


FIGURE 4.8 – Vitesse vs couple

4.3.2.2 Réponse thermique

La production de chaleur résultant du contact sera évaluée grâce aux enregistrements des thermocouples installés sur la peau extérieure du couvercle et à l'exploitation du couplemètre et de l'information de vitesse, ainsi qu'à l'aide d'un modèle EF thermique. Compte tenu de la littérature [13], il semble assez difficile d'avoir une estimation fiable à partir de la seule donnée des thermocouples. Ainsi, l'information du couplemètre permet de donner de façon plus directe la puissance comme expliqué plus loin, après déduction de la résistance des paliers et des effets

d'inertie et en négligeant les autres sources de dissipation (usure, vibratoire, dissipation dans le rotor). Sur la figure 4.9 nous pouvons voir l'évolution des températures données par les thermocouples¹. Globalement, les températures évoluent par paliers successifs d'une durée de l'ordre de 10s, pour aboutir à des élévations brusques concomitantes avec les bouffées de vibrations et localisées spatialement. En effet, deux thermocouples mesurent des températures plus élevées. Il s'agit des thermocouples TC3 et TC2 qui mesurent des pics de température pouvant atteindre jusqu'à $\Delta T \approx 60^\circ\text{C}$, respectivement après la première et la troisième bouffée. On note que l'évolution de la température au niveau du TC3 se fait par palier avec des pentes plus élevées par rapport aux autres thermocouples, pour passer d'un palier à l'autre. D'un autre côté, le TC2 possède le même comportement que les autres thermocouples jusqu'à la deuxième bouffée.

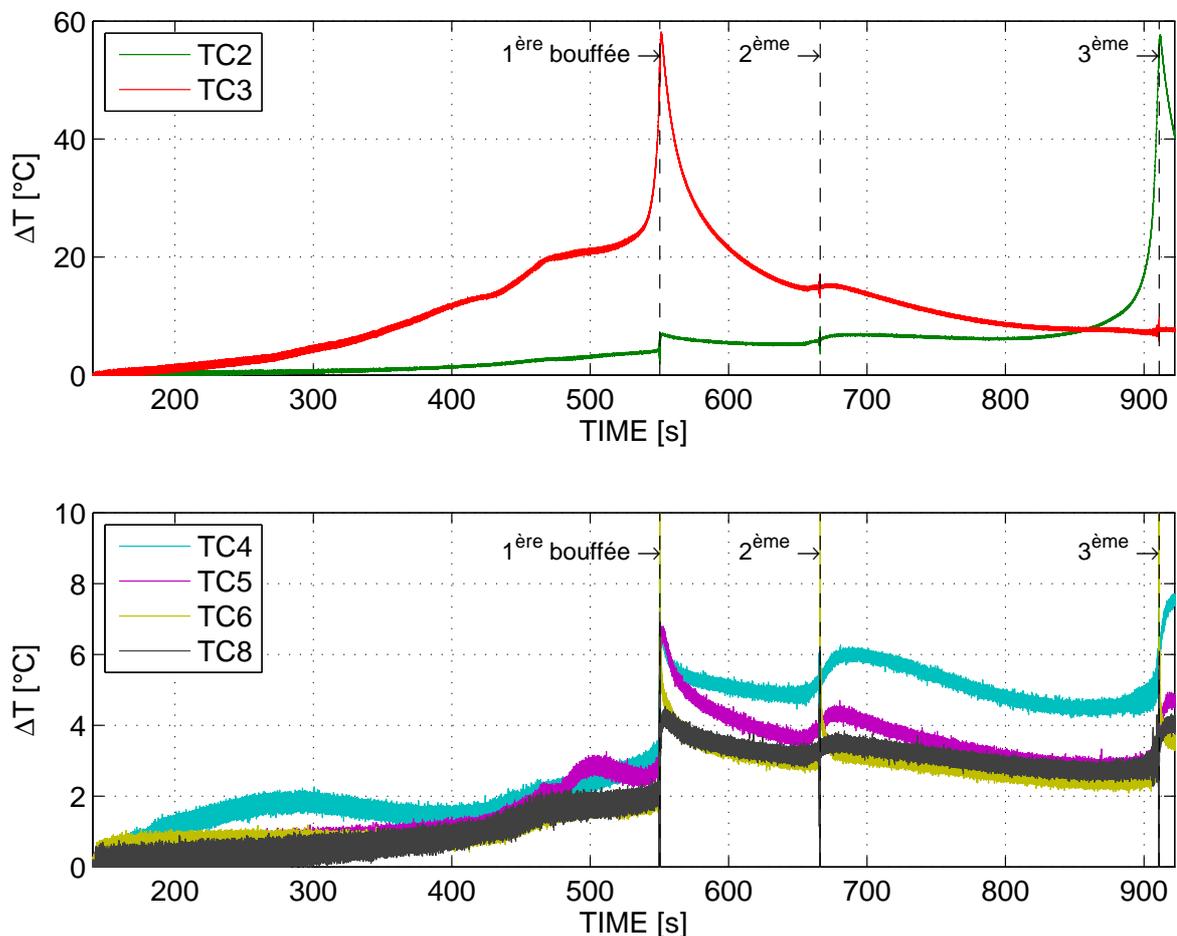


FIGURE 4.9 – Relevé des températures sur la peau extérieure du couvercle

Compte tenu des observations thermiques, il semble que le contact qui serait associé à l'échauffement soit localisé. De plus, au cours d'un temps relativement long, il semble aussi que cette localisation puisse se déplacer. On pourra avancer l'hypothèse de l'influence de l'usure, des dilatations thermiques et de la conduction pour expliquer ce dernier fait. L'usure a tendance à faire disparaître la possibilité de contact par augmentation du jeu. Cependant, celle-ci est

1. Les thermocouples TC1 et TC7 ne sont pas représentés, car ils sont hors service.

accompagnée d'un échauffement, dont les dilatations thermiques peuvent modifier la géométrie. En effet, on montrera plus tard que l'échauffement du couvercle engage le contact sur une autre zone. La conduction permet au front de chaleur de se diffuser vers les zones adjacentes à un premier contact là où il n'y a pas eu d'usure ou là où l'usure ou le jeu initial sont moins importants. Un modèle thermique éléments finis complet du couvercle (cf. section 4.3.3) montrera la réponse en matière de déplacements (de l'ordre du jeu) induits par un champ de température ou par un flux de chaleur imposé sur une zone réduite de la surface.

4.3.2.3 Réponse mécanique quasi-statique

La réponse quasi-statique sera ici la réponse filtrée numériquement au-dessus de 10 Hz. Ceci correspond à un temps caractéristique de 0.1 s qui semble petit vis-à-vis des variations thermiques observées mais grand par rapport à la dynamique (premiers modes autour de 2000 Hz). Avant de commencer l'analyse de la partie quasi-statique du signal provenant des jauges de déformation, nous allons estimer l'influence de la température sur le signal reçu. En effet, malgré le choix des jauges effectué en adéquation avec le support afin de compenser les effets d'influence de la température (on parle alors d'auto-compensation [74]) il demeure une déformation apparente liée à la température dans la partie basse fréquence du signal que nous cherchons à analyser. La déformation apparente en l'absence de contrainte mécanique due uniquement à l'influence de la température est connue pour un couple jauge-structure. Il est donc important de quantifier cet effet afin d'interpréter correctement les signaux mesurés. La déformation apparente dépend de la sensibilité thermique de la jauge ainsi que du différentiel de dilatation longitudinale avec la structure. Cette estimation est basée sur la donnée des coefficients du polynôme donnant la courbe de variation de la déformation apparente en fonction de la température [74], ainsi que sur la mesure fournie par les thermocouples. Nous pouvons constater dans la figure 4.10 que la déformation apparente maximale est de $25 \mu\text{def}$ pour 44°C . Au-delà il y aurait une déformation apparente négative. La déformation totale mesurée résultant de la déformation apparente d'origine thermique et des déformations induites par l'action mécanique (par exemples les efforts de contact) est de l'ordre de $+80 \mu\text{def}$ pour la première bouffée au voisinage du TC3 (figure 4.9) et de la jauge R_03 (figure 4.11). Cette déformation est positive et correspond à une élongation de la matière au voisinage du raidisseur où sont implantées les jauges. La déformation apparente est faible pour 80°C et peut être négative comme le montre la courbe, on peut conclure que l'on a bien une déformation d'origine mécanique qui est attribuée aux efforts de contact. On montre d'ailleurs, à l'aide du modèle éléments finis du couvercle, qu'un effort de contact radial ou tangent appliqué au bord de fuite du côté de l'abradable produit bien une déformation positive au lieu et dans la direction de mesure des jauges. Ainsi, les parties statiques des mesures de déformation peuvent bien s'interpréter comme des déformations du couvercle. On notera que la température utilisée pour estimer la déformation apparente thermique n'est pas strictement à l'emplacement des jauges de déformation.

L'analyse quasi-statique combinée à l'analyse thermique permet de déterminer la zone de localisation du contact. Les figures 4.9 et 4.11 montrent que lors de la première bouffée, le maximum de température est mesuré par le thermocouple TC3 et le maximum en déformation par la jauge R_03. Alors que lors de la dernière bouffée, le thermocouple TC2 indique la température maximale, au même temps que la jauge R_03 relève le comportement quasi-

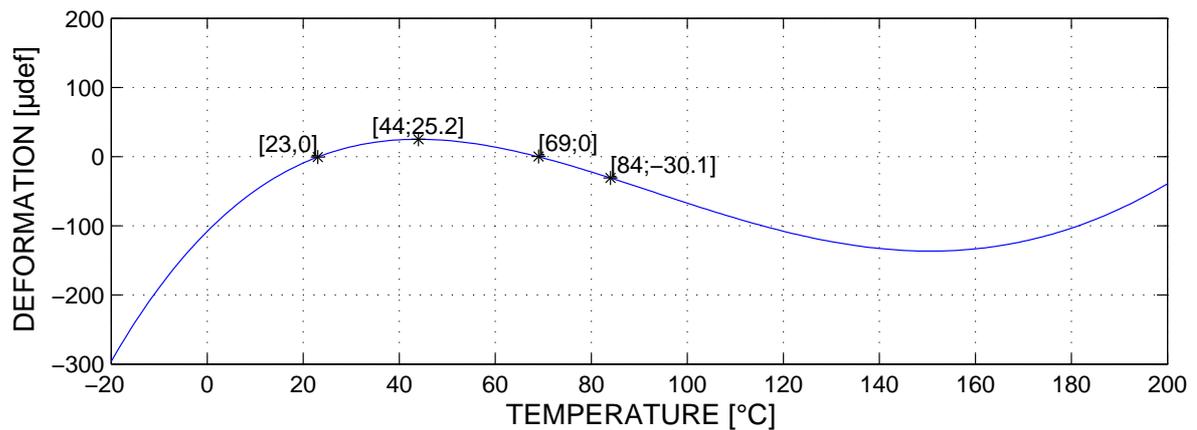


FIGURE 4.10 – Déformation apparente des jauges couvercle (données fournisseur)

statique le plus important. Ceci renforce l'hypothèse énoncée précédemment sur le déplacement du lieu de contact, en supposant qu'il se trouve entre la zone où la déformation quasi-statique et la température sont maximales. Rappelons que les thermocouples sont intercalés avec les jauges (cf. figure 4.2), car il est difficile de positionner les différents capteurs très proches les uns des autres. On constate également que la partie quasi-statique des jauges ne revient pas exactement à son niveau après le passage d'une bouffée. Ainsi, on peut faire l'hypothèse d'une déformation thermique du couvercle (ovalisation), qui pourrait également expliquer la modification du lieu de contact. Rappelons que les défauts de centrage rouet/couvercle et les défauts géométriques de l'abradable peuvent être à l'origine de la localisation du contact sur la circonférence. Le défaut de guidage (faux-rond, battement axial) associé à l'un au moins des défauts précédents peut être à l'origine de l'intermittence du contact.

Finalement, en comparant les évolutions de la partie quasi-statique et de la partie dynamique, nous pouvons remarquer que celles-ci évoluent sur le même temps caractéristique que celui de la bouffée, alors que la température retrouve un niveau donné de part et d'autre d'une bouffée en un temps plus long. Il peut s'agir d'un effet de la non-linéarité de contact couplant la partie quasi-statique et la partie dynamique.

Le temps caractéristique de l'élasticité statique est très court tandis que le temps de rétablissement de la température initiale est lié à la conduction thermique et donc un temps plus long. Nous avons montré ici que le signal des jauges auto-compensées (mais pas parfaitement compensées) pouvait permettre de conclure sur la présence de déformations quasi-statiques induites sur le couvercle par effet mécanique cohérent avec le modèle élastique. Il y a bien sûr, compte tenu des niveaux de température obtenus, des niveaux de dilatation thermique élevés qui seront évalués afin d'estimer les déplacements « thermiques » et leurs influences sur le jeu mécanique.

4.3.3 Analyse thermomécanique du couvercle

Dans cette partie, nous nous attacherons à quantifier l'influence des dilations thermiques sur la répartition circonférentielle du jeu afin d'expliquer les différents contacts observés entre le rouet et le couvercle. Deux types de calculs ont été réalisés afin de tester différents scénarios thermomécaniques. Le premier a pour objectif de quantifier l'ordre de grandeur du déplacement

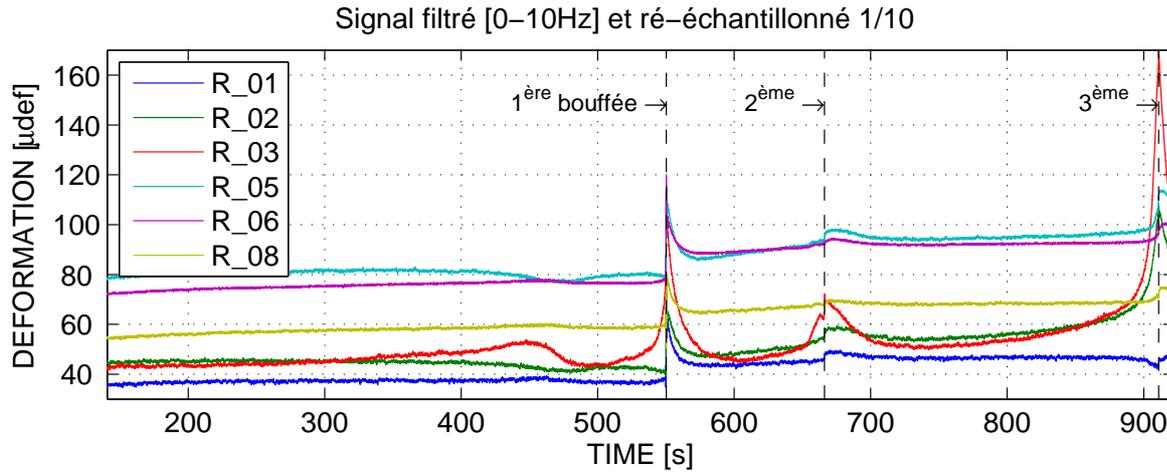


FIGURE 4.11 – Réponse quasi-statique du couvercle

axial du couvercle selon sa circonférence et ainsi vérifier la réduction du jeu sous l'influence de la thermique. Le deuxième a pour objectif d'établir la corrélation entre l'échauffement du couvercle et la puissance dissipée au niveau de l'arbre. Ceci dans le but de vérifier que toute la puissance mécanique est bien transformée en chaleur.

4.3.3.1 Définition du problème

Le couvercle sera défini par le domaine $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$ constitué de deux sous-domaines (le couvercle sans l'abradable (acier) Ω_1 et l'abradable Ω_2) et de deux surfaces où sont imposées les conditions limites (Γ_{th} étant la surface où sont appliquées les CL en thermique et Γ_m la surface où sont appliquées les CL en mécanique (cf. figure 4.12a)). Ces deux parties étant distinctes dans notre cas. La surface Γ_{th} sera définie comme l'aire délimitée par deux circonférences de rayon $R_1 = 100$ et $R_2 = 127$ avec deux plans espacés angulairement de 13.5° . Les dimensions de cette surface ont été déterminées suite à l'analyse post-essai du couvercle (cf. section 4.3.5), qui montre la présence de stries entre les circonférences R_1 et R_2 . La distance angulaire entre les deux plans qui coupent la circonférence a été choisie de manière arbitraire et a fait l'objet d'une étude de sensibilité non présentée ici. On a donc supposé que cette zone est celle où le contact est le plus intense et donc là où la production de chaleur est la plus importante.

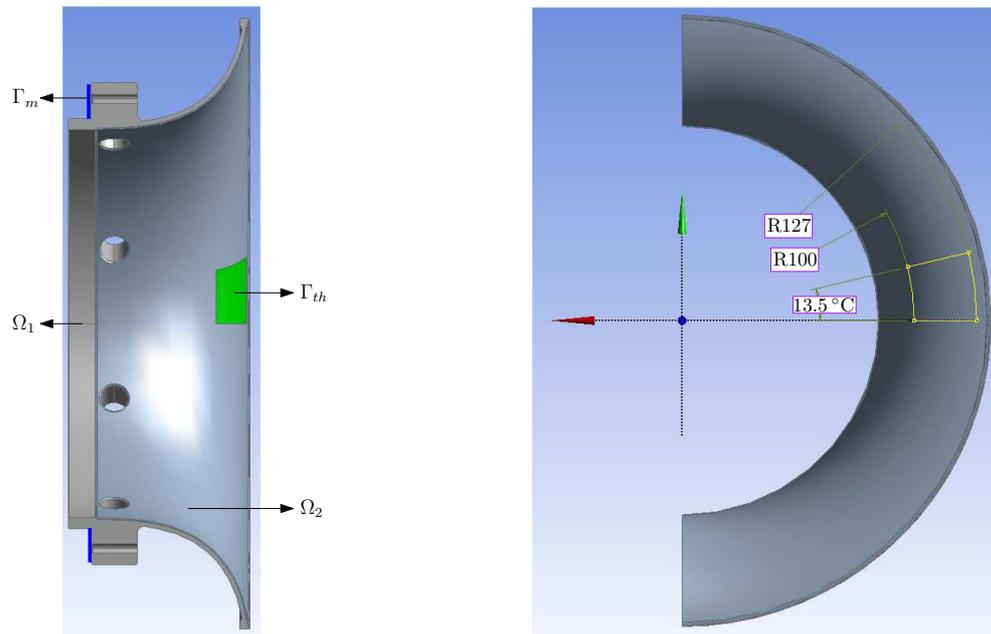
Le problème thermique consiste à résoudre l'équation de la chaleur définie par :

$$\rho^l c^l \dot{T}^l = k^l \Delta T^l \quad \text{dans } \Omega^l \quad \text{avec } l = 1, 2 \quad (4.1)$$

où ρ , c , T et k sont respectivement la masse volumique, la capacité calorifique massique, la température et la conductivité thermique supposée constante. Les conditions limites en thermique sont :

$$\begin{aligned} \text{Adiabaticité : } & \frac{\partial T^l}{\partial n} = 0 & \text{sur } \partial\Omega^l - \Gamma_{th} \\ \text{Flux imposé : } & (-k^2 \mathbf{grad}(T^2)) \cdot \mathbf{n} = \frac{-p(t)}{S} & \text{sur } \Gamma_{th} \end{aligned} \quad (4.2)$$

avec S l'aire de Γ_{th} et $p(t)$ la puissance dissipée par le contact lors de l'essai. On suppose que les échanges sont purement conductifs, ce qui se justifie par le fait que l'essai a lieu sous vide



(a) Définitions des sous-domaines du problème

(b) Surface où le flux est imposé

FIGURE 4.12 – Définition du problème thermomécanique

et que les températures sont modérées (effet radiatif faible). Les conditions limites devraient *a priori* conduire à une sur-estimation des températures. Quant aux conditions initiales, elles sont définies par :

$$T^l = T_o = 20^\circ\text{C} \quad \text{dans } \Omega^l \quad \text{avec } l = 1, 2$$

En ce qui concerne la partie mécanique, il s'agit de résoudre un problème thermoélastique linéaire, avec pour seule condition limite l'encastrement de la bride arrière du couvercle. Le flux imposé dépendant explicitement du temps est tiré de l'expérience comme indiqué dans (4.2).

4.3.3.2 Réponse aux températures imposées sur la frontière

Il s'agit ici de mettre en place un calcul thermomécanique pour évaluer les déformations et les déplacements avec seulement des conditions limites thermiques (flux de chaleur, température) et de vérifier que l'échauffement du système engendre bien des déplacements capables de compenser le jeu initial. Un champ thermique interpolé à partir des mesures fournies par les thermocouples (cf. figure 4.9) sera appliqué sur huit surfaces Γ_{th} équiréparties sur le couvercle.

La figure 4.13 montre les résultats d'un calcul thermique transitoire sur ANSYS. Ce chargement (thermique) produit un déplacement en bord de fuite du couvercle de $109\mu\text{m}$ pour la première et troisième bouffée et de $24\mu\text{m}$ pour la deuxième bouffée (figure 4.14). Comme nous pouvons le constater ces valeurs sont supérieures au jeu initial introduit de $20\mu\text{m}$. Ceci permet de vérifier que l'échauffement produit lors du contact, a tendance à rapprocher les deux structures et à initialiser le contact. Le rapprochement s'effectue au droit de la zone chaude.

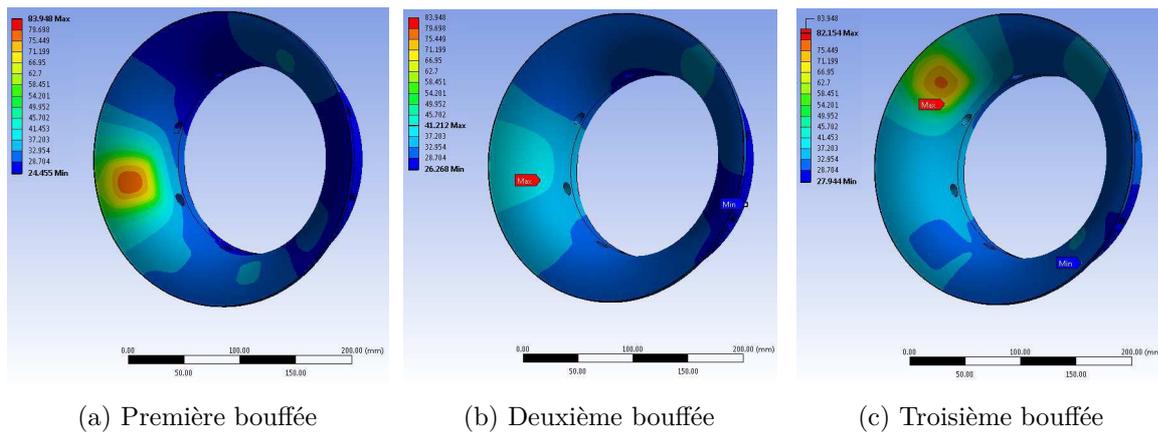


FIGURE 4.13 – Champs thermiques sur le couvercle obtenus en appliquant les températures relevées par les thermocouples lors des essais

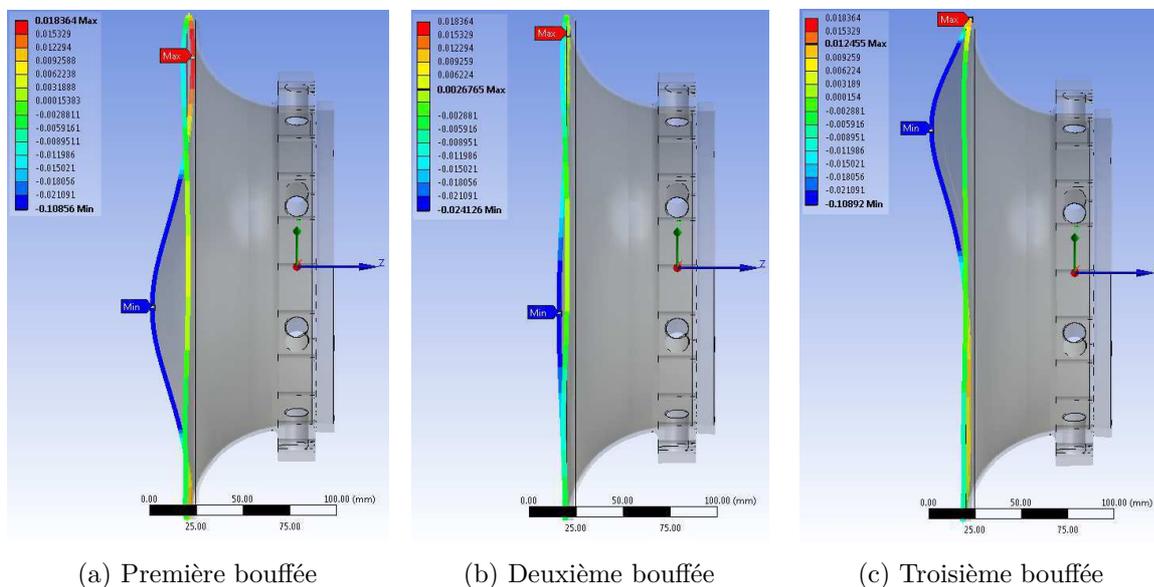


FIGURE 4.14 – Déplacement axial du couvercle obtenu en appliquant les températures relevées par les thermocouples lors des essais

4.3.3.3 Réponse au flux thermique imposé sur la frontière

Afin d'établir un scénario plus réaliste, sur le comportement du couvercle en présence du contact, nous avons décidé de simuler numériquement la réponse thermomécanique du couvercle en introduisant un flux de chaleur sur la zone présumée de contact en lien avec les efforts de contact. Cette simulation nous permettra de vérifier la corrélation entre la puissance thermique injectée et l'évaluation du champ de déplacement. Le flux introduit sera égal à la puissance fournie par l'entraînement lors d'un essai de contact (cf. figure 4.15) et sera appliqué sur la surface Γ_{th} . Le couple de résistance des paliers a été estimé à vitesse constante et ne varie pas avec la vitesse. La puissance en dehors des contacts suit une évolution linéaire lors de la rampe de vitesse. Nous ferons les hypothèses suivantes pour nos simulations :

1. Toute la puissance fournie à l'arbre est transformée en chaleur (la résistance des paliers

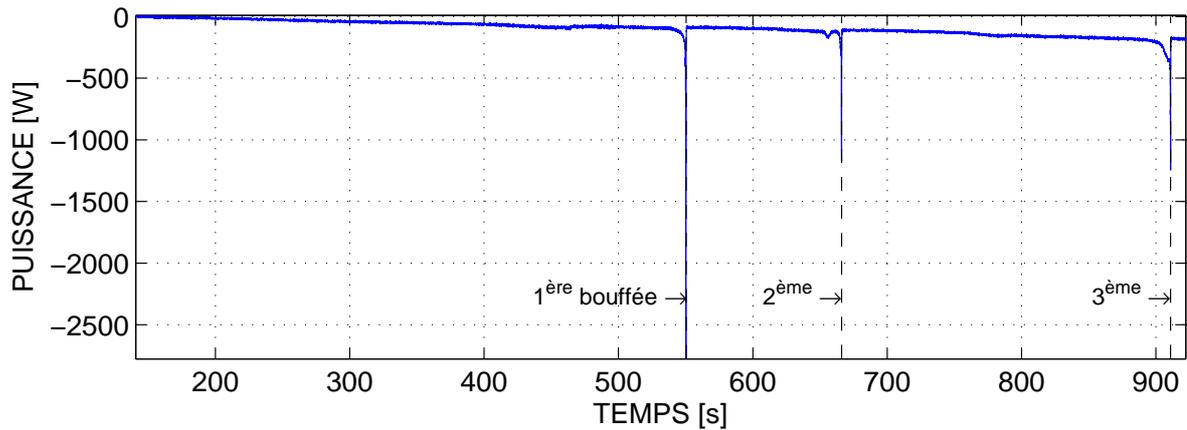


FIGURE 4.15 – Puissance développée à l'arbre lors du contact

- a été déduite et sera supposée constante).
2. L'inertie du rotor est déduite du couple et nous avons montré que la résistance du palier est peu sensible à la vitesse dans la plage d'utilisation.
 3. Toute la puissance est appliquée dans une surface localisée du couvercle Γ_{th} , cette hypothèse se fonde sur les observations aux TC.
 4. La température initiale sera supposée uniforme, on ne s'intéresse qu'aux variations.
 5. Les effets radiatifs et convectifs seront négligés.
 6. Nous nous placerons dans des conditions adiabatiques pour le reste des conditions limites.
 7. Le partage du flux entre le rouet et le couvercle ne sera pas pris en compte.
 8. L'énergie de déformation des pales ne sera pas prise en compte ainsi que leurs énergies de dissipation propres.

L'étude portera uniquement sur le comportement thermique du couvercle lors de la première bouffée, car les constatations expérimentales laissent penser que le lieu de contact est déplacé en raison de l'usure de l'abradable. Ceci a pour effet de modifier la zone où le flux est imposé. Pour cette raison nous limiterons l'étude à une seule zone de contact. Ainsi, le flux appliqué sera égal à la puissance thermique imposée de la figure 4.16, obtenue en retranchant du couple mesuré les effets d'inertie qui apparaissent lors des décélérations et le couple résistant nominal des paliers. L'accélération angulaire est reconstituée à partir de l'information de la position angulaire fournie par le codeur incrémental (double dérivation). Le flux imposé (figure 4.16) correspond donc à la puissance mécanique mesurée pendant l'intervalle [200–500] s (figure 4.15). Les profils de température obtenus expérimentalement seront comparés aux résultats numériques relevés aux emplacements des thermocouples (figure 4.17). Deux simulations ont été analysées, dans la première le flux est appliqué à la surface Γ_{th} pendant toute la durée de la simulation. Dans la deuxième, l'apport de chaleur est supprimé à partir de $t = 225$ s. L'estimation de l'augmentation de température fourni par ce calcul donne un $\Delta T_{num}^{max} \approx 300^\circ\text{C}$, qui est 5 fois supérieur à la valeur observée. Cet écart important s'explique par le fait que le calcul réalisé repose sur des hypothèses fortes et tout particulièrement un flux thermique intégralement appliqué sur le couvercle ou encore une non-prise en compte de la déformation des pièces et des amortissements intrinsèques à la structure et au montage. Un

calcul couplé thermomécanique permettrait sans doute d'obtenir une estimation plus précise du flux thermique à imposer aux structures. Malgré toute cette estimation, les résultats numériques seront utilisés afin d'estimer les profils de température obtenus au cours du temps et de les comparer avec les essais.

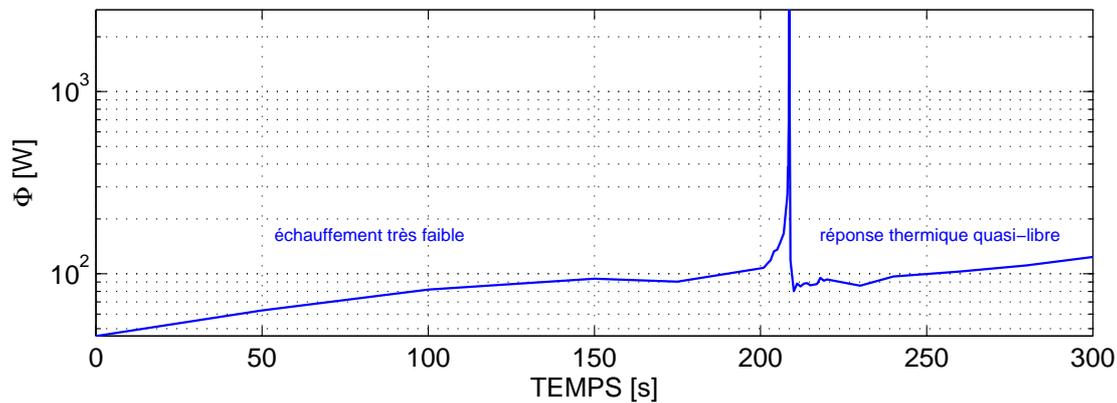


FIGURE 4.16 – Puissance thermique imposée

À l'aide de la figure 4.18, nous pouvons voir que les simulations arrivent à reproduire l'allure du pic de température correspondant au relevé de température adimensionné du thermocouple trois (TC3). En comparant les courbes $TC3_{exp}$ et $TC3_{num}$ (première simulation) nous pouvons voir qu'à partir de $t = 225$ s l'échauffement se poursuit pour la simulation, alors que la courbe expérimentale montre une décroissance à partir de $t = 225$ s. La deuxième simulation $TC3_{num}^{free}$, où l'apport de chaleur a été coupé à partir de $t = 225$ s, montre une allure plus proche du $TC3_{exp}$. Ceci nous permet d'appuyer l'hypothèse du déplacement de la surface de contact.

Pour conclure, cette étude nous a permis d'approcher, de manière relative, le comportement thermique du couvercle lors des essais.

4.3.4 Analyse fréquentielle

4.3.4.1 Outils d'analyse spectrale

Deux outils d'analyse spectrale seront appliqués par la suite, aux signaux de notre exemple. Une analyse fréquentielle à court terme effectuée en appliquant une transformée de Fourier discrète (STFT - Short-Time Fourier Transform) sur des blocs d'échantillons successifs permet de voir l'évolution du spectre de chacune des voies de mesure au cours du temps [98]. Le choix de la taille des blocs (fenêtre temporelle) résulte d'un compromis entre résolution fréquentielle et temporelle [99, 100].

L'autre outil est fondé sur une analyse de Fourier discrète à deux dimensions (2D DFT - two-dimensional Discrete Fourier Transform) appliquée à un ensemble de signaux provenant des capteurs espacés spatialement de manière régulière sur chacune des structures [80]. Nous utiliserons les dix jauges disposées sur le BA des pales principales pour le rouet et les huit jauges disposées sur le raidisseur au BF pour le couvercle. L'analyse donne, pour chaque fréquence (Hz) du spectre, la décomposition spatiale en diamètres de la réponse. L'examen du spectre

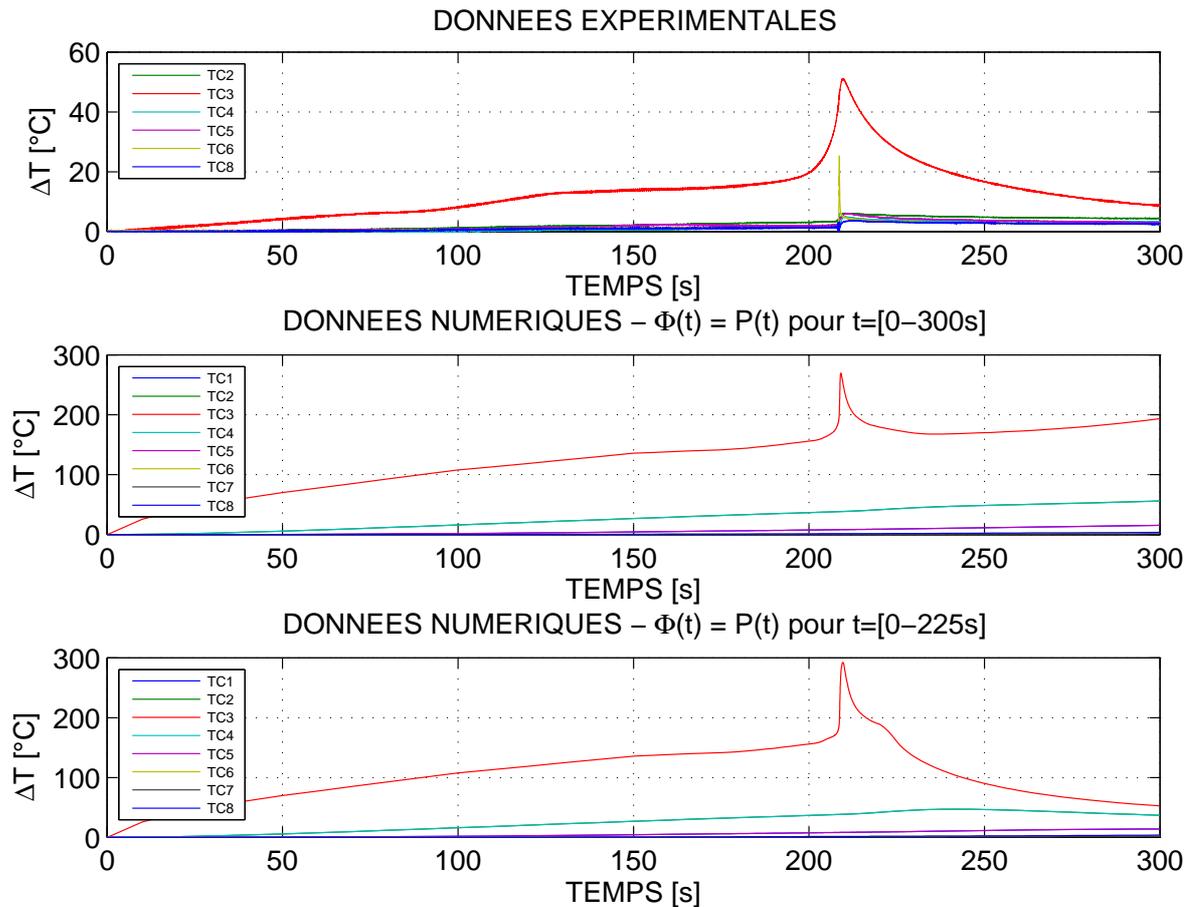


FIGURE 4.17 – Profil des températures sur le couvercle

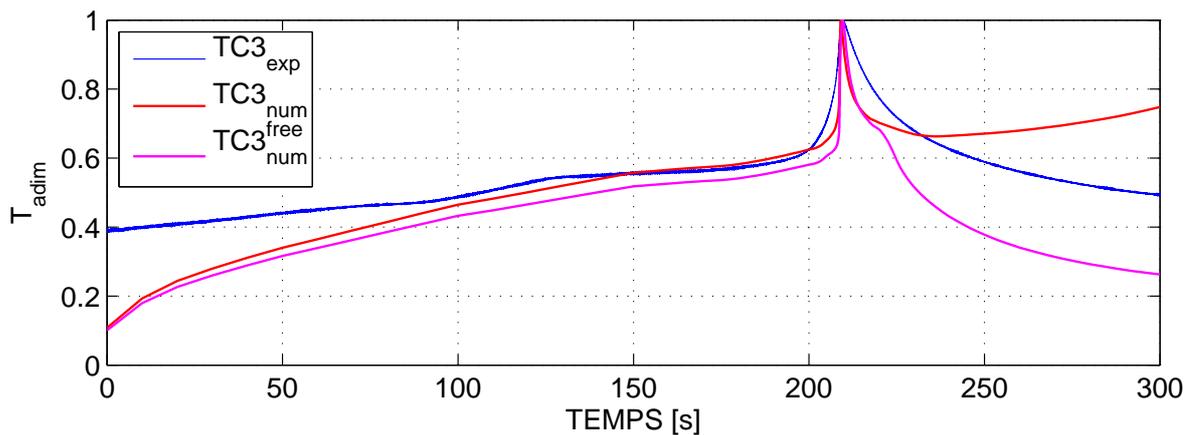


FIGURE 4.18 – Profil d'évolution de la température adimensionnée du TC3

spatial complet permet de voir la décomposition en participations directe et rétrograde pour un diamètre donné [86]. Un diamètre nodal négatif est interprété comme une onde progressive rétrograde par rapport à l'ordre de numérotation des capteurs dans la direction circulaire. Pour une même fréquence, un diamètre nodal négatif et positif avec des amplitudes égales

correspond à une onde stationnaire. L'analyse complète du spectre a été motivée par le fait que les différentes coïncidences modales sur le diagramme de Campbell (cf. figure 3.31) ont été envisagées en fonction du sens de propagation des ondes (direct/rétrograde) [89]. Nous avons repris les notations utilisées dans le chapitre 1 pour différencier les sens de propagation des ondes sur les deux structures. Ainsi, nous utilisons les notations directe (indiqué d) et rétrograde (indiqué r) pour le couvercle, et co-rotative (indiqué co) et contra-rotative (indiqué cr) pour le rouet. Notons que les dix points de mesure sur le rouet donnent bien un échantillonnage spatial suffisant pour identifier les diamètres de zéro à cinq sans ambiguïté. Sur le couvercle l'instrumentation ne permet d'analyser que les diamètres jusqu'à l'ordre quatre. Dans ce cas, le modèle éléments finis sera utilisé pour l'identification du diamètre nodal au-delà de l'ordre quatre.

4.3.4.2 Évolution du contenu fréquentiel et spatial

Nous allons commencer cette analyse par l'étude des diagrammes « Fréquences - diamètres nodaux » effectués sur des intervalles de temps situés avant, pendant et après les trois bouffées, afin de comprendre l'évolution du contenu fréquentiel et spatial des deux structures. Ces diagrammes nous permettent de voir, dans les intervalles choisis, quels sont les modes excités par recoupement des spectres avec les analyses modales (fréquence et diamètres) et quels sont les sens de propagation direct/co-rotatif ou rétrograde/contra-rotatif.

Avant la première bouffée La figure 4.19a montre que le mode à 4ND de la première famille de flexion du couvercle est bien celui qui possède la réponse la plus élevée (mode excité par l'excitateur piézoélectrique). On notera que le fait de ne disposer que de huit points de mesure ne permet pas de décider du sens de propagation. Néanmoins, d'après les analyses modales qui ont permis de mettre au point l'excitateur, il s'agit bien d'un mode stationnaire. Puis, du côté du rouet (figure 4.20a), le mode contra-rotatif à 4ND de la première famille de flexion possède également la réponse la plus élevée.

Pendant la première bouffée La réponse du mode à 4ND du couvercle reste supérieure par rapport aux autres modes (figure 4.19b). Ce n'est plus le cas sur le rouet (figure 4.20b), car à ce moment le mode contra-rotatif à 3ND de la première famille de flexion et les modes des familles supérieures sont excités en donnant sur les capteurs des niveaux plus élevés par rapport aux autres modes.

Après la première bouffée Le comportement des modes sur le couvercle (figure 4.19c) et le rouet (figure 4.20c) est semblable à ceux rencontrés avant la bouffée.

Deuxième et troisième bouffée Après la première bouffée où l'excitateur a probablement été partialement désolidarisé du couvercle, les participations des modes autour des deux autres bouffées ne sont plus semblables à celles qui sont rencontrées lors de la première bouffée. En effet, les modes de la première famille ne sont plus prédominants sur les deux structures mais ce sont les modes des familles plus hautes qui répondent avec des amplitudes plus élevées du côté du rouet et du couvercle, comme le montrent les diagrammes des figures 4.21 et 4.22.

Dans ce cas, nous n'avons plus d'excitation extérieure mais nous avons une excitation auto-entretenu par les dilatations thermiques des structures, qui rapprochent les deux composantes et permettent ainsi d'initialiser le contact.

4.3.4.3 Évolution du contenu fréquentiel en fonction du temps

Nous appliquerons à présent une transformée de Fourier à court terme avec une fenêtre temporelle de 1 s à la réponse du carter mesurée par le SLDV, en un point du couvercle situé au BF. Les données utilisées pour le calcul de la STFT sont stockées dans une matrice pour ensuite tracer les spectres en fonction du temps ou de la vitesse de rotation. Pour l'affichage, nous utiliserons la densité spectrale de puissance.

Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à l'influence de l'excitateur piézoélectrique. Pour cela, nous allons utiliser la figure 4.23, dans laquelle nous pouvons repérer quatre phases, nommées en fonction de l'intensité de contact : *absence de contact*, *contact*, *contact très faible*, *contact faible*. La première phase, *absence de contact*, se situe avant la mise en route de l'excitateur. Il n'y a donc aucune source d'excitation sur le couvercle et donc aucune réponse avec un niveau significatif. Sur cet intervalle de temps, la réponse de la structure est marquée fréquemment par la présence du bruit de fond, illustré par la figure 4.23b. Puis, la consigne d'excitation et le contact ont été déclenchés à $t = 142$ s, qui correspond au début de la deuxième phase *contact*. Ici, le contenu fréquentiel de la réponse du couvercle est riche (les différents termes du spectre seront analysés plus loin dans cette section).

Ensuite, à $t = 550$ s, suite à la première bouffée, l'excitateur piézoélectrique ne produit plus l'excitation voulue, ce qui implique la diminution de l'échange énergétique entre les deux structures. Cette phase correspond au *contact très faible*.

Finalement, lors de la dernière phase *contact faible* nous retrouvons un niveau important à plusieurs moments régulièrement espacés vers 1950 Hz. L'interprétation avancée est que les deux structures se sont dilatées par effet thermique, le jeu a donc été compensé et le contact est à nouveau présent.

Afin d'améliorer l'interprétation, nous allons mettre en vis-à-vis le spectre de la réponse et les fréquences caractéristiques connues du système : harmoniques de la fréquence de rotation, fréquences propres des modes des sous-structures, fondamentale et harmoniques de la fréquence d'excitation.

Sur la figure 4.24a nous avons tracé la STFT du signal du vibromètre avec en abscisse la vitesse de rotation du rouet. Cela nous permet de voir à quelle vitesse se sont produites les différentes bouffées, qui apparaissent sur le diagramme comme des barres verticales. Afin de faciliter l'analyse, nous avons superposé les fréquences propres du couvercle identifiées au préalable par une caractérisation fréquentielle sans contact. Nous pouvons donc vérifier que l'excitation piézoélectrique excite bien le mode à 4ND du couvercle. Ensuite, nous avons identifié sur la même figure les traces rectilignes et inclinées qui correspondent aux harmoniques de la vitesse de rotation, visibles lorsque le contact est présent. Il est important de noter, que les modes du couvercle répondent lorsque les harmoniques de la vitesse de rotation traversent leurs fréquences propres. Les autres traces inclinées possédant une pente négative correspondent à des harmoniques de la vitesse de rotation, qui ont été repliées en dessous de la fréquence de Nyquist $F_s/2 = 4000$ Hz. Finalement, il nous reste à identifier les droites espacées de $\pm\Omega$ en partant de la fréquence d'excitation. Comme il sera montré plus loin (cf. section 4.5.1), elles

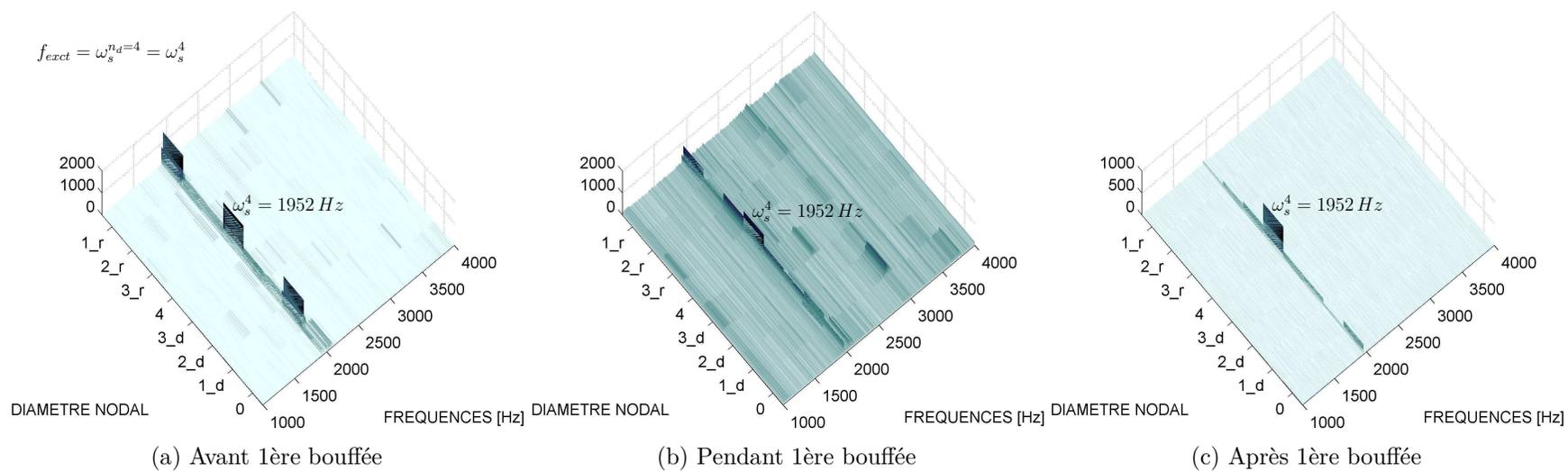


FIGURE 4.19 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux du couvercle : Première bouffée

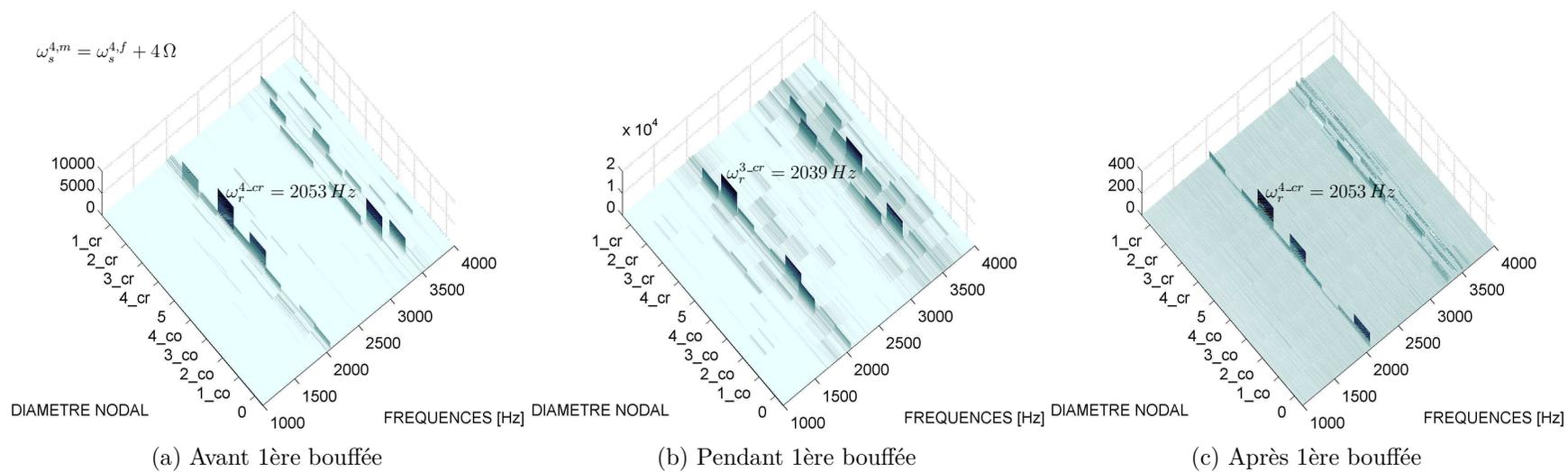


FIGURE 4.20 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux du rouet : Première bouffée

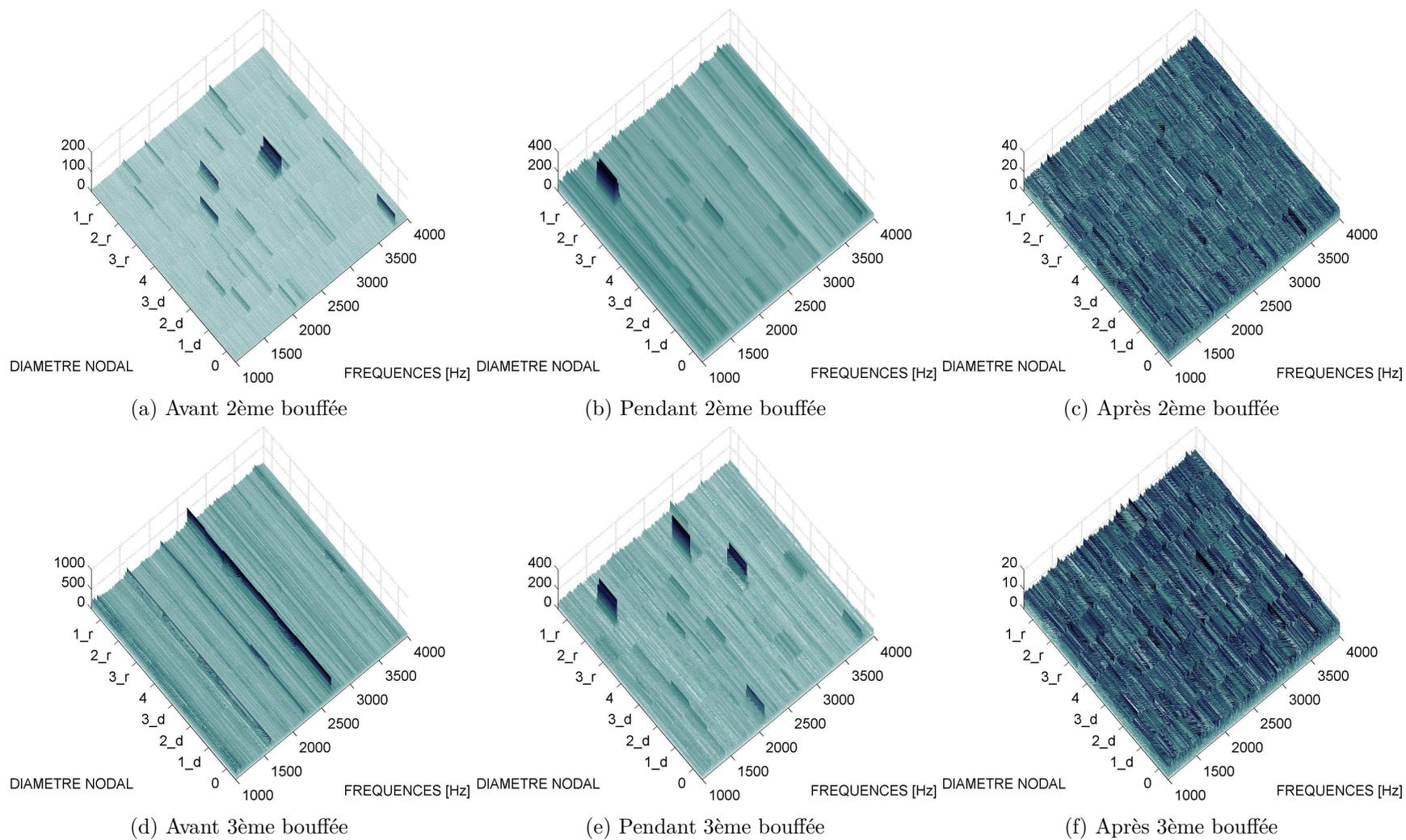


FIGURE 4.21 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux du couvercle : Deuxième et troisième bouffée

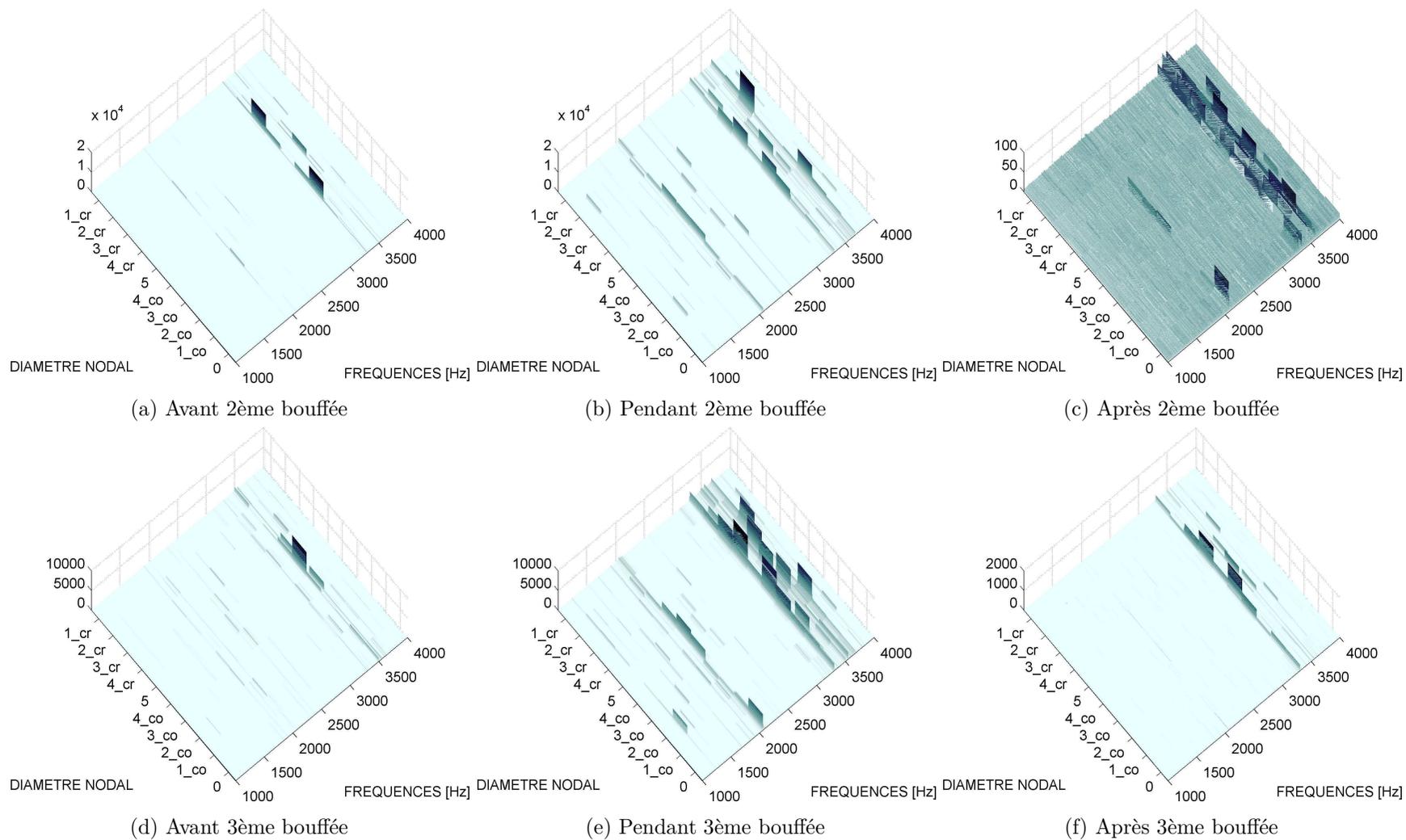
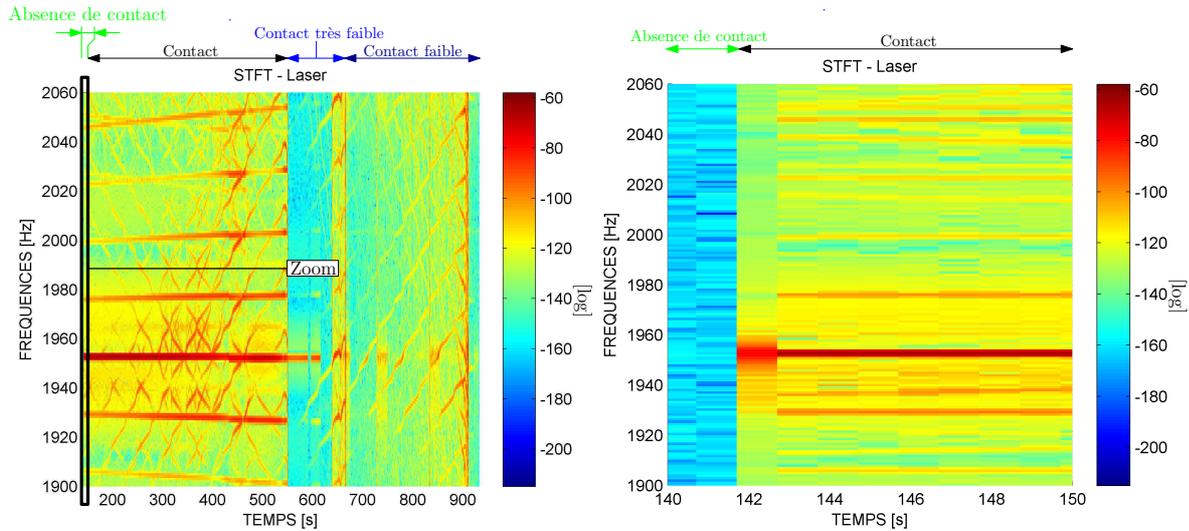


FIGURE 4.22 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux du rouet : Deuxième et troisième bouffée



(a) STFT du signal du SLDV focalisé sur un point en bord de fuite du couvercle (b) Spectrogramme centré sur le début de l'excitation

FIGURE 4.23 – Influence de l'intensité du contact sur le comportement dynamique du couvercle

correspondent à des *sidebands* [47] qui sont des combinaisons produites par la non-linéarité introduite par le contact entre la fréquence d'excitation et les harmoniques de la vitesse de rotation. Les fréquences de ces *sidebands* suivent la relation :

$$f_{SB}^k = f_{exc} + k \cdot \Omega \quad \text{pour } k \in \mathbb{Z} \quad (4.3)$$

où f_{SB}^k sont les fréquences des *sidebands* et f_{exc} la fréquence d'excitation délivrée par l'excitateur piézoélectrique.

Pour ce qui est de la réponse du rouet, nous allons reprendre la même méthodologie en exploitant la STFT, figure 4.24b, du signal provenant d'une jauge placée en BA sur la pale 06². Sur la même figure, nous pouvons ainsi identifier le placement des modes du rouet et les harmoniques de la vitesse de rotation. De même que pour le couvercle, nous pouvons remarquer que les harmoniques de la vitesse de rotation excitent les modes du rouet lorsqu'ils croisent ses fréquences propres. Ensuite, nous allons interpréter certaines raies du spectre dans la réponse du rouet, en superposant les fréquences des modes propres du couvercle dans le repère tournant $\omega_{s,t}$. Pour cela, nous utiliserons l'équation de changement de repère (4.4), reliant les fréquences du couvercle dans le repère fixe³ $\omega_{s,f}^{n_d}$, le nombre de diamètres n_d et la vitesse Ω :

$$\omega_{s,t}^{n_d} = \omega_{s,f}^{n_d} + n_d \cdot \Omega \quad (4.4)$$

Tout comme pour le couvercle, la relation précédente a été combinée avec les harmoniques de la vitesse de rotation, ce qui est justifié par la non-linéarité introduite par le contact. Ainsi, les *sidebands* vues dans le repère tournant deviennent :

$$f_{SB,t}^k = (f_{exc} + n_d \cdot \Omega) + k \cdot \Omega \quad \text{avec } k \in \mathbb{Z} \quad (4.5)$$

2. La pale 06 correspond à une pale complètement instrumentée au BA, BF et méridienne.

3. L'indice f est utilisé pour le repère fixe alors que l'indice t fait référence au repère tournant.

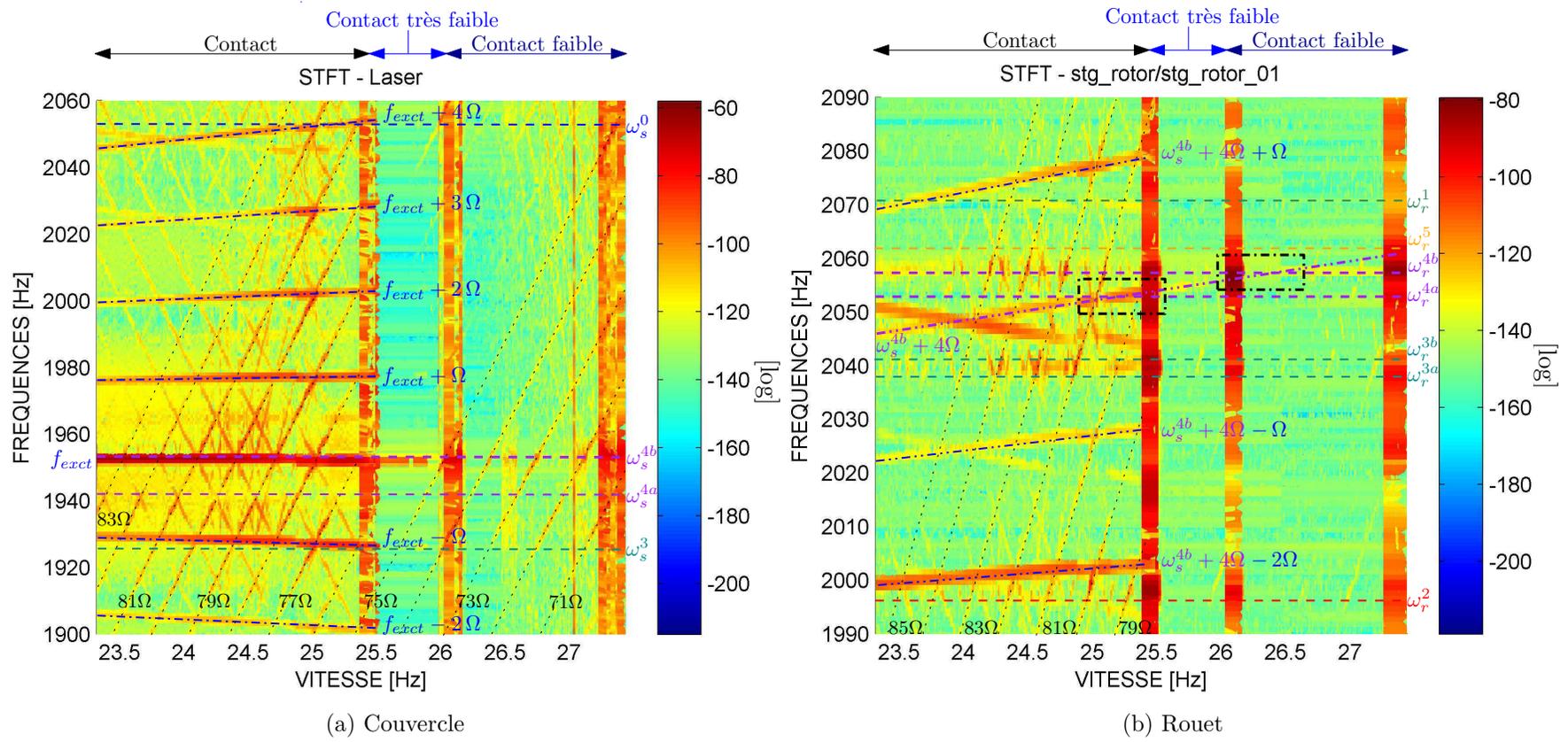


FIGURE 4.24 – STFT du couvercle (a) et du rouet (b) avec la superposition des : fréquences propres, des harmoniques de la vitesse de rotation et des *sidebands*.

Or, pour cette configuration la fréquence d'excitation est égale à la fréquence propre du mode à 4ND, notée $\omega_{s,f}^4$, ce qui revient à écrire :

$$f_{SB,t}^k = \left(\omega_{s,f}^4 + 4 \cdot \Omega \right) + k \cdot \Omega \quad \text{pour } k \in \mathbb{Z} \quad (4.6)$$

où $\omega_{s,f}^4 = f_{exact}$.

Sur la figure 4.24b les *sidebands* ont été représentées par des lignes bleues en pointillés. Ceci nous permet de constater que le mode à 2ND du rouet est excité par une *sideband*, dont la fréquence est égale à :

$$f_{SB,t}^{-2} = (f_{exact} + 4 \cdot \Omega) - 2 \cdot \Omega$$

ou

$$f_{SB,t}^{-2} = \left(\omega_{s,f}^4 + 4 \cdot \Omega \right) - 2 \cdot \Omega$$

La présence des *sidebands* est pilotée par l'intensité du contact, elles ne sont pas présentes lorsque le contact est faible ou inexistant. Nous renvoyons à la figure 4.23 pour voir les variations du niveau d'intensité du contact au cours du temps.

Finalement, à l'aide des rectangles noirs en pointillés, superposés sur la figure 4.24b, nous pouvons identifier deux zones pour lesquelles il existe une coïncidence fréquentielle et spatiale entre les modes du rouet et les modes du couvercle. Les deux premières bouffées ont été déclenchées dans ces zones, ce qui peut être interprété comme une possible coïncidence modale, aux vitesses déduites de l'équation (1.1) et données par la relation (4.7) :

$$\begin{aligned} \Omega_{c,A} &= \frac{\omega_{r,A} - \omega_{s,A}}{n_d} \\ \Omega_{c,B} &= \frac{\omega_{r,B} - \omega_{s,A}}{n_d} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Les indices A et B correspondent respectivement à la première et deuxième fréquence propre du mode double concerné. Sur le couvercle seule la fréquence propre $\omega_{s,A}$ a été prise en compte pour le calcul de la vitesse critique, car c'est elle qui a été excitée par l'excitateur piézoélectrique. Néanmoins, seule la première bouffée a été réalisée avec cette excitation extérieure, car l'excitateur a été perdu après la première bouffée. Ainsi, sur le même essai nous avons une bouffée produite avec une excitation extérieure et deux autres bouffées sans excitation extérieure.

Nous avons poursuivi l'analyse temps-fréquences sur le carter jusqu'à 4000 Hz, qui correspond à la moitié de la fréquence d'échantillonnage et nous avons trouvé un harmonique de la fréquence d'excitation combiné avec les harmoniques de la vitesse de rotation. En effet, lorsque la non-linéarité introduite par le contact intervient, il y a une combinaison entre la fréquence d'excitation et ses harmoniques, avec les harmoniques de la vitesse de rotation. Ainsi, les fréquences suivantes ont été retrouvées sur le stator :

$$f_{p,k}^{stator} = p \cdot f_{exact} + k \cdot \Omega \quad \text{avec } p \in \mathbb{Z} \quad \text{et } k \in \mathbb{Z} \quad (4.8)$$

4.3.5 Analyse post-essai

À la fin de l'essai, l'enceinte à vide est ouverte afin de vérifier l'état des pièces. La figure 4.25a montre la présence de stries le long de la circonférence du couvercle, près du bord

de fuite. Sur le rouet (cf. figure 4.25b) aucun signe d'usure ou d'endommagement n'est détecté visuellement. Néanmoins, l'absence du marqueur rouge disposé préalablement sur toute la longueur des méridiennes, entre le bord de fuite et une partie de la méridienne sur toutes les pales, confirme la présence du contact. Alors que l'abradable ne semble usé qu'à l'extrémité du BF, le marqueur témoin est enlevé sur une zone plus étendue. Ceci semble cohérent avec la déformée du couvercle sur les modes qui participent à la dynamique (voir figure 3.23).

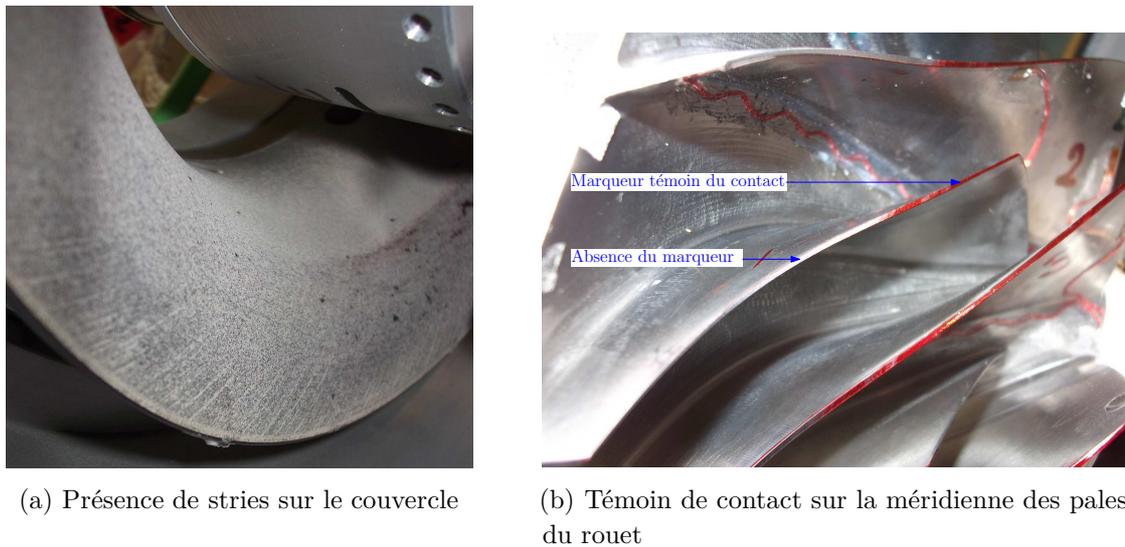


FIGURE 4.25 – Examen visuelle des pièces après les essais de contact aube-carter avec la configuration 1

En ce qui concerne l'instrumentation, une jauge placée sur le BA du rouet et deux jauges installées sur le raidisseur du couvercle ont été endommagées après la première bouffée d'après l'analyse de l'enregistrement saturé à la valeur de la tension d'alimentation. L'examen a révélé une rupture au niveau des connections soudées sur les cosses. Quant à l'excitateur piézoélectrique, il a été décollé de son emplacement. L'endommagement de l'instrumentation constitue une des difficultés du protocole expérimental de ce type d'essais.

4.3.6 Conclusion

Cette première campagne d'essais permet de tester la méthode de mise en contact dynamique, qui s'avère être efficace pour l'initialisation du contact aube-carter. En effet, l'excitateur piézoélectrique permet de faire ressortir un mode cible sur le couvercle et ainsi provoquer le contact. Nous sommes cependant limités par le fait que l'excitation est ponctuelle et nous empêche, en général, de générer une excitation tournante qui correspondrait à la situation théorique (interaction entre le mode rétrograde du carter et le mode contra-rotatif de la roue aubagée). Cette technique nécessite une valeur précise de la fréquence d'excitation du piézoélectrique afin d'être proche (précision de l'ordre du dixième d'Hertz) de la fréquence propre du mode du couvercle et ainsi atteindre un déplacement maximal en BF. Pour cela, une identification précise de la fréquence dans les conditions d'essais est nécessaire. En effet, la température ou l'usure par exemple peuvent influencer les fréquences, il peut donc être difficile de maintenir le niveau.

Il a été montré que le contenu fréquentiel des réponses dynamiques des deux structures est très riche en situation de contact. Nous trouvons en effet des harmoniques de la vitesse de rotation et des *sidebands*. Ces dernières ne sont pas prises en compte usuellement. Lorsque les harmoniques de la vitesse de rotation ou les *sidebands* coïncident avec les modes des structures identifiés nous mettons en évidence des amplification dynamiques. Les modes sont identifiés dans les essais de contact à l'aide de leurs fréquences mais aussi à l'aide de leurs diamètres nodaux révélés au moyen d'une analyse spectrale à deux dimensions. Il est à noter que le fait d'utiliser une rampe de vitesse permet d'identifier le nombre des diamètres nodaux des modes à l'aide d'un seul capteur grâce aux effets de changement de repère. La fréquence apparente varie proportionnellement en fonction de la vitesse et du nombre de diamètres avec une pente en $n_d \times \Omega$.

Finalement, sur les deux premières bouffées nous avons repéré des zones dans lesquelles existe une coïncidence fréquentielle et spatiale, qui laisse penser que la coïncidence modale est à l'origine de ces bouffées. Néanmoins, nous pouvons nous demander quelle est l'influence de l'excitation piézoélectrique, autrement dit est-ce que l'excitation extérieure est à l'origine des bouffées? Or, après la première bouffée, l'excitateur a une influence réduite sur la dynamique du couvercle. Ainsi, l'excitation extérieure introduite n'est probablement plus responsable des autres bouffées. En effet, le système a évolué suite à l'échauffement et à l'usure, ce qui génère d'autres sources d'initialisation du contact.

4.4 Analyse des résultats expérimentaux de la configuration 2

L'objectif de cette campagne d'essais est de présenter un autre type d'essais avec une vitesse constante et une méthode différente de mise en contact (sans excitation extérieure). Pour cela un contact léger sera introduit afin d'initialiser l'échange d'énergie entre les deux structures. Puis nous viendrons nous placer dans les conditions théoriques de l'interaction modale en se plaçant à des vitesses constantes, déterminées en appliquant l'équation (1.1) et en utilisant les fréquences du ping test réalisé en amont. Ces essais nous permettront d'élargir notre base de données en fixant un paramètre (vitesse de rotation) et en enlevant les incertitudes liées à l'excitation extérieure. L'analyse des résultats expérimentaux présentés dans cette section ont fait l'objet l'une publication dans Journal of Turbomachinery [101].

4.4.1 Déroulement de l'essai

Le protocole d'essais pour cette campagne commence en se plaçant dans la position « zéro » correspondant à un contact léger entre les deux structures comme précisé plus haut après que les conditions expérimentales soient établies (température et pression). La vitesse est ensuite réglée à une valeur maintenue constante et l'enregistrement des résultats démarre. Chaque essai est fait à une vitesse différente. On fait donc un balayage discret en vitesse autour de la vitesse critique d'interaction modale. Toutes les mesures dynamiques, jauges de déformation et mesures laser, sont échantillonnées à $F_s = 15\,000$ Hz.

4.4.2 Analyse temporelle

Dans cette section, nous allons présenter en détail l'analyse des enregistrements temporels des différents capteurs d'un des essais réalisés avec cette configuration.

4.4.2.1 Réponse dynamique

Pour cet essai, la consigne de vitesse a été réglée à une valeur constante inférieure à la vitesse critique du mode à 4ND, donnée par la relation (4.7), soit à $(\Omega < \Omega_{c,A})$.

Le comportement dynamique du rouet et du couvercle donné par la figure 4.26 montre huit événements transitoires (bouffées) caractérisés par une augmentation simultanée de l'amplitude sur les deux structures. Ces amplifications s'effectuent là aussi en un temps caractéristique de l'ordre de 1 seconde. Les bouffées sont espacées d'un laps de temps compris entre 20 à 100 s pour une moyenne de l'ordre de 50 s sur l'essai. La dernière bouffée possède l'amplitude la plus importante par rapport aux autres bouffées : d'un facteur deux sur le rouet et d'un facteur cinq sur le couvercle. La durée de chaque bouffée est de l'ordre T_m - voir l'équation (3.3) - et est associée à la réponse dynamique des structures. Les bouffées sont espacées par des intervalles de temps de un à deux ordres de grandeur supérieurs à T_m .

Les profils de vitesse et du couple, tracés sur la figure 4.27, chutent en présence d'une bouffée. Ces variations sont attribuées au couple résistant dû à la composante tangentielle des forces de contact exercées entre les deux structures. Lors des bouffées 1 à 7 la vitesse chute d'environ 25 rpm, alors que le couple chute de 2.5 N m. Pour la dernière bouffée, la vitesse chute d'environ 200 rpm et le couple d'environ 20 N m. Ce changement de vitesse semble suffisant pour

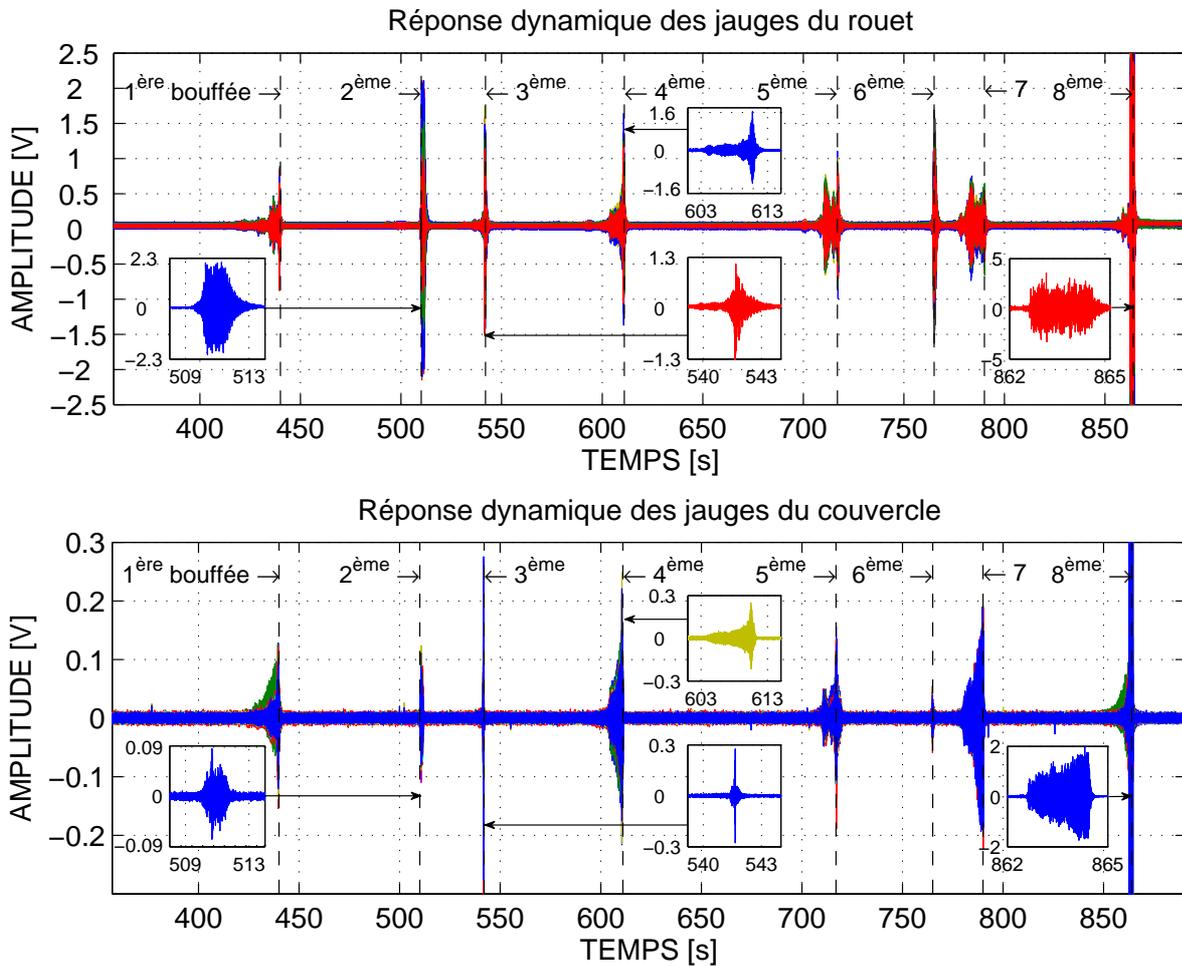


FIGURE 4.26 – Réponse dynamique du rouet et du couvercle lors des essais de la configuration 2

empêcher l'établissement du phénomène d'interaction modale. En effet, lorsque la vitesse chute il n'y a plus de coïncidence fréquentielle, car la relation (1.1) n'est pas validée.

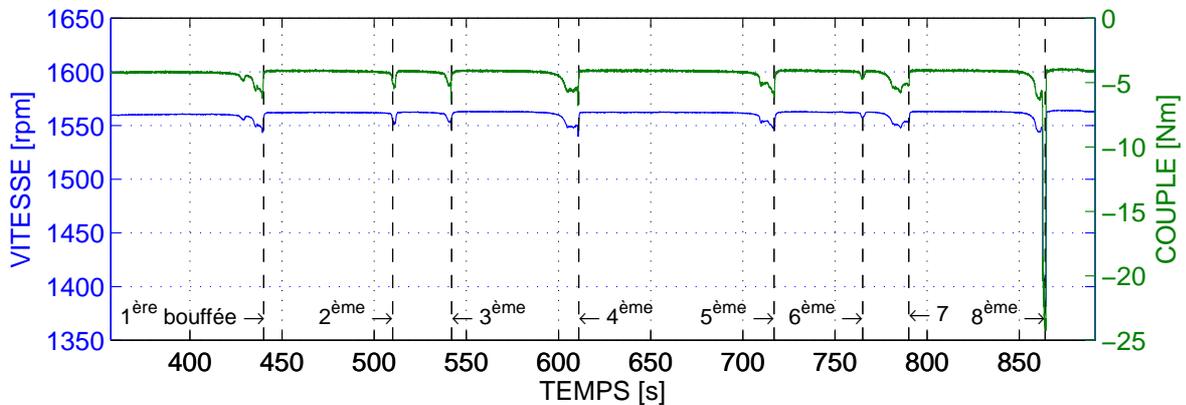


FIGURE 4.27 – Vitesse vs couple

4.4.2.2 Réponse thermique

La figure 4.28 donne les profils de température au cours de l'essai. Comme dans la configuration 1 nous retrouvons des paliers de température. Sur la figure 4.28 huit paliers sont visibles, le passage d'un palier à l'autre coïncide avec une bouffée. Deux thermocouples relèvent des comportements différents par rapport aux autres thermocouples, avec des paliers possédant des pentes plus importantes et des pics de température plus élevés. Il s'agit du TC1 et du TC8, le premier atteint son pic maximal de 56°C au voisinage de la quatrième bouffée, puis sa température chute en décrivant des paliers à des températures plus basses délimités également par les bouffées. Quant au profil de température du TC8, il décrit un comportement semblable aux autres thermocouples jusqu'à la cinquième bouffée, où il y a un changement de palier avec une pente plus raide. Puis on note un autre changement de pente après la sixième bouffée, pour ensuite atteindre le pic maximal de 180°C au voisinage de la septième bouffée.

Au cours des bouffées, chaque fois que le niveau de vibration augmente, les températures ont tendance à s'uniformiser sur le couvercle. Lors de la bouffée la plus importante en termes de niveau (huitième), les températures mesurées sont toutes comprises entre 20°C et 55°C et suivent une tendance de façon simultanée (figure 4.28). Le champ de température est beaucoup plus localisé au cours des bouffées précédentes.

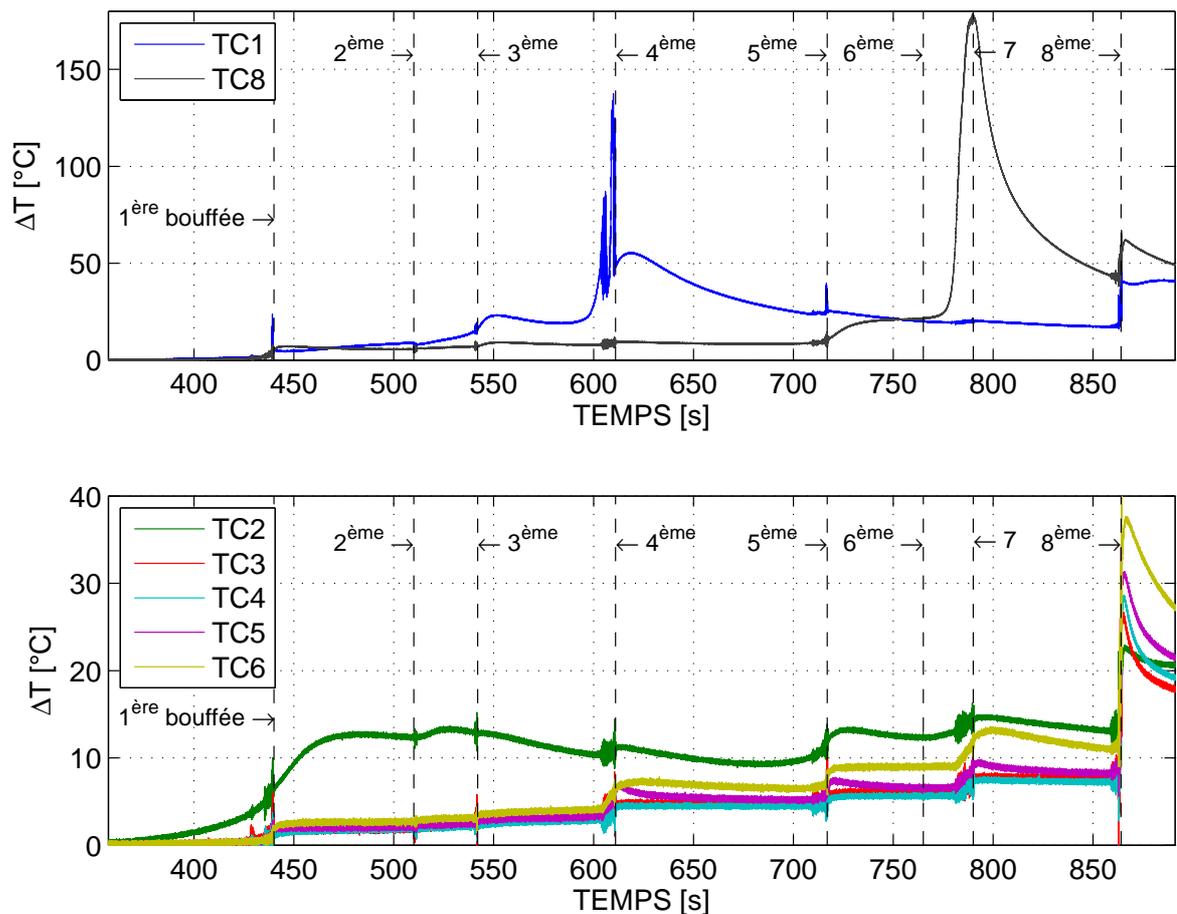


FIGURE 4.28 – Relevé des températures sur la peau extérieure du couvercle

4.4.2.3 Réponse quasi-statique

Sur la figure 4.29 nous pouvons voir la réponse quasi-statique des jauges du couvercle. La déformation quasi-statique maximale est relevée par les jauges placées entre les thermocouples qui mesurent les augmentations de température les plus importantes. Il y a une coïncidence spatiale entre les points chauds et ceux de forte déformation statique. L'analyse du comportement quasi-statique et du comportement thermique du couvercle nous permet de trouver les zones où le contact est localisé. Comme il a été vu plus haut, la réponse dynamique des structures est quant à elle répartie, et génère un spectre spatial large qui fait participer plusieurs modes à diamètres. Nous avons alors un premier lieu de contact qui se trouve entre la jauge R_01 et R_02 pour les bouffées un à trois, avec le pic de température au niveau du thermocouple TC1 qui correspond (on rappelle que les thermocouples ont été placés entre les jauges cf. 4.2). Lors de la quatrième bouffée la jauge R_01 relève le comportement quasi-statique le plus important, de même que le thermocouple TC1 relève la température la plus haute. Ceci a été interprété comme un déplacement de la zone de contact au voisinage de la jauge R_01. Comme supposé dans l'interprétation des essais de la configuration 1, ce déplacement peut être attribué à la dilatation thermique du couvercle ou à l'usure de l'abradable. Puis c'est au tour des jauges R_01 et R_08 de mesurer la composante quasi-statique la plus importante, alors que le thermocouple TC8 indique la température maximale lors de la septième bouffée. Nous avons donc un nouveau déplacement du lieu de contact, il se trouve alors au voisinage du thermocouple TC8. Au cours de la dernière bouffée, toutes les jauges semblent atteindre le même niveau quasi-statique et la température augmente également de manière uniforme sur l'ensemble du couvercle. Cette dernière phase peut être interprétée comme une réduction uniforme du jeu le long de la circonférence du BF due aux fortes vibrations.

À l'aide du modèle éléments finis du couvercle, il peut être démontré qu'une déformation positive mesurée par les jauges correspond à une déformée statique orientée dans le sens opposé du rouet. En comparant les figures 4.26 et 4.29, on constate que les maxima de déformation quasi-statiques coïncident temporellement avec les bouffées. Lorsque la partie dynamique est nulle, la partie quasi-statique retourne à sa position d'équilibre. La largeur des pics observés sur la partie quasi-statique est de l'ordre de T_m - voir l'équation (3.3) - ceci peut être interprété comme un couplage entre les positions d'équilibre statique et dynamique du stator dû à la non-linéarité du contact (voir la partie analyse spectrale).

4.4.3 Analyse fréquentielle

4.4.3.1 Évolution du contenu fréquentiel et spatial des bouffées

Cette première analyse du contenu fréquentiel nous permet d'identifier les fréquences et les diamètres présents lors des bouffées. Sur la figure 4.30 nous pouvons voir que la réponse du couvercle fait participer un mode à 0ND appartenant à la première famille, alors que sur le rouet ce sont les modes de la première et deuxième famille de flexion (d'après les fréquences et le modèle numérique EF) qui répondent pendant la quatrième bouffée. Lors de la dernière bouffée sur les deux structures le mode rétrograde/contra-rotatif à 3ND de la première famille de flexion possède la réponse la plus élevée (cf. figure 4.31).

Nous avons effectué la même analyse sur toutes les bouffées à des intervalles de temps différents, afin de déterminer quels sont les modes présents au début des bouffées. En effet,

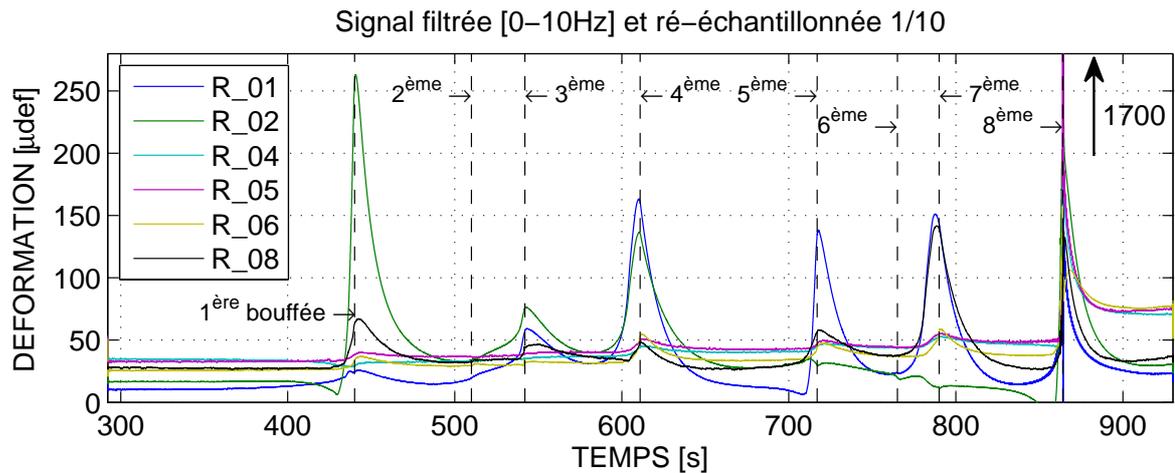


FIGURE 4.29 – Réponse quasi-statique du couvercle

avant chaque bouffée un mode possède l'amplitude la plus importante, et son niveau augmente jusqu'au déclenchement de la bouffée. Cette analyse montre donc une forte participation de la quatrième et de la cinquième famille de modes du rouet lors de l'amorçage des bouffées. Ceci peut être vérifié en traçant l'évolution du contenu spectral en fonction du temps.

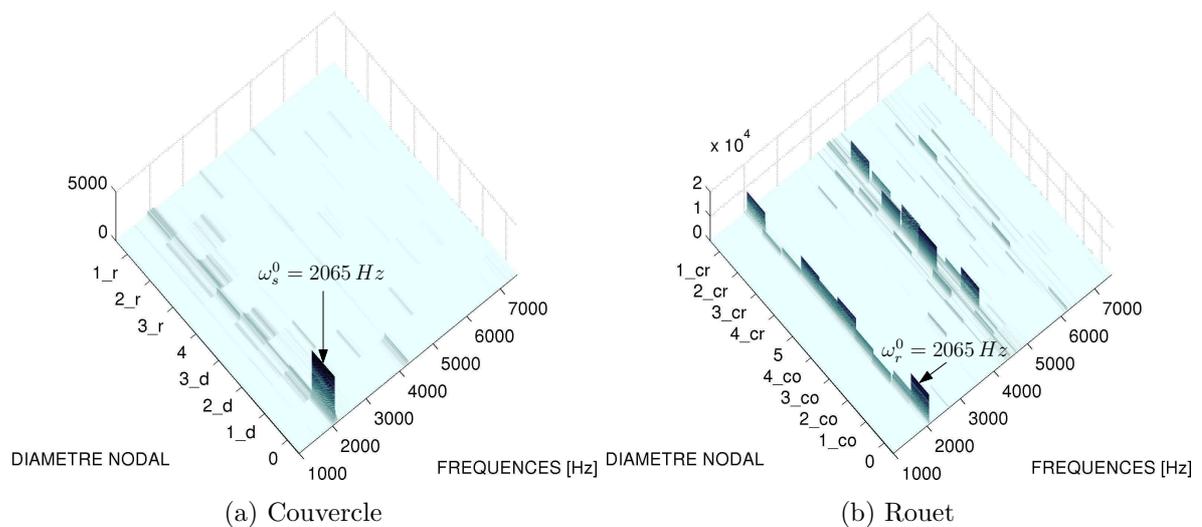


FIGURE 4.30 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux : quatrième bouffée

4.4.3.2 Évolution du contenu fréquentiel en fonction du temps

L'analyse temps-fréquence des deux structures a été réalisée en utilisant le signal délivré par le SLDV pour le couvercle, et une jauge placée sur une pale entièrement instrumentée pour le rouet. Ainsi, sur la figure 4.32 nous avons tracé la STFT du signal délivré par les capteurs dans la plage fréquentielle [0–6000] Hz, . Sur la figure sont indiqués les harmoniques de la vitesse de rotation qui possèdent les niveaux les plus élevés. Ils ont été reconstitués à partir de l'information du codeur angulaire. On constate une très bonne corrélation avec les traces apparaissant dans les spectres.

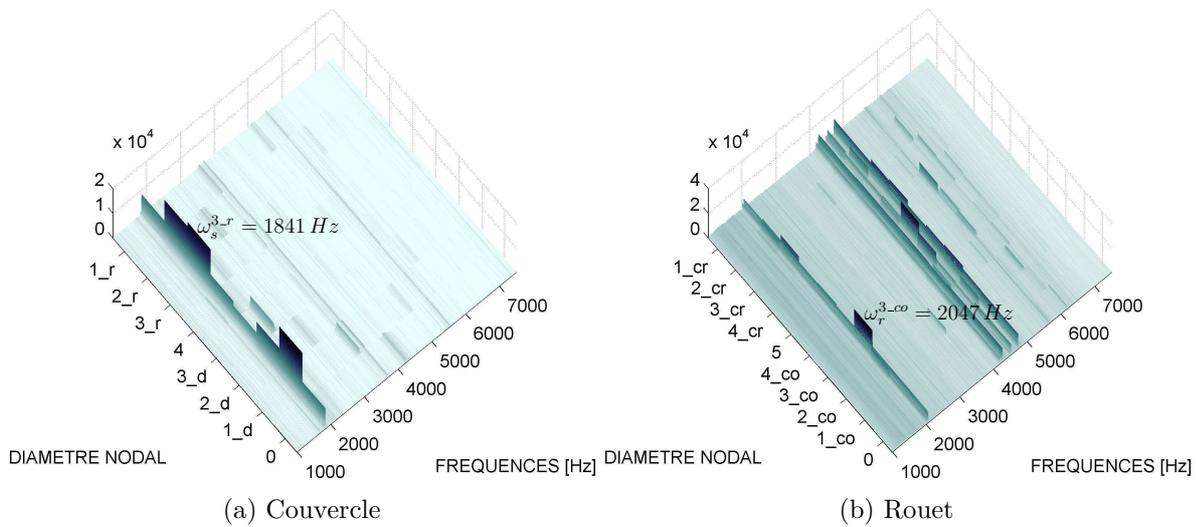


FIGURE 4.31 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux : huitième bouffée

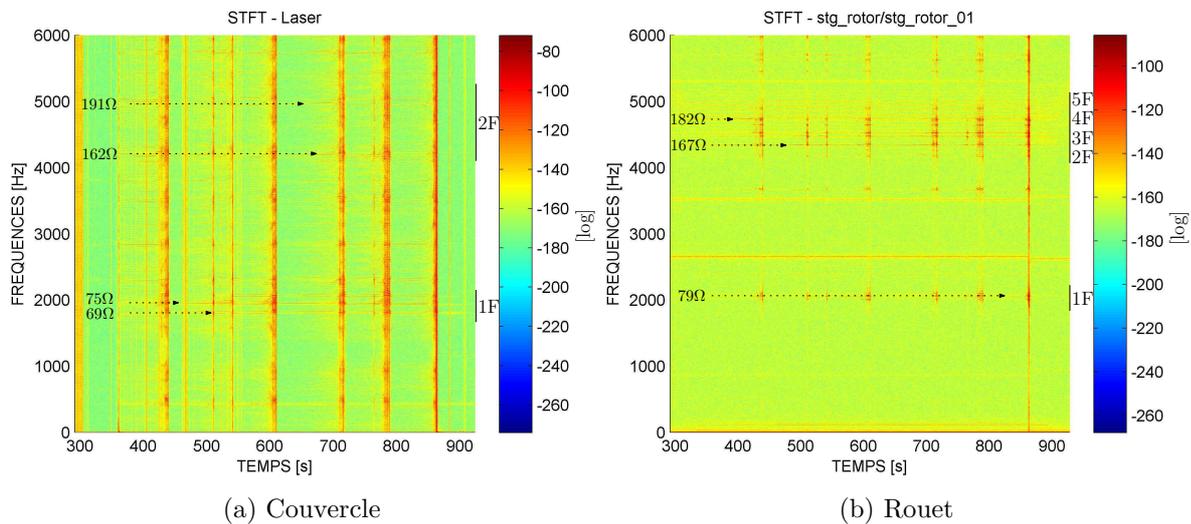


FIGURE 4.32 – STFT avec la superposition des harmoniques de la vitesse de rotation

Cette analyse a été refaite sur toutes les voies de mesure du rouet et du couvercle. Sur la figure 4.33, les fréquences propres du rouet ont été superposées avec les spectrogrammes tracés autour des familles 3F et 4F. Ceci nous a permis d'observer une forte participation de la troisième et quatrième famille des modes du rouet lors de l'amorçage des bouffées. En effet, avant la première bouffée l'harmonique 182 de la vitesse de rotation (182Ω) coïncide avec le mode à 3ND de la quatrième famille des modes du rouet (voir la figure 4.33a). Il semble donc que l'excitation forcée par un harmonique de la vitesse de rotation, conduise au déclenchement de la bouffée. Pour les autres bouffées, le mode à 3ND de la troisième famille des modes du rouet est excité par l'harmonique 167 de la vitesse de rotation (167Ω), comme le montre la figure 4.33b. Les harmoniques de la vitesse apparaissent sur les spectrogrammes comme des traces horizontales lorsque la vitesse est constante. Il faut également noter que lorsque la vitesse diminue, un mode peut être excité successivement par deux ou plusieurs harmoniques de la vitesse de rotation. La figure 4.33b met en évidence l'excitation du mode à 3ND de la

troisième famille des modes du rouet par l'harmonique 168 de la vitesse de rotation (168Ω) lors de la cinquième bouffée.

Sur la même figure nous pouvons suivre l'évolution d'une trace jaune vers 4350 Hz, qui correspond à la fréquence propre du mode à trois diamètres du rouet (ω_r^3). La fréquence diminue au cours du temps à cause de l'échauffement du rouet amené par le contact.

La figure 4.34 présente un type d'analyse dans le domaine temporel appliqué à la septième bouffée. La réponse temporelle a été filtrée autour des fréquences correspondantes aux différentes familles de modes. On voit qu'à l'échelle de cette bouffée, deux familles de modes participent successivement dans le temps. La réponse du rouet est majoritairement composée de la participation du mode 3F qui répond en premier puis de celle du mode 2F, comme le montre la figure 4.34.

Le spectrogramme de la figure 4.35 a été réalisé au voisinage de la première famille des modes de flexion des deux structures. En superposant les fréquences propres et les harmoniques de la vitesse de rotation, nous pouvons constater, à l'aide de la figure 4.35a, que le mode à 4ND du couvercle est excité par l'harmonique 75 de la vitesse de rotation ($\omega_{s,f}^4 = 75 \cdot \Omega_c$ dans le repère fixe). Cette coïncidence permet de produire une excitation assez élevée pour être observée sur le rouet, comme le prouve la figure 4.35b, ce qui correspond à la vibration du couvercle perçue depuis le repère tournant selon l'équation de changement de repère 4.4 : $\omega_{s,t}^{n_d} = \omega_{s,f}^{n_d} + n_d \Omega_c$ avec $n_d = 4$ et $\omega_{s,f}^4 = 75 \cdot \Omega_c$. Sur le rouet il devient l'harmonique 79, en appliquant la relation (1.1) : $\omega_{r,t}^4 = 79 \cdot \Omega_c$. Sur la même figure, nous pouvons voir une autre coïncidence entre l'harmonique 77 et le mode à 2ND du rouet.

En outre, quand $\omega_r^4 = 80 \cdot \Omega_c$ à $t \approx 600$ s nous pouvons observer quelques fréquences (cercles noir en pointillés sur la figure 4.35b) avec des niveaux de vibration élevés tous les Ω à partir de ω_r^4 (cercle bleu foncé en pointillés). Ces fréquences ne correspondent pas aux fréquences propres du rouet. Elles ont été identifiées comme des *sidebands* résultantes de la modulation de ω_r^4 par la vitesse de rotation [102]. La non-linéarité introduite par le contact peut expliquer la présence des *sidebands* (voir §4.5).

Lorsque les bouffées sont enclenchées il y a une baisse du régime moteur qui provoque une excitation des modes par des harmoniques de la vitesse de rotation supérieurs à la fréquence propre du mode. Lors de la dernière bouffée, les harmoniques 81 à 87 de la vitesse de rotation ($81\Omega - 87\Omega$) coïncident avec le mode à 3ND de la première famille de flexion du rouet, comme le montre la figure 4.36b. En revanche, le contenu fréquentiel du stator est dominé par la réponse de l'harmonique 80 (figure 4.36a), qui peut être interprétée comme la fréquence de vibration du mode à 3ND du rouet vu dans le repère fixe. Les spectrogrammes de la figure 4.36 ont été calculés avec une fenêtre temporelle différente de celle des autres spectrogrammes, afin d'améliorer la résolution temporelle en dépit d'une résolution fréquentielle inférieure. Finalement, le diagramme fréquences-diamètres nodaux, de la figure 4.31, met en évidence le contenu spatial (diamètre nodal) du rouet lors de la huitième bouffée. Nous pouvons observer que le mode tournant direct à trois diamètres nodaux de la première famille des modes de flexion du rouet est prédominant, des modes des familles plus élevées sont également présents. Les termes direct/rétrograde pour le couvercle et co-rotatif/contra-rotatif pour le rouet sont en corrélation avec la direction de rotation du compresseur centrifuge (sens horaire). Notons que sur le couvercle, la participation des familles modales supérieures est imperceptible.

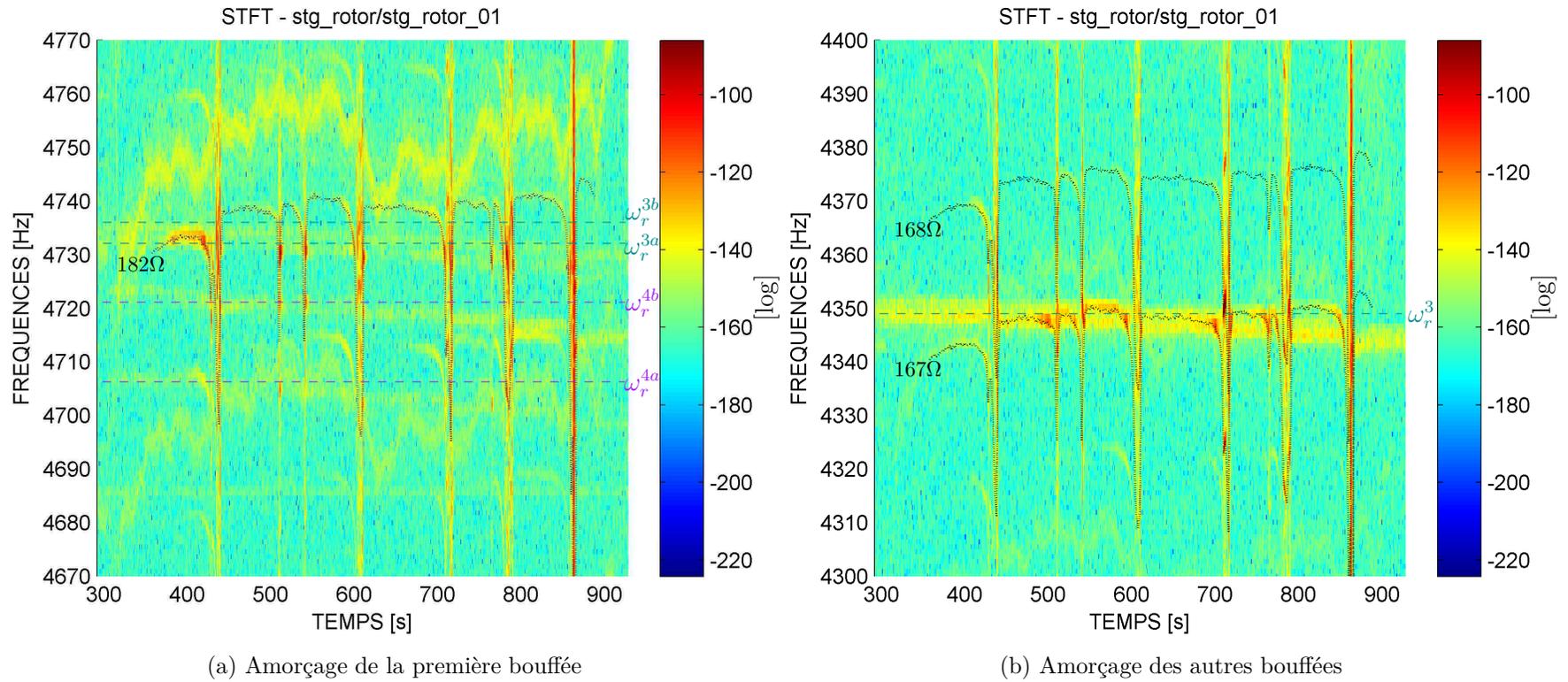


FIGURE 4.33 – Coïncidences entre fréquences libres et harmoniques de la vitesse sur le spectrogramme du rouet

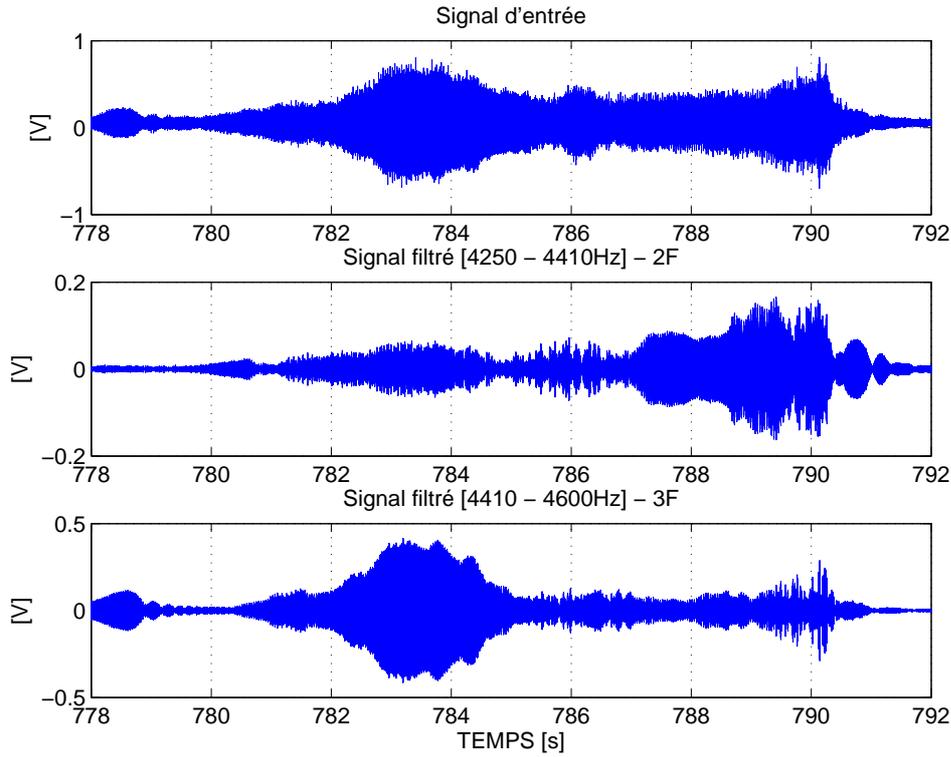


FIGURE 4.34 – Contributions modales lors de la septième bouffée

4.4.4 Analyse post-essai

L'état des pales du rouet et du couvercle est examiné à la suite de l'essai présenté dans cette partie. Ce dernier présente des stries le long de la circonférence orientées selon les pales du rouet près des bords de fuites, comme le prouve la figure 4.37a. À l'aide d'un palpeur LVDT monté sur le rouet, voir figure 2.3, nous avons relevé le profil d'usure du couvercle. Les mesures ont été effectuées au BF le long de la circonférence sur plusieurs tours. La position angulaire du capteur par rapport à la position du couvercle est donnée par le codeur angulaire et a été enregistrée en même temps que le profil d'usure afin d'effectuer une analyse de Fourier spatiale (TFD). L'analyse des résultats montre une profondeur des reliefs maximale de l'ordre de 35 μm . La TFD du profil d'usure en fonction du nombre de stries a été tracée sur la figure 4.37b. L'analyse révèle une composante continue qui correspond à un offset et quelques pics dont un prédominant correspondant à une composante d'ordre voisin de 83. Nous avons fait le rapprochement de la fréquence du mode à 3ND de la première famille de flexion du rouet et la vitesse de rotation comme proposé dans [26] :

$$N_{stries} = \frac{\omega_r}{\Omega} \quad (4.9)$$

En supposant que ce profil d'usure se soit créé lors de la bouffée la plus intense, la huitième, nous avons effectivement une vitesse lors de cette bouffée de 1480 rpm (soit 24.67 Hz) et une fréquence de 2047 Hz comme analysé par le spectrogramme de la figure 4.35b. La relation est vérifiée à 1 % près. La relation précédente peut être considérée comme un cas particulier de (1.1) où la fréquence propre du couvercle est égale à une déformée statique avec $\omega_s = 0$ et le nombre de diamètres est égale au nombre de stries ($n_d = nb_{stries}$). Le même comportement a

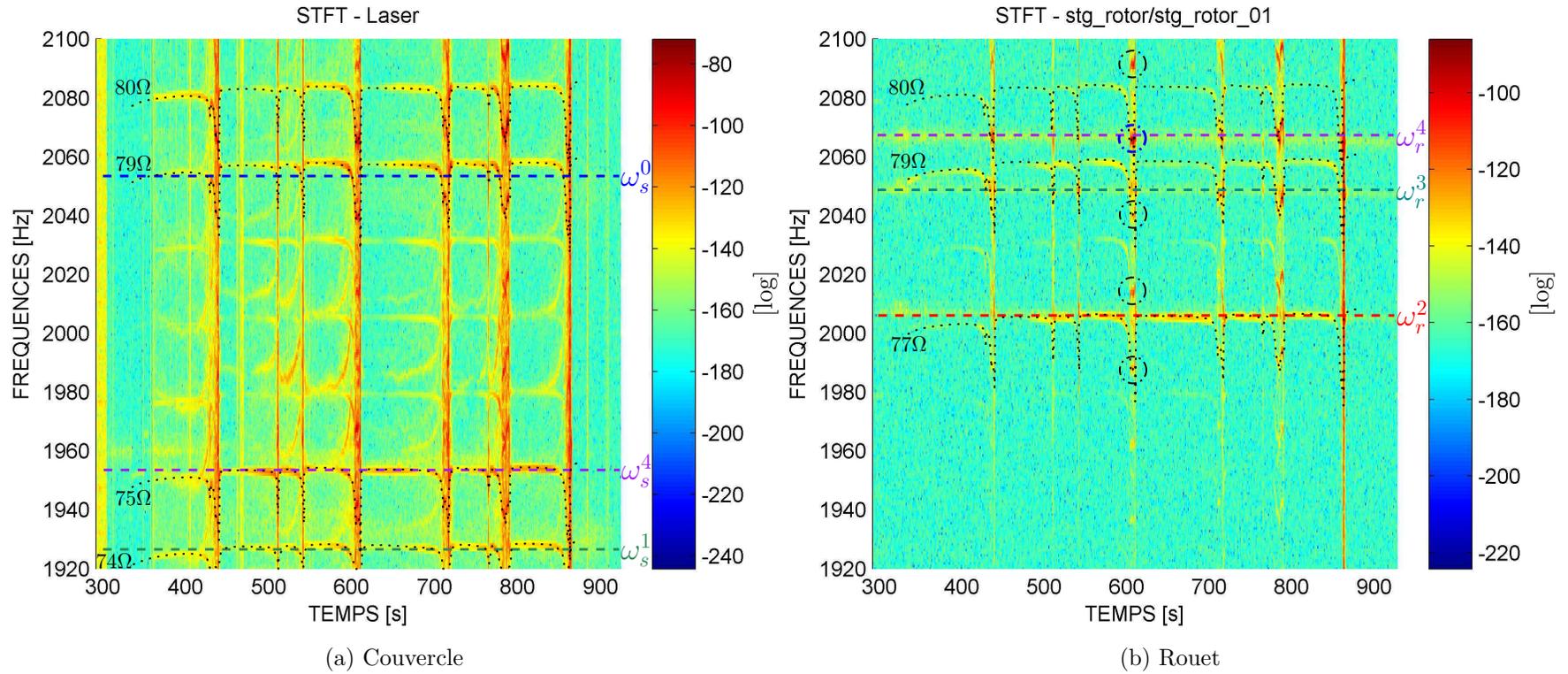


FIGURE 4.35 – STFT de la première famille des modes des deux structures avec la superposition des fréquence propres et des harmoniques de la vitesse de rotation

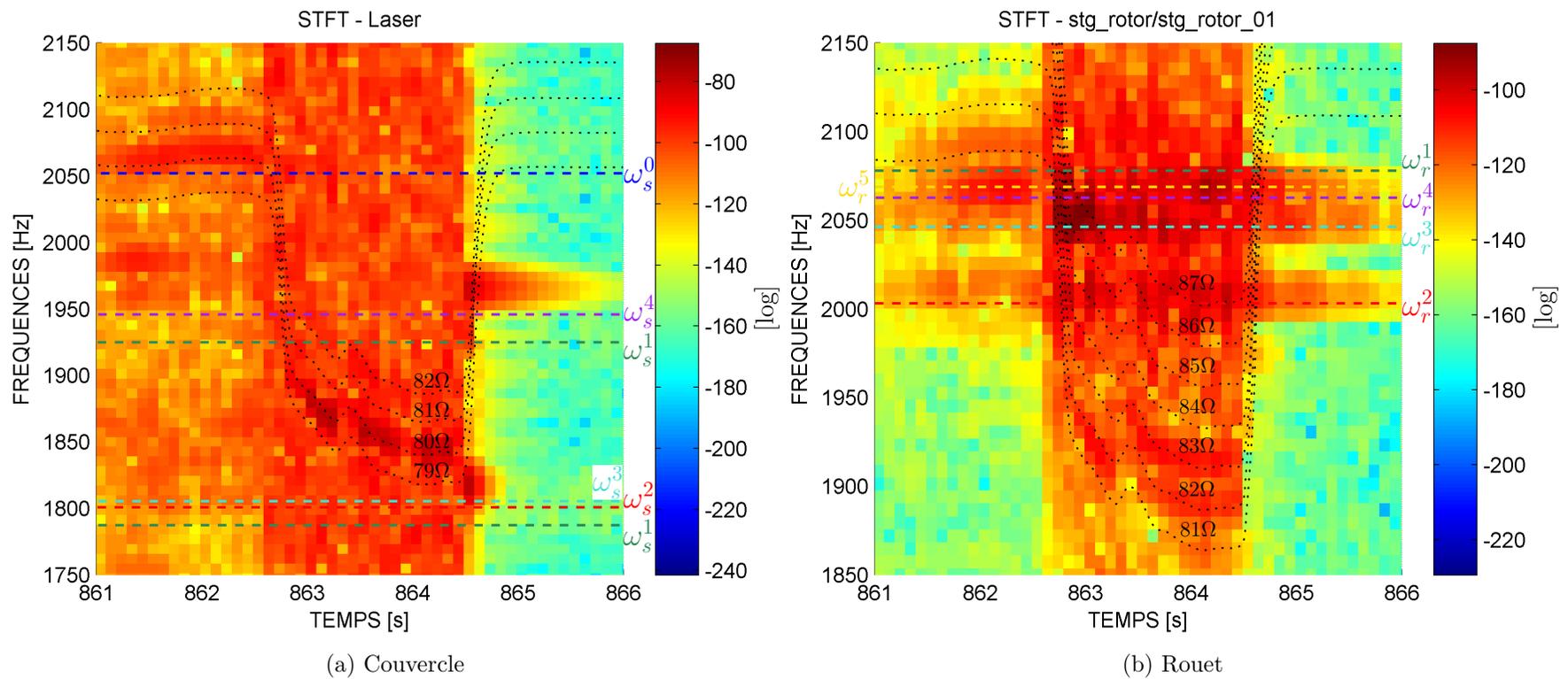
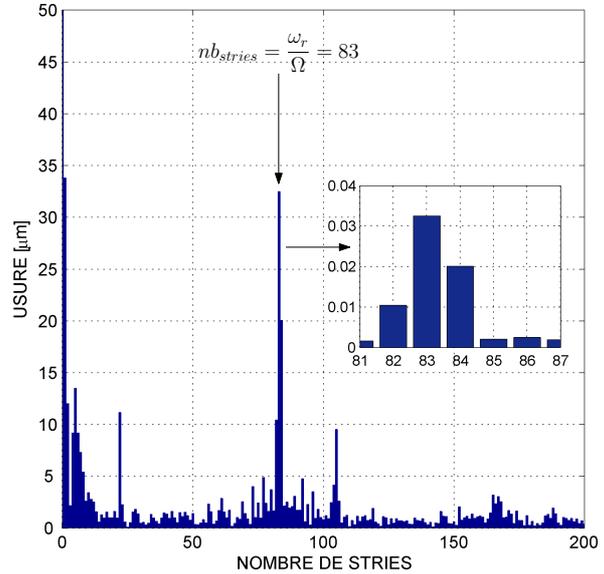


FIGURE 4.36 – STFT focalisée sur la huitième bouffée

été constaté sur un compresseur axial avec une pale en sur-longueur en contact avec un carter revêtu d'abradable [13, 21, 26]. Dans ce cas, une seule aube est en contact, alors que dans les essais présentés ici toutes les aubes sont en contact.



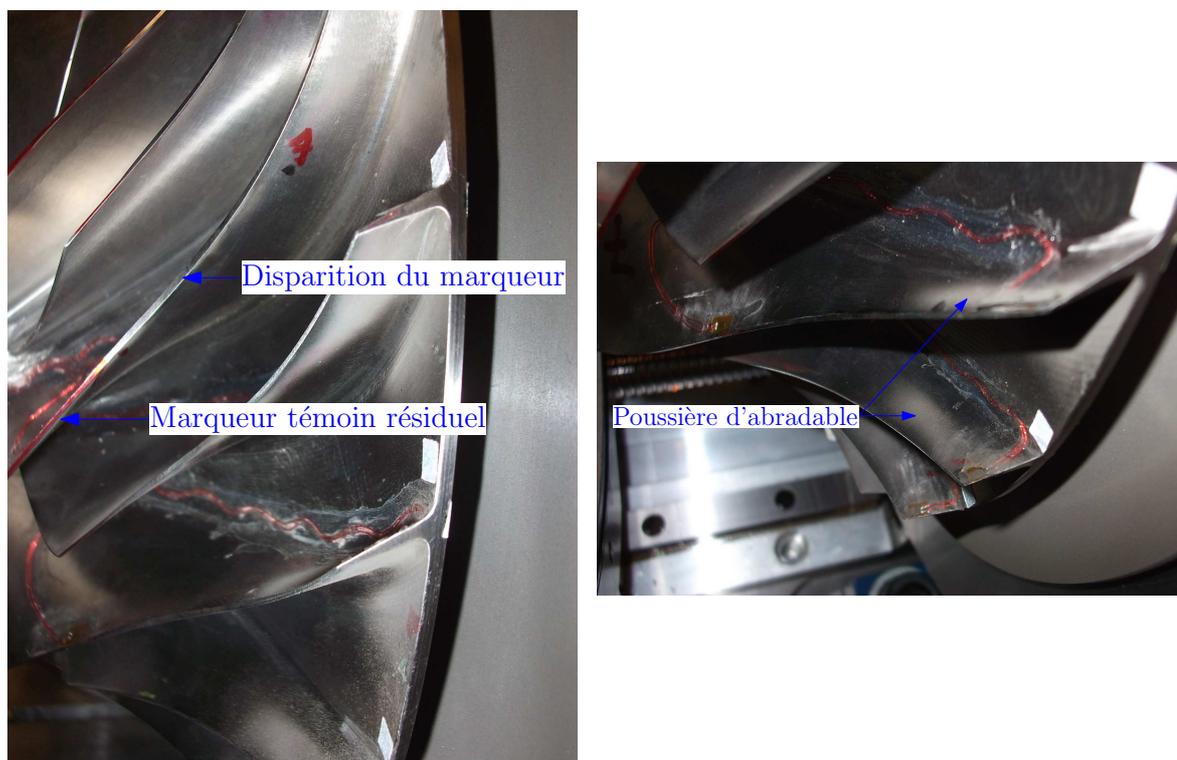
(a) Présence de stries sur le couvercle



(b) TFD du profil d'usure du couvercle

FIGURE 4.37 – Analyse spectrale du profil d'usure de l'abradable après les essais de contact aube-carter

Du côté du rouet nous n'avons pas observé de détérioration sur les pales. Même si le contact a bien eu lieu, comme le prouve l'absence de marqueur sur une partie de la méridienne lorsqu'on analyse la figure 4.38a. De plus, nous pouvons voir sur la figure 4.38b, l'accumulation de poussière d'abradable sur les pales du rouet près du bord de fuite, ainsi que dans l'enceinte.



(a) Examen des marqueurs témoins sur la méridienne (b) Accumulation de poussière d'abrasable près du bord de fuite

FIGURE 4.38 – Examen visuel des pales du rotor après les essais de contact aube-carter

4.4.5 Conclusion

Dans cette configuration les essais ont été réalisés avec un compresseur centrifuge tournant à vitesse constante et en contact avec son couvercle muni d'un revêtement abradable. Le contact a été initialisé en réduisant le jeu entre les deux structures.

Des événements dynamiques transitoires (bouffées) déclenchés aux mêmes instants sur les deux structures ont été observés. Ces bouffées sont espacées par des intervalles de temps caractéristiques de la thermique du couvercle associés aux prises de contact entre le rotor et le stator. Lors du contact, la vitesse de rotation a été perturbée et des échauffements transitoires ont été mesurés sur le stator. L'échauffement du couvercle a d'abord été localisé puis distribué lorsque le comportement dynamique a augmenté. La localisation de la zone de contact varie d'une bouffée à l'autre. Cela a été attribué à l'usure de l'abradable et/ou à la dilatation thermique des structures. La réponse du couvercle est dominée par la première famille des modes de flexion, alors que pour le rouet des familles plus élevées participent dans la réponse dynamique.

Lors du contact, les deux structures sont excitées simultanément par des harmoniques de la vitesse de rotation. Ces harmoniques coïncident avec les modes du rouet ou du couvercle. Ces coïncidences provoquent une amplification des vibrations capables de déclencher des événements transitoires à fort niveau. Au cours de ces événements, la vitesse de rotation du rouet chute. Il y a alors des coïncidences fréquentielles entre les harmoniques de la vitesse de rotation et les modes placés à des fréquences inférieures. Des *sidebands* sont également présentes dans le spectre de réponse, lorsque la fréquence porteuse est excitée à des niveaux élevés. Lors d'une bouffée nous avons eu un contact assez important pour user le couvercle selon un motif dont le nombre de stries correspond au rapport entre la fréquence propre du mode excité et la vitesse de rotation. Néanmoins les pales n'ont pas été abimées, l'abradable a donc bien rempli sa fonction d'atténuation de la sévérité du contact pour éviter la dégradation des pales. À une échelle de temps différente, le comportement thermique amène le système à un niveau vibratoire plus élevé, ceci est probablement dû à l'effet de la dilatation thermique.

Finalement cette configuration ne nous a pas permis de reproduire les interactions modales dues à la présence des harmoniques de la vitesse de rotation. Le fait de se placer à des vitesses de rotation très basses met en jeu un nombre élevé d'harmoniques qui excitent les deux structures lorsqu'ils croisent ses modes. Une solution potentielle pour éviter ce problème consiste à se placer à vitesse plus élevée, pour écarter les harmoniques et ainsi se placer dans une zone où la seule source d'excitation est la coïncidence fréquentielle entre les deux structures. Ce cas de figure correspond au mode cible à trois diamètres nodaux où la fréquence d'interaction est prévue à 4720 rpm.

4.5 Interprétation du spectre des réponses

Lors des essais nous avons rencontré, dans le spectre de réponses, principalement des harmoniques de la vitesse de rotation Ω (configurations 1 et 2) ainsi que des *sidebands* (configuration 1). En effet, on constate dans le spectre de réponse du stator et du rotor, des raies (appelées *sidebands* dans le manuscrit) distantes des multiples de Ω par rapport à la fréquence d'un mode excité. La présence des harmoniques de la vitesse de rotation est naturellement attendue dans le cadre d'un système en rotation. En revanche, ce n'est pas le cas pour les *sidebands*. D'où l'objet de cette partie qui a pour but de donner une explication qualitative du contenu spectral observé expérimentalement en cherchant *a priori* l'origine de ces raies spectrales dans la loi de contact non linéaire, la mise en rotation et l'imperfection géométrique périodique du carter.

Pour cela nous introduirons un modèle analytique de l'effort de contact qui permettra de générer les différents termes rencontrés lors de la configuration 1 (cf. tableau 4.2). Nous prendrons comme exemple le contenu fréquentiel du signal délivré par une jauge du rouet (cf. figure 4.24b).

Pulsation propre du rouet	ω_r
Pulsation propre du couvercle dans le repère tournant	$\omega_s + n_d^s \Omega$
Harmoniques de la vitesse de rotation	$q \Omega$
<i>Sidebands</i> dans le repère tournant	$\omega_s + n_d^s \Omega \pm k \Omega$

TABLE 4.2 – Termes identifiés dans les spectrogrammes du rouet lors de la configuration 1

Dans l'approche simplifiée ci-dessous, les déplacements des structures sont imposés et nous nous intéressons au spectre de l'effort de contact résultant (l'intégration complète fera l'objet de simulations numériques dans le chapitre 6). On note que la démarche ne tient pas compte du bouclage entre les entrées et les sorties qui serait obtenu par l'intégration des solutions d'un système dynamique non linéaire. Nous étudierons l'impact de la loi non linéaire introduite ainsi que les défauts géométriques des structures.

4.5.1 Définition des *sidebands*

Les *sidebands* apparaissent dans un spectre lorsque celui-ci résulte d'une modulation d'amplitude d'un signal contenant une fréquence nommée « porteuse » par une fréquence nommée « modulante ». Le spectre sera alors caractérisé par deux bandes latérales décalées de la fréquence modulante et centrées autour de la fréquence porteuse [103].

À titre d'exemple, nous allons considérer ω_0 comme la fréquence porteuse, Ω la fréquence modulante et τ le taux de modulation. Le signal modulé sera alors donné dans le domaine temporel par l'expression :

$$s(t) = \cos(\omega_0 t) (1 + \tau \cos(\Omega t)) \quad (4.10)$$

L'allure du signal résultant d'une multiplication présente des battements dans le domaine temporel. Dans le domaine spectral le signal sera :

$$S(\omega) = \delta_{\omega_0 - \Omega} + \delta_{\omega_0} + \delta_{\omega_0 + \Omega} \quad (4.11)$$

Les deux raies du spectre à $\omega_0 - \Omega$ et $\omega_0 + \Omega$ seront appelées *sidebands*. On note dans ce cas qu'elles sont seulement au nombre de deux alors que l'on en observe bien plus dans les mesures.

4.5.2 Étude analytique du spectre de la force de contact

Afin de comprendre l'origine des *sidebands* rencontrées lors des essais nous allons introduire un modèle simplifié du contact entre une pale du rouet et son couvercle (voir figure 4.39). On supposera que les déplacements des deux structures sont harmoniques et que l'effort de contact suit une loi comprenant une partie linéaire et une partie non linéaire. Dans un premier temps nous allons nous intéresser au contenu fréquentiel de la force de contact avec une non-linéarité de degré deux. La loi de contact sera ensuite enrichie afin de retrouver dans le spectre toutes les raies présentes lors des essais.

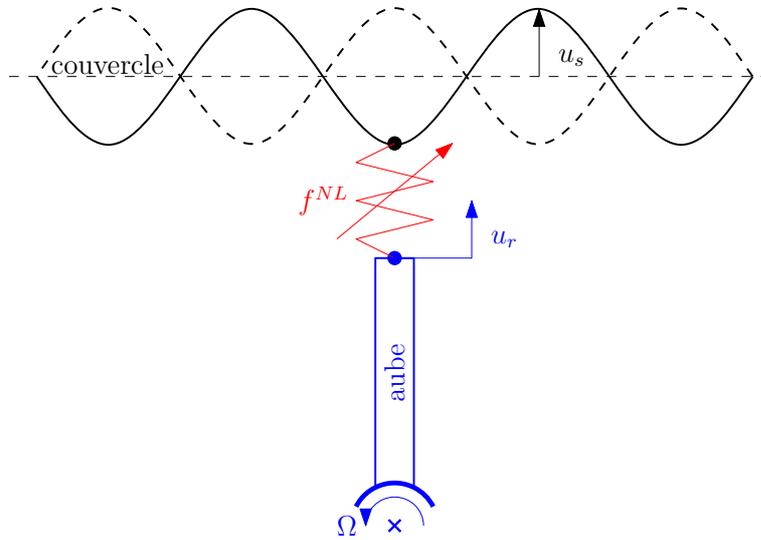


FIGURE 4.39 – Modèle simplifié d'une pale en contact avec le couvercle

Sur le rouet et le couvercle, il existe deux types d'ondes : les ondes stationnaires et les ondes tournantes. Dans l'exemple nous ne traiterons que le premier type d'onde. Nous pouvons montrer que les conclusions restent les mêmes pour le deuxième type.

Le problème sera simplifié en prenant en compte un seul degré de liberté par structure. Ainsi, le déplacement d'une pale du rouet (représenté comme purement radial) sera défini dans le repère tournant par :

$$u_r(t, \theta_R) = U_r \cos(\omega_r t) \cos(n_d^r \theta_R) \quad (4.12)$$

avec U_r l'amplitude du déplacement de l'aube, ω_r la pulsation propre du rouet, n_d^r le nombre de diamètres de l'onde du rouet et θ_R la position angulaire de l'aube dans le repère tournant. Selon (4.12) le champ u_r est une onde stationnaire. Dans un cas plus général u_r sera de la forme suivante :

$$u_r(t, \theta_R) = U_r^{cr} \cos(\omega_r t + n_d^r \theta_R) + U_r^{co} \cos(\omega_r t - n_d^r \theta_R) \quad (4.13)$$

où U_r^{cr} et U_r^{co} sont respectivement les amplitudes des composantes contra-rotative et co-rotative de l'onde de déplacement d'une pale du rouet. On remarque que l'équation (4.12) est égale à (4.13) lorsque $U_r^{co} = U_r^{cr} = U_r/2$.

Le déplacement du carter sera également considéré purement radial et sera défini par une onde stationnaire dans le repère fixe :

$$u_s(t, \theta_S) = U_s \cos(\omega_s t) \cos(n_d^s \theta_S) \quad (4.14)$$

avec U_s l'amplitude du déplacement du couvercle, ω_s la pulsation propre du couvercle, n_d^s le nombre de diamètres de l'onde du couvercle et θ_S la position angulaire de l'aube par rapport au repère fixe.

Les déplacements des deux structures seront exprimés dans le repère tournant avant d'être injectés dans la fonction de force. Pour cela nous utiliserons l'équation (4.15) pour passer du repère fixe au repère tournant :

$$\theta_S = \theta_R + \Omega t \quad (4.15)$$

Dans le repère tournant le déplacement du couvercle deviendra alors :

$$u_s(t, \theta_R) = U_s \cos(\omega_s t) \cos(n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t) \quad (4.16)$$

La force de contact entre les deux structures sera définie par l'équation (4.17) comprenant une partie linéaire et une partie non linéaire de degré deux :

$$f(t, \theta_R) = \alpha_1 (u_r - u_s) + \alpha_2 (u_r - u_s)^2 \quad (4.17)$$

où α_1 et α_2 sont les coefficients de raideur de contact. En injectant (4.12) et (4.16) dans (4.17) et en se plaçant dans le cas particulier où $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ par simplification, l'expression de la force de contact se mettra sous la forme :

$$\begin{aligned} f(t, \theta_R) = & \alpha \left[\frac{U_r^2}{4} + \frac{U_s^2}{4} \right. \\ & + \frac{U_r}{2} \cos(\omega_r t \pm n_d^r \theta_R) \\ & - \frac{U_s}{2} \cos(\omega_s t \pm (n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t)) \\ & + \frac{U_r^2}{4} (\cos(2\omega_r t) + \cos(2n_d^r \theta_R)) \\ & + \frac{U_s^2}{4} (\cos(2\omega_s t) + \cos(2(n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t))) \\ & + \frac{U_r^2}{8} \cos(2\omega_r t \pm 2n_d^r \theta_R) + \frac{U_s^2}{8} \cos(2\omega_s t \pm 2(n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t)) \\ & \left. - \frac{U_r U_s}{4} \cos(\omega_r t \pm n_d^r \theta_R \pm \omega_s t \pm (n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t)) \right] \quad (4.18) \end{aligned}$$

L'équation précédente et les expressions à venir utilisent une notation contractée de la multiplication entre deux cosinus, au lieu d'écrire :

$$\cos(a) \cos(b) = \frac{1}{2} [\cos(a+b) + \cos(a-b)]$$

nous écrirons :

$$\cos(a) \cos(b) = \frac{1}{2} \cos(a \pm b)$$

L'expression (4.18) montre dans l'ordre des termes statiques ($\omega = 0$) non linéaires, des termes linéaires et des termes non linéaires. Le tableau 4.3 fournit les fréquences et les diamètres

Effort linéaire	$f^L = \alpha (u_r - u_s)$	
Fréquences [rad/s]	ω_r	$\omega_s \pm n_d^s \Omega$
Diamètres nodaux	n_d^r	n_d^s

TABLE 4.3 – Fréquences et diamètres nodaux obtenus avec un effort de contact linéaire

nodaux obtenus en considérant uniquement un contact linéaire, alors que le tableau 4.4 montre les diamètres nodaux et les fréquences obtenues en prenant en compte uniquement un effort non linéaire à l'ordre deux. Le contenu spectral de la force de contact sera composé des fréquences provenant des efforts de contact linéaire et non linéaire.

Le cas purement linéaire nous permet de retrouver les deux premières lignes du tableau 4.2, à savoir les pulsations propres des deux structures exprimées dans le repère tournant. Spatialement le champ de force est une superposition des deux champs à n_d^s et n_d^r diamètres - deuxième et troisième ligne de (4.18).

Effort NL ordre 2	$f^{NL} = \alpha (u_r - u_s)^2$							
Fréquences [rad/s]	0	$2\omega_r$	$2\omega_s$	$2n_d^s \Omega$	$2(\omega_s \pm n_d^s \Omega)$	$\omega_r \pm \omega_s \pm n_d^s \Omega$		
Diamètres nodaux	0	$2n_d^r$	0	$2n_d^r$	0	$2n_d^r$	$2n_d^s$	$\pm n_d^r \pm n_d^s$

TABLE 4.4 – Fréquences et diamètres nodaux obtenus avec un effort de contact non linéaire (NL) de degré 2

Le cas purement non linéaire montre la présence des termes statiques (fréquence nulle), des deuxièmes harmoniques des pulsations propres des structures exprimés ou non dans le repère tournant ($2\omega_r$, $2\omega_s$, $2(\omega_s \pm n_d^s \Omega)$), l'harmonique $2n_d^s$ de la vitesse de rotation et enfin la combinaison des pulsations propres des structures dans le repère tournant $\omega_r \pm \omega_s \pm n_d^s \Omega$ (ce terme n'a pas été observé expérimentalement). La présence du deuxième harmonique est lié à la non-linéarité choisie, en l'occurrence l'ordre deux.

On notera que les termes correspondant aux deux dernières lignes du tableau 4.2 n'apparaissent pas dans le spectre. Ces termes seront obtenus en enrichissant le modèle avec la prise en compte des défauts géométriques (d'alignement et de forme). Ces défauts sont en effet inévitables dans une application réelle. Ils seront modélisés par un décentrement du rouet par rapport au carter et par une déformation statique du couvercle. Le décentrement du rouet et la déformation géométrique statique seront traduits par un jeu entre le rouet et le couvercle dont l'expression est :

$$\delta(t, \theta_R) = \sum_{m=1}^M \delta_0^m \cos(m(\theta_R + \Omega t) + \theta_0^m) \quad (4.19)$$

avec δ_0^m l'amplitude de la composante à m lobes de la déformation statique du couvercle et θ_0^m un angle de phase spatial de la $m^{\text{ième}}$ composante. Par simplification nous choisirons $\theta_0^m \equiv 0$, $\forall m \in [1, \dots, M]$. Le terme à $m = 1$ de (4.19) correspond au décentrement (déplacement d'ensemble) alors que les termes à $m > 1$ correspondent aux déformées statiques de la forme du couvercle.

Nous traiterons d'abord le cas du décentrement. Nous nous placerons donc dans le cas particulier où $\delta_0^m \equiv 0$, $\forall m \in [2, \dots, M]$. Afin de ne pas alourdir la notation nous prendrons $\delta_0^1 = \delta_0$, ce terme correspond à l'amplitude du décentrement.

La force de contact sera alors définie par la relation :

$$f_\delta(t, \theta_R) = \alpha \left[(u_r - u_s + \delta) + (u_r - u_s + \delta)^2 \right] \quad (4.20)$$

où f_δ est la force de contact prenant en compte le décentrement du rouet par rapport au stator. La force de contact (4.20) est développée ci-dessous :

$$\begin{aligned} f_\delta(t, \theta_R) = & \alpha \left[\frac{U_r^2}{4} + \frac{U_s^2}{4} + \frac{(\delta_0)^2}{2} \right. \\ & + \frac{U_r}{2} \cos(\omega_r t \pm n_d^r \theta_R) \\ & - \frac{U_s}{2} \cos(\omega_s t \pm (n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t)) \\ & + \delta_0 \cos(\theta_R - \theta_0 + \Omega t) \\ & + \frac{U_r^2}{4} (\cos(2\omega_r t) + \cos(2n_d^r \theta_R)) \\ & + \frac{U_s^2}{4} (\cos(2\omega_s t) + \cos(2(n_d^r \theta_R + n_d^s \Omega t))) \\ & + \frac{U_r^2}{8} \cos(2\omega_r t \pm 2n_d^r \theta_R) + \frac{U_s^2}{8} \cos(2\omega_s t \pm 2(n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t)) \\ & - \frac{U_s \delta_0}{2} \cos(\omega_s t \pm (n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t) \pm (\theta_R + \Omega t)) \\ & + \frac{(\delta_0)^2}{2} \cos(2(\theta_R + \Omega t)) \\ & - \frac{U_r U_s}{4} \cos(\omega_r t \pm n_d^r \theta_R \pm \omega_s t \pm (n_d^s \theta_R + n_d^s \Omega t)) \\ & \left. + \frac{U_r \delta_0}{2} \cos(\omega_r t \pm n_d^r \theta_R \pm (\theta_R + \Omega t)) \right] \quad (4.21) \end{aligned}$$

Le contenu fréquentiel et spatial de la force sera constitué des composantes consignées dans les tableaux 4.3 à 4.5. Les fréquences du tableau 4.5 existent à condition que δ_0 soit différent de zéro.

Fréquences [rad/s]	0	Ω	2Ω	$\omega_r \pm \Omega$	$\omega_s \pm n_d^s \Omega \pm \Omega$
Diamètres nodaux	0	1	2	$n_d^r + 1$	$n_d^s + 1$

TABLE 4.5 – Fréquences et diamètres nodaux supplémentaires obtenus en prenant en compte le décentrement du rouet

Comme nous pouvons le constater la prise en compte du décentrement nous permet de retrouver, dans le spectre, la fréquence de rotation Ω , son deuxième harmonique 2Ω et les *sidebands* de la fréquence du rouet $\omega_r \pm \Omega$ ainsi que les *sidebands* de la fréquence du stator vue dans le repère tournant $\omega_s \pm n_d^s \Omega \pm \Omega$.

Ainsi, en reconsidérant le contenu spectral des mesures, nous retrouvons les termes de la troisième ligne du tableau 4.2 $q\Omega$ en faisant $q = 1$ et $q = 2$ et les *sidebands* avec $k = 1$ correspondant à la quatrième ligne du même tableau.

Spatialement nous retrouvons le terme linéaire à un diamètre, l'harmonique 2 du défaut de centrage et les termes non linéaires correspondant à la combinaison entre le diamètre du rouet ou du couvercle avec le diamètre du défaut (diamètre 1).

La présence des harmoniques de la vitesse de rotation et des *sidebands* sera pilotée par la loi de contact et plus précisément par le degré de non-linéarité. En conséquence, nous pouvons généraliser la loi de contact pour un ordre N quelconque en appliquant l'équation (4.22).

$$f^N = \sum_{n=0}^N \alpha_n (u_r - u_s)^n = \sum_{n=0}^N \alpha_n \left[\sum_{p=0}^n C_n^p u_r^p (-u_s)^{n-p} \right] \quad (4.22)$$

où f^N est la force de contact formulée avec un degré de non-linéarité allant jusqu'à l'ordre N . Dans la suite du document nous nous placerons par simplification dans le cas particulier où $\alpha_n \equiv \alpha, \quad \forall n \in [0, \dots, N]$.

Nous comprenons aisément qu'un autre moyen d'augmenter le nombre des *sidebands* et des harmoniques de la vitesse de rotation est d'augmenter M dans l'équation (4.19).

De même que dans le domaine fréquentiel, spatialement le nombre d'harmoniques dépendra du degré de la non-linéarité choisie et de la nature des défauts géométriques.

4.5.3 Étude numérique du spectre de l'effort de contact

Afin de traiter une loi de contact plus réaliste, nous effectuons à présent une analyse spectrale de la sortie en effort de contact, toujours pour une entrée sinusoïdale. Cette forme étant difficile à traiter analytiquement, une analyse numérique est effectuée. Nous utiliserons la loi de contact unilatérale donnée par l'équation (4.23) et représentée sur la figure 4.40. Cette loi prend en compte plus physiquement la nature du contact unilatéral, l'effort étant nul pour tout déplacement relatif négatif. Dans la partie correspondant au contact (déplacement positif ou nul) nous avons toutefois gardé une forme régulière polynomiale de degré 2 afin de simplifier le modèle.

$$f_\delta^2(t, \theta_R) = \begin{cases} 0 & \text{si } u_r - u_s + \delta \leq 0 \\ \alpha_2 (u_r - u_s + \delta)^2 & \text{si } u_r - u_s + \delta > 0 \end{cases} \quad (4.23)$$

Les résultats numériques seront comparés qualitativement aux résultats d'essai obtenus lors de la configuration 1. Les spectres réalisés à l'aide d'une TFD seront pris à deux intervalles placés avant la première bouffée. Les fréquences seront normalisées par rapport à la fréquence du mode excité par l'excitateur piézoélectrique. Ainsi, la fréquence de normalisation sera dans le repère fixe ω_s et dans le repère tournant $\omega_s + n_d^s \Omega$. Notons que l'exemple numérique est réalisé dans le repère tournant.

Les paramètres numériques ont été choisis de façon à reproduire le contenu spectral trouvé expérimentalement. Le degré de non-linéarité étant fixé à deux, la prise en compte d'un ou plusieurs défauts géométriques en fonction du niveau des *sidebands* a été introduite afin de retrouver les contenus spectraux des expériences. Les valeurs numériques appliquées sont récapitulées dans le tableau 4.6.

La figure 4.41 montre la comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. Les spectres de la première colonne ont été obtenus dans un intervalle de temps où les *sidebands* ont un faible niveau et la deuxième colonne dans un intervalle où les *sidebands* ont des niveaux plus importants.

On retrouve dans la figure 4.41a à gauche dans le repère fixe, la fréquence d'excitation du mode à 4ND du couvercle entourée par des *sidebands* à faible niveau. Également, le contenu

Paramètre	Intervalle 1	Intervalle 2
α_2	1	1
n_d^r	4	
n_d^s	4	
U_s	1	
U_r	1/12	
δ_0^1	0.15	1
δ_0^2	0.05	0.05
δ_0^3	0	0.2
ω_s	1952	
ω_r	2058	
Ω	24	25

TABLE 4.6 – Paramètres numériques adimensionnés

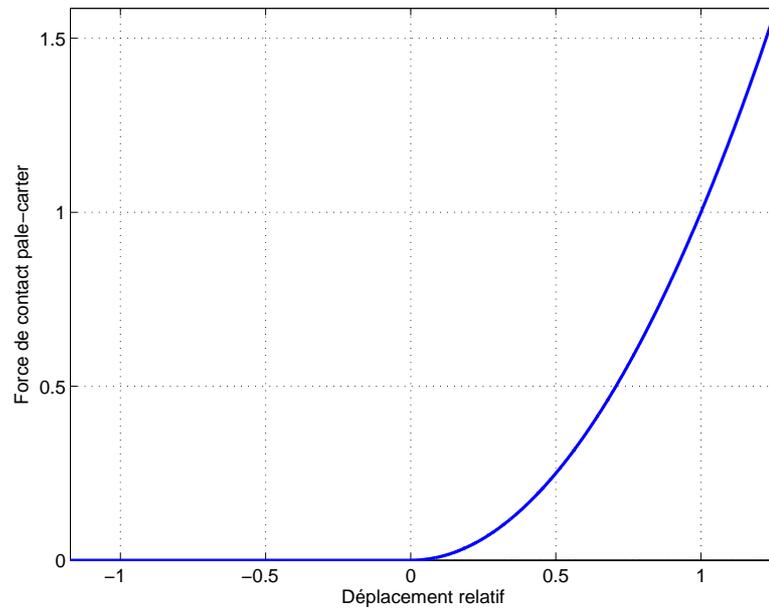


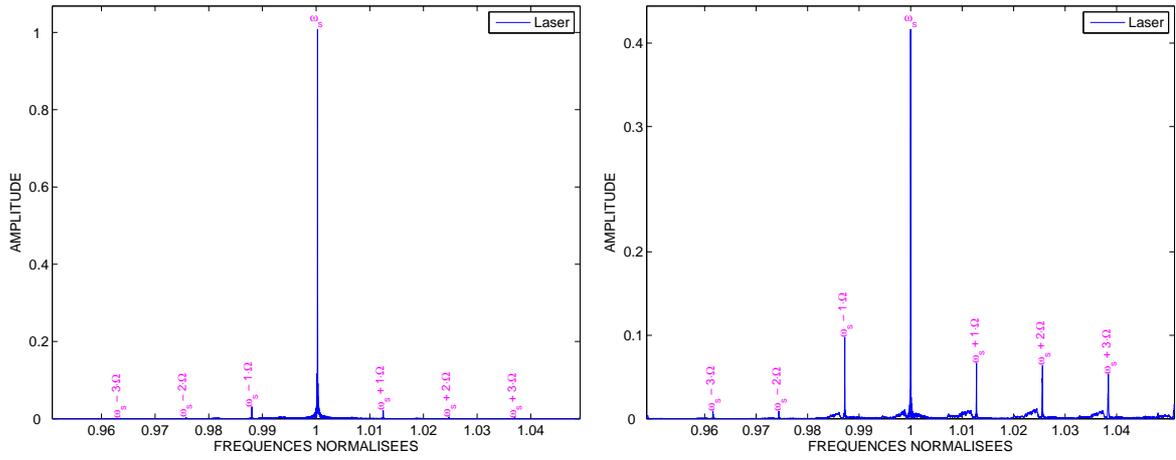
FIGURE 4.40 – Loi de contact unilatérale

spectral du rouet nous permet de constater la présence de la fréquence du mode excité du stator, mais cette fois dans le repère tournant $\omega_s + n_d^s \Omega$. Nous pouvons voir également la présence des *sidebands* du même mode. Les *sidebands* à $\omega_s + n_d^s \Omega \pm \Omega$ possèdent des niveaux d'environ un tiers par rapport au niveau de la fréquence porteuse. Les autres *sidebands* ont des niveaux très faibles. Sauf pour la *side-band* $\omega_s + n_d^s \Omega - 2\Omega$ dont la fréquence coïncide avec le mode à deux diamètres du rouet, ce qui explique son niveau élevé (cf. figure 4.24b). Nous verrons que contrairement au cas numérique de la figure 4.41c les *sidebands* du rouet ne sont pas visibles dans le spectre.

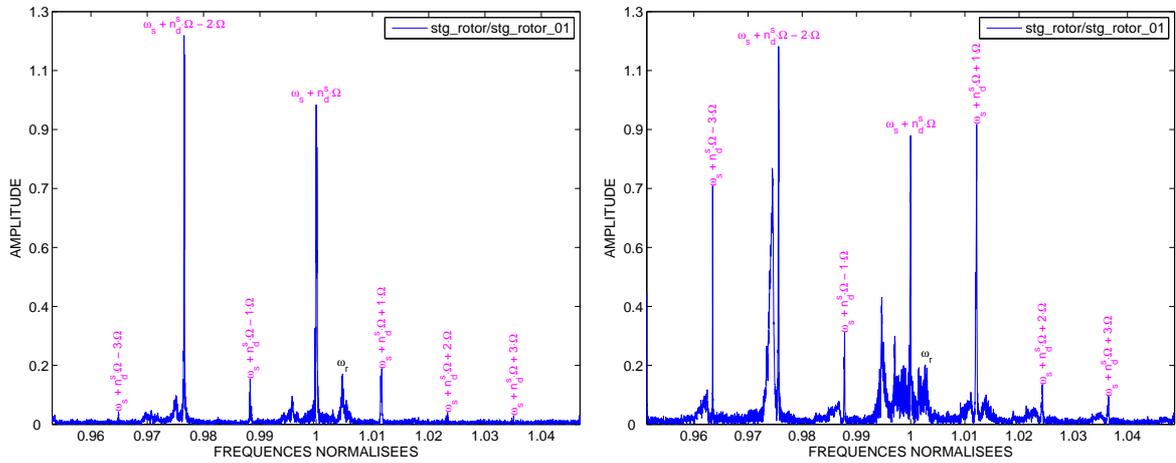
En considérant la partie de droite de la figure 4.41, nous pouvons voir sur le stator une diminution d'environ un cinquième de l'amplitude du mode excité, mais une augmentation des niveaux des *sidebands*. Notons que les deux dernières *sidebands* à droite de la porteuse ont

des niveaux plus élevés par rapport à ses homologues à gauche. Côté rouet, les niveaux des *sidebands* augmentent sans pour autant diminuer le niveau de la fréquence porteuse. Notons la forte présence des *sidebands* à $\omega_s + n_d^s \Omega - 3\Omega$ et $\omega_s + n_d^s \Omega + \Omega$, qui contrairement à la $\omega_s + n_d^s \Omega - 2\Omega$ ne viennent pas exciter un mode du rouet. Numériquement nous avons reproduit (qualitativement) le spectre rencontré lors des essais en augmentant les niveaux des défauts géométriques existants et en prenant en compte un défaut supplémentaire à trois lobes - cf. équation (4.19). Ceci donne une bonne approximation des *sidebands* $\omega_s + n_d^s \Omega + \Omega$ et augmente les niveaux des autres *sidebands*.

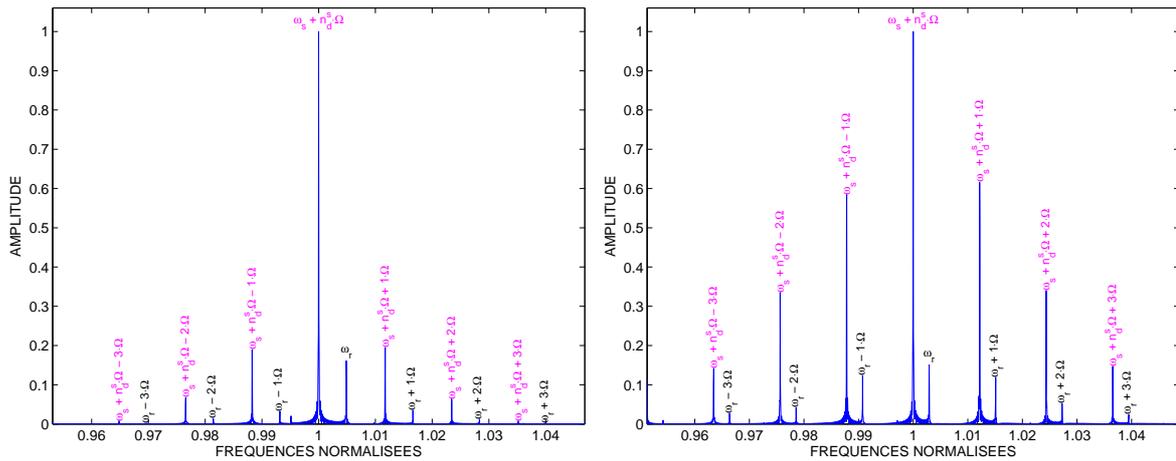
Il faut remarquer que les *sidebands* ne possèdent pas de niveaux semblables suivant que l'on se place d'un côté ou de l'autre de la fréquence porteuse. Cette remarque est valable pour les résultats expérimentaux et numériques.



(a) Analyse fréquentielle du signal fourni par le laser (couverture)



(b) Analyse fréquentielle du signal fourni par une voie du rouet



(c) Analyse fréquentielle de la force de contact (4.23)

FIGURE 4.41 – Comparaison entre les spectres à deux instants différents obtenus expérimentalement lors de la configuration 1 (a) et (b), et numériquement (c). À gauche : réponses à faible niveau, à droite : fort niveau.

4.5.4 Conclusion

Cette étude permet de retrouver les termes du tableau 4.2. Les deux premiers termes proviennent de la prise en compte d'un effort de contact linéaire. Une composante spectrale correspondant à la vitesse de rotation Ω peut être obtenue en introduisant un décentrement du rouet dans le système. Les harmoniques $q\Omega$ apparaissent soit en supposant un effort linéaire, en augmentant le paramètre M dans l'équation (4.19), soit non linéairement en augmentant le degré de non-linéarité N dans l'équation (4.22).

Au contraire, les harmoniques des fréquences du rouet et du couvercle n'apparaissent que grâce à la non-linéarité. De même pour les termes statiques, dont leurs niveaux dépendent également de la non-linéarité et des amplitudes de vibration.

Enfin les *sidebands* existent qu'en présence de la non-linéarité couplée avec les défauts géométriques. Le nombre de *sidebands* sera donc lié au degré de non-linéarité de la force de contact et à la nature des défauts géométriques des structures. Leurs niveaux dépendront de l'amplitude des déplacements, de la nature des défauts géométriques et des coefficients de raideur de contact.

L'exemple numérique montre qu'en prenant une loi non linéaire proche de la loi de contact unilatérale et en faisant varier les défauts géométriques nous arrivons à approcher les résultats expérimentaux rencontrés lors de la première campagne d'essais. La loi de contact unilatérale de Signorini (4.23) peut être obtenue en appliquant l'équation (4.22) avec un nombre N élevé, ce qui implique un contenu spectral riche en *sidebands* et en multiples de la vitesse de rotation. La figure 4.42 montre le spectre d'une loi de contact qui suit exactement la loi unilatérale de contact avec une entrée harmonique simple. Nous pouvons observer que seuls la fréquence fondamentale (fréquence d'entrée) et les harmoniques pairs sont présents et donc caractérisent cette loi. Dans le cas d'une aube en contact et avec cette même loi le spectre contiendra donc tous les termes $2pn_d^s\Omega$ avec $p = 0, 1, 2, \dots$ (voir tableau 4.4).

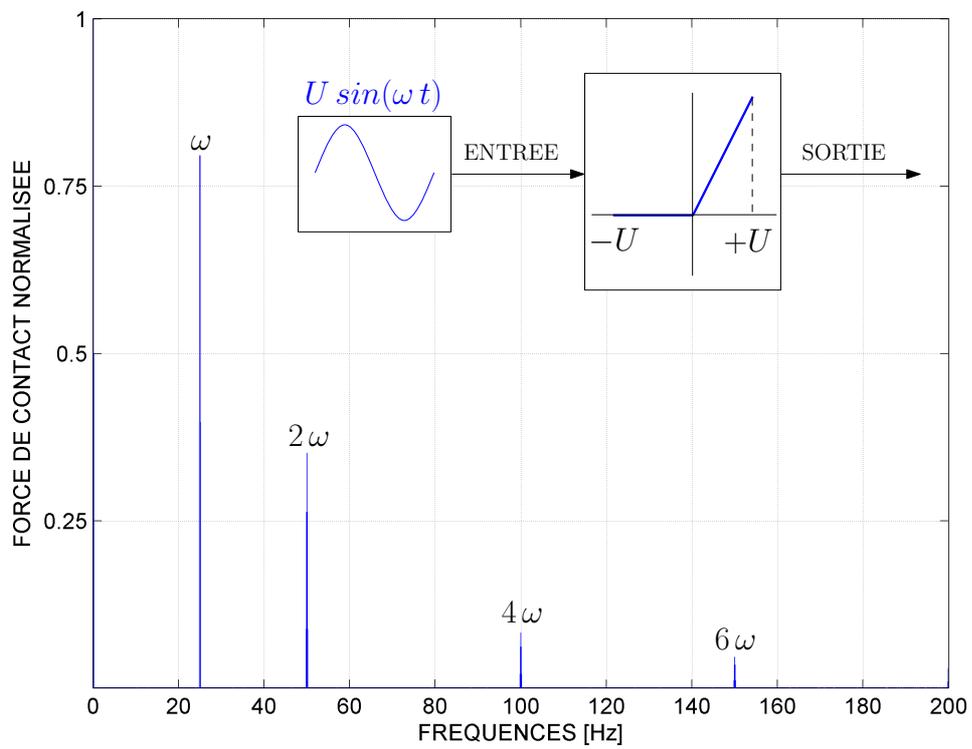


FIGURE 4.42 – Spectre de la sortie d’une fonction suivant la loi unilatérale de contact de Signorini avec une entrée harmonique de pulsation ω . Le spectre contient la fondamentale ainsi que les harmoniques pairs dont les amplitudes décroissent en $\frac{2}{\pi(n^2-1)}$.

4.6 Conclusion générale du chapitre

Ce chapitre traite l'analyse des essais de contact aube-carter obtenus avec le dispositif expérimental présenté dans le chapitre 2. D'après l'étude bibliographique [89], les essais présentés ici sont les seuls à mettre en contact deux pièces expérimentales non simplifiées. L'instrumentation installée permet de connaître le comportement dynamique et thermomécanique du rouet et du couvercle en situation de contact.

Deux configurations d'essais sont proposées, dans la première nous avons utilisé une rampe de vitesse et une excitation extérieure pour la mise en contact. La deuxième configuration a été effectuée à vitesse constante avec un jeu proche de zéro pour l'amorçage du contact. La vitesse critique pour le mode cible à 4ND a été utilisée pour le choix de la plage de vitesse. L'analyse des enregistrements des signaux des capteurs montre des événements transitoires (appelés bouffées dans ce document) concomitants entre les deux structures. Le comportement thermique est clairement mis en évidence par l'enregistrement des signaux des thermocouples qui montrent des élévations de température assez importantes lors des bouffées. La réponse thermique a été reliée au comportement mécanique quasi-statique et montre une localisation du lieu supposé de contact. Le contenu spectral des enregistrements est caractérisé par la présence d'harmoniques de la vitesse de rotation et de *sidebands*, qui influencent le comportement dynamique du système lorsqu'ils coïncident avec les fréquences propres des structures. Un modèle analytique confronté aux résultats expérimentaux met en évidence que la non-linéarité du contact peut être à l'origine des *sidebands*. L'analyse post-essai, réalisée après une bouffée d'amplitude relativement élevée et avec un échauffement important, montre la présence des lobes d'usure répartis sur l'abradable du couvercle. Ceci n'est pas incohérent avec la localisation évoquée, si l'on admet que les stries sont générées au cours de la plus forte bouffée. Le nombre de stries ou de lobes d'usure est égale au rapport entre la fréquence propre du mode excité du rouet et la vitesse de rotation. Nous avons donc un couplage entre l'usure et la dynamique du rouet.

L'utilisation du mode cible à 4ND donne des vitesses critiques très basses. Ce qui implique une densité spectrale élevée due à la présence des harmoniques de la vitesse de rotation et des *sidebands*, qui excitent les structures lorsqu'ils croisent ses modes. Ceci, provoque l'augmentation des amplitudes de vibration et l'initialisation des bouffées. Les essais avec le mode à 3ND, à des vitesses plus élevées, donneront des plages d'utilisation plus larges pour tester le phénomène d'interaction modale. Néanmoins, ces nouveaux essais nécessitent des modifications du banc pour compenser l'élévation de température des paliers. Des thermocouples installés sur les pales seront également prévus pour améliorer la compréhension de l'influence de la thermique.

L'étude expérimentale met en évidence le couplage entre la thermique, l'usure et la dynamique lors du contact aube-carter. La prédiction de la vitesse critique d'interaction modale doit prendre en compte toutes ces physiques et doit prévoir les excitations forcées par les harmoniques de la vitesse de rotation et des *sidebands*, afin de créer une plage d'utilisation sûre pour le moteur. Un modèle numérique a donc été développé pour mieux comprendre l'influence des physiques mises en jeu lors du contact (cf. chapitre 5). Les résultats numériques (cf. chapitre 6) seront comparés qualitativement aux résultats présentés dans ce chapitre.

Chapitre 5

Modélisation du contact aube-carter

5.1	Définition du problème	141
5.2	Formulation du problème de contact	142
5.2.1	Formulations continues locales	143
5.2.2	Formulations discrétisées	149
5.2.3	Couplage thermomécanique	155
5.3	Stratégies de résolution	156
5.3.1	Conditions de contact	157
5.3.2	Méthodes de résolution	157
5.4	Conclusion	160

L'analyse et la synthèse des résultats d'essais et des documents bibliographiques [89, 104, 105] nous permettent d'appréhender les hypothèses et les phénomènes mis en jeu pour établir les modèles physiques de l'étude du contact aube-carter.

De nombreux travaux ont été consacrés à mettre en évidence les phénomènes physiques associés au contact et hiérarchiser leurs influences respectives sur le comportement des machines tournantes. Néanmoins, l'influence de certains phénomènes tels que la thermique et l'usure reste encore mal établie. Dans ce document, nous allons présenter la démarche adoptée pour la modélisation du problème thermomécanique avec contact unilatéral, frottement et usure, qui semblent être les physiques les plus pertinentes au regard de l'étude bibliographique effectuée dans le chapitre 1. Nous présenterons également les différentes stratégies de résolution du problème numérique.

5.1 Définition du problème

L'étude bibliographique réalisée dans le chapitre 1 et les essais analysés dans le chapitre 4 nous ont permis d'extraire les phénomènes prédominants lors du contact aube-carter. Le comportement dynamique du système s'avère de nature non linéaire. Ces non-linéarités sont introduites par des phénomènes tels que le frottement, l'usure et sont couplés avec la thermique.

Torkhani [106] met en évidence des comportements chaotiques du système en présence du frottement, qui devient de « plus en plus complexe » à partir de certaines valeurs de coefficient de frottement. La prise en compte du frottement dans les modélisations est réalisée en utilisant la loi de Coulomb, qui consiste à relier la composante tangentielle F_t avec la composante normale F_n de la force de contact et un coefficient de frottement μ considéré constant. Les

études expérimentales et numériques traitées dans [21, 26] montrent l'influence significative de l'usure et des phénomènes thermiques sur le comportement dynamique lors du contact. En général, ces deux phénomènes sont traités séparément dans les simulations. Néanmoins, nous avons pu constater qu'il est important de coupler la dynamique, la thermique et l'usure, pour une meilleure compréhension des phénomènes d'interaction. L'équation de la chaleur et la thermoélasticité linéaire nous permettent d'introduire les phénomènes thermiques. La modélisation de l'usure est abordée selon diverses approches dans la littérature. Strömberg [107] et Salles [108–110] modélisent l'usure par une loi d'Archard, alors que Williams [6] et Batailly [21] proposent une loi de comportement plastique pour l'abradable. Finalement Salvat [9] opte pour les équations différentielles à retard pour la prise en compte de l'enlèvement de matière. Dans le cadre de cette thèse nous utiliserons une loi d'Archard [111], car elle permet de bien représenter le problème d'usure (voir les autres approches discutées dans le chapitre 6), tout en étant assez simple pour être intégrée dans les simulations.

Lors du contact, les processus de frottement et d'usure dissipent de l'énergie. Il y a donc une production de chaleur au niveau de la surface de contact, qui entraîne une dilatation pouvant accroître localement le champ de pression et ainsi modifier les conditions de contact et donc les instabilités [112]. Il est donc nécessaire d'établir la formulation mathématique d'un problème thermoélastodynamique de contact avec frottement et usure, pour l'appliquer ensuite à un cas de contact aube-carter. La figure 5.1 illustre les phénomènes qui seront pris en compte lors de la mise en équation.

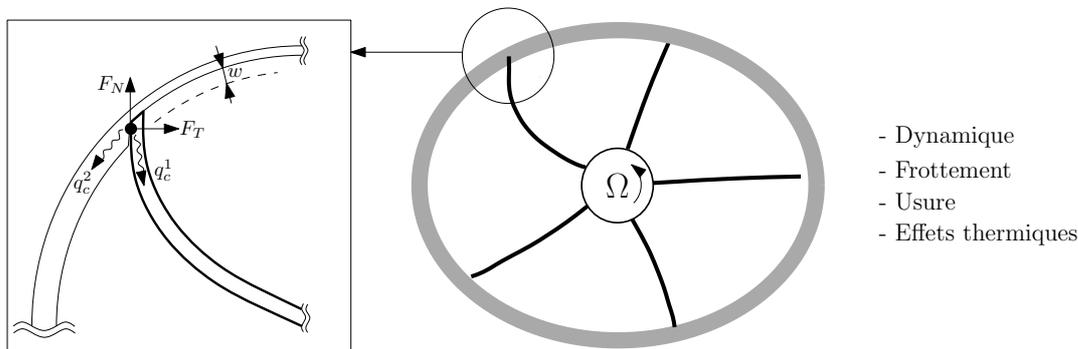


FIGURE 5.1 – Phénomènes physiques rencontrés lors du contact aube-carter. Avec w la profondeur d'usure, q_c^1 et q_c^2 les flux thermiques induits dans les structures, F_N et F_T les composantes des forces de contact.

5.2 Formulation du problème de contact : frottement, usure et thermique

Dans ce chapitre nous allons présenter les modèles utilisés et développés afin de décrire les phénomènes physiques rencontrés lors du contact aube-carter. Ces modèles seront développés dans le cadre de la mécanique des milieux continus Lagrangienne [113–115] et en appliquant les lois de la thermodynamique vérifiant le premier et second principe [116, 117]. Nous reprendrons, plus précisément, l'approche adoptée par Salles [118] et Strömberg [119] pour la

formulation du problème de contact avec frottement et usure. Ensuite nous intégrerons les effets thermiques [120]. Cette formulation nous permettra après discrétisation de traiter le problème thermomécanique par la méthode des éléments finis [121] en espace et par la méthode des différences finies en temps.

5.2.1 Formulations continues locales

Nous nous placerons dans le cadre des solides élastiques déformables continus. Soient deux corps déformables occupant les domaines Ω^l où $l = 1, 2$ dans la configuration non déformée, sous-ensembles ouverts de \mathbb{R}^3 et éventuellement en contact, comme illustré dans la figure 5.2. La frontière $\partial\Omega^l$ de chacun de ces corps est divisée en différentes parties : $\Gamma_u^l \subset \partial\Omega^l$ où les déplacements sont imposés, $\Gamma_f^l \subset \partial\Omega^l$ où sont appliqués les efforts, $\Gamma_T^l \subset \partial\Omega^l$ où les températures sont imposées, $\Gamma_q^l \subset \partial\Omega^l$ où les flux de chaleur sont appliqués et $\Gamma_c \subset \partial\Omega^l$ la frontière de contact entre les deux solides. En considérant l'hypothèse de petites perturbations (HPP), nous pouvons définir une surface commune de contact $\Gamma_c \simeq \Gamma_c^1 \simeq \Gamma_c^2$ avec un vecteur normal orienté vers l'extérieur $\mathbf{n}_c \simeq \mathbf{n}_c^1 \simeq -\mathbf{n}_c^2$ ¹.

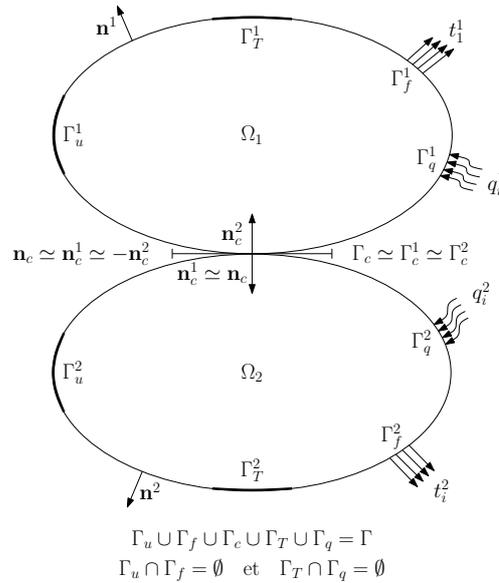


FIGURE 5.2 – Deux corps déformables en contact, sous domaines, conditions aux limites mécaniques et thermiques

5.2.1.1 Analyse élastodynamique

La loi de conservation de la quantité de mouvement nous permet d'établir l'équation du mouvement (5.1) dans les deux solides. Ainsi, résoudre un problème élastodynamique consiste à chercher un champ de déplacements $\mathbf{u}(x, y, z, t)$ tel que :

$$\operatorname{div} \boldsymbol{\sigma}^l + \mathbf{f}^l = \rho^l \ddot{\mathbf{u}}^l \quad \text{dans } \Omega^l \quad (5.1)$$

avec :

1. Le signe \simeq exprime l'hypothèse des petites perturbations (HPP).

- les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^l &= \mathbf{u}_i^l & \text{sur } \Gamma_u^l \\ \boldsymbol{\sigma}^l \mathbf{n}^l &= \mathbf{t}_i^l & \text{sur } \Gamma_f^l \end{aligned} \quad (5.2)$$

- les conditions initiales dans Ω^l :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}^l(x, y, z, 0) &= \mathbf{u}_0^l(x, y, z) \\ \dot{\mathbf{u}}^l(x, y, z, 0) &= \dot{\mathbf{u}}_0^l(x, y, z) \end{aligned} \quad (5.3)$$

En présence d'une surface de discontinuité Γ_c^l , il faut rajouter la relation de discontinuité [114] donnée par :

$$[[\boldsymbol{\sigma}]] \cdot \mathbf{n}_c = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \boldsymbol{\sigma}^1 \cdot \mathbf{n}_c^1 = -\boldsymbol{\sigma}^2 \cdot \mathbf{n}_c^2 = -\mathbf{p} \quad \text{sur } \Gamma_c \quad (5.4)$$

où $\boldsymbol{\sigma}$ est le tenseur des contraintes de Cauchy, \mathbf{f} les forces volumiques extérieures, ρ la masse volumique (supposée constante), \mathbf{u} le vecteur déplacement. \mathbf{n} et \mathbf{n}_c sont respectivement les vecteurs normaux aux surfaces Γ_f et Γ_c orientés vers l'extérieur du domaine considéré. \mathbf{u}_i et \mathbf{t}_i désignent les déplacements et les contraintes imposés et \mathbf{p} représente le vecteur contrainte au contact.

5.2.1.2 Analyse thermodynamique

Le premier principe de la thermodynamique, donné par l'équation (5.5), affirme que la variation de l'énergie totale (énergie interne \mathcal{E} + énergie cinétique \mathcal{K}) est pour n'importe quel sous-domaine $\mathcal{D} \subset \Omega^1$ ou $\mathcal{D} \subset \Omega^2$ dont la frontière contient Γ_c ($\partial\mathcal{D} \cap \Gamma_c^l = \Gamma_c$), égale à la somme du travail des forces volumiques et surfaciques extérieures \mathcal{P}_{ex} exercées sur \mathcal{D} et du taux de quantité de chaleur \mathcal{Q} apportée à \mathcal{D} :

$$\dot{\mathcal{E}} + \dot{\mathcal{K}} = \mathcal{P}_{ex} + \mathcal{Q} \quad (5.5)$$

Les termes de l'équation (5.5) sont données par :

$$\mathcal{E} = \int_{\mathcal{D}} \rho e \, dV + \int_{\partial\mathcal{D} \cap \Gamma_c} E \, dA \quad (5.6)$$

$$\mathcal{K} = \frac{1}{2} \int_{\mathcal{D}} \rho \dot{\mathbf{u}}^2 \, dV \quad (5.7)$$

$$\mathcal{P}_{ex} = \int_{\mathcal{D}} \mathbf{f} \cdot \dot{\mathbf{u}} \, dV + \int_{\partial\mathcal{D} \setminus \Gamma_c} \mathbf{t} \cdot \dot{\mathbf{u}} \, dA \quad (5.8)$$

$$\mathcal{Q} = \int_{\mathcal{D}} r \, dV - \int_{\partial\mathcal{D} \setminus \Gamma_c} \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} \, dA \quad (5.9)$$

où e est l'énergie interne spécifique, E est la densité surfacique d'énergie interne sur Γ_c , r est la production interne de chaleur, et \mathbf{q} le vecteur de flux de chaleur².

Le deuxième principe de la thermodynamique postule que pour tout domaine matériel \mathcal{D} , il existe une inégalité reliant le champ scalaire T , appelé température absolue, et l'entropie \mathcal{S} tel que :

$$\dot{\mathcal{S}} \geq \int_{\mathcal{D}} \frac{r}{T} \, dV - \int_{\partial\mathcal{D} \setminus \Gamma_c} \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{n}}{T} \, dA \quad (5.10)$$

2. Lorsque q est orienté vers l'extérieur on a bien $\mathcal{Q} < 0$ si $r = 0$.

avec :

$$\mathcal{S} = \int_{\mathcal{D}} \rho s \, dV - \int_{\partial \mathcal{D} \cap \Gamma_c} S \, dA \quad \forall \mathcal{D}, \quad (5.11)$$

où s est l'entropie massique et S la densité surfacique d'entropie sur Γ_c .

Les premier et deuxième principes de la thermodynamique peuvent se mettre sous forme locale :

$$\left. \begin{aligned} \rho^l \dot{\varepsilon}^l &= \boldsymbol{\sigma}^l : \boldsymbol{\varepsilon}^l + r^l - \operatorname{div} \mathbf{q}^l \\ \rho^l \dot{s}^l &\geq \frac{r^l}{T^l} - \operatorname{div} \left(\frac{\mathbf{q}^l}{T^l} \right) \end{aligned} \right\} \quad \text{dans } \Omega^l \quad (5.12)$$

On écrit également les équations des discontinuités associées à ces deux principes :

$$\left. \begin{aligned} \dot{E} &= [-\boldsymbol{\sigma} \cdot \dot{\mathbf{u}} + \mathbf{q}] \cdot \mathbf{n}_c \\ \dot{E} &= \mathbf{p} \cdot \mathbf{u}_r + \mathbf{q}^1 \cdot \mathbf{n}_c^1 + \mathbf{q}^2 \cdot \mathbf{n}_c^2 \\ \dot{S} &\geq \left[\frac{\mathbf{q}}{T} \right] \cdot \mathbf{n}_c \\ \dot{S} &\geq \frac{\mathbf{q}^1 \cdot \mathbf{n}_c^1}{T} + \frac{\mathbf{q}^2 \cdot \mathbf{n}_c^2}{T} \end{aligned} \right\} \quad \text{sur } \Gamma_c \quad (5.13)$$

où $\mathbf{u}_r = \mathbf{u}^1 - \mathbf{u}^2$ est le déplacement relatif entre les deux corps.

Sur Γ_c les contraintes de contact peuvent être décomposées en composantes normales et tangentielles, tout comme le déplacement :

$$p_N = \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}_c, \quad \mathbf{p}_T = (\mathbf{I} - \mathbf{n}_c \otimes \mathbf{n}_c) \mathbf{p} \quad (5.14)$$

$$u_N = \mathbf{u}_r \cdot \mathbf{n}_c, \quad \mathbf{u}_T = (\mathbf{I} - \mathbf{n}_c \otimes \mathbf{n}_c) \mathbf{u}_r \quad (5.15)$$

Nous ferons intervenir deux formes de l'énergie libre massique, une volumique $\psi = e - sT$ et une surfacique $\Psi = E - S\mathcal{T}$ pour l'interface de contact, où \mathcal{T} est la température propre à Γ_c . Nous pouvons ainsi obtenir les inégalités de Clausius-Duhem pour les solides Ω^l et les interfaces Γ_c^l .

$$\rho^l \dot{\psi}^l \leq \boldsymbol{\sigma}^l : \boldsymbol{\varepsilon}^l - \rho^l s^l \dot{T}^l - \mathbf{q}^l \cdot \frac{\nabla T^l}{T^l} \quad \text{dans } \Omega^l \quad (5.16)$$

$$\dot{\Psi} \leq p_N \dot{u}_N + \mathbf{p}_T \dot{\mathbf{u}}_T - S \dot{\mathcal{T}} + \sum_{l=1}^2 \frac{\mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l}{T^l} \theta^l \quad \text{sur } \Gamma_c \quad (5.17)$$

avec $\theta^l = T^l - \mathcal{T}$ la différence de température entre le solide Ω^l et l'interface de contact Γ_c .

Potentiel dans le solide : En se plaçant sous l'hypothèse des petites perturbations (HPP) et en faisant l'hypothèse que l'énergie libre de Helmholtz ψ dépend uniquement de la température et du tenseur des déformations, nous pouvons écrire les lois d'état de la thermoélasticité [116] à partir de l'inégalité de Clausius-Duhem (5.16).

$$\boldsymbol{\sigma} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \boldsymbol{\varepsilon}} \quad s = - \frac{\partial \psi}{\partial T} \quad (5.18)$$

On obtient alors la loi de comportement thermoélastique linéaire [113] :

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathcal{A} [\boldsymbol{\varepsilon} - \alpha (T - T_0) \mathbf{I}] \quad (5.19)$$

avec \mathcal{A} le tenseur des modules d'élasticité, α le coefficient de dilatation thermique, T_0 la température dans la configuration initiale et \mathbf{I} le tenseur identité.

En introduisant $\dot{e} = \dot{\phi} + s\dot{T} + \dot{s}T$ et (5.18) dans (5.12), nous obtenons l'équation de conservation de l'énergie et le second principe de la thermodynamique sous forme locale [107] :

$$\rho^l c^l \dot{T}^l = r^l - \text{div } \mathbf{q}^l - \alpha^l \mathcal{A}^l : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^l \mathbf{T}^l \quad (5.20)$$

$$- \frac{\mathbf{q}^l}{T^l} \mathbf{grad} (T^l) \geq 0 \quad (5.21)$$

où c est la capacité calorifique massique.

En accord avec l'inégalité (5.21) nous pouvons adopter la loi de conduction de Fourier :

$$\mathbf{q}^l = -k^l \mathbf{grad} (T^l) \quad (5.22)$$

où le scalaire k^l est la conductivité thermique (supposée constante).

D'après les équations précédentes nous pouvons déduire l'équation de la chaleur (5.23) sur les deux solides. Ainsi, résoudre un problème thermique consiste à chercher un champ de températures $T(x, y, z, t)$ tel que :

$$\rho^l c^l \dot{T}^l = r^l + k^l \Delta T^l - \alpha^l \mathcal{A}^l : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^l \mathbf{T}^l \quad \text{dans } \Omega^l \quad (5.23)$$

avec :

- les conditions aux limites :

$$\begin{aligned} T^l &= T_i^l && \text{sur } \Gamma_T^l \\ (-k^l \mathbf{grad} (T^l)) \cdot \mathbf{n}^l &= q_i^l && \text{sur } \Gamma_q^l \end{aligned} \quad (5.24)$$

- les conditions initiales dans Ω^l :

$$T^l(0) = T_0^l \quad (5.25)$$

Nous pouvons constater dans (5.23) que le problème est clairement couplé avec l'apport mécanique du tenseur des déformations $\boldsymbol{\varepsilon}$.

5.2.1.3 Analyse tribologique

Potentiel dans l'interface : En reprenant les travaux de Salles [109, 118] et de Strömberg [119], nous introduisons deux variables d'état \mathbf{u}_T et w pour représenter le frottement et l'usure. Ces deux variables définissent respectivement le déplacement tangentiel et la profondeur d'usure à l'interface. Les mécanismes d'usure se produisent à l'échelle microscopique. À l'échelle macroscopique l'usure se caractérise par un détachement de débris et un profil de contact modifié. Dans le modèle proposé l'usure est donc identifiée comme une augmentation du jeu entre les solides. La variable d'état w s'interprète comme une variation du jeu dans la direction normale à la surface de contact \mathbf{n}_c . À partir de ces définitions nous pouvons définir l'énergie libre à l'interface :

$$\Psi = \Psi(u_N, w, \mathcal{T}, \theta) \quad (5.26)$$

Nous définissons \mathcal{W} comme le dual de la variable d'état lié à l'usure. La fonction Ψ à la propriété d'être convexe et différentiable par rapport à (\mathcal{T}, θ) . Elle possède un ensemble de sous-gradients par rapport à (\hat{u}_N, w) où les lois d'état de l'interface sont :

$$(\hat{p}_N, -\hat{\mathcal{W}}) \in \partial\Psi(u_N, w, \mathcal{T}, \theta) \quad (5.27)$$

$$\hat{S} = -\frac{\partial\Psi}{\delta\mathcal{T}}, \quad \hat{\Theta} = -\frac{\partial\Psi}{\delta\theta} \quad (5.28)$$

où $\partial\Psi$ est la sous-différentielle de Ψ par rapport à (u_N, \mathbf{u}_T, w) pour (\mathcal{T}, θ) fixé.

La définition de la sous-différentiabilité et les propriétés de convexité de Ψ permettent d'écrire l'expression [119] :

$$\dot{\Psi} \geq \hat{p}_N \dot{u}_N - \mathcal{W} \dot{w} - \hat{S} \dot{\mathcal{T}} - \hat{\Theta} \dot{\theta} \quad (5.29)$$

En introduisant (5.29) dans l'inégalité de Clausius-Duhem (5.17) on obtient l'expression :

$$(p_N - \hat{p}_N) \dot{u}_N + \mathbf{p}_T \cdot \dot{\mathbf{u}}_T + \mathcal{W} \dot{w} - (S - \hat{S}) \dot{\mathcal{T}} + \sum_{l=1}^2 \frac{\mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l}{T^l} \dot{\theta}^l + \hat{\Theta} \dot{\theta} \geq 0 \quad (5.30)$$

On fait l'hypothèse que p_N et S sont des fonctions d'état et on sait que Θ ne dépend pas de θ . Les termes \dot{u}_N , $\dot{\mathcal{T}}$ et $\dot{\theta}$ peuvent prendre n'importe quelle valeur dans n'importe quel état et les variables d'état ne dépendent pas de ces valeurs. De ces considérations les expressions suivantes sont déduites :

$$p_N = \hat{p}_N, \quad S = \hat{S}, \quad (5.31)$$

$$\Theta = 0 \Rightarrow \Psi = \Psi(u_N, w, \mathcal{T}), \quad (5.32)$$

$$\mathbf{p}_T \cdot \dot{\mathbf{u}}_T + \mathcal{W} \dot{w} + \sum_{l=1}^2 \frac{\mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l}{T^l} \dot{\theta}^l \geq 0 \quad (5.33)$$

Les équations (5.27), (5.28) et (5.31) définissent les lois d'état. Le terme de gauche de l'équation (5.33) représente la dissipation à l'interface où \mathcal{W} est la force « contrôlant » l'usure.

Lois de contact unilatéral : Strömberg [119] a proposé une expression de l'énergie libre correspondant à une extension des conditions de contact unilatéral de Signorini :

$$\Psi = I_{K_N}(u_N, w), \quad K_N = \{(u_N, w) \mid u_N - w - g \leq 0\} \quad (5.34)$$

avec g le jeu initial entre les solides et I_{K_N} la fonction indicatrice définie par :

$$I_{K_N}(u_N, w) = \begin{cases} 0 & (u_N, w) \in K_N \\ +\infty & (u_N, w) \notin K_N \end{cases} \quad (5.35)$$

Les équations (5.36) et (5.37) définissent les lois d'état.

$$\partial I_{K_N}(u_N, w) = \begin{cases} N_{K_N}(u_N, w) & \text{si } (u_N, w) \in K_N \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.36)$$

$$-S = \frac{\partial\Psi}{\partial T} = 0 \quad (5.37)$$

où $\partial I_{K_N}(u_N, w)$ est la sous-différentielle de la fonction indicatrice et N_{K_N} le cône normal du convexe fermé K_N donné par :

$$N_{K_N}(u_N, w) = \left\{ p_N \mid \langle p_N, u'_N - u_N \rangle \leq 0, \quad \forall u'_N \in K_N \right\} \quad (5.38)$$

Les relations précédentes nous permettent de déduire l'extension de la condition unilatérale de Signorini avec prise en compte de l'usure :

$$\mathcal{W} = p_N \geq 0, \quad u_N - w - g \leq 0, \quad p_N(u_N - w - g) = 0 \quad (5.39)$$

Ces conditions impliquent également que $p_N \dot{u}_N = \mathcal{W} \dot{w}$. En remplaçant $\dot{\Psi} = \dot{E} = S = 0$ et $p_N \dot{u}_N = \mathcal{W} \dot{w}$ en (5.13) et (5.33) nous avons :

$$\mathcal{W} \dot{w} + \mathbf{p}_T \cdot \dot{\mathbf{u}}_T + \sum_{l=1}^2 \mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l = 0 \quad \text{sur } \Gamma_c \quad (5.40)$$

$$\mathcal{W} \dot{w} + \mathbf{p}_T \cdot \dot{\mathbf{u}}_T \geq 0 \quad \text{sur } \Gamma_c \quad (5.41)$$

Frottement, usure et thermique : Le modèle standard généralisé de l'interface sera complété par l'introduction d'un pseudo-potentiel dual Φ [122], qui nous permettra de définir les équations de l'interface en incluant le frottement, l'usure et les effets thermiques.

$$\Phi = I_{\mathcal{F}(\mathcal{P})}(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}) + \frac{1}{2} \sum_{l=1}^2 \frac{\vartheta^l}{T^l} (\theta^l)^2, \quad (5.42)$$

où

$$\mathcal{F}(\mathcal{P}) = \{(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}) \mid F(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}; \mathcal{P}) \leq 0\} \quad (5.43)$$

$\mathcal{F}(\mathcal{P})$ est un convexe fermé, $F(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}; \mathcal{P})$ est une fonction quasi-convexe décrivant le critère de frottement et usure, et $\vartheta^l = \vartheta^l(\mathcal{P})$ est la conductance thermique de contact, telle qu'elle a été définie par Ireman [123], elle permet de prendre en compte une surface de contact réelle plus faible que la surface de contact apparente³.

Les lois complémentaires de dissipation à l'interface s'expriment par :

$$(\dot{\mathbf{u}}_T, \dot{w}) \in N_{\mathcal{F}(\mathcal{P})}(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}), \quad (5.44)$$

$$\mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l = \vartheta^l \theta^l \quad (l = 1, 2), \quad (5.45)$$

où $N_{\mathcal{F}(\mathcal{P})}$ représente le cône normal à $\mathcal{F}(\mathcal{P})$.

$F(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}; \mathcal{P})$ est définie de manière à prendre en compte le frottement de Coulomb et une loi d'usure proche de la loi d'Archard [111].

$$F(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}; \mathcal{P}) = \|\mathbf{p}_T\| - \mu p_N - \frac{k_a p_N^2}{3p_s} + \frac{k_a p_N \mathcal{W}}{3p_s} \quad (5.46)$$

3. La conductance thermique de contact dépend des pressions de contact, de l'état de déformations de surfaces et des propriétés des matériaux. Une conductance de contact très importante est équivalente à un contact parfait (surface réelle en contact = surface apparente en contact).

où μ est le coefficient de frottement, k_a le coefficient de la loi d'Archard, p_s la dureté ou contrainte à l'écoulement et $\mathcal{P} = p_N$. Cette relation nous permet de déterminer la loi de Coulomb et la loi d'Archard pour $\mathcal{W} = p_N$.

$$\begin{aligned} \|\mathbf{p}_T\| &\leq \mu p_N, \quad \dot{\mathbf{u}}_T (\|\mathbf{p}_T\| - \mu p_N) \leq 0, \\ \dot{w} &= \frac{k_a p_N}{3p_s} \|\dot{\mathbf{u}}_T\| \end{aligned} \quad (5.47)$$

avec $\dot{\mathbf{u}}_T$, qui définit la vitesse de glissement tangentielle.

L'introduction de ces lois dans les principes thermodynamiques donnés par (5.40), (5.41) et (5.45) donne le bilan énergétique suivant [107] :

$$\left(\frac{k_a p_N^2}{3p_s} + \mu p_N \right) \|\dot{\mathbf{u}}_T\| + \sum_{l=1}^2 \mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l = 0 \quad (5.48)$$

Les transferts thermiques lors du contact sont modélisés par une loi de conduction thermique à travers l'interface de contact. Où \mathcal{T} est la température propre faisant intervenir la différence des températures des surfaces en contact [123] :

$$\mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l = \vartheta^l (p_N) (T^l - \mathcal{T}) \quad (5.49)$$

Les équations (5.48) et (5.49) nous permettent d'éliminer la température propre \mathcal{T} et d'obtenir les expressions suivantes pour les flux de chaleur traversant l'interface de contact :

$$\begin{aligned} \mathbf{q}^1 \cdot \mathbf{n}_c^1 &= \frac{\vartheta^1 \vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} (p_N) (T^1 - T^2) - \frac{\vartheta^1}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{k_a p_N^2}{3p_s} + \mu p_N \right) \|\dot{\mathbf{u}}_T\| \\ \mathbf{q}^2 \cdot \mathbf{n}_c^2 &= \frac{\vartheta^1 \vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} (p_N) (T^2 - T^1) - \frac{\vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{k_a p_N^2}{3p_s} + \mu p_N \right) \|\dot{\mathbf{u}}_T\| \end{aligned} \quad (5.50)$$

Le premier terme de l'équation (5.50) représente la conduction thermique à travers l'interface de contact et le deuxième correspond au flux de chaleur produit à l'interface par le frottement et l'usure. Ainsi, toute la chaleur produite par le frottement et l'usure est transférée vers les corps en contact.

Il est important de remarquer que l'expression précédente permet de faire un partage différentiel des flux de chaleur entre les deux solides en contact.

5.2.2 Formulations discrétisées

Nous allons consacrer cette section à l'étude des aspects numériques liés à la discrétisation spatiale et temporelle du problème thermomécanique de contact. La discrétisation spatiale se fera à l'aide de la méthode des éléments finis, définie sur la base d'une formulation variationnelle en déplacement pour le problème mécanique et en température pour le problème thermique [121]. Nous verrons ensuite les méthodes de discrétisation temporelle pour résoudre le problème thermomécanique couplé [112].

5.2.2.1 Formulation variationnelle

La résolution analytique du problème est en général très difficile ou inexistante. Il convient alors d'appliquer des méthodes d'approximation qui s'appuient sur des formulations faibles qui découlent du principe d'Hamilton.

Partie mécanique En suivant la méthode de Duvaut et Lions [124] nous allons considérer les espaces suivants :

$$V(\Omega^l) = \left\{ \mathbf{v}^l, \mathbf{v}^l = \mathbf{u}_i^l \text{ sur } \Gamma_u^l \right\} \quad (5.51)$$

et

$$\mathcal{V} = \left\{ \mathbf{v} = (\mathbf{v}^1, \mathbf{v}^2) \in V(\Omega^1) \times V(\Omega^2), \mathbf{v}_N - w - g \leq 0 \text{ sur } \Gamma_c \right\} \quad (5.52)$$

\mathcal{V} représente l'espace des déplacements cinématiquement admissibles vérifiant les conditions de décollement à la surface de contact et \mathbf{v} est le champ de déplacements virtuels. On introduit également les espaces duaux suivants :

$$\begin{aligned} \mathcal{K}_N &= \{p_N \mid p_N \geq 0, \text{ sur } \Gamma_c\}, \\ \mathcal{F}(p_N) &= \{(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}) \mid F(\mathbf{p}_T, \mathcal{W}; p_N) \leq 0, \text{ sur } \Gamma_c\} \end{aligned}$$

L'application du théorème des travaux virtuels [117] conduit à la formulation variationnelle suivante :

$$\left| \begin{array}{l} \text{Trouver } \mathbf{u} \in \mathcal{V}, p_N \in N_{\mathcal{K}_N}(u_N, w) \text{ et } \mathbf{p}_T \in \mathcal{F}(p_N) \text{ tel que} \\ \forall \mathbf{v} \in \mathcal{V} \quad (\rho \ddot{\mathbf{u}}, \mathbf{v}) + a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = l(\mathbf{v}) + \langle p_N, \mathbf{v} \rangle + \langle \mathbf{p}_T, \mathbf{v} \rangle + b(T, \mathbf{v}), \end{array} \right. \quad (5.53)$$

où $(\rho \ddot{\mathbf{u}}, \mathbf{v})$ représente le travail virtuel des efforts d'inertie :

$$(\rho \ddot{\mathbf{u}}, \mathbf{v}) = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} \rho^l \ddot{\mathbf{u}}^l \cdot \mathbf{v}^l d\Omega^l, \quad (5.54)$$

$a(\mathbf{u}, \mathbf{v})$ représente le travail des efforts intérieurs :

$$a(\mathbf{u}, \mathbf{v}) = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{u}^l) : \boldsymbol{\mathcal{A}}^l : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{v}^l) d\Omega^l, \quad (5.55)$$

$l(\mathbf{v})$ représente le travail virtuel des efforts extérieurs :

$$l(\mathbf{v}) = \sum_{l=1}^2 \left(\int_{\Omega^l} \mathbf{f}^l \cdot \mathbf{v}^l d\Omega^l + \int_{\Gamma_f^l} \mathbf{t}^l \cdot \mathbf{v}^l d\Gamma^l \right) \quad (5.56)$$

$\langle p_N, \mathbf{v} \rangle$ représente le travail virtuel des efforts de contact normaux :

$$\langle p_N, \mathbf{v} \rangle = \sum_{l=1}^2 \int_{\Gamma_c^l} \sigma_N^l \cdot \mathbf{v}_N^l d\Gamma^l \quad (5.57)$$

$\langle \mathbf{p}_T, \mathbf{v} \rangle$ représente le travail virtuel des efforts de contact tangentiels :

$$\langle \mathbf{p}_T, \mathbf{v} \rangle = \sum_{l=1}^2 \int_{\Gamma_c^l} \boldsymbol{\sigma}_T^l \cdot \mathbf{v}_T^l d\Gamma^l \quad (5.58)$$

$b(T, \mathbf{v})$ représente le travail des efforts d'origine thermique :

$$b(T, \mathbf{v}) = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} \alpha^l (T^l - T_0^l) \mathbf{I} : \boldsymbol{\mathcal{A}}^l : \boldsymbol{\varepsilon}(\mathbf{v}^l) d\Omega^l, \quad (5.59)$$

On peut noter que le travail « réel » des efforts de contact normaux obtenu en prenant $\mathbf{v} = \mathbf{u}$ est nul : $\langle p_N, \mathbf{v} \rangle$. En effet, cette dernière forme peut également s'écrire :

$$\langle p_N, \mathbf{v} \rangle = - \int_{\Gamma_c} \sigma_N \cdot (\mathbf{v}_N^2 - \mathbf{v}_N^1) d\Gamma^l \quad (5.60)$$

avec $\sigma_N = \sigma_N^1 = \sigma_N^2$ et $\mathbf{v}_N = \mathbf{v}_N^1 = -\mathbf{v}_N^2$ car $\mathbf{n}_c = \mathbf{n}_c^1 = -\mathbf{n}_c^2$.

Partie thermique Le problème thermique contient l'équation de la chaleur (5.23). En appliquant la méthode décrite par Bonnet [113] nous allons utiliser les champs de températures admissibles suivants :

$$\left| \begin{array}{l} \mathcal{T}(T_i^l) = \left\{ v^l \mid v^l \text{ continu et régulier sur } \Omega^l \text{ et } v^l = T_i^l \text{ sur } \Gamma_T^l \right\} \\ \mathcal{T}(0) = \left\{ v^l \mid v^l \text{ continu et régulier sur } \Omega^l \text{ et } v^l = 0 \text{ sur } \Gamma_T^l \right\} \end{array} \right. \quad (5.61)$$

La forme faible du problème thermique est établie en multipliant (5.23) par $v^l \in \mathcal{T}(0)$ et en intégrant le résultat sur Ω^l , cela conduit à la relation :

$$\int_{\Omega^l} \rho^l c^l \dot{T}^l v^l d\Omega - \int_{\Omega^l} \text{div} \left(\mathbf{k}^l \mathbf{grad} (T^l) \right) v^l d\Omega = \int_{\Omega^l} r^l v^l d\Omega - \int_{\Omega^l} \alpha^l \mathcal{A}^l : \boldsymbol{\varepsilon}^l T^l v^l d\Omega \quad (5.62)$$

En appliquant la formule de la divergence et la loi de Fourier (5.22) sur la seconde intégrale on obtient :

$$\int_{\Omega^l} \text{div} \left(\mathbf{k}^l \mathbf{grad} (T^l) \right) v^l d\Omega = - \int_{\Gamma^l} \mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}^l v^l d\Gamma - \int_{\Omega^l} \mathbf{k}^l \mathbf{grad} (T^l) \cdot \mathbf{grad} (v^l) d\Omega \quad (5.63)$$

Or, le flux de chaleur surfacique est appliqué sur la surface où les flux de chaleur sont imposés Γ_q et sur la surface de contact Γ_c . Ainsi, le premier terme du membre de droite devient :

$$\int_{\Gamma^l} \mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}^l v^l d\Gamma = \int_{\Gamma_q^l} q_i^l v^l d\Gamma + \int_{\Gamma_c^l} q_c^l v^l d\Gamma \quad (5.64)$$

où q_i est le flux de chaleur imposé, défini par :

$$q_i^l = \mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}^l \quad \text{sur} \quad \Gamma_q^l \quad (5.65)$$

et q_c est le flux de chaleur dissipé au contact, défini d'après l'équation (5.48) par :

$$q_c^l = \mathbf{q}^l \cdot \mathbf{n}_c^l \quad \text{sur} \quad \Gamma_c^l \quad (5.66)$$

Nous avons donc la formulation variationnelle suivante :

$$\left| \begin{array}{l} \text{Trouver } T^l \in \mathcal{T}(T_i^l), \text{ tel que} \\ \forall v^l \in \mathcal{T}(0) \end{array} \right. \quad (5.67)$$

$$\sum_{l=1}^2 \left(\int_{\Omega^l} \rho^l c^l \dot{T}^l v^l d\Omega^l + \int_{\Omega^l} \mathbf{k}^l \mathbf{grad} (T^l) \cdot \mathbf{grad} (v^l) d\Omega^l - \int_{\Omega^l} r^l v^l d\Omega^l \right. \\ \left. + \int_{\Gamma_q^l} q_i^l v^l d\Gamma^l + \int_{\Gamma_c^l} q_c^l v^l d\Gamma + \int_{\Omega^l} \alpha^l \mathcal{A}^l : \boldsymbol{\varepsilon}^l T^l v^l d\Omega^l \right) = 0$$

5.2.2.2 Discrétisation par éléments finis du problème spatial

La formulation variationnelle consiste à trouver la solution qui minimise une certaine fonctionnelle dans un espace de fonctions admissibles. L'étape suivante consiste à discrétiser l'espace des fonctions admissibles et à minimiser la fonctionnelle sur cet espace discrétisé. Pour cela nous allons utiliser la méthode des éléments finis qui consiste à décomposer un domaine Ω en un certain nombre N^e de sous-domaines Ω_j disjoints dans lesquels une solution approchée sera recherchée. Le domaine Ω est défini par l'union de tous les sous-domaines Ω_j de la structure :

$$\begin{aligned}\Omega &= \bigcup_{j=1}^{N^e} \Omega_j \\ \Omega_j \cap \Omega_i &= \emptyset \quad \text{si } i \neq j\end{aligned}\quad (5.68)$$

Partie mécanique : En mécanique des structures il y a plusieurs sortes de formulations d'éléments finis. Dans le cadre de cette étude nous allons utiliser la formulation en déplacement qui consiste à donner une approximation du champ des déplacements. Ainsi, sur l'élément fini j , le champ inconnu \mathbf{u}_j est approché à l'aide des valeurs nodales \mathbf{u}_j^k aux nœuds x^k tel que $\mathbf{u}_j(x^k) = \mathbf{u}_j^k$:

$$\mathbf{u}_j(\mathbf{x}, t) = \sum_k \mathbf{N}^k(\mathbf{x}) \mathbf{u}_j^k(t) \quad (5.69)$$

La matrice $\mathbf{N}^k(\mathbf{x})$ représente les fonctions associées aux éléments du modèle dépendants de \mathbf{x} . En utilisant la méthode de Galerkin qui consiste à discrétiser par les mêmes fonctions de forme, le champ de déplacements virtuels \mathbf{v} et le champ inconnu \mathbf{u} de l'équation (5.53), et en se plaçant dans le cadre de l'hypothèse des petites perturbations, nous obtenons l'équation matricielle du mouvement :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} + \mathbf{F}_c - \mathbf{F}_{th} = \mathbf{F}_{ext} \quad (5.70)$$

avec :

$$\mathbf{M} = (\rho \mathbf{N}^k, \mathbf{N}^k) = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} \rho^l {}^t \mathbf{N}^k \mathbf{N}^k d\Omega \quad (5.71)$$

$$\mathbf{K} = a(\mathbf{N}^k, \mathbf{N}^k) = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} {}^t \mathbf{B}^k \mathcal{A}^l \mathbf{B}^k d\Omega \quad (5.72)$$

$$\mathbf{F}_{ext} = l(\mathbf{N}^k) = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} {}^t \mathbf{N}^k \mathbf{f}^l d\Omega + \sum_{l=1}^2 \int_{\Gamma_f^l} {}^t \mathbf{N}^k \mathbf{t}_i^l d\Gamma \quad (5.73)$$

$$\mathbf{F}_{th} = b(T, \mathbf{N}^k) = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} {}^t \mathbf{N}^k \alpha^l \mathcal{A}^l \mathbf{B}^k d\Omega (\mathbf{T} - \mathbf{T}_0) \quad (5.74)$$

où \mathbf{M} est la matrice masse, \mathbf{K} est la matrice de raideur, \mathbf{F}_c est le vecteur des forces de contact, \mathbf{F}_{ext} est le vecteur des forces extérieures, \mathbf{F}_{th} est le vecteur des forces d'origine thermique. L'expression du vecteur des forces de contact \mathbf{F}_c sera discrétisée selon la stratégie de résolution choisie au §5.3.

Partie thermique : La discrétisation spatiale du bilan d'énergie de l'équation (5.67) consiste à trouver sur l'élément j le champ inconnu T_j approché à l'aide des valeurs nodales \mathbf{T}_j^k .

$$T_j(\mathbf{x}, t) = \sum_k \mathbf{N}^k(\mathbf{x}) \mathbf{T}_j^k(t) \quad (5.75)$$

Par souci de simplification nous allons utiliser les mêmes notations pour les fonctions d'interpolation géométriques pour les déplacements et la température. En reprenant les mêmes hypothèses que dans la partie mécanique, nous obtenons l'équation matricielle de la chaleur :

$$\mathbf{C}\dot{\mathbf{T}} + \mathbf{R}\mathbf{T} + \mathbf{Q}_c + \mathbf{Q}_m = \mathbf{Q}_\Omega - \mathbf{Q}_\Gamma \quad (5.76)$$

avec :

$$\mathbf{C} = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} \rho^l c^l {}^t\mathbf{N}^k \mathbf{N}^k d\Omega \quad (5.77)$$

$$\mathbf{R} = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} {}^t\mathbf{B}^k {}_k^l \mathbf{B}^k d\Omega \quad (5.78)$$

$$\mathbf{Q}_\Omega = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} {}^t\mathbf{N}^k r^l d\Omega \quad (5.79)$$

$$\mathbf{Q}_\Gamma = \sum_{l=1}^2 \int_{\Gamma_q^l} {}^t\mathbf{N}^k q_i^l d\Gamma \quad (5.80)$$

$$\mathbf{Q}_m = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega^l} \mathbf{N}^k {}^t\mathbf{N}^k \alpha^l \mathcal{A}^l \mathbf{B}^k d\Omega (\mathbf{T} \cdot \dot{\mathbf{u}}) \quad (5.81)$$

où \mathbf{C} est la matrice de capacité thermique, \mathbf{R} la matrice de conductivité, \mathbf{Q}_Ω le vecteur des sources volumiques, \mathbf{Q}_Γ le vecteur des flux surfaciques, \mathbf{Q}_c le vecteur des flux de contact et \mathbf{Q}_m le vecteur « des flux » d'origine mécanique. Ce dernier est très faible par rapport aux autres membres de l'équation (5.76) [115], c'est pour cette raison que nous pourrions le négliger dans la suite de l'étude. Ainsi le vecteur \mathbf{Q}_c sera le seul apport de chaleur d'origine mécanique, son expression sera donnée dans la partie suivante.

Estimation de la loi de contact : Les intégrales sur la surface de contact Γ_c seront traitées en utilisant une quadrature numérique [107, 123].

$$\int_{\Gamma_c} f(\mathbf{x}) d\Gamma \simeq \sum_{M \in \eta_c} \mathbf{I}^M f(\mathbf{x}^M) \quad (5.82)$$

où \mathbf{I}^M sont les facteurs de pondération et η_c est l'ensemble des indices des points d'intégration, dénommés \mathbf{x}^M sur Γ_c .

Ainsi, la deuxième relation de l'équation (5.39) devient au point d'intégration \mathbf{x}^M :

$$\mathbf{u}_N^M - \mathbf{w}^M - \mathbf{g}^M \leq 0 \quad (5.83)$$

avec :

$$\mathbf{u}_N^M = N^B(\mathbf{x}^M) \mathbf{n}_c(\mathbf{x}^M) \mathbf{u}_r, \quad \mathbf{w}^M = w(\mathbf{x}^M), \quad \mathbf{g}^M = g(\mathbf{x}^M)$$

où

$$N^B(\mathbf{x}^M) = \begin{cases} 1 & \text{si } B = M \\ 0 & \text{si } B \neq M \end{cases}$$

De la même manière les lois de Coulomb et Archard - cf. équation (5.47) - peuvent se discrétiser de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \|\mathbf{F}_{cT}\| &\leq \mu \mathbf{F}_{cN}, \quad \dot{\mathbf{u}}_T (\|\mathbf{F}_{cT}\| - \mu \mathbf{F}_{cN}) \leq 0, \\ \dot{\mathbf{w}}^M &= \frac{k_a \mathbf{F}_{cN}}{3\rho_s \mathbf{I}^M} \|\dot{\mathbf{u}}_T^M\| \end{aligned} \quad (5.84)$$

avec :

$$\mathbf{F}_{cN} = \mathbf{I}^M p_N(\mathbf{x}^M), \quad \mathbf{F}_{cT} = \mathbf{I}^M \mathbf{p}_T(\mathbf{x}^M), \quad \mathbf{u}_T^M = N^B(\mathbf{x}^M) \mathbf{n}_t(\mathbf{x}^M) \mathbf{u}_r$$

où \mathbf{F}_{cN} , \mathbf{F}_{cT} sont les forces de contact généralisées aux nœuds de contact et \mathbf{n}_t est le vecteur unitaire tangent à la surface de contact. Ces expressions nous permettront d'établir le vecteur des flux de contact à l'aide des équations (5.50) et (5.82) :

$$\mathbf{Q}_c = \sum_{l=1}^2 \mathbf{I}^M q_c^l(\mathbf{x}^M) \quad (5.85)$$

avec :

$$\begin{aligned} q_c^1(\mathbf{x}^M) &= \frac{\vartheta^1 \vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{\mathbf{F}_{cN}}{\mathbf{I}^M} \right) (T^{1M} - T^{2M}) - \frac{\vartheta^1}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{k_a}{3\rho_s} \left(\frac{\mathbf{F}_{cN}}{\mathbf{I}^M} \right)^2 + \mu \left(\frac{\mathbf{F}_{cN}}{\mathbf{I}^M} \right) \right) \|\dot{\mathbf{u}}_T^M\| \\ q_c^2(\mathbf{x}^M) &= \frac{\vartheta^1 \vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{\mathbf{F}_{cN}}{\mathbf{I}^M} \right) (T^{2M} - T^{1M}) - \frac{\vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{k_a}{3\rho_s} \left(\frac{\mathbf{F}_{cN}}{\mathbf{I}^M} \right)^2 + \mu \left(\frac{\mathbf{F}_{cN}}{\mathbf{I}^M} \right) \right) \|\dot{\mathbf{u}}_T^M\| \end{aligned} \quad (5.86)$$

Pour prendre en compte les pressions appliquées sur les différentes surfaces du domaine Ω , nous allons reprendre la méthode utilisée par Salles [108, 118]. Elle consiste à créer une « zone d'influence » autour de chaque nœud de la surface où la pression est appliquée et calculer la pression « équivalente » (en faisant l'hypothèse d'une pression constante) à la force au nœud.

5.2.2.3 Discrétisation temporelle

La résolution de l'équation de mouvement et de la chaleur conduit à résoudre un système d'équations différentielles d'ordre deux et un respectivement. La nature non linéaire du problème impose l'utilisation des procédures numériques pour traiter les équations différentielles, elles consistent à calculer une solution à l'instant $t + \Delta t$ en fonction des quantités connues à l'instant t . Les plus répandues d'entre elles sont les intégrateurs dans le domaine temporel ou méthodes d'intégration directe. Dans cette partie, nous allons présenter la discrétisation temporelle des équations de la mécanique et de la thermique.

Partie mécanique : Pour la discrétisation de l'équation du mouvement nous allons utiliser la méthode des résidus pondérés utilisées par Legrand [4] et Lesaffre [5].

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \theta_1 \frac{\mathbf{D}}{\Delta t} + \frac{\theta_2}{2} \mathbf{K} \right) \mathbf{u}_{n+1} &= \frac{\theta_2}{2} (\mathbf{F}_{\text{ext}n+1} + \mathbf{F}_{\text{th}n+1}) + \left(\frac{1}{2} - \theta_2 + \theta_1 \right) (\mathbf{F}_{\text{ext}n} + \mathbf{F}_{\text{th}n}) \\ &+ \left(\frac{1}{2} - \theta_1 + \frac{\theta_2}{2} \right) (\mathbf{F}_{\text{ext}n-1} + \mathbf{F}_{\text{th}n-1}) + \left(2 \frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + (2\theta_1 - 1) \frac{\mathbf{D}}{\Delta t} + \left(\theta_2 - \theta_1 - \frac{1}{2} \right) \mathbf{K} \right) \mathbf{u}_n \\ &- \left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + (\theta_1 - 1) \frac{\mathbf{D}}{\Delta t} + \left(\frac{\theta_2}{2} - \theta_1 + \frac{1}{2} \right) \mathbf{K} \right) \mathbf{u}_{n-1} \end{aligned} \quad (5.87)$$

où \mathbf{D} est la matrice d'amortissement structural et n est le pas de temps en cours.

Cette formulation est très générale et permet, en fonction de valeurs θ_1 et θ_2 , de retrouver tous les schémas d'intégration classiques à trois points.

Partie thermique : Nous allons utiliser l'approximation de la dérivée temporelle \dot{T} par une différence finie pour discrétiser l'équation de la chaleur [113] :

$$\theta \dot{\mathbf{T}}_{n+1} + (1 - \theta) \dot{\mathbf{T}}_n \approx \frac{\mathbf{T}_{n+1} - \mathbf{T}_n}{\Delta t}, \quad \theta \in [0, 1] \quad (5.88)$$

L'introduction de la relation (5.88) dans l'équation (5.76) nous permet de déterminer \mathbf{T}_{n+1} connaissant \mathbf{T}_n par résolution du système linéaire suivant :

$$\left(\frac{1}{\Delta t} \mathbf{C} + \theta \mathbf{R} \right) \mathbf{T}_{n+1} - \left(\frac{1}{\Delta t} \mathbf{C} + (\theta - 1) \mathbf{R} \right) \mathbf{T}_n = (\theta \mathbf{Q}_{\text{th},n+1} + (1 - \theta) \mathbf{Q}_{\text{th},n}) \quad (5.89)$$

où \mathbf{Q}_{th} est le vecteur des flux thermiques défini par :

$$\mathbf{Q}_{\text{th}} = \mathbf{Q}_{\Omega} - \mathbf{Q}_{\Gamma} - \mathbf{Q}_{\mathbf{c}} \quad (5.90)$$

La stabilité de la méthode est garantie par $\theta \geq 1/2$.

Estimation de la loi de contact : Nous allons reprendre la méthode des différences finies pour discrétiser le déplacement relatif normal, le glissement tangentiel ainsi que la profondeur d'usure :

$$\theta \dot{\mathbf{u}}_{N,n+1}^M + (1 - \theta) \dot{\mathbf{u}}_{N,n}^M \approx \frac{\mathbf{u}_{N,n+1}^M - \mathbf{u}_{N,n}^M}{\Delta t}, \quad \theta \in [0, 1] \quad (5.91)$$

$$\theta \dot{\mathbf{u}}_{T,n+1}^M + (1 - \theta) \dot{\mathbf{u}}_{T,n}^M \approx \frac{\mathbf{u}_{T,n+1}^M - \mathbf{u}_{T,n}^M}{\Delta t}, \quad \theta \in [0, 1] \quad (5.92)$$

$$\theta \dot{\mathbf{w}}_{n+1}^M + (1 - \theta) \dot{\mathbf{w}}_n^M \approx \frac{\mathbf{w}_{n+1}^M - \mathbf{w}_n^M}{\Delta t}, \quad \theta \in [0, 1] \quad (5.93)$$

5.2.3 Couplage thermomécanique

La résolution du problème de contact avec la prise en compte des phénomènes de frottement, d'usure et de la thermique consiste à résoudre le système d'équations issu des équations (5.70) et (5.76) :

$$\begin{cases} \mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} + \mathbf{F}_{\mathbf{c}} = \mathbf{F}_{\text{ext}} + \mathbf{K}_{\text{th}}(\mathbf{T} - \mathbf{T}_0) \\ \mathbf{C}\dot{\mathbf{T}} + \mathbf{R}\mathbf{T} + \mathbf{Q}_{\mathbf{c}} = \mathbf{Q}_{\Omega} - \mathbf{Q}_{\Gamma} \end{cases} \quad (5.94)$$

avec

$$\mathbf{K}_{\text{th}} = \sum_{l=1}^2 \int_{\Omega_j} {}^t \mathbf{N}^k \alpha^l \mathcal{A}^l \mathbf{B}^k d\Omega \quad (5.95)$$

où \mathbf{K}_{th} est la matrice de raideur thermique, $\mathbf{T} = \{T^k\}$ le vecteur de températures nodales et $\mathbf{T}_0 = \{T_0^k\}$ le vecteur de températures nodales de référence au nœud k .

L'influence de la thermique sur la mécanique est donnée par la loi de comportement (5.19) qui dépend de la température. Ainsi, la résolution de l'équation du mouvement (5.70) nécessite la connaissance du champ de températures \mathbf{T} . Inversement, l'influence de la mécanique sur la thermique est donnée par le frottement et l'usure, qui produisent un flux de chaleur $\mathbf{Q}_{\mathbf{c}}$ au niveau de l'interface de contact (5.66). Nous avons donc les contraintes normales de contact p_N qui interviennent dans l'équation de la chaleur.

5.2.3.1 « Couplage fort »

Il existe différentes techniques pour traiter le problème du couplage thermomécanique. La première méthode utilise un couplage fort où la variation de la température intervient en tant qu'inconnue nodale supplémentaire [107, 120, 121]. L'algorithme temporel permettant la prise en compte de cette méthode est implicite et en général est très coûteux en temps de calcul [125]. De plus, l'utilisation de ce type de schéma présente des difficultés lors de la prise en compte des efforts de contact [4].

5.2.3.2 « Couplage faible »

La deuxième méthode utilise un couplage faible. Elle consiste en la résolution à chaque pas de temps du système mécanique isotherme à la température déterminée au pas de temps précédent suivi d'une résolution du système thermique. Cette méthode utilise un schéma d'intégration explicite [112]. La figure 5.3 présente l'algorithme de résolution d'un problème de contact avec un couplage thermomécanique faible par un schéma d'intégration explicite.

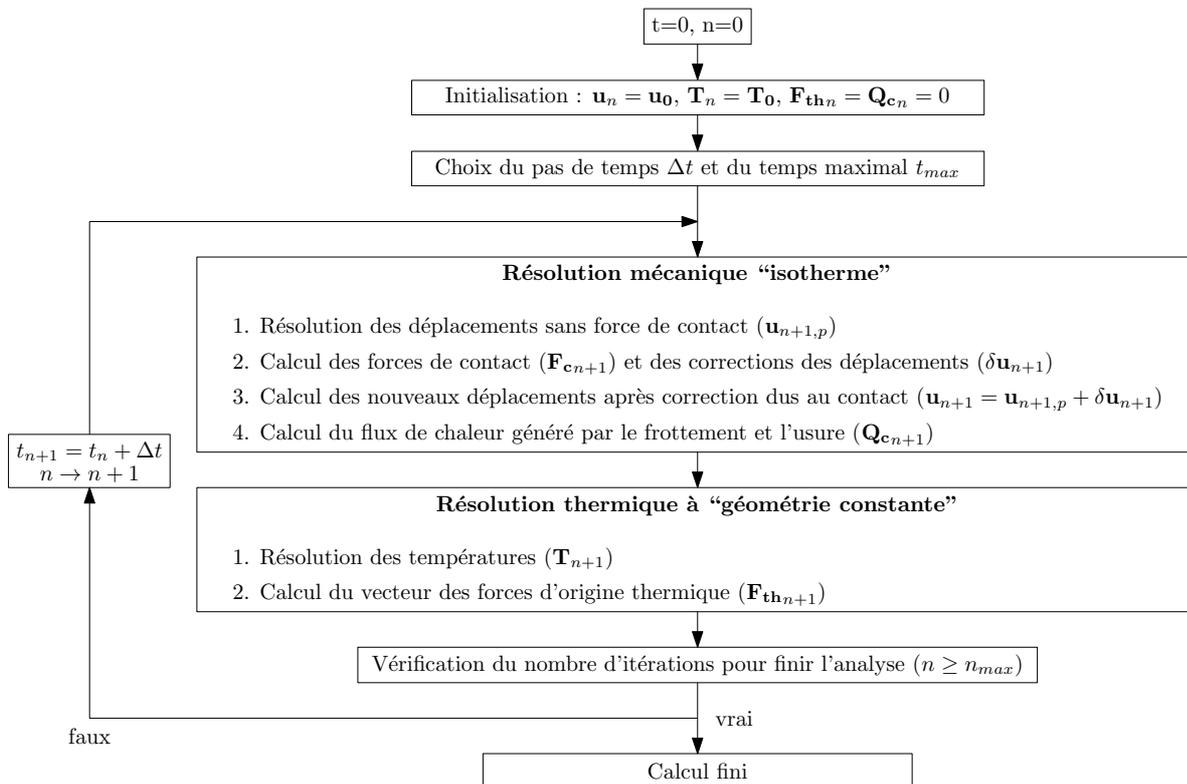


FIGURE 5.3 – Algorithme de résolution du couplage thermomécanique faible mise en œuvre dans la suite du chapitre

5.3 Stratégies de résolution du problème de contact

L'étude bibliographique [89] nous a permis d'appréhender les différentes stratégies numériques de résolution du problème de contact, ces méthodes sont présentées et adaptées à notre

problème de contact avec un couplage thermomécanique.

5.3.1 Conditions de contact

La problématique du traitement des contraintes de contact peut être résolue par les approches présentées dans le chapitre 1 : méthodes des multiplicateurs de Lagrange, méthodes de pénalité et méthodes hybrides ou mixtes.

Dans la suite de ce chapitre nous allons utiliser la méthode des multiplicateurs de Lagrange. Cette méthode permet une prise en compte rigoureuse du contact car elle permet d'éviter une interpénétration des solides autorisée par les méthodes de pénalité. De plus, elle nous permet de maîtriser les forces de contact introduites dans le système.

5.3.2 Méthodes de résolution

Dans le cas des systèmes possédant plusieurs degrés de liberté et des non-linéarités « fortes », il n'est plus possible d'obtenir l'expression analytique de la solution. Il convient alors d'appliquer les méthodes numériques : méthodes temporelles ou méthodes fréquentielles. Les méthodes fréquentielles permettent de déterminer des régimes périodiques (voire quasi-périodiques), tandis que les méthodes temporelles permettent de déterminer l'ensemble des régimes dynamiques stables.

5.3.2.1 Méthodes temporelles

Les intégrateurs en temps ou méthodes d'intégration directe, sont très largement répandus du fait de leur simplicité et de leur efficacité pour traiter les problèmes non linéaires. Dans le cadre de cette étude nous allons utiliser un schéma explicite de différences finies centrées, car il respecte parfaitement les conditions de non-pénétration ainsi que la compatibilité des vitesses et des accélérations, de plus il offre une certaine simplicité de programmation [4]. Le schéma décrit par l'équation (5.87), avec $\theta_1 = 1/2$ et $\theta_2 = 0$, donne la discrétisation temporelle de l'équation du mouvement (5.96). De même, le schéma décrit par l'équation (5.89) avec $\theta = 1/2$ donne la discrétisation temporelle de l'équation de la chaleur (5.97) :

$$\left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} \right) \mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{F}_{\text{ext}n} + \mathbf{F}_{\text{th}n} + \left(2\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} - \mathbf{K} \right) \mathbf{u}_n + \left(\frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} - \frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} \right) \mathbf{u}_{n-1} \quad (5.96)$$

$$\left(\frac{1}{\Delta t} \mathbf{C} + \frac{1}{2} \mathbf{R} \right) \mathbf{T}_{n+1} = \frac{1}{2} (\mathbf{Q}_{\text{th}n+1} + \mathbf{Q}_{\text{th}n}) + \left(\frac{1}{\Delta t} \mathbf{C} - \frac{1}{2} \mathbf{R} \right) \mathbf{T}_n \quad (5.97)$$

La stabilité d'un schéma explicite est donnée pour un pas de temps Δt inférieur au pas de temps critique Δt_{stab} . Ainsi, la limite de stabilité pour une solution non-amortie est donnée par :

$$\Delta t \leq \frac{2}{\eta \omega_{\text{max}}} = \Delta t_{\text{stab}} \quad (5.98)$$

où ω_{max} est la plus grande valeur propre du système mécanique et η est un facteur « optimal » suffisamment grand pour que le contact soit bien modélisé sans que le calcul diverge. Ce dernier est en général évalué de façon itérative en faisant une étude de convergence. Dans la pratique, le pas de temps est choisi avec le critère de stabilité de la solution mécanique car il est plus restrictif que celui de la solution thermique.

La résolution d'un problème de contact non linéaire est généralement traitée par une succession d'étapes de prédiction sans tenir compte des éventuels efforts de contact puis de corrections dans le cas où le contact est détecté. Ces étapes font parties du premier bloc « Résolution mécanique "isotherme" » de l'algorithme de résolution du couplage thermomécanique faible (cf. figure 5.3), elles peuvent être détaillées comme suit [4, 5] :

Étape de prédiction : Les déplacements \mathbf{u}_{n+1} sont prédits⁴, sans tenir compte des efforts de contact et à partir des valeurs connues aux instants antérieurs n et $n - 1$:

$$\mathbf{u}_{n+1,p} = \left[\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} \right]^{-1} \left(\mathbf{F}_{\text{ext}n} + \mathbf{F}_{\text{th}n} + \left(2\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} - \mathbf{K} \right) \mathbf{u}_n + \left(\frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} - \frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} \right) \mathbf{u}_{n-1} \right) \quad (5.99)$$

La distance initiale entre les deux structures g doit être actualisée à l'aide des valeurs prédites, pour vérifier les conditions (5.83). Pour cela nous allons introduire la fonction distance $g(\mathbf{u}_N^M, \mathbf{w}^M)$ qui dépend des variables déplacement normal et profondeur d'usure.

$$g(\mathbf{u}_N^M, \mathbf{w}^M) = \mathbf{u}_N^M - \mathbf{w}^M - \mathbf{g}^M \quad (5.100)$$

Le contact a lieu si $g(\mathbf{u}_N^M, \mathbf{w}^M)$ ne satisfait pas la condition de non-pénétration prédite à l'étape $n + 1$:

$$g(\mathbf{u}_N^M, \mathbf{w}^M)_{n+1,p} \leq 0 \quad (5.101)$$

Le vecteur de déplacement normal à l'étape $n + 1$ est donné par l'équation (5.91), quant au vecteur de profondeur d'usure il sera calculé après l'étape de correction - cf. équation (5.109) - car nous avons besoin de connaître au préalable la force normale de contact qui sera déterminée dans l'étape suivante. Nous prendrons donc la valeur du vecteur de profondeur d'usure à l'étape n pour vérifier la conditions de non-pénétration (5.102).

$$\mathbf{u}_{Nn+1,p}^M - \mathbf{w}_n^M - \mathbf{g}^M \leq 0 \quad (5.102)$$

Étape de correction : Si d'après les valeurs prédites le rotor pénètre dans le stator, il faut corriger les degrés de liberté afin de vérifier la condition de non-pénétration (5.103) et d'équilibre des forces (5.104) :

$$g(\mathbf{u}_N^M, \mathbf{w}^M)_{n+1} = g(\mathbf{u}_N^M, \mathbf{w}^M)_{n+1,p} + {}^t\mathbf{C}_{Nn+1,p} \cdot \delta \mathbf{u}_{n+1}^M \quad (5.103)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} \right) (\mathbf{u}_{n+1} + \delta \mathbf{u}_{n+1}^M) &= \mathbf{F}_{\text{ext}n} + \mathbf{F}_{\text{th}n} + \mathbf{F}_{\text{c}n+1} \\ &+ \left(2\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} - \mathbf{K} \right) \mathbf{u}_n + \left(\frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} - \frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} \right) \mathbf{u}_{n-1} \end{aligned} \quad (5.104)$$

où $\delta \mathbf{u}_{n+1}^M$ sont les corrections à considérer pour valider les deux conditions et \mathbf{C}_N est le vecteur linéarisé qui donne la direction de la force normale ainsi que la direction des corrections des positions. $\mathbf{F}_{\text{c}n+1}$ est le vecteur des forces dues au contact, qui peut s'exprimer suivant la méthode de multiplicateurs de Lagrange par :

$$\mathbf{F}_c = \mathbf{F}_{\text{c}N} + \mathbf{F}_{\text{c}T} = -[\mathbf{C}_N + \mathbf{C}_T] \lambda_N = -\mathbf{C}_{NT} \lambda_N \quad (5.105)$$

4. L'indice p sera utilisé pour désigner l'étape de prédiction

où \mathbf{C}_T est le vecteur linéarisé qui donne la direction de la force de frottement et λ_N est le multiplicateur de Lagrange. \mathbf{C}_T a été obtenu en utilisant la loi de Coulomb dans sa phase glissante, elle contient donc le coefficient de frottement μ .

Les conditions de compatibilité des déplacements et d'équilibre en force que doivent vérifier les degrés de liberté corrigés s'écrivent, dans le cas de plusieurs contacts, comme les équations (5.103) et (5.104) mais, sous forme vectorielle :

$$\mathbf{g}_{n+1} \approx \mathbf{g}_{n+1,p} + {}^t\mathbf{C}_{Nn+1,p} \cdot \delta \mathbf{u}_{n+1}^M = 0 \quad (5.106)$$

$$\left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} \right) \delta \mathbf{u}_{n+1}^M = -\mathbf{C}_{NTn+1,p} \lambda_{Nn+1} \quad (5.107)$$

Il reste maintenant à résoudre le système d'équations qui donne comme résultat λ_{Nn+1} et $\delta \mathbf{u}_{n+1}^M$:

$$\begin{cases} \lambda_{Nn+1} = \left[{}^t\mathbf{C}_{Nn+1,p} \left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} \right)^{-1} \mathbf{C}_{NTn+1,p} \right]^{-1} \mathbf{g}_{n+1,p} \\ \delta \mathbf{u}_{n+1}^M = - \left(\frac{\mathbf{M}}{\Delta t^2} + \frac{\mathbf{D}}{2\Delta t} \right)^{-1} \mathbf{C}_{NTn+1,p} \lambda_{Nn+1} \end{cases} \quad (5.108)$$

Ainsi à chaque pas de temps les expressions de $\mathbf{g}_{n+1,p}$, $\mathbf{C}_{Nn+1,p}$ et $\mathbf{C}_{NTn+1,p}$ doivent être calculées à partir des valeurs prédites et avec la précision nécessaire.

Une fois le calcul des forces de contact achevé, nous pourrions calculer le vecteur de profondeur d'usure à l'aide des équations (5.84) et (5.93) :

$$\mathbf{w}_{n+1}^M = \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{k_a \mathbf{F}_{cNn+1}}{3p_s \mathbf{I}^M} \left\| \dot{\mathbf{u}}_{Tn+1}^M \right\| + \dot{\mathbf{w}}_n^M \right) + \mathbf{w}_n^M \quad (5.109)$$

Ensuite, nous appliquerons la suite de l'algorithme de résolution du couplage thermomécanique faible (cf. figure 5.3) pour résoudre la partie thermique. Nous aurons donc à déterminer le vecteur des flux de contact \mathbf{Q}_c grâce aux équations (5.85) et (5.86) :

$$\mathbf{Q}_{c_{n+1}} = \sum_{l=1}^2 \mathbf{I}^M q_{c,n+1}^l (\mathbf{x}^M) \quad (5.110)$$

avec :

$$\begin{aligned} q_{c,n+1}^1 (\mathbf{x}^M) &= \frac{\vartheta^1 \vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{\mathbf{F}_{cNn+1}}{\mathbf{I}^M} \right) (T_n^{1M} - T_n^{2M}) \\ &\quad - \frac{\vartheta^1}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{k_a}{3p_s} \left(\frac{\mathbf{F}_{cNn+1}}{\mathbf{I}^M} \right)^2 + \mu \left(\frac{\mathbf{F}_{cNn+1}}{\mathbf{I}^M} \right) \right) \left\| \dot{\mathbf{u}}_{Tn+1}^M \right\| \\ q_{c,n+1}^2 (\mathbf{x}^M) &= \frac{\vartheta^1 \vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{\mathbf{F}_{cNn+1}}{\mathbf{I}^M} \right) (T_n^{2M} - T_n^{1M}) \\ &\quad - \frac{\vartheta^2}{\vartheta^1 + \vartheta^2} \left(\frac{k_a}{3p_s} \left(\frac{\mathbf{F}_{cNn+1}}{\mathbf{I}^M} \right)^2 + \mu \left(\frac{\mathbf{F}_{cNn+1}}{\mathbf{I}^M} \right) \right) \left\| \dot{\mathbf{u}}_{Tn+1}^M \right\| \end{aligned} \quad (5.111)$$

ce qui nous permettra de former le vecteur des flux thermiques \mathbf{Q}_{th} en utilisant l'équation (5.90), pour finalement établir le vecteur des températures nodales.

$$\mathbf{T}_{n+1} = \left[\left(\frac{1}{\Delta t} \mathbf{C} + \frac{1}{2} \mathbf{R} \right) \right]^{-1} \left(\frac{1}{2} (\mathbf{Q}_{th_{n+1}} + \mathbf{Q}_{th_n}) + \left(\frac{1}{\Delta t} \mathbf{C} - \frac{1}{2} \mathbf{R} \right) \mathbf{T}_n \right) \quad (5.112)$$

La connaissance du champ de température va nous permettre de calculer le vecteur des forces d'origine thermique.

$$\mathbf{F}_{th_{n+1}} = \mathbf{K}_{th} (\mathbf{T}_{n+1} - \mathbf{T}_0) \quad (5.113)$$

Ce dernier sera utilisé pour calculer la prédiction du champ de déplacements au pas de temps suivant - cf. équation (5.99).

5.4 Conclusion

Ce chapitre présente les formulations fortes et faibles du problème thermomécanique de contact avec frottement et usure. Le contact unilatéral suit une loi de Signorini et le frottement suit la loi de Coulomb. L'analyse thermodynamique permet d'inclure la loi d'Archard pour la modélisation de l'usure et la prise en compte de la génération de chaleur au niveau de l'interface de contact. Le partage des flux de chaleur entre les deux solides est obtenu par une loi de conduction thermique propre à l'interface de contact.

Les équations du problème variationnel ont été discrétisées spatialement et temporellement. Les techniques de traitement du couplage thermomécanique ont été détaillées. Finalement, un algorithme de résolution temporelle intégrant la méthode des multiplicateurs de Lagrange, pour la prise en compte des efforts de contact, a été retenu pour la suite de l'étude.

Chapitre 6

Analyse des simulations de contact aube-carter

6.1	Modèle retenu	161
6.2	Stratégies de résolution temporelle du problème de contact	166
6.3	Influence des paramètres tribologiques sur la dynamique	166
6.3.1	Simulation de référence	166
6.3.2	Influence du frottement	169
6.3.3	Influence de l'usure	170
6.3.4	Conclusion	173
6.4	Modèle à six pales avec frottement et usure	175
6.4.1	Comportement dynamique en présence du frottement	176
6.4.2	Comportement dynamique en présence du frottement et de l'usure	184
6.4.3	Conclusion	190

L'objectif des simulations est de valider les observations expérimentales avec un modèle phénoménologique, et de déterminer l'influence du frottement et de l'usure sur le comportement dynamique du système roue aubagée - carter. Dans un premier temps, nous réaliserons une étude phénoménologique avec un modèle de roue aubagée à quatre pales et un carter flexible. Ce premier modèle simplifié nous permet de tester différents paramètres en gardant un temps de calcul raisonnable. Afin d'être plus réalistes, nous utiliserons un modèle à six pales où le mode tournant à deux diamètres interviendra dans le comportement dynamique du système. L'analyse fréquentielle conduite ici nous permettra de mieux interpréter le contenu spectral des deux structures en situation de contact.

6.1 Modèle retenu

Dans ce chapitre nous présenterons un modèle éléments finis d'une roue aubagée en rotation et en contact avec un carter flexible (cf. figure 6.1). Le modèle de la roue aubagée contient quatre pales modélisées par deux poutres d'Euler Bernoulli par pale avec six degrés de liberté par nœud (trois déplacements et trois rotations). Le disque est lui aussi modélisé par des poutres d'Euler Bernoulli couplant les pales les unes aux autres, et avec deux degrés de liberté par nœud : le déplacement radial et la rotation suivant l'axe de rotation. La liaison avec l'axe du rotor se fera par l'intermédiaire de ressorts de traction-compression orientés suivant

l'axe radial. Finalement des raideurs ont été utilisées pour relier les aubes afin de piloter l'organisation modale de la roue aubagée.

Le carter est quant à lui modélisé par un anneau élastique de section constante [126] comportant deux degrés de liberté en tout point, le déplacement radial $u_s(\theta, t)$ et le déplacement tangent $w_s(\theta, t)$. Les points seront repérés par θ , qui correspond à la position angulaire par rapport au repère fixe. Les déplacements de l'anneau élastique seront exprimés à l'aide des fonctions de Ritz, suivant la procédure décrite par Love [127] :

$$w_s(\theta, t) = \sum_{n_d=1}^{k_{tot}} A_{n_d}(t) \cos(n_d \theta) + B_{n_d}(t) \sin(n_d \theta) \quad (6.1)$$

où k_{tot} est le nombre de diamètres nodaux considérés pour décrire les déplacements du carter. L'anneau est supposé inextensible, ce qui implique que le déplacement radial est relié en fonction du déplacement tangent [5] :

$$u_s(\theta, t) = \frac{\partial w_s(\theta, t)}{\partial \theta} \quad (6.2)$$

L'anneau possède alors $2k_{tot}$ degrés de liberté. On notera que la condition d'inextensibilité interdit l'apparition d'un mode à zéro diamètre.

Le modèle retenu est représenté par le schéma de la figure 6.1, qui montre une vue partielle du carter avec les aubes j et $j+1$. Les grandeurs physiques du modèle ont été déterminées et ajustées pour correspondre aux dimensions géométriques caractéristiques (épaisseur, diamètre, longueur des pales, etc) et aux matériaux du rouet et du couvercle d'essai. Un recalage doit être fait dans le modèle simplifié pour apporter une organisation modale semblable aux composantes expérimentales.

Les matrices de masse et de raideur de l'anneau sont obtenues en appliquant les équations de Lagrange. Les énergies cinétique \mathcal{T} et potentielle \mathcal{V} du système sont définies par :

$$\mathcal{T}(\theta, t) = \frac{1}{2} \rho_s S_s \int_0^{2\pi} [\dot{u}_s(\theta, t)^2 + \dot{w}_s(\theta, t)^2] d\theta \quad (6.3)$$

$$\mathcal{V}(\theta, t) = \frac{1}{2} \frac{E_s I_s}{R_s^2} \int_0^{2\pi} \left[\frac{\partial^2 u_s}{\partial \theta^2}(\theta, t) + u_s(\theta, t) \right]^2 d\theta \quad (6.4)$$

où ρ_s , S_s , E_s , I_s et R_s sont respectivement la densité, l'aire de la section droite, le module de Young, l'inertie diamétrale et le rayon de l'anneau élastique représentant le carter.

En ce qui concerne la roue aubagée, les matrices de masse et de raideur sont obtenues par une formulation éléments finis classique. Ainsi, la résolution du problème de contact, avec la prise en compte des phénomènes de frottement et d'usure, consiste à résoudre les équations du mouvement du système roue aubagée - carter (5.70) sans prendre en compte la partie thermique ($F_{th} = 0$).

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{D}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} + \mathbf{F}_c = \mathbf{F}_{ext} \quad (6.5)$$

où \mathbf{u} est le champ de déplacement, \mathbf{M} la matrice de masse, \mathbf{K} la matrice de raideur, \mathbf{D} la matrice d'amortissement structural, \mathbf{F}_{ext} le vecteur des forces extérieures et \mathbf{F}_c le vecteur des forces de contact qui est calculé en utilisant la méthode de multiplicateurs de Lagrange. Les matrices \mathbf{M} , \mathbf{D} , \mathbf{K} sont constituées de l'assemblage des matrices provenant du carter et du

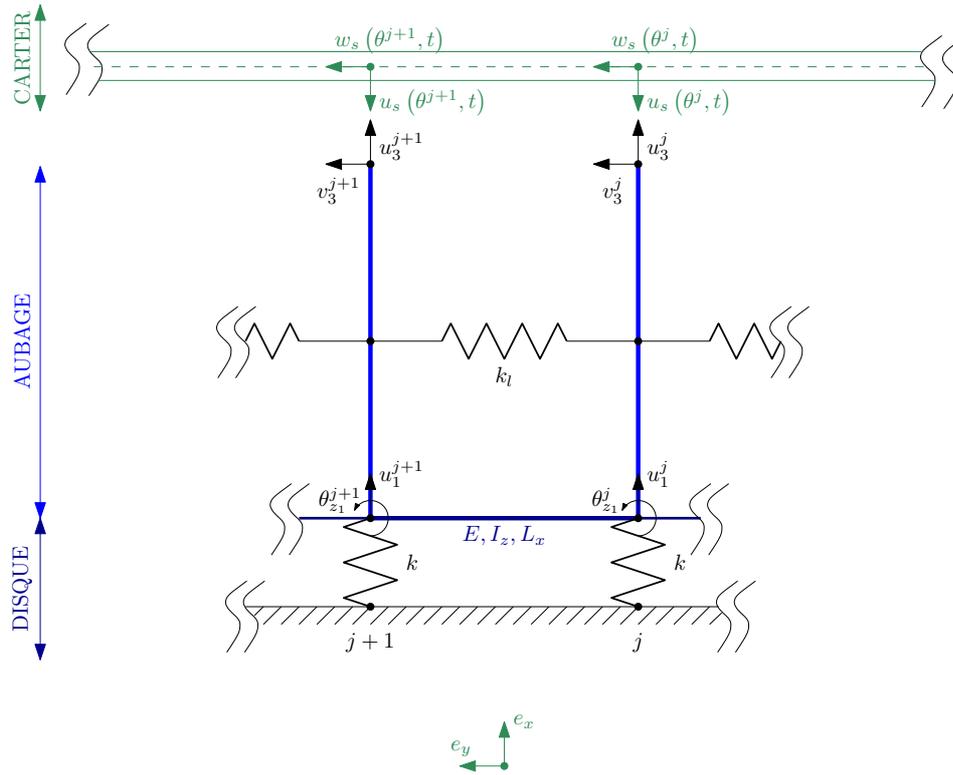


FIGURE 6.1 – Vue partielle du modèle de carter flexible et de roue aubagée. Seuls les degrés de liberté nécessaires à la compréhension du modèle ont été schématisés.

rotor. La matrice \mathbf{D} est donnée par l'équation (6.6), où \mathbf{D}_s et \mathbf{D}_r sont respectivement les matrices d'amortissement structural du carter et de la roue aubagée.

$$\mathbf{D} = \mathbf{D}_s + \mathbf{D}_r \quad (6.6)$$

\mathbf{D}_s est construite en utilisant un amortissement modal avec $\xi_{stat} = 5\%$, alors que \mathbf{D}_r utilise un amortissement de Rayleigh [128]. Cette dernière est le résultat d'une combinaison linéaire des matrices de masse et de raideur :

$$\mathbf{D}_{ra} = \alpha \mathbf{K}_{ra} + \beta \mathbf{M}_{ra} \quad (6.7)$$

où α et β sont des coefficients constants. Ces termes ont été choisis de manière à avoir un coefficient d'amortissement de l'ordre de $\xi_{ra} = 4\%$ pour la première famille des modes de la roue aubagée et des coefficients plus élevés pour les familles supérieures.

Les modes propres et les déformées des deux structures sont illustrés dans les figures 6.2 et 6.3.

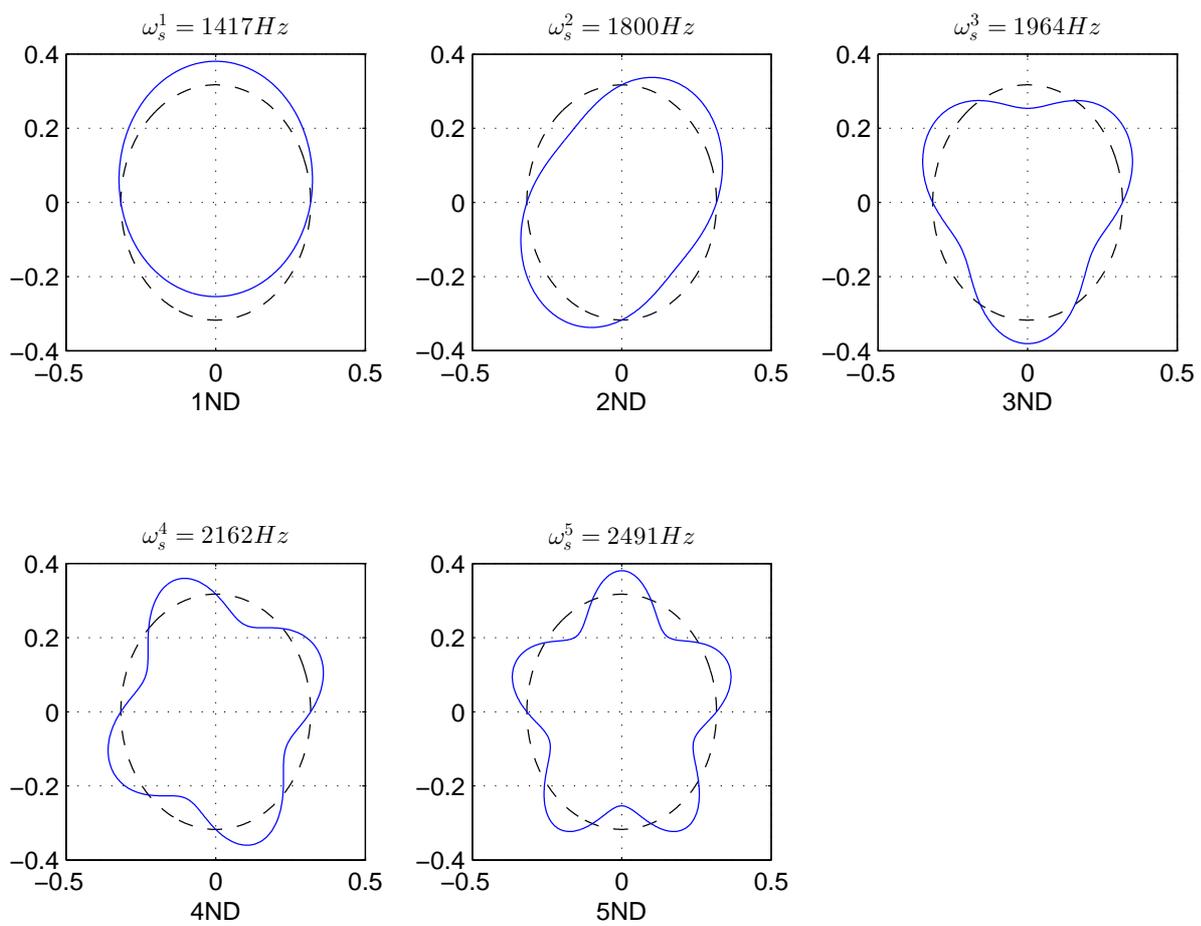


FIGURE 6.2 – Déformées modales et fréquences propres du carter (sur les dix modes, les modes doubles ne sont pas représentés)

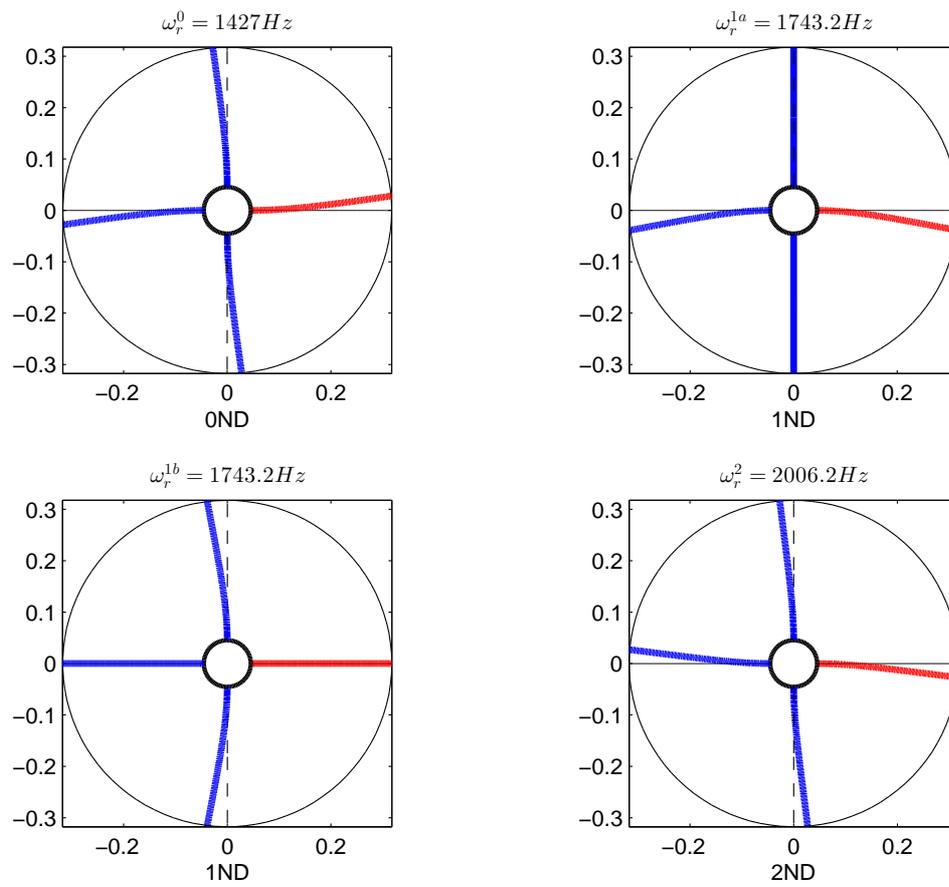


FIGURE 6.3 – Déformées modales et fréquences propres de la première famille des modes de la roue aubagée à quatre pales

6.2 Stratégies de résolution temporelle du problème de contact

La résolution temporelle du problème de contact a été faite à l'aide d'un schéma explicite de différences finies centrées. L'intégration des efforts de contact se fait en utilisant la méthode des multiplicateurs de Lagrange. La description complète de la stratégie de résolution est décrite dans le chapitre 5.

La stabilité d'un schéma explicite est donnée pour un pas de temps Δt inférieur au pas de temps critique Δt_{stab} . Ce dernier est défini comme étant le pas de temps maximal pour que le système ne diverge pas. Il correspond à une fraction (de l'ordre de 1/1000) de la plus petite période caractéristique des structures - voir l'équation (5.98). Après une étude de convergence le pas de temps a été fixé à une valeur proche de $\Delta t = 10^{-6}$ s.

6.3 Influence des paramètres tribologiques sur la dynamique

L'intérêt du modèle numérique réside en particulier dans la facilité de faire varier ses paramètres afin d'en observer l'influence. On pourra par exemple illustrer ici l'effet de variation sur les caractéristiques tribologiques du contact. L'objectif de cette partie est de tester l'influence du frottement et de l'usure sur le comportement dynamique en situation de contact aube-carter. Pour cela nous ferons varier le coefficient de frottement μ et le coefficient d'intensité d'usure de la loi d'Archard k_w à partir d'une configuration de référence. Le coefficient d'intensité d'usure dépend du coefficient de la loi d'Archard k_a et de la dureté du matériau p_s :

$$k_w = \frac{k_a}{p_s} \quad (6.8)$$

La mise en contact est réalisée en excitant le mode à un diamètre du stator avec une onde stationnaire, dont l'amplitude permet de rattraper le jeu entre les deux structures. Les simulations présentées ont été lancées à la vitesse de rotation constante correspondant au cas **A** de la figure 1.2a, où il y a une coïncidence fréquentielle entre le mode rétrograde du carter et le mode contra-rotatif de la roue aubagée à un diamètre [89]. La figure 6.4 montre le diagramme de Campbell utilisé pour le calcul de la vitesse critique.

Le contenu fréquentiel des simulations est analysé à l'aide de deux outils d'analyse spectrale. La transformée de Fourier à court terme - STFT pour Short Time Fourier Transformation - permet de voir l'évolution du spectre en fonction du temps [98]. La transformée de Fourier à deux dimensions - 2D DFT pour two dimensional Discret Fourier Transform - détermine la décomposition spatiale en diamètres pour chaque fréquence du spectre. La présentation en spectre complet (*full spectrum*) permet de mettre en évidence la décomposition en onde directe et rétrograde de la réponse de la structure. Les analyses fréquentielles sont effectuées dans la plage des premiers modes de flexion [0–4000] Hz.

6.3.1 Simulation de référence

La réponse vibratoire des simulations est comparée à la configuration de référence dont les paramètres ont pour valeurs $\mu = 0.1$ et $k_w = 0$. Pour cette première étude nous utilisons le modèle simplifié comportant quatre pales. L'analyse temps-fréquence - figure 6.5 - a été réalisée en utilisant le déplacement tangent de l'extrémité de la pale j et le déplacement radial du carter (à une position angulaire θ fixée). Sur les mêmes figures nous avons indiqué les

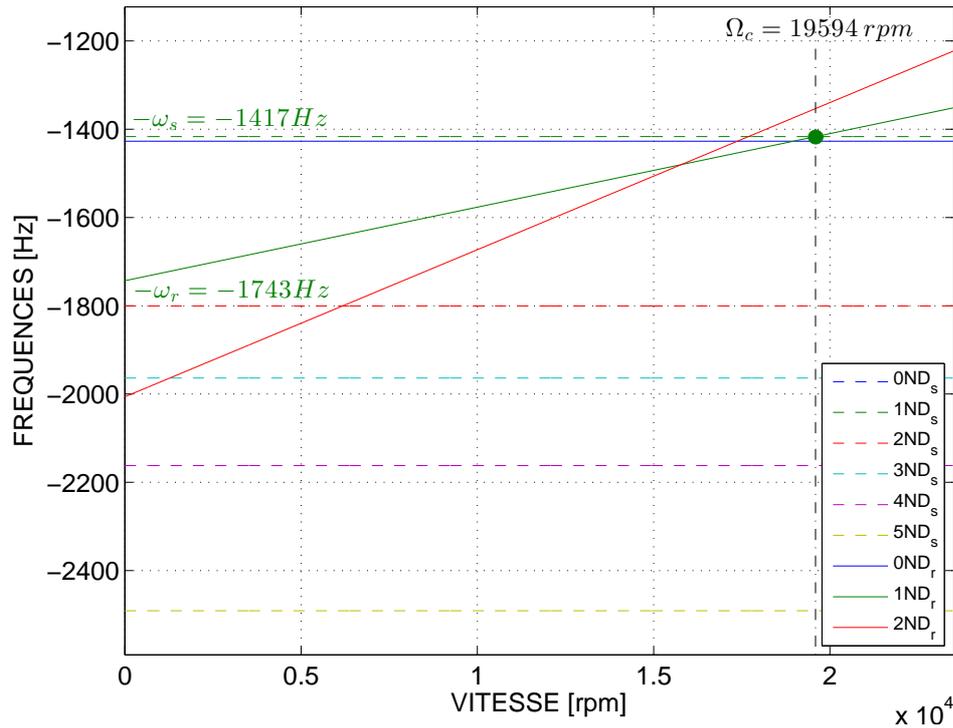


FIGURE 6.4 – Diagramme de Campbell dans le repère fixe avec le modèle de roue aubagée à quatre pales. Le point vert repère une coïncidence modale entre les modes à un diamètre contra-rotatif sur la roue aubagée et rétrograde sur le carter.

fréquences propres des structures libres respectives, les harmoniques de la vitesse de rotation présents dans le spectre et les modulations de la fréquence d'excitation par la vitesse de rotation possédant les amplitudes les plus importantes. Ainsi, la figure 6.5a montre la réponse du stator à l'excitation extérieure introduite pour la mise en contact. Comme nous pouvons le voir la fréquence d'excitation f_{exct} excite bien le mode à un diamètre de la structure ω_s^1 , car $f_{exct} = \omega_s^1$. De plus nous pouvons voir la présence de l'harmonique d'ordre quatre de la vitesse de rotation (4Ω) et la modulation de la fréquence d'excitation par quatre fois la vitesse de rotation $f_{exct} + 4\Omega$. Les raies apparaissant dans le spectre du signal modulé sont des *sidebands* de la fréquence d'excitation.

Le spectre de la roue aubagée, figure 6.5b, est caractérisé par la réponse du mode à un diamètre du rotor ω_r^1 , coïncidant avec le mode à un diamètre du stator vu dans le repère tournant $\omega_r^1 = \omega_s^1 + 1\Omega = f_{exct} + 1\Omega$. Nous trouvons également les harmoniques deux (2Ω), quatre (4Ω), six (6Ω) et douze (12Ω) de la vitesse de rotation, ainsi que les *sidebands* impaires de f_{exct} à $f_{exct} - 1\Omega$, $f_{exct} \pm 3\Omega$. L'harmonique deux de la fréquence d'excitation $2f_{exct}$ est lui aussi présent, tout comme ses *sidebands* paires à $2f_{exct} \pm 2\Omega$, $2f_{exct} - 4\Omega$ et $2f_{exct} - 6\Omega$.

On peut montrer (cf. section 4.5) que ces *sidebands* sont des combinaisons, produites par la non-linéarité introduite par le contact, entre la fréquence d'excitation et les harmoniques de la vitesse de rotation. Les fréquences de ces *sidesbands* suivent la relation :

$$f_{SB}^k = f_{exct} + k\Omega \quad \text{pour } k \in \mathbb{Z}$$

où f_{SB}^k est la fréquence de la *sideband* d'ordre k et f_{exct} la fréquence d'excitation du carter.

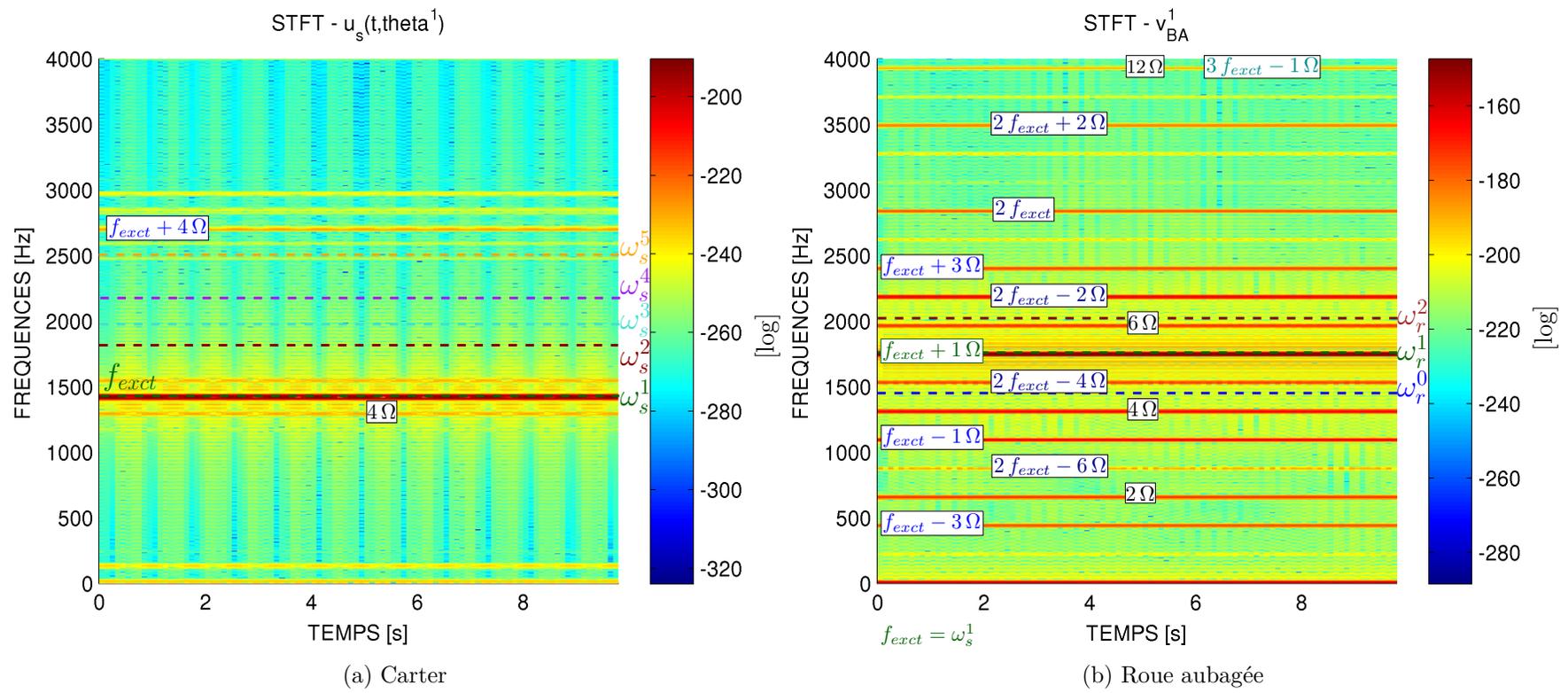


FIGURE 6.5 – STFT dans la bande fréquentielle de la première famille des modes des deux structures avec $\mu = 0.1$

La transformée de Fourier à deux dimensions montrée dans la figure 6.6 indique que sur le carter nous avons bien une onde stationnaire à un diamètre à $f_{excit} = 1417$ Hz. Alors que la réponse de la roue aubagée est dominée par une onde contra-rotative à un diamètre à $f_{excit} + 1\Omega$. Ceci est caractéristique d'une coïncidence fréquentielle et spatiale correspondant au cas A de la figure 1.2a. Nous noterons que, de par les caractéristiques fréquentielles des deux structures (les fréquences propres du carter sont inférieures aux fréquences propres de la roue aubagée) et sa configuration à basse vitesse, ce cas n'est pas souvent traité dans la littérature.

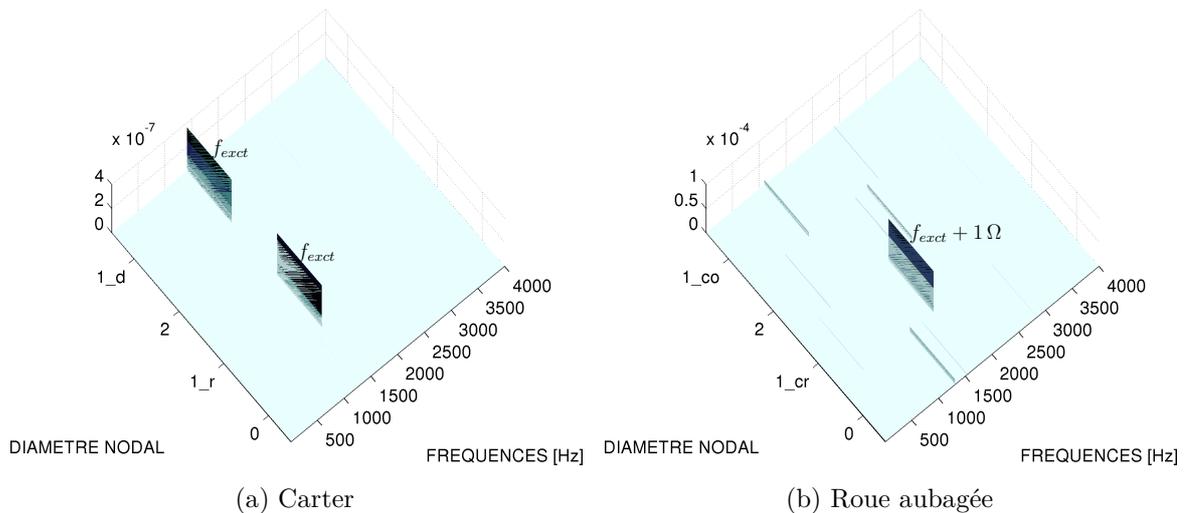


FIGURE 6.6 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux de la première famille des modes des deux structures avec $\mu = 0.1$

6.3.2 Influence du frottement

Dans un premier temps nous allons nous intéresser uniquement à l'influence du coefficient de frottement (calculs sans usure) en utilisant les valeurs suivantes $\mu = 0; 0.05; 0.1; 0.15; 0.2$. La figure 6.7 montre la réponse temporelle du déplacement tangent de l'extrémité d'une pale. Nous pouvons constater deux comportements différents en fonction de la valeur de μ . Pour $\mu = 0; 0.05; 0.1$ la pale fléchit et vibre autour de sa position d'équilibre statique, avec un contact intermittent. Les amplitudes de vibration sont croissantes en fonction du coefficient de friction. Pour $\mu = 0.15; 0.2$, après un bref transitoire, les pales montrent un comportement quasi-statique (fléchissement). La réponse vibratoire de la roue aubagée est donc dépendante du coefficient de friction et voit un maximum d'amplitude pour une valeur de μ intermédiaire. Pour les valeurs de μ plus importantes (non illustrées ici), les pales sont en contact permanent avec le stator et adoptent une déformée statique à zéro diamètre. Du côté du stator, la réponse temporelle reste la même pour $\mu = 0; 0.05; 0.1$ (voir figure 6.8). Pour $\mu = 0.15; 0.2$, le carter acquiert la déformée statique imposée par les pales.

Les spectrogrammes de la figure 6.9 pour $\mu = 0$ et $\mu = 0.05$ sont comparés au spectrogramme de la figure 6.5b. Mis à part la différence d'amplitude, mise en évidence en observant les réponses temporelles (figure 6.7), nous pouvons observer que lorsque le coefficient de friction est nul (cf. figure 6.9a), l'harmonique deux de la fréquence d'excitation et ses *sidebands* ne sont pas présentes dans le spectre. Il en est de même pour les harmoniques deux (2Ω) et

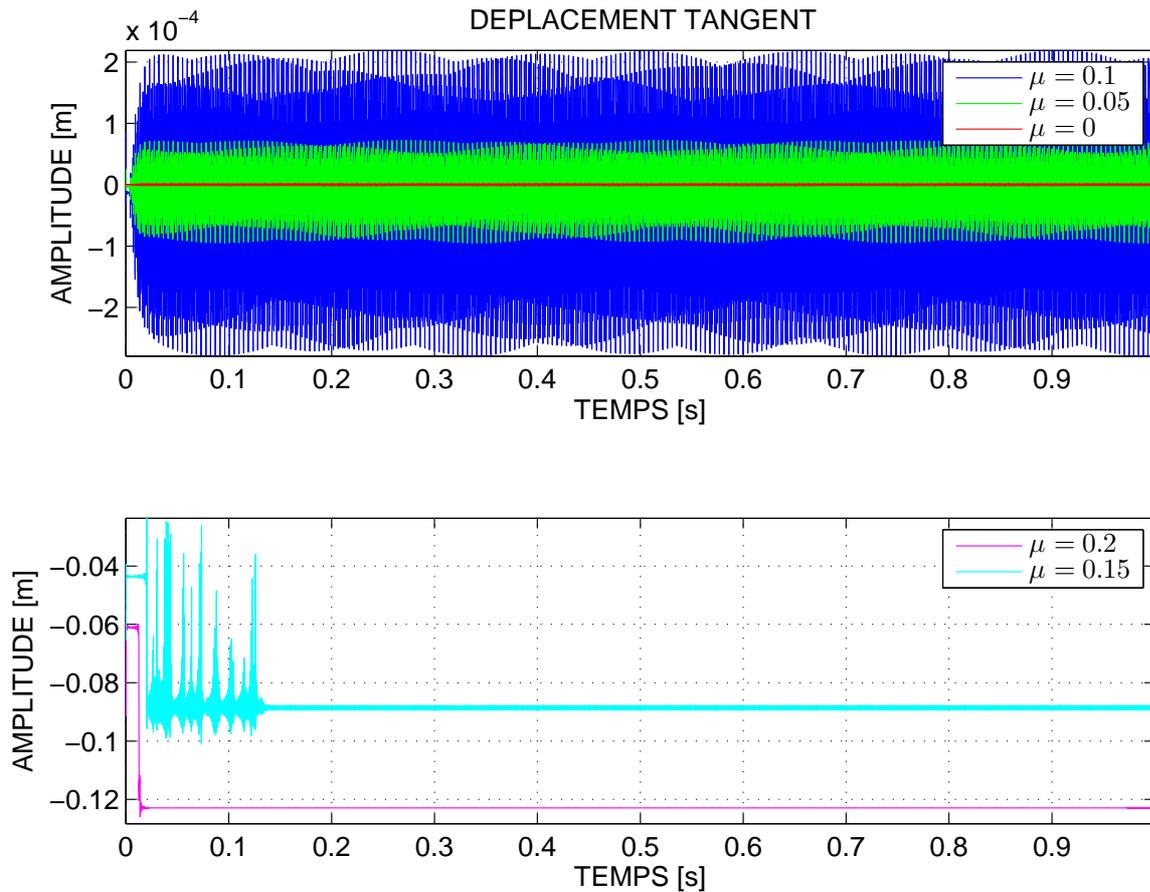


FIGURE 6.7 – Influence du frottement sur la réponse d'une pale du rotor

quatre (4Ω) de la vitesse de rotation. Au contraire, avec un coefficient de friction de $\mu = 0.05$ nous retrouvons toutes les composantes fréquentielles présentes dans la simulation de référence, mais avec des niveaux plus faibles.

6.3.3 Influence de l'usure

En partant de la configuration de référence à $\mu = 0.1$ nous allons faire varier les coefficients d'intensité d'usure de la loi d'Archard. Les valeurs suivantes seront utilisées $k_w^* = 0.1; 1; 10$, afin de faciliter la lecture ces valeurs ont été normalisées ($k_w^* = \frac{k_w}{10^{-12}}$). L'introduction de l'usure a pour effet d'atténuer les vibrations car il y a enlèvement de matière, donc il y a une augmentation du jeu entre le carter et les extrémités des pales. Les cartes d'usure données par la figure 6.10 montrent que le contact se fait à deux endroits diamétralement opposés. Ceci correspond à un profil d'usure à deux lobes. La comparaison de ces cartes met en évidence que plus le coefficient d'intensité d'usure de la loi d'Archard est grand, plus les lobes d'usure sont générés rapidement.

Sur la figure 6.11 la réponse temporelle du déplacement tangent d'une pale a été tracée pour les trois coefficients testés. Nous pouvons voir que plus le coefficient d'usure est grand plus la décroissance de la réponse est rapide, car le jeu au lieu de contact est consommé plus rapidement. L'enveloppe de la réponse semble de type exponentielle.

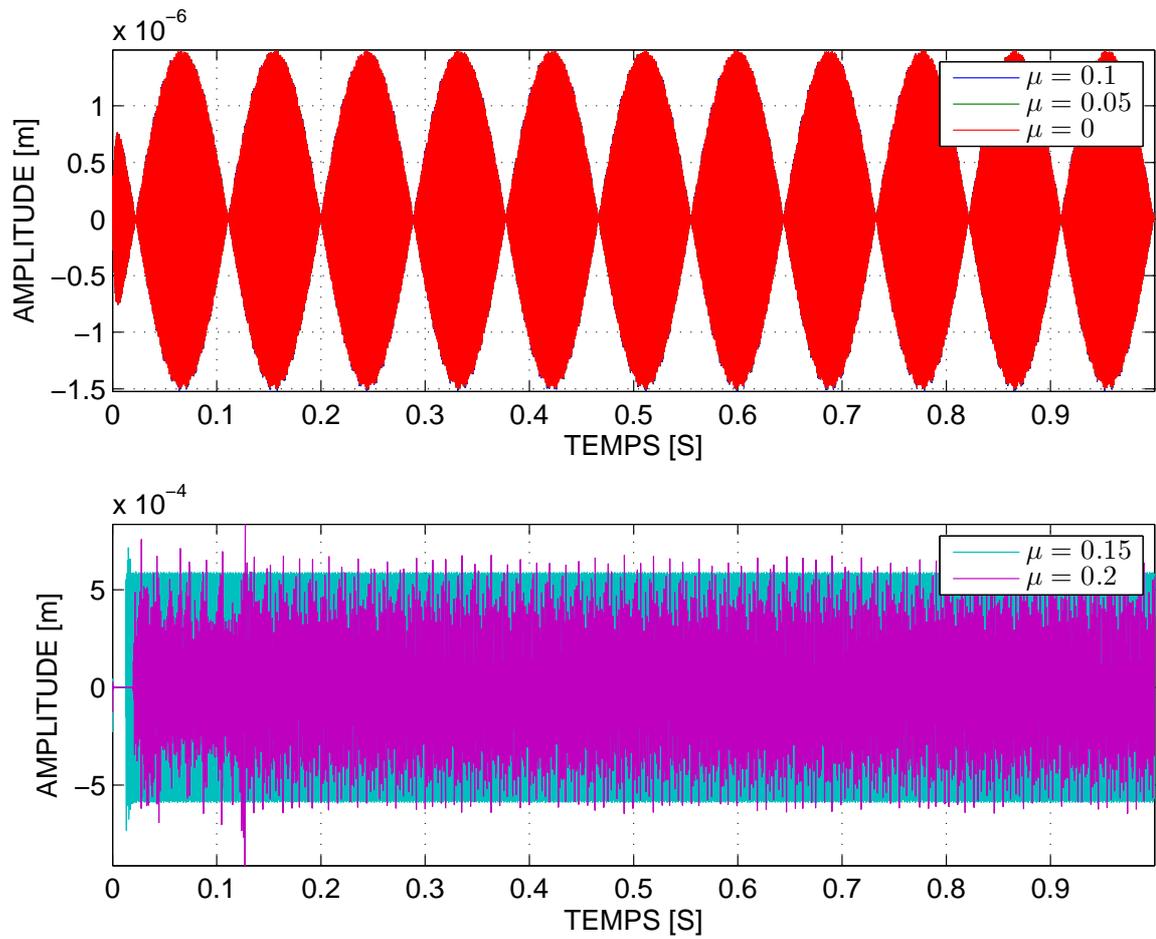


FIGURE 6.8 – Influence du frottement sur la réponse du carter

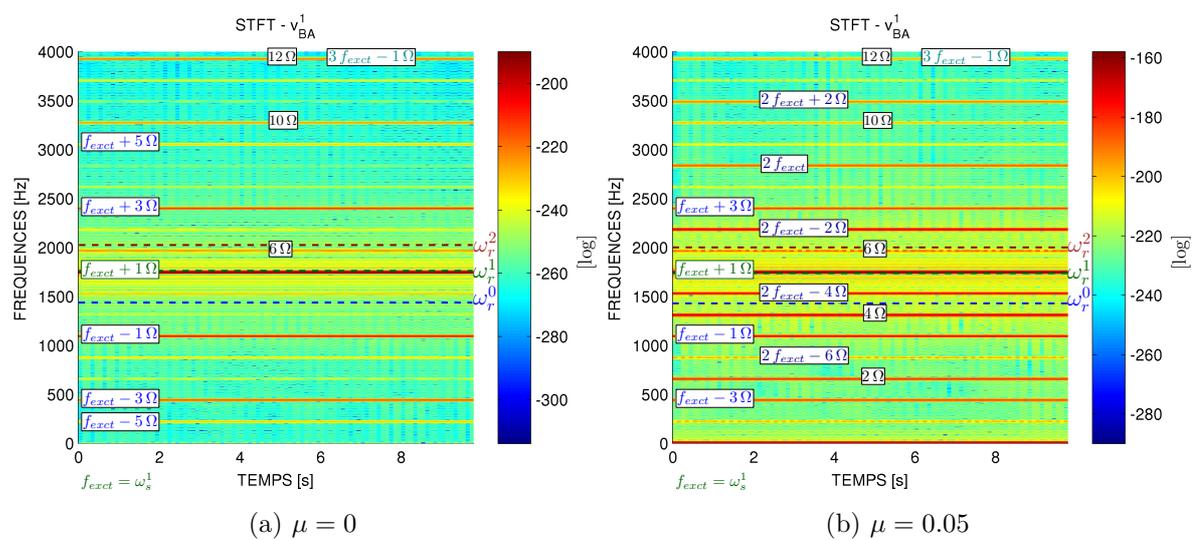


FIGURE 6.9 – Influence du frottement sur le spectrogramme du déplacement tangent de la pale

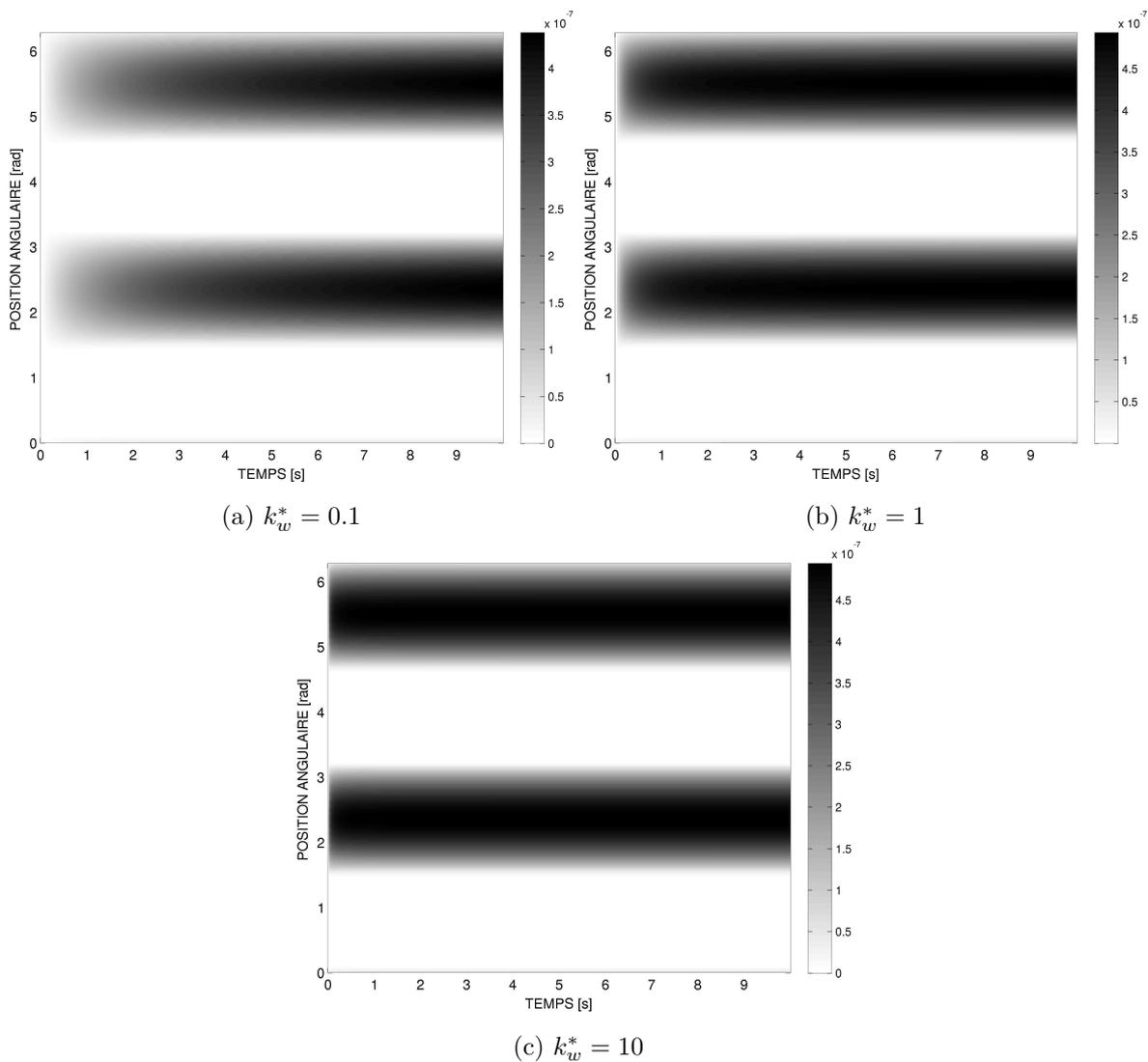


FIGURE 6.10 – Évolution temporelle du profil d'usure

Contrairement à l'influence du coefficient de frottement, la variation du coefficient d'intensité d'usure d'Archard n'a pas d'influence sur la richesse du spectre. C'est-à-dire que toutes les simulations lancées avec l'usure font apparaître les mêmes *sidebands* et harmoniques de la vitesse de rotation que la simulation de référence. Néanmoins, plus le coefficient d'usure est élevé plus ses termes perdent du niveau au fur et à mesure du temps. Ainsi, on constate que toutes les *sidebands* et harmoniques de la vitesse de rotation ont disparu au bout de deux secondes pour la simulation à $k_w^* = 10$, alors qu'elles sont toujours présentes au bout de dix secondes avec la simulation à $k_w^* = 0.1$.

Dans une approche différente, où l'usure est modélisée par une loi plastique linéaire, Batailly [25] montre que les propriétés de l'abradable doivent être choisies avec attention. En effet, des amplitudes de vibrations plus élevées que dans le cas d'un contact sans abradable ont été constatées par l'auteur pour des modules de Young et de plasticité spécifiques.

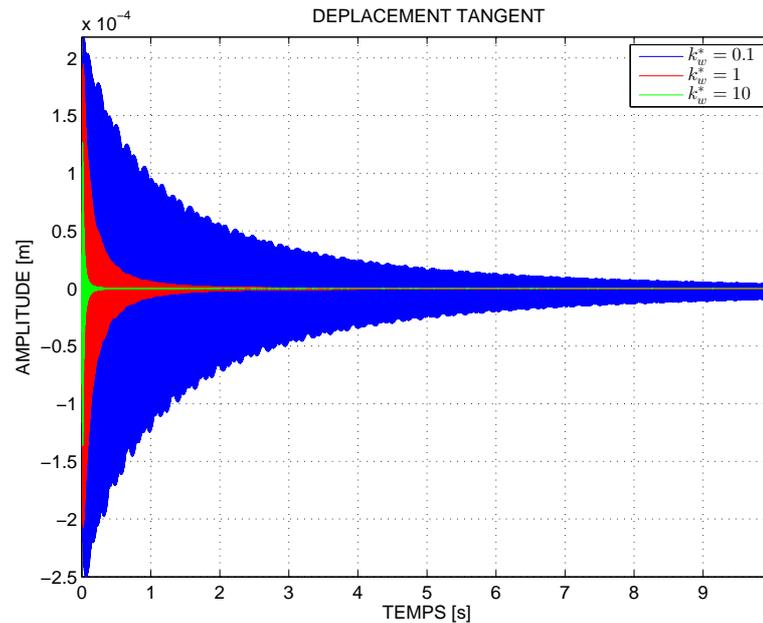


FIGURE 6.11 – Influence de l’usure sur la réponse de la roue aubagée à quatre pales

6.3.4 Conclusion

Un modèle numérique permettant la prise en compte du contact aube-carter du frottement et de l’usure a été élaboré. La méthode d’intégration utilise la méthode de multiplicateurs de Lagrange avec un algorithme de résolution explicite. Une étude de sensibilité par rapport aux paramètres de la loi de Coulomb et de la loi d’Archard a été menée à l’aide des simulations numériques. Les résultats ont été traités à l’aide d’une analyse spectrale sur les domaines temporel et spatial pour caractériser le contenu fréquentiel et la nature des ondes.

En fonction du coefficient de frottement nous avons observé deux types de comportement : soit un comportement dynamique, soit un comportement quasi-statique du point de vue de la roue aubagée. Dans le cas simulé on obtient deux lobes d’usure sur le stator par tour. Ceci est obtenu avec des vibrations synchrones à un diamètre sur le stator et sur le rotor. Autrement dit toutes les pales touchent deux fois par tour, toujours dans les mêmes zones du stator. L’introduction de l’usure dans le système permet d’atténuer les amplitudes de vibration.

L’analyse spectrale montre la présence de nombreuses *sidebands* et harmoniques en fonction du niveau vibratoire, qui sont expliquées par la non-linéarité de contact entre le rotor et le stator. Les résultats obtenus dans cette section ont été présentés dans la conférence EURO DYN 2014 [129].

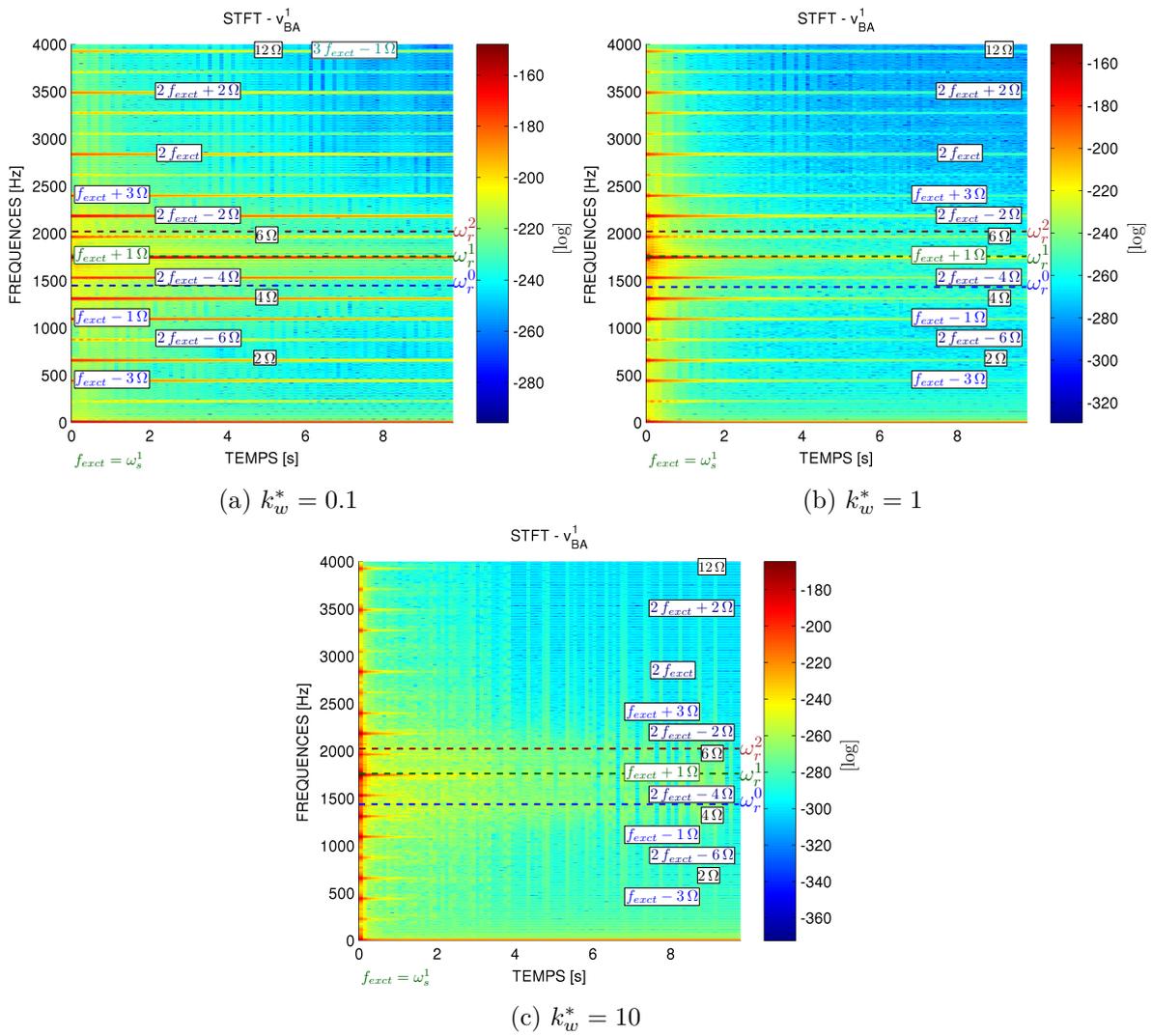


FIGURE 6.12 – Influence de l'usure sur le spectrogramme du déplacement de la pale pour le modèle à quatre pales

6.4 Modèle à six pales avec frottement et usure

Pour la suite du document nous allons utiliser un modèle à six pales afin d'enrichir le spectre fréquentiel et spatial avec les modes doubles à deux diamètres nodaux. La mise en contact reste la même que celle utilisée dans la section précédente, c'est-à-dire que l'anneau élastique est excité sur le mode à un diamètre à la fréquence d'excitation $f_{exc} = \omega_s^1 = 1417 \text{ Hz}$. La situation modale du carter reste la même que pour le cas précédent (voir figure 6.2). Par contre le fait de passer de quatre à six pales modifie les fréquences propres de la roue aubagée d'environ 9% par rapport au cas précédent. Les nouvelles fréquences propres sont donc données par la figure 6.13.

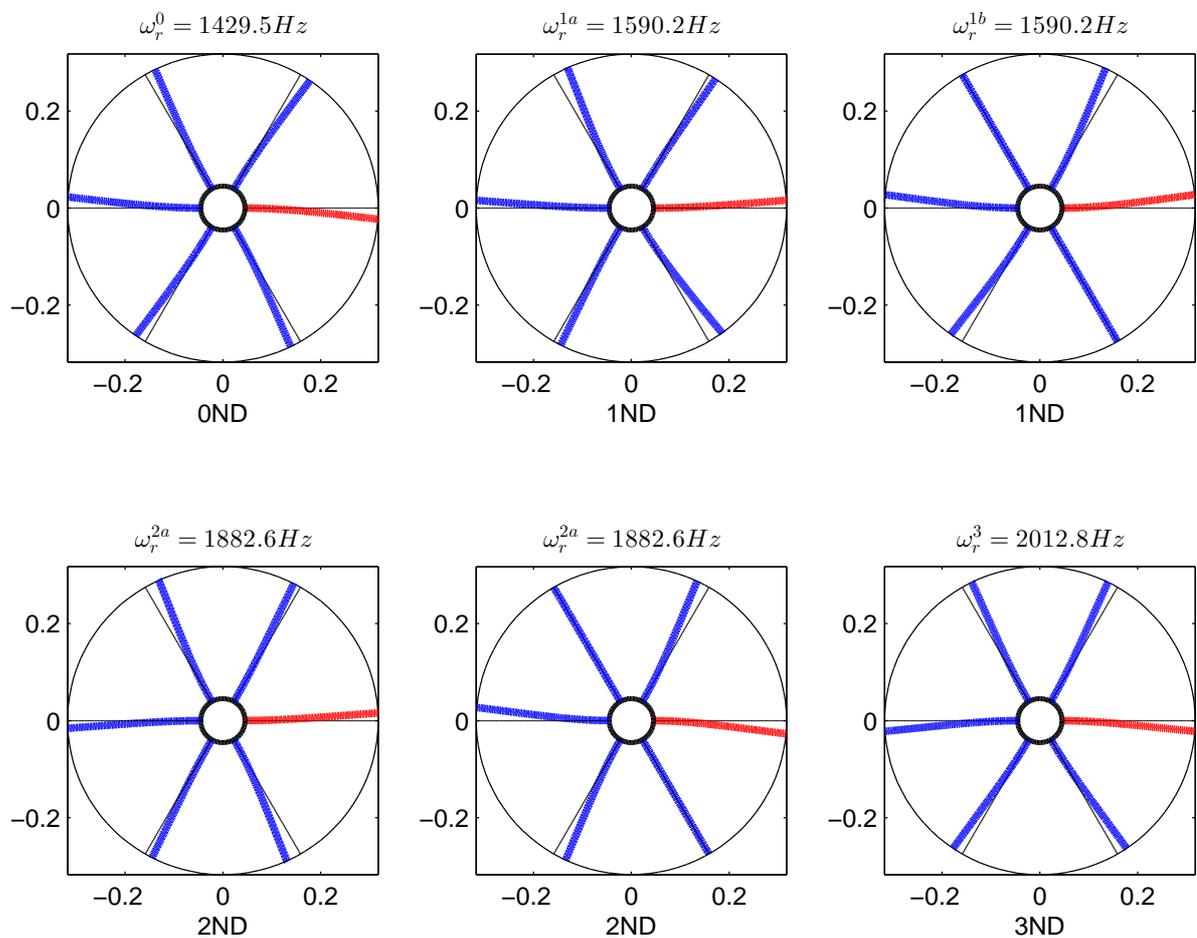


FIGURE 6.13 – Déformées modales et fréquences propres de la première famille des modes de la roue aubagée à six pales

Pour ces calculs nous utilisons une consigne de vitesse correspondant à une rampe comprenant la vitesse théorique d'interaction pour les premiers modes à un diamètre des deux structures (voir le diagramme de Campbell de la figure 6.14).

La première partie de cette section montre uniquement le comportement dynamique des structures en présence du frottement. Les résultats de cette simulation sont analysés et comparés aux résultats du modèle incluant l'usure.

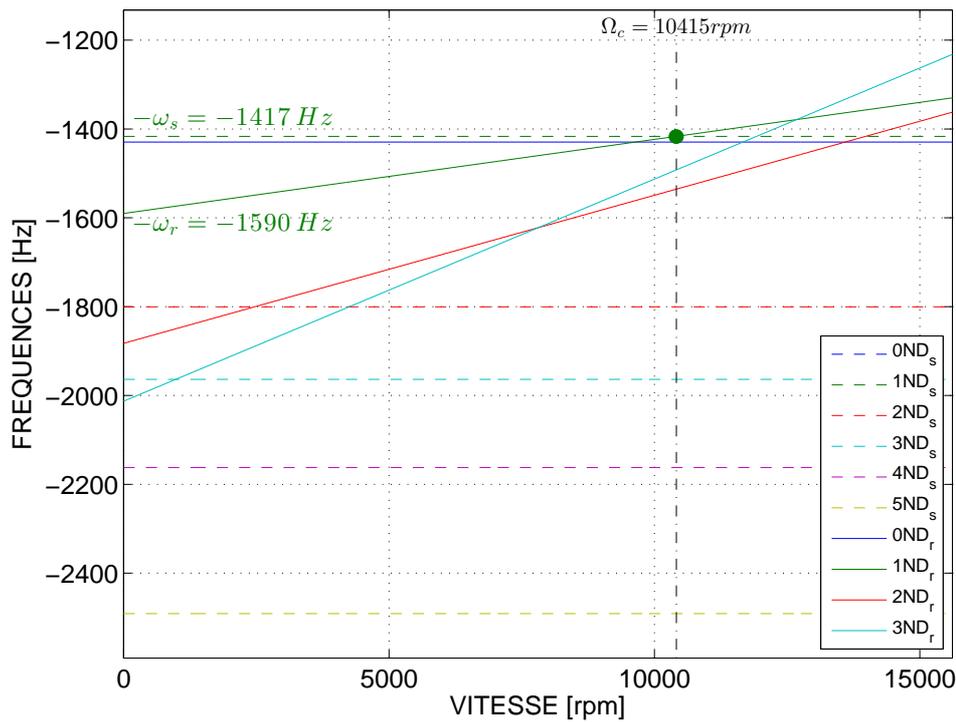


FIGURE 6.14 – Diagramme de Campbell dans le repère fixe pour une configuration avec une roue aubagée à six pales. Le point vert repère une interaction modale entre les modes à un diamètre contra-rotatif sur la roue aubagée et rétrograde sur le carter.

6.4.1 Comportement dynamique en présence du frottement

Les simulations présentées dans cette section ont été réalisées avec un coefficient de frottement de $\mu = 0.1$ et sans prendre en compte l'usure de l'abradable ($k_w = 0$). Un jeu initial de $1 \mu\text{m}$ a été introduit entre les têtes des pales et l'anneau élastique. L'amplitude produite par l'excitation de l'anneau élastique sur sa fréquence propre à 1ND ($1.5 \mu\text{m}$) permet de compenser ce jeu.

6.4.1.1 Analyse temporelle

L'analyse de la réponse temporelle - figure 6.15 - montre une augmentation brusque et simultanée des amplitudes des deux structures à partir d'environ $t \approx 2.78 \text{ s}$ jusqu'à la fin de la simulation. Le déplacement radial du carter atteint jusqu'à $600 \mu\text{m}$, alors que le déplacement tangent de la roue aubagée dépasse $10\,000 \mu\text{m}$. On rappelle que l'amplitude produite par l'excitateur permet de rattraper le jeu ($1 \mu\text{m}$) entre les têtes des pales et l'anneau élastique.

À partir de $t \approx 2.78 \text{ s}$ l'influence de l'excitation sur le carter devient négligeable (à cet instant la vitesse atteint $\Omega = 72.4 \text{ Hz}$). En effet, un deuxième calcul a été lancé en coupant l'excitation à partir de $t = 3 \text{ s}$. Les résultats obtenus sont identiques avec ceux présentés ici, ce qui met clairement en évidence la présence d'une vibration auto-entretenue. On note sur la réponse dynamique que l'oscillation semble se produire autour d'une position moyenne décalée de $-0.02 \mu\text{m}$ vers les amplitudes négatives par rapport à la position d'origine. Ceci correspond à une flexion statique dans le sens contraire à la rotation des pales.

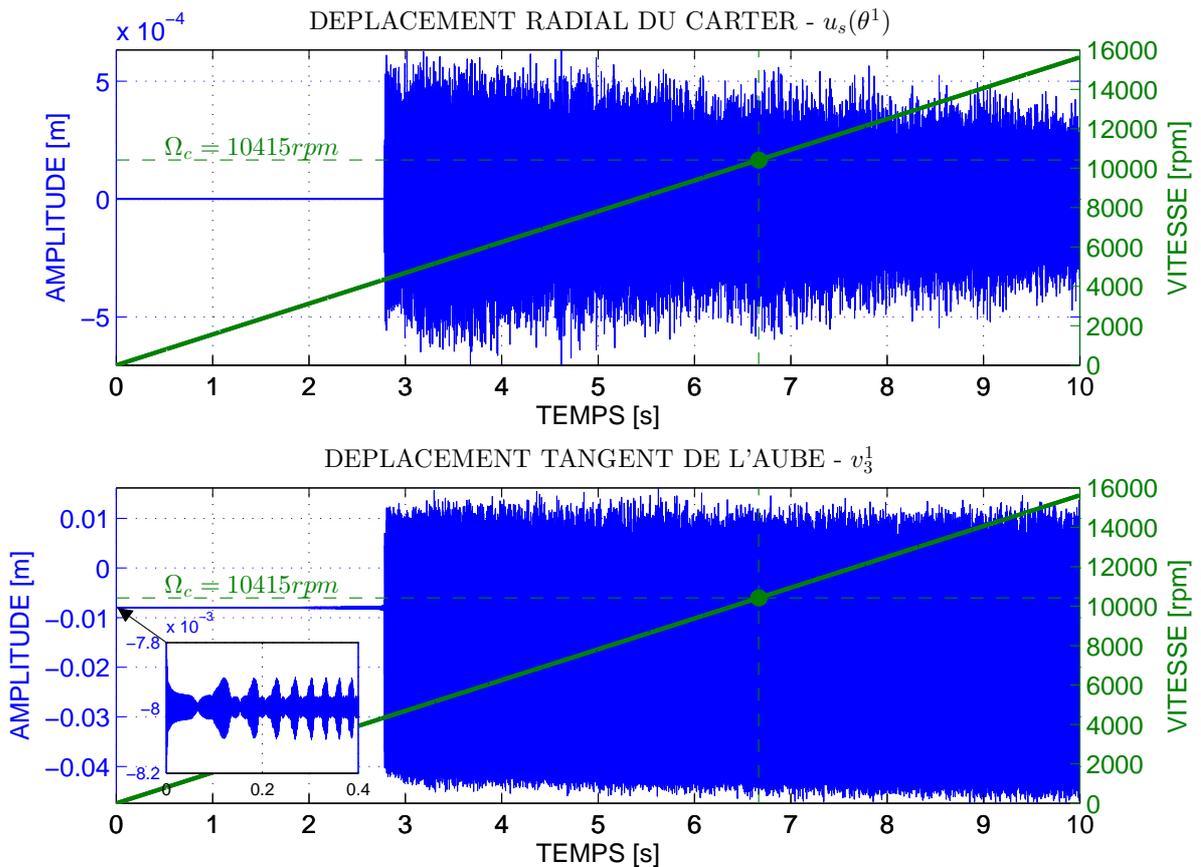


FIGURE 6.15 – Réponse dynamique du carter et de la roue aubagée avec le modèle à 6 pales. Traversée de la condition de coïncidence fréquentielle à l'aide d'une rampe de vitesse. Simulation réalisée avec $\mu = 0.1$ et $k_w = 0$. Le carter est excité sur le mode à 1ND ($\omega_s^1 = 1417$ Hz) avec une amplitude de $1.5 \mu\text{m}$ pour initialiser le contact.

6.4.1.2 Analyse temps-fréquence-espace

En fonction de l'amplitude des réponses nous avons deux cas de figure, qui seront analysés séparément dans cette partie. Dans un premier temps nous avons déterminé les spectrogrammes de la réponse des deux structures à l'aide des transformées de Fourier à court terme (STFT). Dans un deuxième temps, nous avons superposé les fréquences propres des structures libres et les principales *sidebands* sur les spectrogrammes de la roue aubagée et du carter afin de faciliter l'analyse. Nous avons ensuite tracé les transformées de Fourier à deux dimensions (2D DTF) des réponses des deux structures pour déterminer l'évolution du contenu fréquentiel et spatial. Finalement, nous avons combiné les deux outils d'analyse pour mieux comprendre le contenu spatial de tous les éléments caractéristiques des spectres analysés. Pour cela nous avons utilisé une transformée de Fourier à court terme filtrée en diamètres, qui permet de connaître le contenu temps-fréquence de la partie spatiale de la réponse correspondant à un diamètre particulier fixé. Cette analyse a été obtenue en appliquant une transformée de Fourier discrète à l'ensemble des signaux provenant des capteurs espacés spatialement de manière régulière sur la structure à analyser. Ensuite, le signal a été filtré afin d'isoler la réponse sur le diamètre d'intérêt. Finalement, une transformée de Fourier inverse discrète suivie d'une STFT donne

l'évolution fréquentielle en fonction du temps du signal filtré spatialement (filtrage en diamètre nodal dans le domaine temporel).

Évolution du contenu fréquentiel en fonction du temps En suivant cette démarche, nous avons tracé la STFT du déplacement radial du carter, dont le spectrogramme est disponible dans la figure 6.16a. L'analyse du spectrogramme permet de voir qu'avant $t = 2.78$ s le carter vibre bien selon la fréquence d'excitation introduite, en l'occurrence $f_{exct} = \omega_s^1$. On observe autour de cette fréquence deux *sidebands* à $f_{exct} \pm 12\Omega$ ou autrement écrit à $f_{exct} \pm 2Na\Omega$, où Na est le nombre de pales de la roue aubagée ($Na = 6$).

Au même moment, le spectre du déplacement d'une pale de la roue aubagée - figure 6.16b - est dominé par la fréquence à $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ (ou à $\omega_s^1 + n_d^1\Omega + n_d^1\Omega$), que l'on peut interpréter comme une *sideband* de la fréquence d'excitation vue dans le repère tournant. En effet, le terme $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ peut être interprété comme une *sideband* d'ordre 1 de $\omega_s^1 + n_d^1\Omega$ avec $n_d^1 = 1$. Le contenu spatial de cette *sideband* correspond bien à un diamètre et ceci a été démontré à l'aide du filtrage en diamètres de la réponse fréquentielle (abordé plus loin dans le document). Des *sidebands* $\omega_s^1 + 6n_d^1\Omega$ et $\omega_s^1 - 2n_d^1\Omega$ sont également visibles sur les spectrogrammes pour $t < 2.78$ s. Nous avons donc deux *sidebands* espacées de 4Ω en partant de la fréquence $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ soit à $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega \pm 4\Omega$. Cette écriture est en accord avec la période des battements $\frac{1}{4\Omega}$ observée dans la réponse temporelle, qui est illustrée au bas de la figure 6.15.

Après $t \approx 2.78$ s lorsque les amplitudes augmentent, trois fréquences caractérisent la réponse vibratoire du carter (cf. figure 6.16a). La première fréquence (ω_s^1) a été repérée au cours du temps par une ligne noire en pointillés (▪▪▪▪▪) superposée sur le spectrogramme aux alentours de 1700 Hz. La deuxième fréquence coïncide à 10 % près avec la pulsation propre de l'anneau élastique (calculé avec les CL libre-libre) ω_s^2 vers 1800 Hz. Finalement, une troisième fréquence repérée par un pointillé vert (•••••) suit une évolution proche de $\omega_s^1 + 12\Omega$. Nous remarquerons qu'on continue à utiliser les symboles correspondant aux fréquences propres pour nommer les composantes du spectre, même si les fréquences de ces composantes fluctuent au voisinage des fréquences propres. Par exemple, la fréquence de la composante qui fluctue autour de 1700 Hz sera notée ω_s^1 . Ainsi, cette troisième composante peut être vue comme une *sideband* de ω_s^1 d'ordre 12Ω . Il pourrait être intéressant de chercher s'il existe un lien entre l'ordre de ces *sideband* et le nombre des pales de la roue aubagée. On note en effet que $2Na = 12$.

Du côté de la roue aubagée (cf. figure 6.16b), après $t \approx 2.78$ s deux fréquences possèdent les amplitudes les plus élevées, elles ont été interprétées comme suit : $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ (▪▪▪▪▪) et $\omega_s^2 + 2n_d^2\Omega$ (•••••). Les pointillés sur la figure 6.16b, légendés avec $\omega_s^i + 2n_d^i\Omega$, sont obtenus à partir du relevé sur le spectrogramme de la figure 6.16a, auquel on ajoute $2n_d^i\Omega$ ($i = 1, 2$). On constate une très bonne coïncidence. Autrement dit, pour les composantes les plus importantes, le spectre de la roue aubagée correspond au spectre du stator décalé de $2n_d^i\Omega$.

Évolution du contenu fréquentiel et spatial La deuxième étape de l'analyse fréquentielle a été réalisée en appliquant une transformée de Fourier à deux dimensions (2D DTF) sur les signaux de déplacement du carter et de la roue aubagée. Ainsi, la figure 6.17a permet de vérifier qu'avant l'augmentation d'amplitude de la réponse du système, on retrouve bien la fréquence d'excitation f_{exct} avec des amplitudes identiques sur les composantes directe et rétrograde de la réponse du carter. Ceci caractérise l'onde stationnaire introduite pour l'excitation du carter. D'un autre côté, la réponse de la roue aubagée à $t < 2.78$ s - figure 6.17b - met en évidence

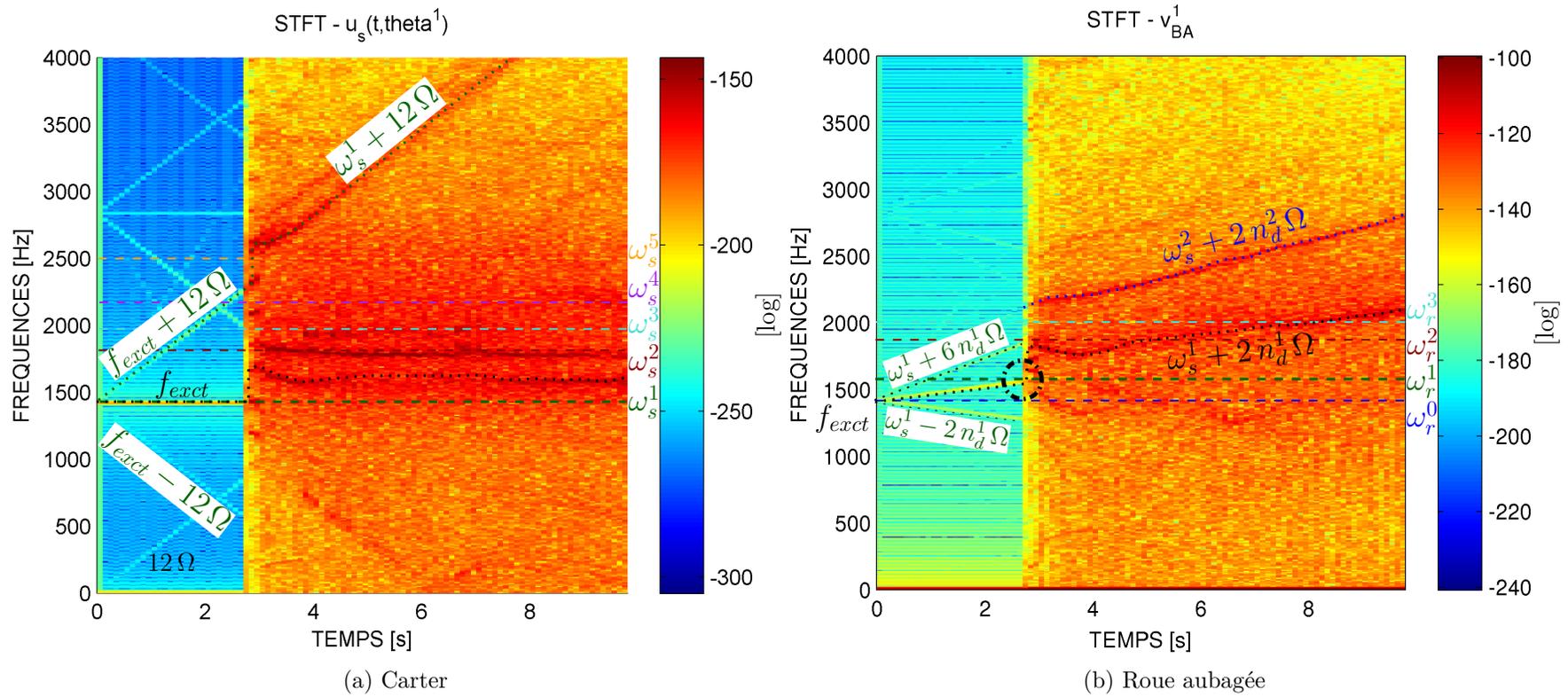


FIGURE 6.16 – STFT du déplacement du carter et de la roue aubagée avec le modèle à 6 pales, réponse au cours d’une rampe de vitesse au voisinage de la coïncidence modale à un diamètre.

que la fréquence $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ possède l'amplitude la plus importante sur la composante contra-rotative. Dans ce cas de figure, et contrairement au cas présenté dans la section 6.3.1, les fréquences de la roue aubagée et du stator ne se déduisent pas l'une de l'autre (il n'y a pas coïncidence fréquentielle dans le même repère). Néanmoins, l'analyse de la STFT de la roue aubagée (cf. figure 6.16b) laisse penser que cette composante est probablement responsable de l'augmentation d'amplitude de la réponse du système. En effet, sur la figure 6.16b (voir le cercle vert en pointillés) la composante $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ croise la fréquence propre du mode à un diamètre de la roue aubagée ω_r^1 . Nous avons donc la coïncidence entre une composante de la réponse du carter vue dans le repère tournant avec un mode de la roue aubagée possédant le même contenu spatial que celui du carter :

$$\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega = \omega_r^1 \quad (6.9)$$

Or, la composante $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ peut être interprétée comme une *sideband* de la réponse du carter vue dans le repère tournant. Ceci a été interprété comme une coïncidence fréquentielle et spatiale entre une *sideband* de la réponse du carter vue dans le repère tournant avec le mode à un diamètre de la roue aubagée :

$$\underbrace{\omega_s^1 + n_d^1\Omega}_{\text{mode à 1ND du stator vu dans le repère tournant}} + n_d^1\Omega = \omega_r^1$$

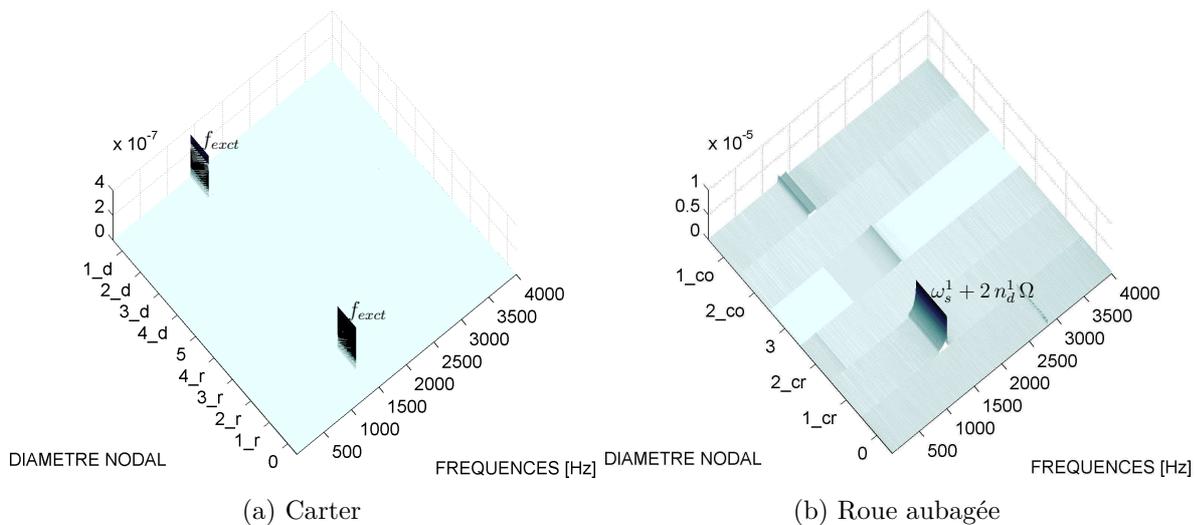
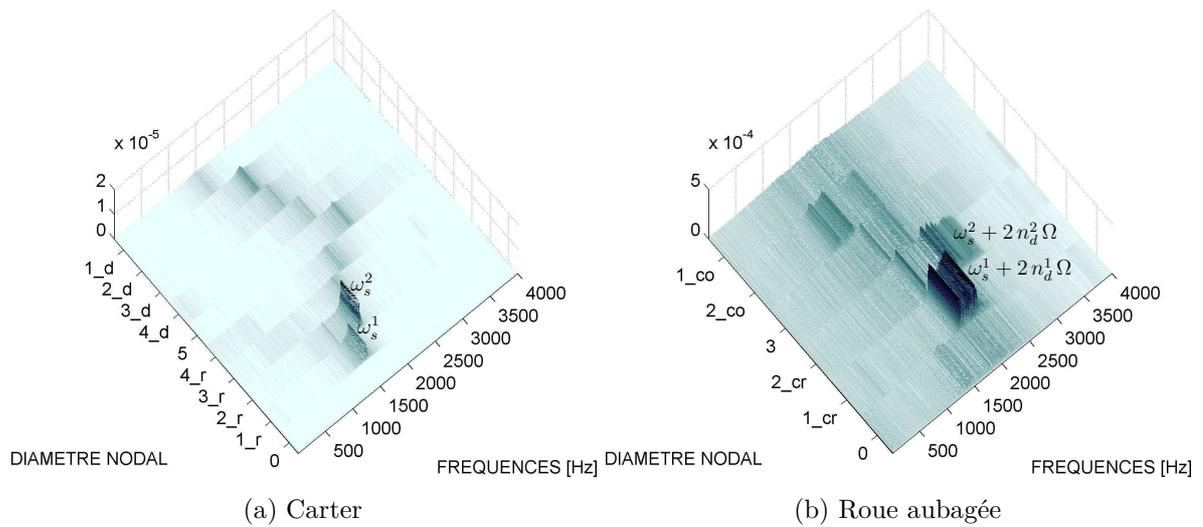


FIGURE 6.17 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux à $t < 2.78$ s

Après cette coïncidence, les amplitudes des deux structures augmentent et leur contenu spectral change. Sur le carter, la fréquence qui possède l'amplitude la plus importante est celle qui coïncide avec le mode à deux diamètres rétrograde ω_s^2 (cf. figure 6.18a). Un mode rétrograde à un diamètre fluctuant autour de la fréquence propre ω_s^1 est également présent, mais avec une amplitude 1.8 fois plus faible par rapport au mode précédent. La réponse de la structure tournante - voir figure 6.18b - se fait selon un mode contra-rotatif à un diamètre (dont la fréquence évolue suivant la relation $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$).

Dans ce cas de figure et au vu des éléments analysés, nous ne pouvons pas établir la présence d'une interaction modale entre les deux structures. En revanche, et comme il a été dit précédemment, nous pouvons constater l'existence d'une coïncidence fréquentielle et spatiale entre

FIGURE 6.18 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux à $t > 2.78$ s

une *sideband* du stator vue dans le repère tournant et une fréquence propre de la roue aubagée. Cette coïncidence initie l'augmentation d'amplitude de la réponse du système (bouffée).

Évolution du contenu spatial et fréquentiel en fonction du temps La démarche proposée est complétée par l'étude du contenu spatial et fréquentiel en fonction du temps des réponses des deux structures avant et après la bouffée. L'analyse des STFTs filtrées en diamètres permet de déterminer le contenu spatial des composantes rencontrées dans les spectrogrammes. Le tableau 6.1 regroupe les résultats de ces analyses.

Sur le carter, le filtrage en diamètres a été obtenu directement en traçant la STFT des coefficients A_{n_d} du carter - voir équation (6.2). Ainsi, la STFT du coefficient A_1 (voir figure 6.19a) permet de mieux mettre en évidence que la fréquence représentée par une ligne noire en pointillés sur le spectrogramme du déplacement du carter (figure 6.16a) a bien un contenu spatial à un diamètre. La figure 6.20a permet de voir que la fréquence qui coïncide avec la pulsation propre du carter à deux diamètres (ω_s^2), est bien associée à un contenu spatial à deux diamètres. Sur la même figure nous pouvons voir la présence de l'harmonique douze de la vitesse de rotation (12Ω), l'harmonique deux de la fréquence d'excitation ($2f_{ext}$) et ses *sidebands* ($2f_{ext} \pm 12\Omega$).

En suivant cette analyse pour tous les coefficients du carter nous arrivons à identifier le contenu spatial des fréquences présentes dans son spectre (cf. tableau 6.1).

La même analyse a été réalisée en utilisant les déplacements en tête d'aube de la roue aubagée. Le filtrage de la STFT selon le diamètre un, disponible sur la figure 6.19b, met en évidence que la *sideband* $\omega_s^1 + 2n_d^1\Omega$ (.....) a un contenu spatial à un diamètre. Remarquons également la présence de la *sideband* $\omega_s^1 - 2n_d^1\Omega$ et des *sidebands* $\omega_s^1 \pm 10n_d^1\Omega$ et $\omega_s^1 \pm 14n_d^1\Omega$. En filtrant la STFT selon le diamètre deux - figure 6.20b - nous pouvons identifier la composante $\omega_s^2 + 2n_d^2\Omega$ (.....). Ce terme a donc un contenu spatial à deux diamètres. Les *sidebands* $2\omega_s^1 \pm 4\Omega$ et $2\omega_s^1 \pm 8\Omega$ de l'harmonique deux de la fréquence d'excitation du carter, et les harmoniques quatre (4Ω) et huit (8Ω) de la vitesse de rotation sont également présentes dans le spectrogramme filtré à deux diamètres. Finalement, la réponse de la roue aubagée filtrée

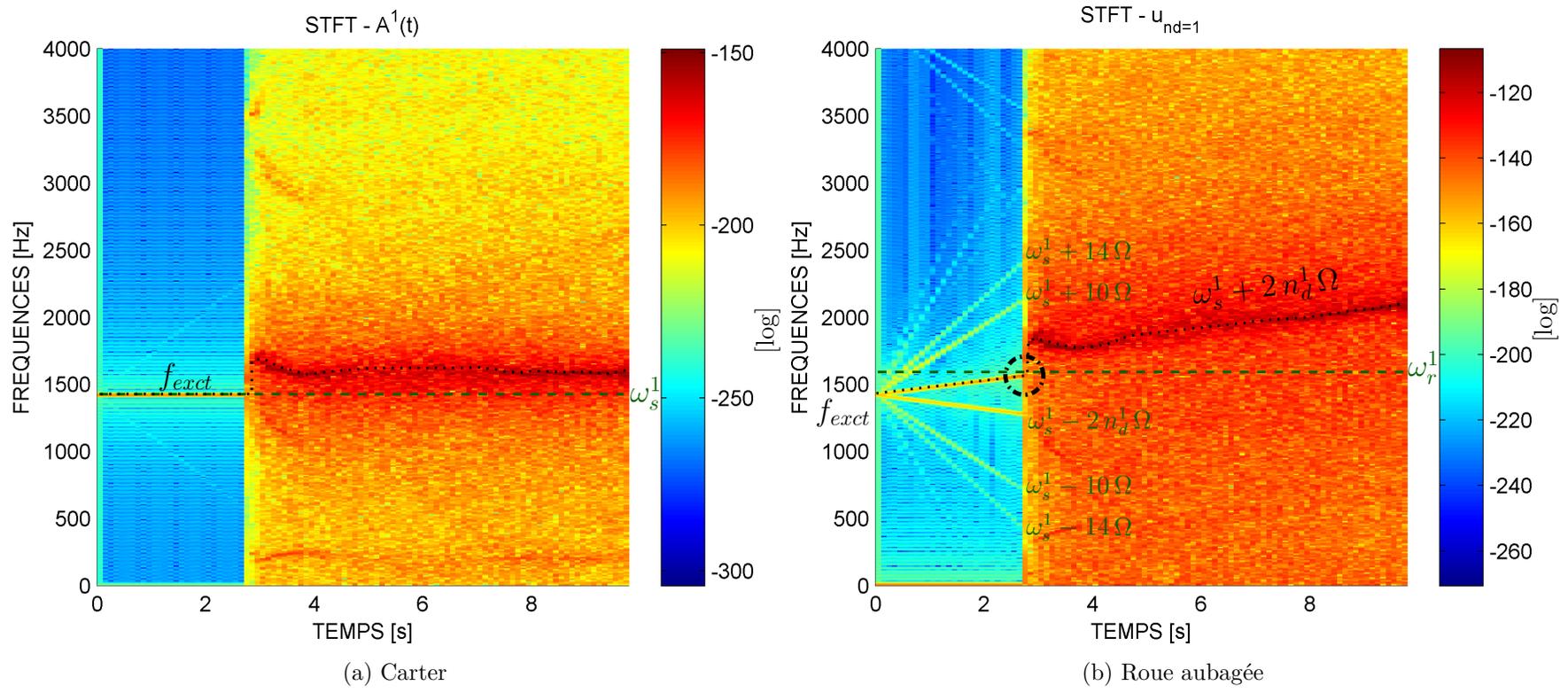


FIGURE 6.19 – STFT filtrée spatialement au diamètre un

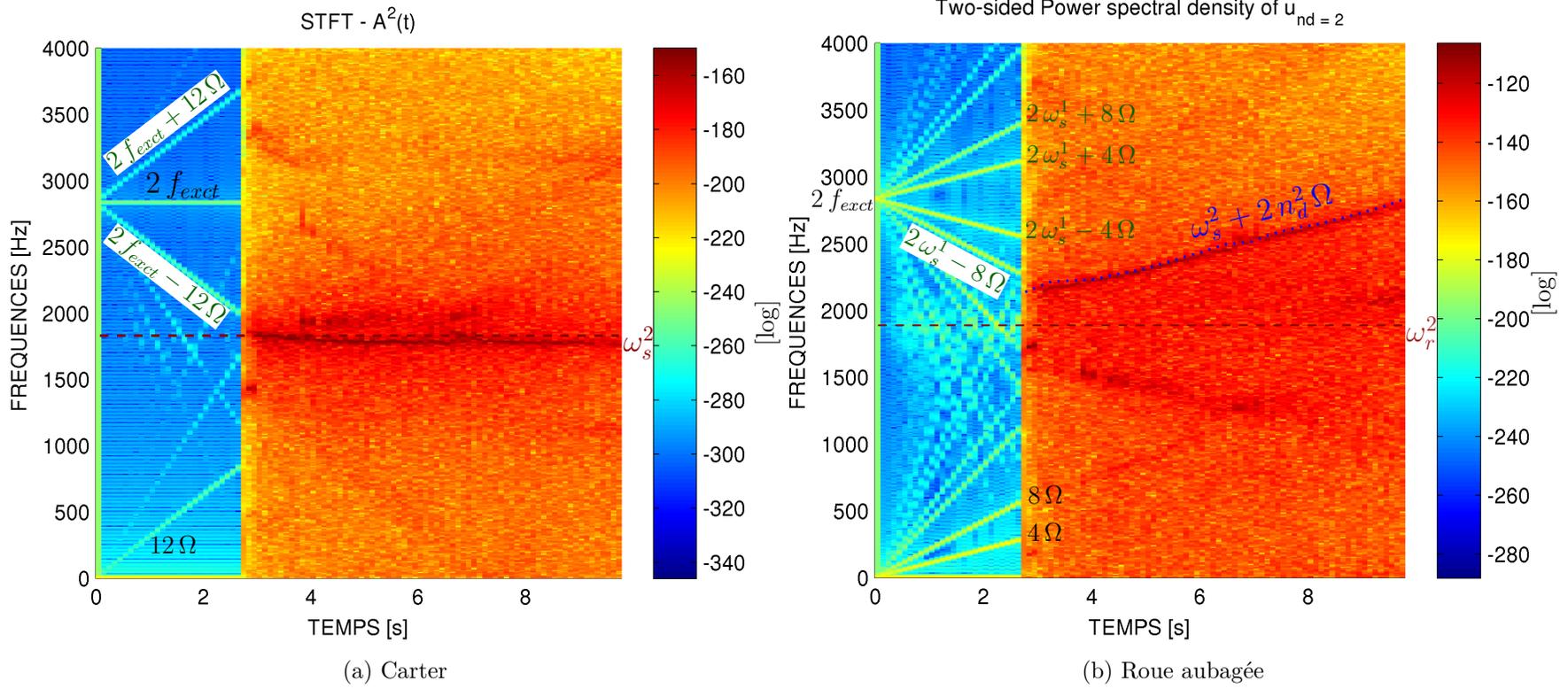


FIGURE 6.20 – STFT filtrée spatialement au diamètre deux

	Carter		Roue aubagée	
Filtrage	$t = [0 - 2.78] \text{ s}$	$t = [2.78 - 10] \text{ s}$	$t = [0 - 2.78] \text{ s}$	$t = [2.78 - 10] \text{ s}$
1ND	$f_{exact} = \omega_s^1$	$\omega_s^1 \pm 2 n_d^1 \Omega$ $\omega_s^1 \pm 10 n_d^1 \Omega$ $\omega_s^1 \pm 14 n_d^1 \Omega$	$\omega_s^1 \pm 2 n_d^1 \Omega$ (.....)
2ND	12Ω $2 f_{exact}$ $2 f_{exact} \pm 12 \Omega$	ω_s^2	4Ω 8Ω $2 \omega_s^1 \pm 4 n_d^1 \Omega$ $2 \omega_s^1 \pm 8 n_d^1 \Omega$	$\omega_s^2 + 2 n_d^2 \Omega$ (.....)
3ND	f_{exact} $f_{exact} \pm 12 \Omega$	$\omega_s^1 \pm 6 n_d^1 \Omega$	×
4ND	12Ω $2 f_{exact}$ $2 f_{exact} \pm 12 \Omega$	$\omega_s^2 - 11 \Omega$ $\omega_s^2 + 12 \Omega$	×	×
5ND	f_{exact} $f_{exact} \pm 12 \Omega$	×	×

TABLE 6.1 – Contenu spatial et fréquentiel des réponses des deux structures. Les lignes en pointillés superposées sur les spectrogrammes représentent : une fréquence ayant un contenu spatial à un diamètre (.....), ses *sidebands* (.....) et une fréquence avec un contenu spatial à deux diamètres (.....).

selon le diamètre trois montre uniquement les *sidebands* $\omega_s^1 \pm 6 n_d^2 \Omega$ (cf. tableau 6.1).

Cette analyse permet de connaître le contenu spatial des fréquences présentes dans les spectres du carter et de la roue aubagée. Avant $t = 2.78 \text{ s}$, la fréquence d'excitation (f_{exact}) et les *sidebands* ($f_{exact} \pm 12 \Omega$) sont visibles sur les diagrammes filtrés du carter où l'on garde les diamètres impairs et supérieurs à un dans le cas des *sidebands*. De même, l'harmonique douze de la vitesse de rotation (12Ω), l'harmonique deux de la fréquence d'excitation ($2 f_{exact}$) et ses *sidebands* ($2 f_{exact} \pm 12 \Omega$) apparaissent sur les ordres pairs du spectre spatial, autrement dit, sur les STFTs des coefficients A_{n_d} avec n_d pair.

Sur la roue aubagée, les *sidebands* $\omega_s^1 \pm 2 \Omega \times (2p + 1)$ et $2 f_{exact} \pm 2 \Omega \times (2p)$ sont données respectivement par les diamètres nodaux impairs avec $p \in \{0, 1, 2, 3\}$ et pairs avec $p \in \{1, 2\}$. Les harmoniques quatre (4Ω) et huit (8Ω) de la vitesse de rotation sont donnés par les diamètres pairs.

6.4.2 Comportement dynamique en présence du frottement et de l'usure

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'influence de l'usure sur le comportement dynamique de la roue aubagée et de l'anneau élastique. Les simulations ont été réalisées avec un coefficient de frottement de $\mu = 0.1$ et avec un coefficient d'usure d'Archard de $k_w = 1 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$. L'introduction de l'usure dans ce modèle met en évidence deux comportements en fonction de la pente de la rampe de la vitesse de rotation. Le premier cas, nommé rampe de vitesse « rapide », est obtenu avec une rampe de zéro à 150 % de la vitesse critique ($\Omega = [0 - 1.5] \Omega_c$), le temps de montée de la rampe est de $t = 1 \text{ s}$. Le deuxième cas, nommé rampe de vitesse « lente », est obtenu en parcourant la même plage de vitesse en $t = 10 \text{ s}$.

Les deux rampes de vitesse ont été représentées dans la figure 6.21. Le choix du temps de montée en vitesse de $t = 10$ s a été obtenu en faisant un compromis entre temps de calcul et discrétisation fréquentielle, car la résolution spectrale dépend de la taille de l'échantillon temporel sélectionné.

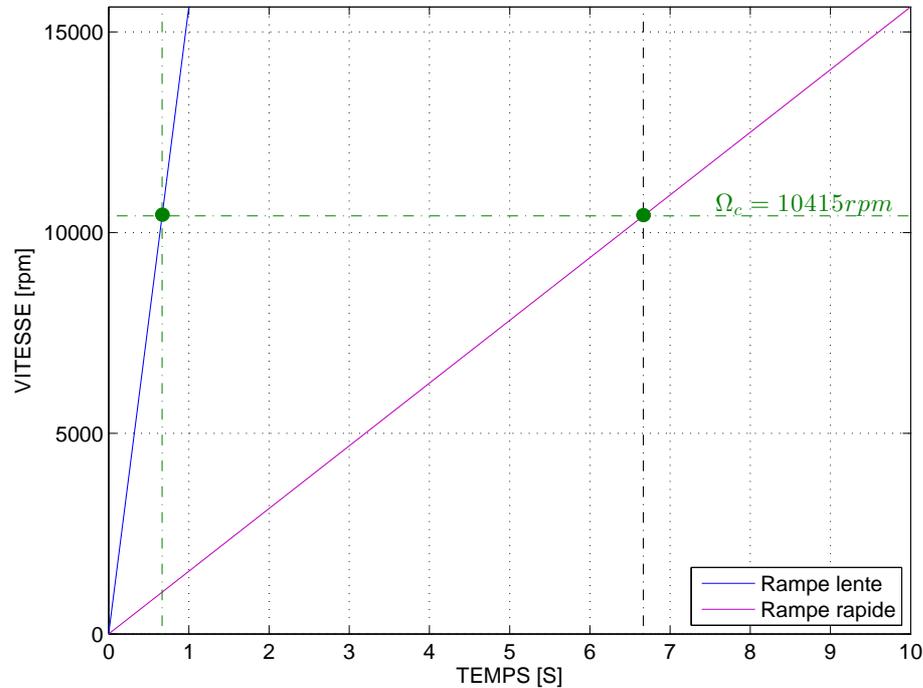


FIGURE 6.21 – Rampes de vitesse introduites pour les simulations avec une roue aubagée à six pales

6.4.2.1 Rampe de vitesse « rapide »

Dans le cas d'une rampe rapide (figure 6.22), les réponses temporelles des deux structures montrent une augmentation simultanée de l'amplitude (bouffée) dans l'intervalle de temps $t = [0.32 - 0.75]$ s. Ceci correspond à un intervalle de vitesse de $\Omega = [5000 - 11700]$ rpm. On note que la bouffée est déclenchée en dessous de la vitesse critique théorique Ω_c . Les vibrations disparaissent après $t = 0.75$ s, lorsque la profondeur d'usure a compensé le jeu initial.

L'analyse du contenu spectral à l'aide des transformées de Fourier à court terme fait apparaître les principaux termes présentés au préalable, dans le cas où l'usure n'est pas prise en compte. Ainsi, la figure 6.23a donne le spectrogramme du déplacement d'un point du carter. La ligne noire en pointillés (•••••), superposée sur le spectrogramme, montre l'évolution fréquentielle d'une réponse à un diamètre. Avant et après la bouffée elle coïncide avec la fréquence d'excitation du carter f_{exct} , alors que pendant la bouffée elle possède une amplitude plus importante qui décroît en fonction du temps. Sur la même figure nous pouvons voir sa *sideband* à 12Ω , qui a été représentée par une ligne verte en pointillés (•••••) et dont sa fréquence avant la bouffée est donnée par $f_{exct} + 12\Omega$.

L'analyse du diagramme fréquences en fonction des diamètres nodaux du carter - figure 6.24a

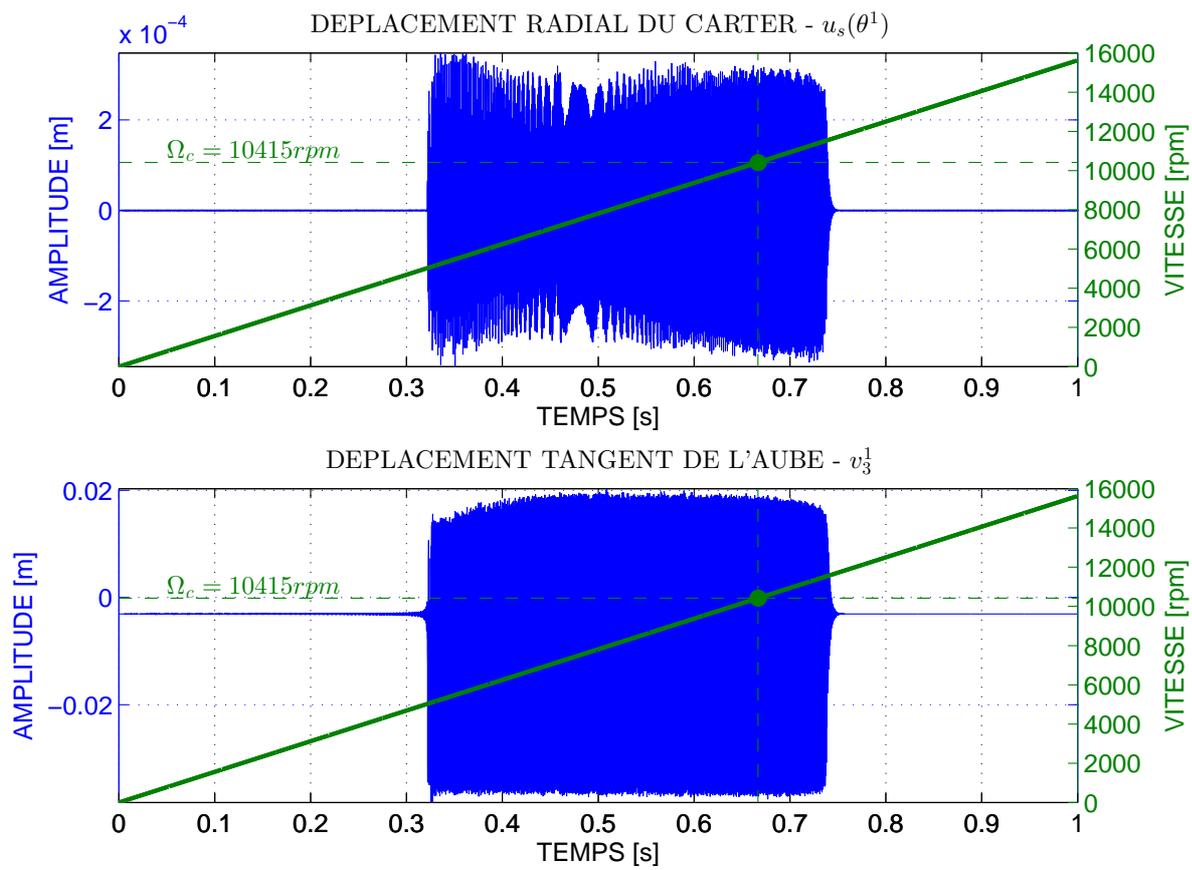


FIGURE 6.22 – Réponse dynamique du carter et de la roue aubagée avec la prise en compte du frottement et de l’usure. Traversée de la condition de coïncidence fréquentielle à l’aide d’une rampe de vitesse rapide. Simulation réalisée avec $\mu = 0.1$ et $k_w = 1 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$.

- permet de confirmer que la fréquence représentée par la ligne noire en pointillés (.....) correspond bien à un diamètre nodal rétrograde.

Sur le spectrogramme du déplacement tangent d’une pale de la roue aubagée - figure 6.23b - nous retrouvons la réponse du stator vue dans le repère tournant selon la relation $\omega_s^1 + 2n_d^2\Omega$. Vers 3500 Hz nous pouvons voir également l’harmonique deux de cette fréquence. Comme dans le cas présenté dans la section 6.4.1.2, la coïncidence entre cette fréquence et la pulsation propre à un diamètre de la roue aubagée ω_r^1 semble induire l’augmentation d’amplitude de la réponse du système. La transformée de Fourier à deux dimensions de la réponse de la roue aubagée (figure 6.24b), réalisée dans l’intervalle de la bouffée, est dominée par une onde contra-rotative à un diamètre. Nous avons alors sur les deux structures deux ondes de même diamètre se propageant dans la même direction.

À la fin de la bouffée, l’absence de réponse sur la roue aubagée indique la perte de contact, ceci est confirmé par l’analyse du jeu entre les deux structures (non présenté ici). Finalement, il est important de remarquer que les spectrogrammes présentés dans cette section (figure 6.23) sont moins riches, spectralement parlant, que ceux présentés dans la section 6.4.1.2 (figure 6.16).

L’usure de l’abradable est responsable de la perte de contact entre la roue aubagée et son carter. La transformée de Fourier à court terme du profil d’usure (figure 6.25a) montre une augmentation de l’intensité d’usure au début de la bouffée ($t \approx 0.32 \text{ s}$). À cet instant, la

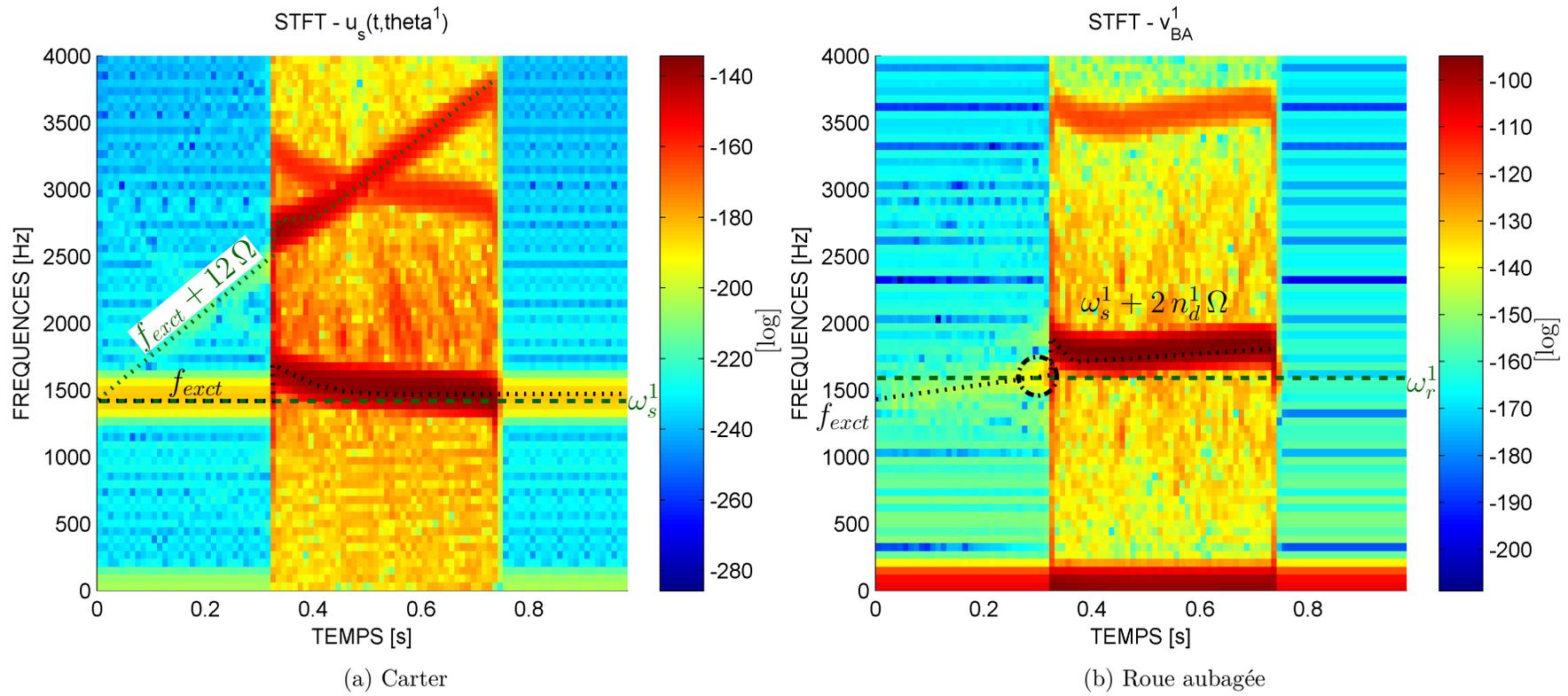


FIGURE 6.23 – STFT du déplacement du carter et de la roue aubagée pour une consigne de vitesse avec une rampe rapide

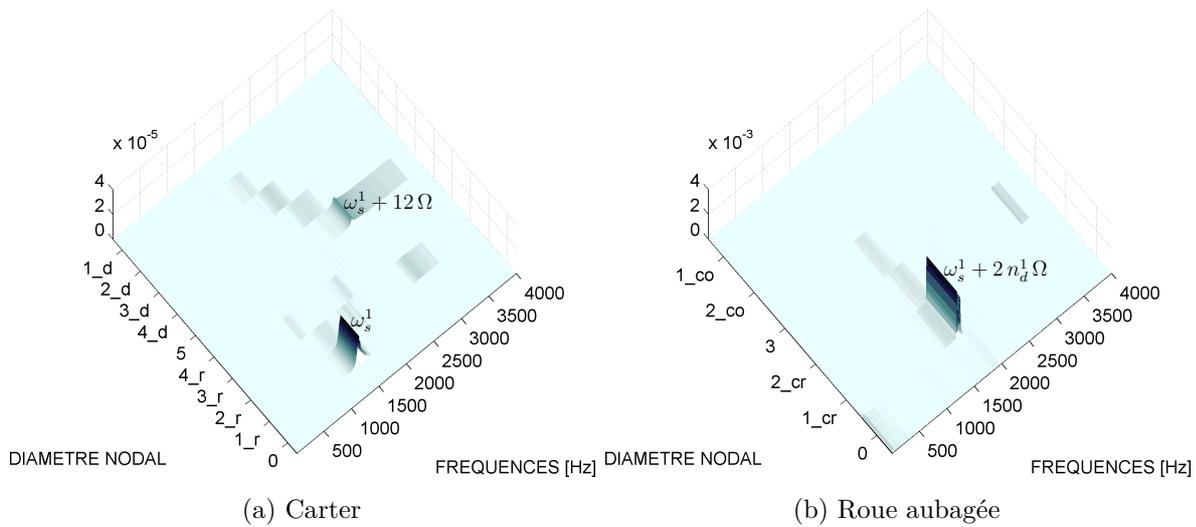


FIGURE 6.24 – Diagramme fréquences - diamètres nodaux sur l'intervalle de la bouffée : rampe de vitesse rapide

profondeur d'usure maximale est atteinte avec vingt stries (ou lobes d'usure), que l'on peut voir dans la carte d'usure de l'abrasable de la figure 6.25b. Cette valeur correspond au ratio entre la fréquence du mode à un diamètre de la roue aubagée et la vitesse de rotation - voir relation (4.9) :

$$nb_{stries} = \frac{\omega_r^1}{\Omega} = 20$$

Nous retrouvons donc le même comportement que lors des essais de contact rouet/couvercle (chapitre 4) et roue aubagée/carter [13, 21, 73]. Dans les simulations présentées ici toutes les pales sont en contact à un moment donné. Contrairement aux essais et simulations présentées par [13, 21], où le contact se fait sur une seule pale en sur-longueur. Nous observons également dans le spectre du profil d'usure des raies espacées tous les 6 à 7 stries. Ceci peut être interprété comme la modulation spatiale du motif à 20 lobes par le nombre de pales de la roue aubagée ($Na = 6$).

6.4.2.2 Rampe de vitesse « lente »

Dans cette section nous comparerons les résultats précédents avec les résultats obtenus avec une rampe de vitesse lente. L'influence de la vitesse de rampe est clairement mise en évidence en comparant les figures 6.22 et 6.26. La réponse temporelle du système avec une rampe de vitesse rapide montre une bouffée à partir de $t \approx 2.78$ s. Au contraire, avec une rampe de vitesse lente les amplitudes des déplacements des deux structures restent faibles, et dans le cas de la roue aubagée diminuent en fonction du temps.

Le spectrogramme du déplacement radial du carter donné par la figure 6.27a montre la fréquence d'excitation f_{exct} et les *sidebands* $f_{exct} + 12\Omega$. Cependant, la STFT du déplacement d'une pale en BF de la roue aubagée - figure 6.27b - met en évidence les *sidebands* $\omega_s^1 \pm 2n_d^1\Omega$, $\omega_s^1 \pm 6n_d^1\Omega$, les *sidebands* des harmoniques d'ordre deux $2\omega_s^1 \pm 2n_d^1\Omega$ et $2\omega_s^1 \pm 6n_d^1\Omega$, et les harmoniques de la vitesse de rotation quatre et huit. L'amplitude de ces fréquences décroît en fonction du temps. En effet, lorsqu'on introduit une rampe de vitesse lente l'abrasable est

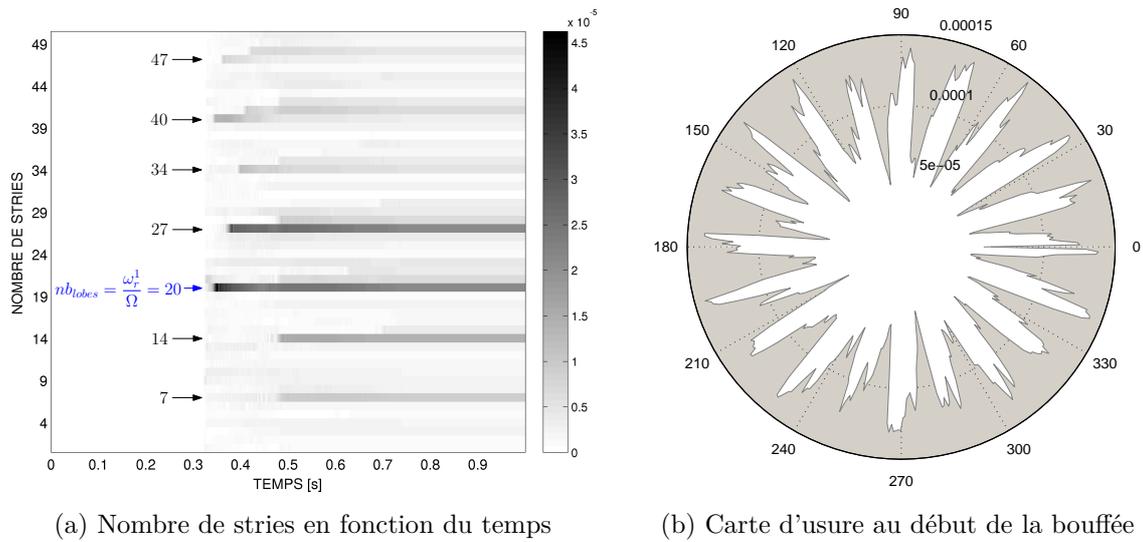


FIGURE 6.25 – Analyse du profil d'usure du carter pour une consigne de vitesse avec une rampe rapide

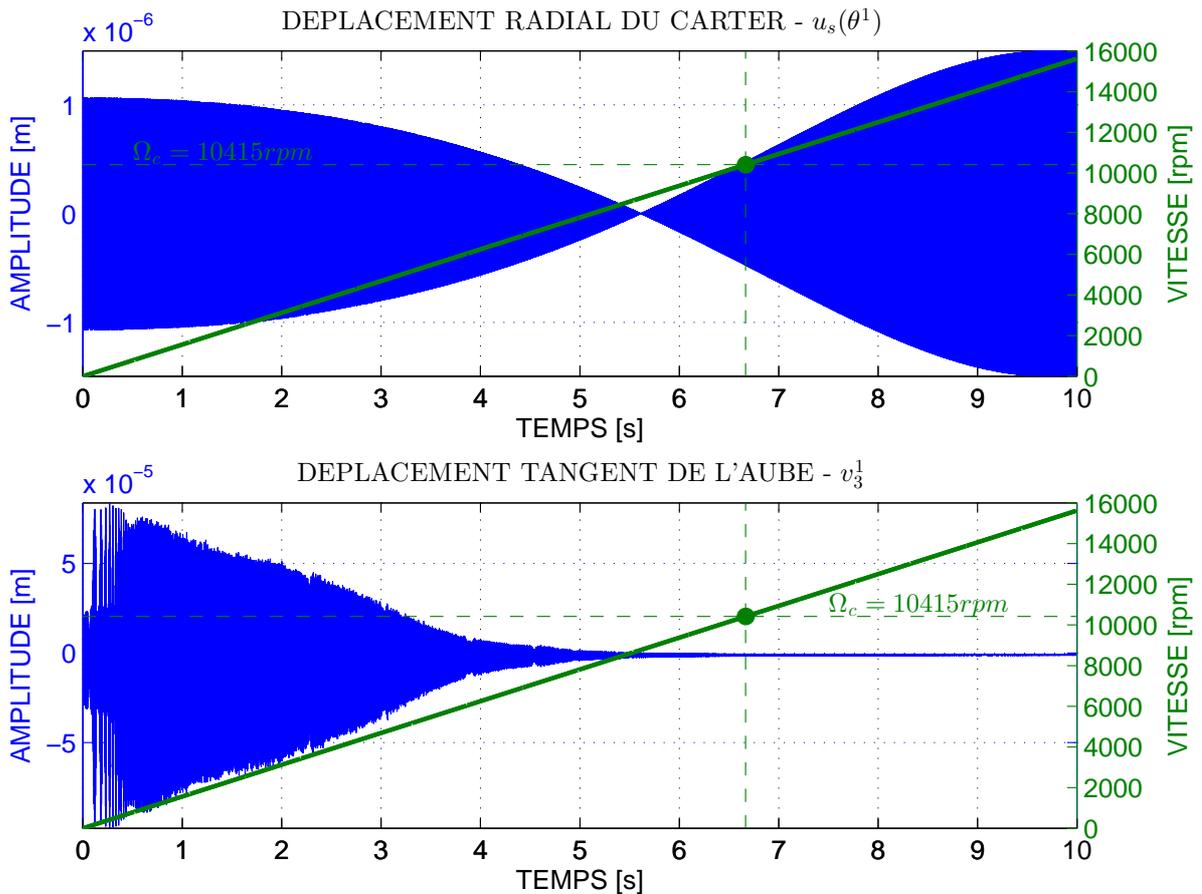


FIGURE 6.26 – Réponse dynamique du carter et de la roue aubagée avec la prise en compte du frottement et de l'usure. Traversée de la condition de coïncidence fréquentielle à l'aide d'une rampe de vitesse lente. Simulation réalisée avec $\mu = 0.1$ et $k_w = 1 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$.

consommé dix fois plus vite car la roue aubagée réalise dix fois plus de tours qu'avec la rampe rapide. Le jeu aube-carter est donc plus élevé au moment d'atteindre la zone de coïncidence donnée par l'équation (6.9), cet écart semble donc suffisant pour empêcher l'augmentation d'amplitude de la réponse du système.

L'analyse de la carte d'usure (figure 6.28) permet de voir que le contact se fait sur deux zones diamétralement opposées, ce qui produit deux lobes d'usure. Un comportement semblable est retrouvé dans la simulation avec quatre aubes de la section 6.3.1.

6.4.3 Conclusion

Dans cette section nous avons présenté une simulation de contact aube-carter, avec un modèle de roue aubagée en contact avec un carter (représenté par un anneau élastique). La mise en contact est obtenue en excitant le mode à un diamètre du carter pour produire une amplitude de déplacement suffisamment grande pour compenser le jeu aube-carter. La première étude montre uniquement le comportement dynamique du système en présence du frottement. Au cours de cette simulation les amplitudes de vibration des deux structures augmentent lorsque la relation (6.9) est satisfaite. La bouffée est alors provoquée par une coïncidence entre une *sideband* de la réponse du carter vue dans le repère tournant et un mode à un diamètre de la roue aubagée. Dans ce cas nous avons une coïncidence fréquentielle et spatiale. Ce type de coïncidence n'est pas discuté dans la littérature.

L'introduction de l'usure dans le modèle change le comportement dynamique des structures et rajoute une sensibilité. En effet, le système devient sensible à la vitesse de rampe de la vitesse de rotation. Deux comportements sont alors étudiés avec deux vitesses de rampe : une rampe rapide et une rampe lente. Avec une rampe de vitesse rapide les amplitudes de déplacement sur les deux structures augmentent à des valeurs très élevées jusqu'à l'usure de l'abradable. Le profil d'usure met en évidence un nombre de stries en rapport avec la fréquence propre du mode excité et la vitesse de rotation - voir équation (4.9). Ceci est retrouvé expérimentalement en essais et dans la littérature. L'introduction d'une rampe de vitesse lente empêche l'augmentation brusque d'amplitude de la réponse du système (bouffée), car l'abradable est consommé plus rapidement puisque la roue aubagée effectue plus de tours.

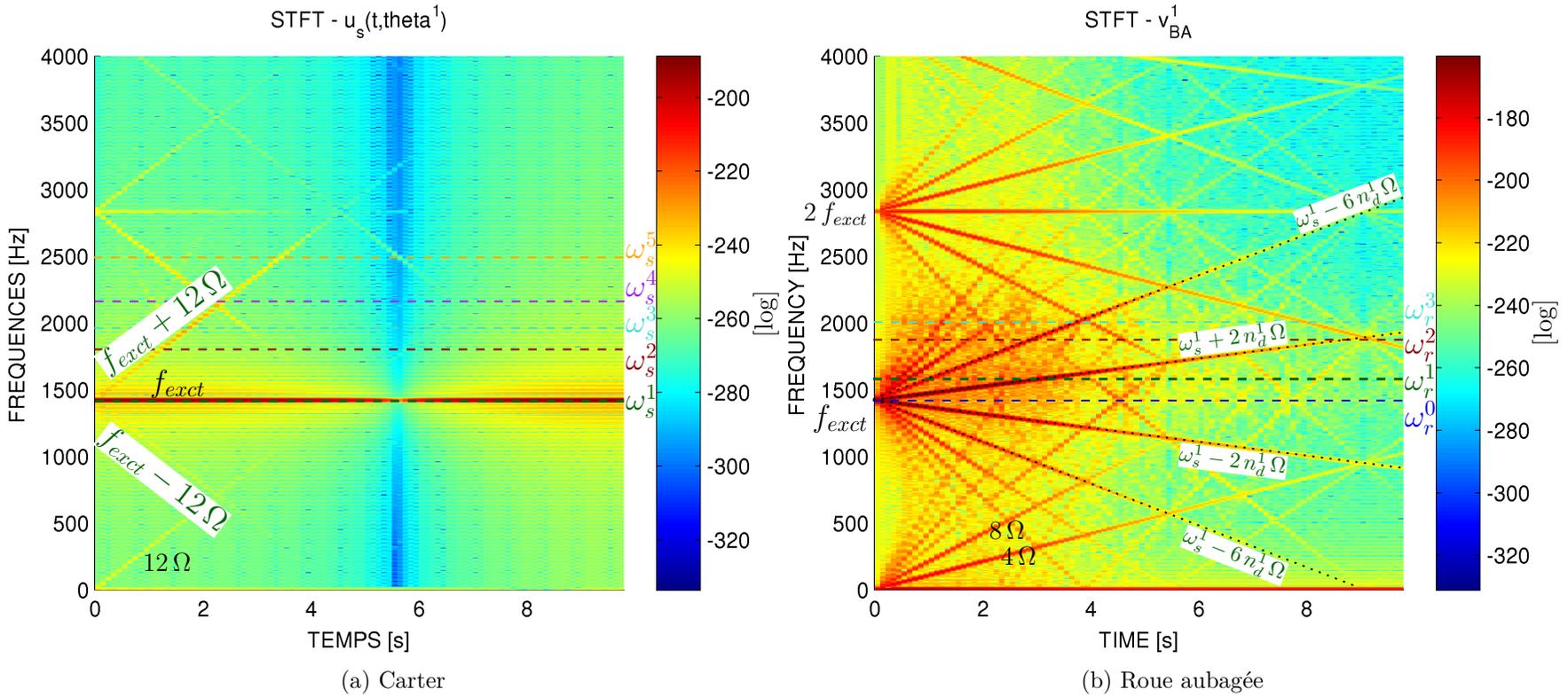


FIGURE 6.27 – STFT du déplacement du carter et de la roue aubagée pour une consigne de vitesse avec une rampe lente

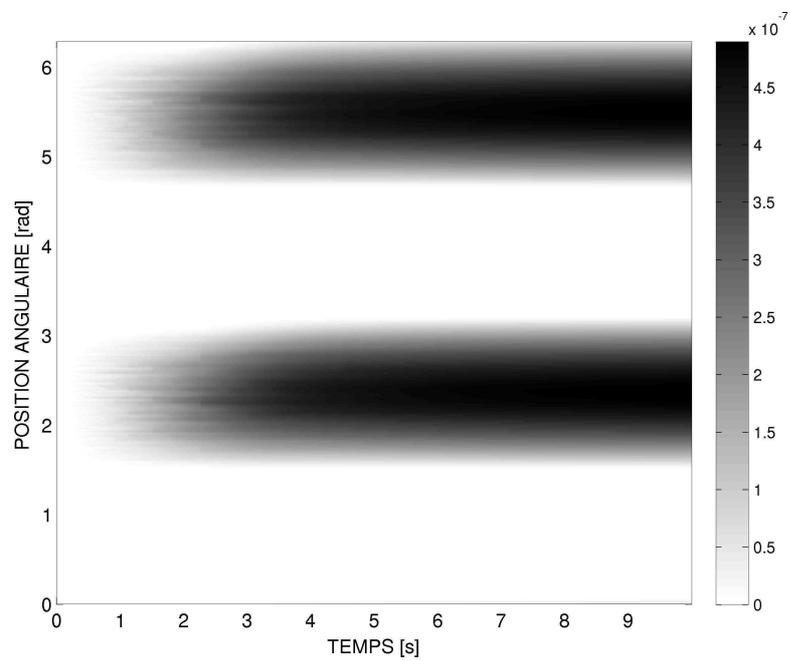


FIGURE 6.28 – Analyse du profil d’usure du carter pour une consigne de vitesse avec une rampe lente

Conclusions et perspectives

Conclusions

Le travail présenté dans cette thèse montre les différents phénomènes physiques qui interviennent lors du contact aube-carter entre un compresseur centrifuge expérimental et son couvercle revêtu d'abrasable. L'influence de chaque physique sur le comportement dynamique et thermomécanique du système a été abordée. Nous nous sommes placés dans un cas d'interaction où il y a une coïncidence fréquentielle et spatiale entre le mode rétrograde du couvercle et le mode contra-rotatif du rouet à quatre diamètres. À notre connaissance ce type d'interaction modale (voir cas A de la figure 1.2a) n'a pas été étudié dans la littérature, que ce soit numériquement ou expérimentalement. Les contributions de ce travail se situent principalement sur le plan expérimental, sur le plan de l'analyse spectrale multi-dimensionnelle des mesures et sur le plan phénoménologique.

L'état de l'art sur la problématique du contact aube-carter dans les turbomachines met en évidence la participation de quatre physiques principales : le comportement modal des structures, le frottement, la thermique et l'usure. Nous avons donc développé un dispositif d'essai hautement instrumenté et unique en son genre, qui nous a permis de déterminer un scénario plausible pour expliquer les différents phénomènes présents lors du contact. Le développement du banc d'essai a constitué une part importante du travail effectué. En effet, la réalisation des essais de contact impose plusieurs contraintes à respecter pour obtenir des résultats fiables. Dans ce cadre, nous avons effectué des études préliminaires qui nous ont permis d'apporter des éléments de réponse sur l'influence de la pression sur le comportement vibratoire des compresseurs centrifuges. Nous avons montré que l'amortissement matériau doit être déterminé sous vide sur ce type de structures afin d'enlever l'amortissement de l'air, car les taux d'amortissement à la pression ambiante sont, dans certains cas, plus de 30 fois supérieurs que ceux identifiés à 10 mbar.

L'étude expérimentale présentée dans le chapitre 4 constitue la contribution scientifique la plus importante. Les essais présentés ici sont les seuls à mettre en contact deux pièces expérimentales non simplifiées de type rouet et couvercle à échelle un. Des événements dynamiques transitoires déclenchés aux mêmes instants sur les deux structures ont été observés. Ces événements, associés aux prises de contact entre le rouet et le couvercle, possèdent des amplitudes significatives et sont espacés par des intervalles de temps caractéristiques de la thermique du couvercle. Deux configurations sont présentées : dans la première configuration, la coïncidence modale semble être à l'origine de l'amplification de la réponse vibratoire du système ; alors que dans la deuxième configuration, ce sont les harmoniques de la vitesse de rotation qui déclenchent les événements transitoires à fort niveau lorsqu'ils croisent les modes

des deux structures.

Nous avons établi un couplage entre la dynamique, la thermique et l'usure. En effet, l'augmentation de température a tendance à rapprocher les deux structures et ainsi initialiser le contact. L'usure est quant à elle responsable de la perte de contact, lorsque l'abradable est consommé dans les zones de contact. Le contenu fréquentiel des réponses dynamiques des deux structures est très riche en situation de contact et se caractérise par la présence d'harmoniques de la vitesse de rotation et de *sidebands*. Nous mettons en évidence des amplifications dynamiques lorsque les harmoniques de la vitesse de rotation ou les *sidebands* coïncident avec les modes du rouet ou du couvercle. Il faut noter que les *sidebands* ne sont pas prises en compte usuellement dans le calcul des plages de fonctionnement des turbomachines, c'est pour cette raison que nous avons développé des modèles analytiques et numériques pour expliquer leurs influences.

Les pratiques actuelles dans les turbomachines préconisent le fonctionnement des moteurs dans des zones de stabilité, en gardant de marges de sécurité parfois surestimées. Afin de réduire ses marges, les constructeurs de machines tournantes développent des outils numériques intégrant les physiques nécessaires pour prédire et maîtriser les niveaux vibratoires de ces composants en présence d'un contact aube-carter. Ainsi, dans le chapitre 5 nous proposons une démarche innovante pour la modélisation du problème thermomécanique avec contact unilatéral, frottement et usure, qui semblent être les physiques les plus pertinentes au regard de l'analyse des résultats d'essais. La stratégie proposée traite l'usure avec une méthode de pénalité basé sur la loi d'Archard, sans remaillage de la structure. Comme il a été montré dans [118], cette stratégie fait gagner un temps de calcul considérable. Finalement, la formulation proposée permet la prise en compte d'une source de chaleur au niveau de l'interface de contact et le partage des flux entre les deux structures.

L'algorithme développé est utilisé dans le chapitre 6, où nous avons construit un modèle phénoménologique de roue aubagée en contact avec un carter. L'objectif principal de l'étude proposée est de valider les interprétations expérimentales et de déterminer l'influence du frottement et de l'usure sur le comportement dynamique en situation de contact aube-carter. Les simulations montrent une amplification des amplitudes de vibration sur les deux structures lorsqu'une *sideband* de la réponse du carter à un diamètre vue dans le repère tournant coïncide avec un mode à un diamètre de la roue aubagée. Une vibration auto-entretenu est alors provoquée. La prise en compte de l'usure dans le modèle permet de sortir de cette situation de coïncidence lorsque l'abradable est consommé.

Ce modèle simplifié permet de valider les hypothèses expérimentales et de confirmer que les *sidebands* peuvent être à l'origine des comportements indésirables dans les turbomachines.

Perspectives

Les essais réalisés dans le cadre de cette thèse se sont limités à des comportements rencontrés à basse vitesse autour d'une vitesse critique d'interaction entre un mode rétrograde du couvercle et un mode contra-rotatif du rouet à quatre diamètres nodaux. Le fait d'être à basse vitesse implique une forte densité spectrale due à la présence d'ordres élevés d'harmoniques de la vitesse de rotation et des *sidebands*, qui excitent le rouet et le couvercle lorsqu'ils croisent ses modes. Comme nous l'avons dit précédemment, le résultat de ces coïncidences est l'augmentation de la réponse vibratoire du système. Or, du fait de l'usure de l'abradable et

des efforts mis en jeu, le phénomène vibratoire n'est pas entretenu et l'interaction modale est difficile à mettre en place.

Afin d'éviter cette difficulté une perspective serait de tester une deuxième zone de coïncidence modale avec des vitesses plus élevées en utilisant le mode cible à trois diamètres. L'augmentation de la vitesse de rotation permet de limiter le nombre d'harmoniques de la vitesse de rotation et de *sidebands* dans la zone fréquentielle où le phénomène d'interaction modale a lieu. Néanmoins, ces nouveaux essais nécessitent des modifications du banc pour attendre ces vitesses sans modifier le comportement thermique du rouet. En effet, nous avons constaté qu'à des vitesses de rotation plus élevées les paliers chauffent et la chaleur se transmet par conduction au rouet, provoquant une augmentation de température de la pièce et donc une diminution de ses fréquences propres. Lors d'une nouvelle campagne d'essais des thermocouples pourront être installés sur les pales pour améliorer la compréhension de l'influence de la thermique. Des capteurs de force entre le couvercle et le bâti peuvent être également prévus pour mesurer directement les efforts de contact. Le profil d'usure pourrait également être relevé en temps réel à l'aide d'un système embarqué. Finalement, nous pouvons envisager l'utilisation des excitateurs piézoélectriques répartis sur le couvercle pour créer des ondes tournantes et ainsi améliorer l'appropriation du phénomène d'interaction modale.

Le modèle phénoménologique pour l'étude du contact aube-carter nous a permis de déterminer l'influence du frottement et de l'usure sur le comportement dynamique du système. La suite logique de l'étude est de déterminer l'influence de ces physiques lorsqu'on considère le comportement thermodynamique du système, et notamment le partage des flux de chaleur entre les deux structures en contact. L'algorithme présenté dans le chapitre 5 inclut le couplage de la thermique et le traitement du partage des flux de chaleur entre les deux solides au niveau de l'interface de contact. Cette étude n'a pas été réalisée faute de temps, mais peut être envisagée dans des travaux futurs.

Une dernière perspective envisagée est l'utilisation d'un modèle 3D plus réaliste qui inclut les physiques citées précédemment. Ce modèle devrait utiliser la vraie géométrie du compresseur centrifuge et du couvercle d'essais.

Bibliographie

- [1] <http://www.turbomeca.com/francais/nos-produits/turbines-helicopteres/?lang=fr>. 1, 207
- [2] P. Schmiechen. *Travelling Wave Speed Coincidence*. Thèse de doctorat, Imperial college of London, London, England, 1997. 2, 6, 7, 9, 18, 19, 41, 43, 68, 82, 207
- [3] S.K. Sinha. Dynamic characteristics of a flexible bladed-rotor with coulomb damping due to tip-rub. *Journal of Sound and Vibration*, 273(4-5) :875–919, 2004. 2, 6
- [4] M. Legrand. *Modèles de prédiction de l'interaction rotor/stator dans un moteur d'avion*. Thèse doctorat, Ecole Centrale de Nantes, Nantes, France, 2005. 2, 6, 86, 154, 156, 157, 158
- [5] N. Lesaffre. *Stabilité et analyse non-linéaire du contact rotor-stator*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, France, 2007. 2, 6, 10, 154, 158, 162
- [6] R.J. Williams. Simulation of blade casing interaction phenomena in gas turbines resulting from heavy tip rubs using an implicit time marching method. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Vancouver, British Columbia, Canada*, volume 6, pages 1007–1016, 2011. 2, 6, 10, 11, 14, 142
- [7] A. Batailly. *Simulation de l'Interaction Rotor/Stator Pour des Turbomachines Aéronautiques en Configuration Non-accidentelle*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, Nantes, France, 2008. 2, 10, 14
- [8] M. B. Meingast, M. Legrand, and C. Pierre. A linear complementarity problem formulation for periodic solutions to unilateral contact problems. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 66(0) :18 – 27, 2014. 4th Canadian Conference on Non-linear Solid Mechanics. 2
- [9] N. Salvat, A. Batailly, and M. Legrand. Modeling of abradable coating removal in aircraft engines through delay differential equations. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 135(10) :102102, 2013. 2, 11, 142, 207
- [10] S. Baiz. *Etude expérimentale du contact aube/abradable : contribution à la caractérisation mécanique des matériaux abradables et de leur interaction dynamique sur banc rotatif avec une aube*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lille, Lille, France, 2011. 2, 15, 16, 52, 207
- [11] I. Krajcin and D. Söffker. Model-based estimation of contact forces in flexible structures. *Mathematical and Computer Modelling of Dynamical Systems*, 10(3-4) :303–316, 2004. 2, 17, 18, 52, 207

- [12] C. Padova, M. G. Dunn, J. Barton, K. Turner, A. Turner, and D. DiTommaso. Casing treatment and blade-tip configuration effects on controlled gas turbine blade Tip/Shroud rubs at engine conditions. *Journal of Turbomachinery*, 133(1) :011016, 2011. 2, 17, 18, 52, 207
- [13] A. Millecamps. *Interaction aube-carter : contribution de l'usure de l'abradable et de la thermomécanique sur la dynamique d'aube*. Thèse de doctorat, Université de Lille 1, Lille, France, 2010. 2, 11, 12, 20, 94, 126, 188
- [14] National Transportation Safety Board. Aircraft Accident Report - National Airlines, Inc., DC-10-10, N60NA, Near Albuquerque, New Mexico, November 3, 1973. Technical Report NTSB-AAR-75-2, 1975. 6, 9
- [15] N. Lesaffre, J.-J. Sinou, and F. Thouverez. Model and stability analysis of a flexible bladed rotor. *International Journal of Rotating Machinery*, 2006 :1–17, 2006. 6
- [16] M. B. Meingast, A. Batailly, M. Legrand, and J.-P. Ousty. Investigation of Rotor-Casing Interactions in the Centrifugal Compressor of a Helicopter Engine. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, San Antonio, Texas, USA*, page V07BT31A009. American Society of Mechanical Engineers, 2013. 6
- [17] A. Batailly, M. B. Meingast, M. Legrand, and J.-P. Ousty. Rotor-stator interaction scenarios for the centrifugal compressor of a helicopter engine. In *ASME 2013 International Design Engineering Technical Conferences and Computers and Information in Engineering Conference, Portland, États-Unis*, page V008T13A040, 2013. 6
- [18] M. Legrand, C. Pierre, P. Cartraud, and J.-P. Lombard. Two-dimensional modeling of an aircraft engine structural bladed disk-casing modal interaction. *Journal of Sound and Vibration*, 319(1-2) :366–391, 2009. 6, 7, 9, 10, 14, 86, 207
- [19] A. Millecamps, J.-F. Brunel, P. Dufrenoy, F. Garcin, and M. Nucci. Etude thermomécanique du contact aube-carter d'un turboréacteur et conséquences sur son excitation dynamique. *AFM*, 2011. 10, 20
- [20] M. Legrand, A. Batailly, and C. Pierre. Numerical investigation of abradable coating removal in aircraft engines through plastic constitutive law. *Journal of Computational and Nonlinear Dynamics*, 7(1) :011010–011010, 2011. 10, 11
- [21] A. Batailly, M. Legrand, A. Millecamps, and F. Garcin. Numerical-experimental comparison in the simulation of Rotor/Stator interaction through blade-Tip/Abadable coating contact. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134(8) :082504–082504, 2012. 10, 14, 126, 142, 188
- [22] M. Legrand, A. Batailly, B. Magnain, P. Cartraud, and C. Pierre. Full three-dimensional investigation of structural contact interactions in turbomachines. *Journal of Sound and Vibration*, 331(11) :2578–2601, 2012. 10
- [23] A. Batailly, M. Legrand, P. Cartraud, and C. Pierre. Assessment of reduced models for the detection of modal interaction through rotor stator contacts. *Journal of Sound and Vibration*, 329(26) :5546–5562, 2010. 10
- [24] N.X. Zheng, M.A. Däubler, K.K. Schweitzer, W. Hensle, and H. Schlegel. Development of air seal systems for modern jet engines. *MTU Aero Engines GmbH. Dachauer Str, 665* :80995, 2003. 11

- [25] A. Batailly, M. Legrand, and C. Pierre. Influence of abradable coating wear mechanical properties on rotor stator interaction. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, volume 6, pages 941–950, 2011. [11](#), [172](#)
- [26] A. Millecamps, J.-F. Brunel, P. Dufrenoy, F. Garcin, and M. Nucci. Influence of Thermal Effects During Blade-Casing Contact Experiments. In *ASME 2009 International Design Engineering Technical Conferences and Computers and Information in Engineering Conference*, volume 2009, pages 855–862, 2009. [11](#), [12](#), [18](#), [20](#), [22](#), [123](#), [126](#), [142](#), [207](#)
- [27] T. Erneux. *Applied Delay Differential Equations*. Springer, 2009. [11](#)
- [28] M.O. Borel, A.R. Nicoll, H.W. Schläpfer, and R.K. Schmid. The wear mechanisms occurring in abradable seals of gas turbines. *Surface and Coatings Technology*, 39-40, Part 1 :117–126, 1989. [11](#)
- [29] O.E. Kosing, R. Scharl, et al. Design improvements of the EJ 200 HP compressor. from design verification engine to a future all blisk version. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, New Orleans, Louisiana, USA*, volume 7, page V001T01A001, 2001. [12](#)
- [30] D. Japikse. Decisive factors in advanced centrifugal compressor design and development. In *International Mechanical Engineering Congress & Exposition (IMEchE)*, volume 5, pages 23–36, 2000. [12](#)
- [31] N. Bachschmid, P. Pennacchi, and A. Vania. Thermally induced vibrations due to rub in real rotors. *Journal of Sound and Vibration*, 299(4-5) :683–719, 2007. [12](#)
- [32] J. T. Sawicki, A. Montilla-Bravo, and Z. Gosiewski. Thermomechanical behavior of rotor with rubbing. *International Journal of Rotating Machinery*, 9(1) :41–47, 2003. [12](#)
- [33] H.A. Abdel-Aal. Efficiency of thermal energy dissipation in dry rubbing. *Wear*, 255(1-6) :348–364, 2003. [12](#)
- [34] J. Denape and N. Laraqi. Aspect thermique du frottement : mise en évidence expérimentale et éléments de modélisation. *Mécanique & industries*, 1(6) :563–579, 2000. [12](#)
- [35] H. Wang. Criteria for analysis of abradable coatings. *Surface and Coatings Technology*, 79(1–3) :71–75, 1996. [13](#)
- [36] I. Temizer and P. Wriggers. Thermal contact conductance characterization via computational contact homogenization : A finite deformation theory framework. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 83(1) :27–58, 2010. [13](#)
- [37] F. Cong, J. Chen, G. Dong, and K. Huang. Experimental validation of impact energy model for the rubimpact assessment in a rotor system. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 25(7) :2549–2558, 2011. [13](#)
- [38] S. Roques. *Modélisation du Comportement Dynamique Couplé Rotor-Stator d'une Turbine en Situation Accidentelle*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Nantes, Nantes, France, 2007. [13](#)
- [39] E. P. Petrov and D. J. Ewins. Models of friction damping with variable normal load for time-domain. *Proceedings of ISMA, Leuven, Belgium*, 1 :44–45, 2002. [14](#)
- [40] S. Roques, M. Legrand, C. Stoisser, and C. Pierre. Modeling of a rotor speed transient response with radial rubbing. *Journal of Sound and Vibration*, 329 :527–546, 2010. [14](#)

- [41] L. Baillet and T. Sassi. Finite element method with lagrange multipliers for contact problems with friction. *Comptes Rendus Mathématique*, 334(10) :917–922, 2002. 14
- [42] L. Baillet, S. D’Errico, B. Laulagnet, V. Linck, and Y. Berthier. Finite element simulation of dynamic instabilities in frictional sliding contact. In *Contact Mechanics - Friction : Modeling and Experiment*, pages 25–30, 2003. 14
- [43] L. Baillet and T. Sassi. Simulations numériques de différentes méthodes d’éléments finis pour les problèmes de contact avec frottement. *Comptes Rendus Mécanique*, 331(11) :789–796, 2003. 14
- [44] P. Wriggers and T. A. Laursen. *Computational contact mechanics*, volume 30167. Springer, 2006. 14
- [45] A. Meziane, L. Baillet, and B. Laulagnet. Experimental and numerical investigation of friction-induced vibration of a beam-on-beam in contact with friction. *Applied Acoustics*, 71(9) :843–853, 2010. 14
- [46] G. F. Zhang, W. N. Xu, B. Xu, and W. Zhang. Analytical study of nonlinear synchronous full annular rub motion of flexible rotor–stator system and its dynamic stability. *Nonlinear Dynamics*, 57(4) :579–592, 2009. 14
- [47] J. C. Wilkes, D. W. Childs, B. J. Dyck, and S. G. Phillips. The numerical and experimental characteristics of multimode dry-friction whip and whirl. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 132(5) :052503, 2010. 14, 15, 110
- [48] S. Popprath and H. Ecker. Nonlinear dynamics of a rotor contacting an elastically suspended stator. *Journal of Sound and Vibration*, 308(3-5) :767–784, 2007. 14, 15
- [49] R. M. Brach. *Mechanical impact dynamics : rigid body collisions*. J. Wiley, New York, Etats-Unis, 1991. 14
- [50] M. O. T. Cole and P. S. Keogh. Asynchronous periodic contact modes for rotor vibration within an annular clearance. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C : Journal of Mechanical Engineering Science*, 217(10) :1101–1115, 2003. 14
- [51] G. Groll and D. J. Ewins. The harmonic balance method with arc-length continuation in rotor-stator contact problems. *Journal of Sound and Vibration*, 241(2) :223–233, 2001. 14
- [52] F. Chu and Z. Zhang. Bifurcation and chaos in a rub-impact Jeffcott rotor system. *Journal of Sound and Vibration*, 210(1) :1–18, 1998. 15
- [53] Y.-B. Kim and S.T. Noah. Quasi-periodic response and stability analysis for a non-linear jeffcott rotor. *Journal of Sound and Vibration*, 190(2) :239–253, 1996. 15
- [54] S. Edwards, A.W. Lees, and M.I. Friswell. The influence of torsion on rotor/stator contact in rotating machinery. *Journal of Sound and Vibration*, 225(4) :767–778, 1999. 15
- [55] Z.C. Feng and X.-Z. Zhang. Rubbing phenomena in rotor-stator contact. *Chaos, Solitons and Fractals*, 14(2) :257–267, 2002. 15
- [56] Y.S. Choi. Investigation on the whirling motion of full annular rotor rub. *Journal of Sound and Vibration*, 258(1) :191–198, 2002. 15
- [57] F. Chu and W. Lu. Stiffening effect of the rotor during the rotor-to-stator rub in a rotating machine. *Journal of Sound and Vibration*, 308(3-5) :758–766, 2007. 15

- [58] O. Grapis, V. Tamužs, N.-G. Ohlson, and J. Andersons. Overcritical high-speed rotor systems, full annular rub and accident. *Journal of Sound and Vibration*, 290(3-5) :910–927, 2006. [15](#)
- [59] B.O. Al-Bedoor. Transient torsional and lateral vibrations of unbalanced rotors with rotor-to-stator rubbing. *Journal of Sound and Vibration*, 229(3) :627–645, 2000. [15](#)
- [60] F.K. Choy and J. Padovan. Non-linear transient analysis of rotor-casing rub events. *Journal of Sound and Vibration*, 113(3) :529–545, 1987. [15](#)
- [61] T.H. Patel and A.K. Darpe. Coupled bending-torsional vibration analysis of rotor with rub and crack. *Journal of Sound and Vibration*, 326(3-5) :740–752, 2009. [15](#)
- [62] W. Qin, G. Chen, and G. Meng. Nonlinear responses of a rub-impact overhung rotor. *Chaos, Solitons and Fractals*, 19(5) :1161–1172, 2004. [15](#)
- [63] P. Pennacchi, N. Bachschmid, and E. Tanzi. Light and short arc rubs in rotating machines : Experimental tests and modelling. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 23(7) :2205–2227, 2009. [15](#)
- [64] S.L. Chen and M. Géradin. Finite element simulation of non-linear transient response due to rotor-stator contact. *Engineering Computations*, 14(6-7) :591–603, 1997. [15](#)
- [65] M. O. T. Cole. On stability of rotordynamic systems with rotor–stator contact interaction. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Science*, 464(2100) :3353–3375, 2008. [15](#)
- [66] M. Bounazef, S. Guessasma, et al. Blade protection and efficiency preservation of a turbine by a sacrificial material coating. *Advanced Powder Technology*, 18(2) :123–133, 2007. [15](#)
- [67] M. Cuny, S. Philippon, P. Chevrier, and F. Garcin. Étude expérimentale des interactions dynamiques aube/carter. *20ème Congrès Français de Mécanique, 28 août/2 sept. 2011-25044 Besançon, France (FR)*, 2011. [15](#)
- [68] G. Sutter, S. Philippon, and F. Garcin. Dynamic analysis of the interaction between an abradable material and a titanium alloy. *Wear*, 261(5–6) :686–692, 2006. [15](#)
- [69] R. Mandard, J.-F. Witz, Y. Desplanques, J. Fabis, and J. Meriaux. Wavelet analysis of experimental blade vibrations during interaction with an abradable coating. *Journal of Tribology*, 136(3) :031102, 2014. [16](#)
- [70] C. Padova, J. Barton, M. G. Dunn, S. Manwaring, G. Young, M. Adams, and M. Adams. Development of an experimental capability to produce controlled blade tip/shroud rubs at engine speed. *Journal of Turbomachinery*, 127(4) :726–735, 2005. [17](#), [52](#)
- [71] C. Padova, J. Barton, M. G. Dunn, and S. Manwaring. Experimental results from controlled blade Tip/Shroud rubs at engine speed. *Journal of Turbomachinery*, 129(4) :713–723, 2007. [17](#), [18](#), [52](#), [207](#)
- [72] C. Padova, M. Dunn, J. Barton, K. Turner, and T. Steen. Controlled Fan Blade Tip/Shroud Rubs at Engine Conditions. pages 951–961. Proceedings of the ASME Turbo Expo, Vancouver, British Columbia, Canada, 2011. [17](#), [52](#)
- [73] H. Reiss. Flow control core Overview European workshop on new aero engine concepts, July 2010. [18](#), [20](#), [21](#), [188](#), [207](#)

- [74] G. Asch. *Les capteurs en instrumentation industrielle - 6ème édition*. Dunod, Paris, 2006. 24, 96
- [75] P. Almeida, C. Gibert, X. Leblanc, J.-P. Ousty, and F. Thouverez. Experimental and Numerical Investigations on a Rotating Centrifugal Compressor. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Copenhagen, Denmark*, volume 7, pages 1133–1142, 2012. 26, 55, 57
- [76] W. F. Fagan, M. A. Beek, and H. Kreitlow. The holographic vibration analysis of rotating objects using a reflective image derotator. *Optics and Lasers in Engineering*, 2(1) :21–32, 1981. 26
- [77] U. Haupt and M. Rautenberg. Investigation of blade vibration of radial impellers by means of telemetry and holographic interferometry. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power - Transactions of the ASME*, V 104(N 4) :838–843, 1982. 26, 35
- [78] <http://www.polytec.de/us/products/vibration-sensors/scanning-vibrometers/psv-400-scanning-vibrometer>. 27, 207
- [79] D. Demailly. *Etude du comportement non-linéaire dans le domaine fréquentiel — Application à la dynamique rotor*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, France, 2003. 27
- [80] C. Gibert, L. Blanc, P. Almeida, X. Leblanc, J.-P. Ousty, F. Thouverez, and J.-P. Laîné. Modal Tests and Analysis of a Radial Impeller at Rest : Influence of Surrounding Air on Damping. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Copenhagen, Denmark*, volume 7, pages 1121–1131, 2012. 28, 56, 72, 82, 102
- [81] M. Géradin. *Théorie des vibrations*. Masson, Paris Milan Barcelone, 1993. 31
- [82] B. Beirow, A. Kühhorn, and J. Nipkau. On the influence of strain gauge instrumentation on blade vibrations of integral blisk compressor rotors applying a discrete model. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Orlando, Florida, USA*, volume 6, pages 245–253, 2009. 31
- [83] A. Kammerer. *Experimental Research into Resonant Vibration of Centrifugal Compressor Blades*. Thèse de doctorat, Swiss Federal Institute of Technology (ETH Zürich), Zürich, Swiss, 2009. 31, 34, 35, 36
- [84] J. Szwedowicz, S. M. Senn, and R. S. Abhari. Optimum strain gage application to bladed assemblies. *Journal of Turbomachinery*, 124(4) :606, 2002. 31, 35
- [85] D. Charleux, C. Gibert, F. Thouverez, and J. Dupeux. Numerical and experimental study of friction damping blade attachments of rotating bladed disks. *International Journal of Rotating Machinery*, 2006 :1–13, 2006. 33
- [86] C. Gibert, V. Kharyton, F. Thouverez, and P. Jean. On Forced Response of a Rotating Integrally Bladed Disk : Predictions and Experiments. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Glasgow, UK*, volume 6, pages 1103–1116, 2010. 33, 68, 103
- [87] D. Laxalde, C. Gibert, and F. Thouverez. Experimental and Numerical Investigations of Friction Rings Damping of Blisks. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, pages 469–479, 2008. 33, 34
- [88] J. Szwedowicz, C. Gibert, T. P. Sommer, and R. Kellerer. Numerical and experimental damping assessment of a thin-walled friction damper in the rotating setup with high pressure turbine blades. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 130(1) :012502, 2008. 33, 70

- [89] G. Jacquet-Richardet, M. Torkhani, P. Cartraud, F. Thouverez, T. Nouri Baranger, M. Herran, C. Gibert, S. Baguet, P. Almeida, and L. Peletan. Rotor to stator contacts in turbomachines. review and application. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 40(2) :401 – 420, 2013. 52, 104, 140, 141, 156, 166
- [90] P.-E. Dupuis. Essais de vibrations mesures et exploitation des résultats. *Techniques de l'ingénieur. Bruit et vibrations*, (BM5160), 2000. 54
- [91] J. J. Kielb and R. S. Abhari. Experimental study of aerodynamic and structural damping in a full-scale rotating turbine. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power - Transactions of the ASME*, 125(1) :102–112, 2003. 70
- [92] T. R. Jeffers, J. J. Kielb, and R. S. Abhari. A novel technique for the measurement of blade damping using piezoelectric actuators. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Munich, Germany*, page V004T03A005, 2000. 70
- [93] A. Kammerer and R. S. Abhari. Experimental Study on Impeller Blade Vibration During Resonance—Part I : Blade Vibration Due to Inlet Flow Distortion. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 131(2) :022508–022508, 2008. 70
- [94] A. Kammerer and R. S. Abhari. Experimental Study on Impeller Blade Vibration During Resonance—Part II : Blade Damping. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 131(2) :022509–022509, 2008. 70
- [95] A. Zemp, B. Ribi, and R. S. Abhari. Experimental investigation of forced response impeller blade vibration in a centrifugal compressor with variable inlet guide vanes - Part 1 : Blade Damping. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Vancouver, British Columbia, Canada*, 2011. 70
- [96] <http://www.polytecpi.com>. 70, 78
- [97] X. Leblanc, C. Gibert, and P. Almeida. Livrable GW3T2 : Dimensionnement, conception du banc et réception du banc, 2012. 82
- [98] F. Al-Badour, M. Sunar, and L. Cheded. Vibration analysis of rotating machinery using time–frequency analysis and wavelet techniques. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 25(6) :2083–2101, 2011. 102, 166
- [99] P. Flandrin. *Temps-fréquence - 2ème édition*. Hermès, Paris, 1998. 102
- [100] P. Flandrin, F. Auger, E. Chassande-Mottin, et al. Time-frequency reassignment : from principles to algorithms. *Applications in Time-Frequency Signal Processing*, 5 :179–203, 2003. 102
- [101] P. Almeida, C. Gibert, F. Thouverez, X. Leblanc, and J.-P. Ousty. Experimental analysis of dynamic interaction between a centrifugal compressor and its casing. *Journal of Turbomachinery*, 137(3) :031008–031008, 2014. 115
- [102] P. J. Rzeszucinski, J. K. Sinha, R. Edwards, A. Starr, and B. Allen. Normalised root mean square and amplitude of sidebands of vibration response as tools for gearbox diagnosis. *Strain*, 48(6) :445–452, 2012. 121
- [103] Y. Shmaliy. *Continuous-Time Signals*. Springer, 2006. 129
- [104] M. Torkhani and P. Cartraud. Livrable GW1T1 : Observation et analyse expérimentales et simulations numériques, 2011. 141

- [105] P. Almeida, F. Thouverez, and C. Gibert. Livrable GW1T2 : Etude bibliographique contact Rotor-Stator, 2012. [141](#)
- [106] M. Torkhani, L. May, and P. Voinis. Light, medium and heavy partial rubs during speed transients of rotating machines : Numerical simulation and experimental observation. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 29 :45–66, 2012. [141](#)
- [107] N. Strömberg. Finite element treatment of two-dimensional thermoelastic wear problems. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 177(3-4) :441–455, 1999. [142](#), [146](#), [149](#), [153](#), [156](#)
- [108] L. Salles, L. Blanc, F. Thouverez, A.M. Gousskov, and P. Jean. Dynamic analysis of a bladed disk with friction and fretting-wear in blade attachments. In *Proceedings of the ASME Turbo Expo, Orlando, Florida, USA*, pages 465–476, 2009. [142](#), [154](#)
- [109] L. Salles, L. Blanc, F. Thouverez, and A.M. Gousskov. Dynamic analysis of fretting-wear in friction contact interfaces. *International Journal of Solids and Structures*, 48(10) :1513–1524, 2011. [142](#), [146](#)
- [110] L. Salles, L. Blanc, F. Thouverez, A.M. Gousskov, and P. Jean. Dual time stepping algorithms with the high order harmonic balance method for contact interfaces with fretting-wear. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 134(3) :032503. [142](#)
- [111] J. F. Archard. Contact and rubbing of flat surfaces. *Journal of Applied Physics*, 24(8) :981–988, 1953. [142](#), [148](#)
- [112] V. Linck. *Modélisation numérique temporelle d'un contact frottant : mise en évidence d'instabilités locales de contact : conséquences tribologiques*. Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées (Lyon), Lyon, France, 2005. [142](#), [149](#), [156](#)
- [113] M. Bonnet and A. Frangi. *Analyse des solides déformables par la méthode des éléments finis*. Editions Ecole Polytechnique, 2006. [142](#), [145](#), [151](#), [155](#)
- [114] J. Salençon. *Mécanique des milieux continus : Concepts généraux*. Editions Ecole Polytechnique, 2007. [142](#), [144](#)
- [115] M. Sidoroff. *Mécanique des solides : Mécanique de milieux continus*. Cours de l'École Centrale de Lyon. 1987. [142](#), [153](#)
- [116] J. Lemaître, J.-L. Chaboche, A. Benallal, and R. Desmorat. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, 2009. [142](#), [145](#)
- [117] J. Salençon. *Mécanique des milieux continus : Thermoélasticité*. Editions Ecole Polytechnique, 2007. [142](#), [150](#)
- [118] L. Salles. *Etude de l'usure par fretting sous chargements dynamiques dans les interfaces frottantes : application aux pieds d'aubes de turbomachines*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Lyon, France, 2010. [142](#), [146](#), [154](#), [194](#)
- [119] N. Strömberg, L. Johansson, and A. Klarbring. Derivation and analysis of a generalized standard model for contact, friction and wear. *International Journal of Solids and Structures*, 33(13) :1817–1836, 1996. [142](#), [146](#), [147](#)
- [120] R. J. Gu and M. Shillor. Thermal and wear analysis of an elastic beam in sliding contact. *International journal of solids and structures*, 38(14) :2323–2333, 2001. [143](#), [156](#)

-
- [121] P. Lestriez. *Modélisation numérique du couplage thermo-mécanique-endommagement en transformations finies : application à la mise en forme*. Thèse de doctorat, Université de Technologie (Troyes), Troyes, France, 2003. [143](#), [149](#), [156](#)
- [122] N. Strömberg. An augmented lagrangian method for fretting problems. *European journal of mechanics. A. Solids*, 16(4) :573–593, 1997. [148](#)
- [123] P. Ireman, An. Klarbring, and N. Strömberg. Finite element algorithms for thermoelastic wear problems. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 21(3) :423–440, 2002. [148](#), [149](#), [153](#)
- [124] G. Duvaut and J. L. Lions. *Les inéquations en mécanique et en physique*. Dunod, 1972. [150](#)
- [125] N. Ranc. Couplage thermomécanique. *Techniques de l'Ingénieur. Sciences fondamentales*, 2003. [156](#)
- [126] N. Lesaffre, J.-J. Sinou, and F. Thouverez. Contact analysis of a flexible bladed-rotor. *European Journal of Mechanics - A/Solids*, 26(3) :541–557, 2007. [162](#)
- [127] A. E. H. Love. *A treatise on the mathematical theory of elasticity*. Cambridge : University Press, 1906. [162](#)
- [128] M. Liu and D. G. Gorman. Formulation of rayleigh damping and its extensions. *Computers & Structures*, 57(2) :277–285, 1995. [163](#)
- [129] P. Almeida, C. Gibert, F. Thouverez, and J.-P. Ousty. On some physical phenomena involved in blade-casing contact. In *Proceedings 9th International Conference on Structural Dynamics, Porto, Portugal*, 2014. [173](#)

Table des figures

1	Vue en coupe d'un turbomoteur à turbine libre [1] - le rectangle rouge entoure la zone d'étude	1
1.1	Diagramme de Campbell	8
1.2	Diagrammes d'interaction dans le repère fixe	8
1.3	Mode d'ensemble à trois diamètres nodaux [18]. Le point noir sur le carter repère un nœud de vibration qui se déplace dans le sens de propagation de l'onde statorique ici directe. La pale repérée en noir tourne à la vitesse Ω . Le lieu de la pale la plus fléchie (ventre de vibration sur le rotor) tourne à la même vitesse que le point noir et dans le même sens. Si on repère la pale la plus fléchie par rapport à la pale noire, on constate bien une propagation contra-rotative dans le repère tournant.	9
1.4	Modèles de contact aube-carter	10
1.5	Diagramme de lobes d'instabilité montrant les points stables (●) et instables (●) [9]	11
1.6	Banc d'essai pour l'étude de l'interaction aube-abradable [10]	16
1.7	Banc d'essai OSU [12]	17
1.8	Instrumentation du Banc OSU [71]	18
1.9	Banc d'essai de l'Université d'Essen [11]	18
1.10	Dispositif d'essai utilisé par Schmiechen [2]	19
1.11	Projet NEWAC [73]	21
1.12	Schéma du dispositif d'essai utilisé par Millecamps [26]	22
2.1	Vue partielle du banc d'essai	25
2.2	Vibromètre PSV-400 associé au derotator [78]	27
2.3	Palpeur LVDT utilisé pour le relevé d'usure sur le couvercle	28
2.4	Modèle EF du rouet fixé sur zones d'appui des deux alésages	29
2.5	Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux du rouet	30
2.6	Champs de déplacement [mm] sous chargement centrifuge du rouet encastré sur deux alésages	32
2.7	Emplacement des forces tangentielles appliquées en BF du rouet (a) et carte de contraintes de von Mises (b)	33
2.8	Excitateurs piézoélectriques montés à l'arrière du rouet	34
2.9	Champs de déformation radiale (a), tangentielle (b) et somme (c) des champs de déformation radiale et tangentielle à l'arrière du rouet pour le mode à 3ND	35
2.10	Carte d'intensité de la première déformation principale (a) et de la direction et du signe de la première déformation principale (b)	36

2.11	Distribution de la première déformation principale et positions des lignes relevées (L_1, L_2, L_3, L_4)	37
2.12	Distribution de la première déformation principale suivant la ligne L_2	37
2.13	Cheminement des fils d'instrumentation sur le rouet	38
2.14	Instrumentation en jauges d'extensométrie sur le rouet	39
2.15	Modèles éléments finis du couvercle	40
2.16	Influence des paramètres géométriques sur l'organisation modale du couvercle	41
2.17	Intégration de l'enceinte à vide dans le modèle axisymétrique	42
2.18	Décalage en fréquence lié à l'ajout de l'enceinte à vide	42
2.19	Champs de déplacement (en norme) représentés sur les déformées modales du couvercle	43
2.20	Intégration de l'enceinte à vide dans le modèle 3D	44
2.21	Déplacement axial en BF	44
2.22	Diagramme de Campbell dans le repère fixe de la configuration retenue	45
2.23	Emplacement des zones d'application des efforts sur le couvercle	46
2.24	Champs de déplacement et de déformation normalisés par rapport à la matrice masse et représentés sur la déformée du couvercle sous chargement orthoradial localisé	46
2.25	Répartition circonférentielle de la première déformation principale en fonction de la position axiale du point d'application de l'effort	47
2.26	Champ de déplacement (en norme) représenté sur la déformée sous un chargement axial réparti en BF	47
2.27	Champs de déplacement et de déformation normalisés par rapport à la matrice masse et représentés sur la déformée du couvercle sous chargement orthoradial localisé	48
2.28	Localisation des surfaces potentielles pour le placement des jauges de déformation	48
2.29	Cartes d'intensité normalisées par rapport à la matrice de masse du déplacement total et de la première déformation principale du mode à 2 diamètres	49
2.30	Cartes d'intensité normalisées par rapport à la matrice de masse du déplacement total et de la première déformation principale du mode à 3 diamètres	49
2.31	Cartes d'intensité normalisées par rapport à la matrice de masse du déplacement total et de la première déformation principale du mode à 4 diamètres	50
2.32	Déformations directionnelles sur la face arrière du raidisseur (mode 3ND)	51
2.33	Instrumentation en jauges d'extensométrie sur le couvercle (montage pour une caractérisation dynamique en condition libre-libre sous vide)	51
3.1	Points de mesure utilisés pour les caractérisations fréquentielles avec le SLDV. La cible placée dans l'axe du rouet est utilisée pour initialiser la procédure d'alignement nécessaire avant une mesure en rotation.	54
3.2	Somme des modules des FRF mm/s/V obtenues par vibrométrie sur les points en bord d'attaque des pales principales du rouet à l'arrêt monté sur l'arbre. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb}	56
3.3	Somme des modules des FRF mm/s/V obtenues avec les jauges d'extensométrie installées en bord d'attaque des pales principale du rouet à l'arrêt monté sur l'arbre. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb}	57

3.4	FRF mesurée avec une jauge placée en BA sur la pale n°6 du rouet à 2500 rpm. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb} avec une excitation sinusoïdale.	58
3.5	FRF mesurée avec le SLDV sur un point placé en bord d'attaque de la pale n°6 du rouet à 2500 rpm. Mesure réalisée à $P = 30$ mbar et T_{amb} avec une excitation large bande.	59
3.6	Montage expérimental pour déterminer l'influence de la température sur les fréquences propres du rouet	59
3.7	Effet de la température sur les fréquences du rouet. Mesures réalisées à P_{atm} avec le montage de la figure 3.6.	60
3.8	Variations relatives entre les fréquences du rouet identifiées expérimentalement à T_{amb} et $T_{amb} + 11$ °C. Mesures réalisées à P_{atm} avec le montage de la figure 3.6.	61
3.9	Effet de la température sur les fréquences de la première famille du rouet dans les conditions d'utilisation du banc (mesures réalisées à $P = 30$ mbar). La température du rouet est estimée par la mesure du thermocouple du palier 1. . . .	61
3.10	Variations relatives entre les fréquences du rouet identifiées expérimentalement à T_{amb} et $T_{amb} + 30$ °C. Mesures réalisées dans les conditions d'utilisation du banc à $P = 30$ mbar.	62
3.11	Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux	63
3.12	Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux à l'arrêt pour la première famille de flexion des pales du rouet - corrélation entre les mesures et les calculs	64
3.13	Déformation quasi-statique due au chargement centrifuge relevé au bord d'attaque (BA), à la méridienne et au bord de fuite (BF)	65
3.14	Exemple de lissage d'une FRF du rouet mesurée avec le SLDV à l'arrêt : FRF mesurée (—), FRF synthétisée (—), positionnement fréquentiel des pôles (courbes rouges fines en pointillés)	67
3.15	Évolution des fréquences du mode à 2ND du rouet en fonction de la vitesse de rotation avec les conditions limites 1BC	68
3.16	TFD des résidus modaux pour les modes à 2ND à différentes vitesses de rotation	69
3.17	Principe de montage du rouet en libre-libre	71
3.18	Schéma du montage de l'excitateur piézoélectrique sur le rouet	71
3.19	Location de l'excitateur piézoélectrique et points de mesure installés à l'arrière du rouet	72
3.20	Typique FRF du rouet : FRF mesurée (—), FRF synthétisée (- - -), la participation modale de chaque mode (courbes fines en pointillés)	73
3.21	Comparaison directe des FRF du rouet mesurées sur le point n°10 à 10, 100 et 1000 mbar	74
3.22	Montage utilisé pour la caractérisation fréquentielle du couvercle	75
3.23	Exemple des déformées modales à 3, 4 et 5 diamètres mesurées avec le SLDV. La mesure a été étendue spatialement en focalisant directement sur le matériau abrasable sans disposer les cibles réfléchissantes avec un retour satisfaisant. . .	76
3.24	Diagramme des fréquences en fonction des diamètres nodaux pour le couvercle	77
3.25	Champs des déplacements normalisés par rapport à la matrice de masse de la première famille du mode à 4 diamètres du couvercle	77

3.26	Champs des déplacements normalisés par rapport à la matrice de masse de la deuxième famille du mode à 4 diamètres du couvercle	77
3.27	Effet de la température sur les fréquences du couvercle identifiées avec les huit jauges installées sur le raidisseur	78
3.28	Variations relatives des fréquences du couvercle identifiées expérimentalement à T_{amb} et $T_{amb} + 20^{\circ}\text{C}$. Mesures réalisées à P_{atm}	79
3.29	Lissage d'une FRF du couvercle mesurée avec le SLDV : FRF mesurée (—), FRF synthétisée (- - -), positionnement fréquentiel des pôles (courbes fines en pointillés)	80
3.30	Analyse spectrale spatiale des résidus modaux identifiés de la première famille des modes de flexion. Mesures effectuées avec le SLDV à P_{atm}	81
3.31	Diagramme de Campbell dans le repère fixe (repère du stator)	83
4.1	Déformée modale du mode cible à 4 diamètres nodaux	87
4.2	Instrumentation installée sur le rouet et le couvercle	88
4.3	Réponse dynamique du rouet et du couvercle lors des essais de la configuration 1	90
4.4	Réponse dynamique des jauges du rouet installées au bord d'attaque. La réponse de la jauge installée sur la pale quatre (—) est saturée suite à la première bouffée.	91
4.5	Réponse dynamique des jauges du couvercle installées sur les raidisseurs au bord de fuite. La réponse de la jauge R_04 (—) est saturée suite à la première bouffée, alors que la jauge R_07 (—) est hors service.	92
4.6	Mise en évidence de la phase d'initialisation du contact sur le rouet et le couvercle à l'aide de l'excitateur piézoélectrique installé sur le couvercle. Ce dernier est alimenté à partir de $t = 142.25$ s. On constate un retard entre l'instant de mise en marche de l'excitateur et la réponse du rouet qui est dû au délai nécessaire pour que le régime permanent s'établisse avec l'amplitude suffisante pour entrer en contact.	93
4.7	Réponse dynamique du couvercle (obtenue avec le signal du SLDV pointé sur un point en BF) et historique de la consigne de l'excitateur piézoélectrique	94
4.8	Vitesse vs couple	94
4.9	Relevé des températures sur la peau extérieure du couvercle	95
4.10	Déformation apparente des jauges couvercle (données fournisseur)	97
4.11	Réponse quasi-statique du couvercle	98
4.12	Définition du problème thermomécanique	99
4.13	Champs thermiques sur le couvercle obtenus en appliquant les températures relevées par les thermocouples lors des essais	100
4.14	Déplacement axial du couvercle obtenu en appliquant les températures relevées par les thermocouples lors des essais	100
4.15	Puissance développée à l'arbre lors du contact	101
4.16	Puissance thermique imposée	102
4.17	Profil des températures sur le couvercle	103
4.18	Profil d'évolution de la température adimensionnée du TC3	103
4.19	Diagramme fréquences - diamètres nodaux du couvercle : Première bouffée	106
4.20	Diagramme fréquences - diamètres nodaux du rouet : Première bouffée	107

4.21	Diagramme fréquences - diamètres nodaux du couvercle : Deuxième et troisième bouffée	108
4.22	Diagramme fréquences - diamètres nodaux du rouet : Deuxième et troisième bouffée	109
4.23	Influence de l'intensité du contact sur le comportement dynamique du couvercle	110
4.24	STFT du couvercle (a) et du rouet (b) avec la superposition des : fréquences propres, des harmoniques de la vitesse de rotation et des <i>sidebands</i>	111
4.25	Examen visuelle des pièce après les essais de contact aube-carter avec la configuration 1	113
4.26	Réponse dynamique du rouet et du couvercle lors des essais de la configuration 2	116
4.27	Vitesse vs couple	116
4.28	Relevé des températures sur la peau extérieure du couvercle	117
4.29	Réponse quasi-statique du couvercle	119
4.30	Diagramme fréquences - diamètres nodaux : quatrième bouffée	119
4.31	Diagramme fréquences - diamètres nodaux : huitième bouffée	120
4.32	STFT avec la superposition des harmoniques de la vitesse de rotation	120
4.33	Coïncidences entre fréquences libres et harmoniques de la vitesse sur le spectrogramme du rouet	122
4.34	Contributions modales lors de la septième bouffée	123
4.35	STFT de la première famille des modes des deux structures avec la superposition des fréquence propres et des harmoniques de la vitesse de rotation	124
4.36	STFT focalisée sur la huitième bouffée	125
4.37	Analyse spectrale du profil d'usure de l'abradable après les essais de contact aube-carter	126
4.38	Examen visuel des pales du rotor après les essais de contact aube-carter	127
4.39	Modèle simplifié d'une pale en contact avec le couvercle	130
4.40	Loi de contact unilatérale	135
4.41	Comparaison entre les spectres à deux instants différents obtenus expérimentalement lors de la configuration 1 (a) et (b), et numériquement (c). À gauche : réponses à faible niveau, à droite : fort niveau.	137
4.42	Spectre de la sortie d'une fonction suivant la loi unilatérale de contact de Signorini avec une entrée harmonique de pulsation ω . Le spectre contient la fondamentale ainsi que les harmoniques pairs dont les amplitudes décroissent en $\frac{2}{\pi(n^2-1)}$	139
5.1	Phénomènes physiques rencontrés lors du contact aube-carter. Avec w la profondeur d'usure, q_c^1 et q_c^2 les flux thermiques induits dans les structures, F_N et F_T les composantes des forces de contact.	142
5.2	Deux corps déformables en contact, sous domaines, conditions aux limites mécaniques et thermiques	143
5.3	Algorithme de résolution du couplage thermomécanique faible mise en œuvre dans la suite du chapitre	156
6.1	Vue partielle du modèle de carter flexible et de roue aubagée. Seuls les degrés de liberté nécessaires à la compréhension du modèle ont été schématisés.	163

6.2	Déformées modales et fréquences propres du carter (sur les dix modes, les modes doubles ne sont pas représentés)	164
6.3	Déformées modales et fréquences propres de la première famille des modes de la roue aubagée à quatre pales	165
6.4	Diagramme de Campbell dans le repère fixe avec le modèle de roue aubagée à quatre pales. Le point vert repère une coïncidence modale entre les modes à un diamètre contra-rotatif sur la roue aubagée et rétrograde sur le carter.	167
6.5	STFT dans la bande fréquentielle de la première famille des modes des deux structures avec $\mu = 0.1$	168
6.6	Diagramme fréquences - diamètres nodaux de la première famille des modes des deux structures avec $\mu = 0.1$	169
6.7	Influence du frottement sur la réponse d'une pale du rotor	170
6.8	Influence du frottement sur la réponse du carter	171
6.9	Influence du frottement sur le spectrogramme du déplacement tangent de la pale	171
6.10	Évolution temporelle du profil d'usure	172
6.11	Influence de l'usure sur la réponse de la roue aubagée à quatre pales	173
6.12	Influence de l'usure sur le spectrogramme du déplacement de la pale pour le modèle à quatre pales	174
6.13	Déformées modales et fréquences propres de la première famille des modes de la roue aubagée à six pales	175
6.14	Diagramme de Campbell dans le repère fixe pour une configuration avec une roue aubagée à six pales. Le point vert repère une interaction modale entre les modes à un diamètre contra-rotatif sur la roue aubagée et rétrograde sur le carter.	176
6.15	Réponse dynamique du carter et de la roue aubagée avec le modèle à 6 pales. Traversée de la condition de coïncidence fréquentielle à l'aide d'une rampe de vitesse. Simulation réalisée avec $\mu = 0.1$ et $k_w = 0$. Le carter est excité sur le mode à 1ND ($\omega_s^1 = 1417$ Hz) avec une amplitude de $1.5 \mu\text{m}$ pour initialiser le contact.	177
6.16	STFT du déplacement du carter et de la roue aubagée avec le modèle à 6 pales, réponse au cours d'une rampe de vitesse au voisinage de la coïncidence modale à un diamètre.	179
6.17	Diagramme fréquences - diamètres nodaux à $t < 2.78$ s	180
6.18	Diagramme fréquences - diamètres nodaux à $t > 2.78$ s	181
6.19	STFT filtrée spatialement au diamètre un	182
6.20	STFT filtrée spatialement au diamètre deux	183
6.21	Rampes de vitesse introduites pour les simulations avec une roue aubagée à six pales	185
6.22	Réponse dynamique du carter et de la roue aubagée avec la prise en compte du frottement et de l'usure. Traversée de la condition de coïncidence fréquentielle à l'aide d'une rampe de vitesse rapide. Simulation réalisée avec $\mu = 0.1$ et $k_w = 1 \times 10^{-12} \text{Pa}^{-1}$	186
6.23	STFT du déplacement du carter et de la roue aubagée pour une consigne de vitesse avec une rampe rapide	187

6.24	Diagramme fréquences - diamètres nodaux sur l'intervalle de la bouffée : rampe de vitesse rapide	188
6.25	Analyse du profil d'usure du carter pour une consigne de vitesse avec une rampe rapide	189
6.26	Réponse dynamique du carter et de la roue aubagée avec la prise en compte du frottement et de l'usure. Traversée de la condition de coïncidence fréquentielle à l'aide d'une rampe de vitesse lente. Simulation réalisée avec $\mu = 0.1$ et $k_w = 1 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$	189
6.27	STFT du déplacement du carter et de la roue aubagée pour une consigne de vitesse avec une rampe lente	191
6.28	Analyse du profil d'usure du carter pour une consigne de vitesse avec une rampe lente	192
A.1	Coupe complète du banc d'essais CASTOR	217
B.1	Géométrie de l'arbre	220
B.2	Diagramme de Campbell de la broche	220
B.3	Comportement en torsion de la ligne d'arbre. L'axe d'ordonnées a été normalisé par rapport à la somme des amplitudes de toutes les composantes sur un mode concerné. L'axe d'abscisses donne les fréquences en Hz pour chaque mode. . . .	221
B.4	Éléments d'interface installés sur la télémétrie	222
B.5	Maillage de l'ensemble de télémétrie	222
B.6	Flexion simple du boîtier sur le premier mode	223

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques du modèle EF	29
2.2	Facteur d'erreur pour chaque zone de mesure	37
2.3	Fréquences propres du couvercle	42
2.4	Fréquences propres du couvercle encastré via l'enceinte à vide en aluminium	43
3.1	Fréquences propres f et coefficients d'amortissement ξ de la première famille des modes de flexion du rouet à la pression P . Les modes doubles seront différenciés par les indices a ou b	73
3.2	Fréquences propres f et coefficients d'amortissement ξ de la première famille des modes de flexion du couvercle à la pression atmosphérique P_{atm} . Les modes doubles seront différenciés par les indices a ou b	81
3.3	Fréquences propres f et amplitudes de déplacements U de la première famille des modes de flexion du couvercle à la pression P . Les modes doubles seront différenciés par les indices a ou b	82
4.1	Paramètres des campagnes d'essais	87
4.2	Termes identifiés dans les spectrogrammes du rouet lors de la configuration 1	129
4.3	Fréquences et diamètres nodaux obtenus avec un effort de contact linéaire	132
4.4	Fréquences et diamètres nodaux obtenus avec un effort de contact non linéaire (NL) de degré 2	132
4.5	Fréquences et diamètres nodaux supplémentaires obtenus en prenant en compte le décentrement du rouet	133
4.6	Paramètres numériques adimensionnés	135
6.1	Contenu spatial et fréquentiel des réponses des deux structures. Les lignes en pointillés superposées sur les spectrogrammes représentent : une fréquence ayant un contenu spatial à un diamètre (■●●●●), ses <i>sidebands</i> (■●●●■) et une fréquence avec un contenu spatial à deux diamètres (■●●●■).	184

Annexe A

Composants du banc CASTOR

La figure A.1 montre une vue en coupe du dispositif d'essai CASTOR. On retrouve de droite à gauche les composants suivants :

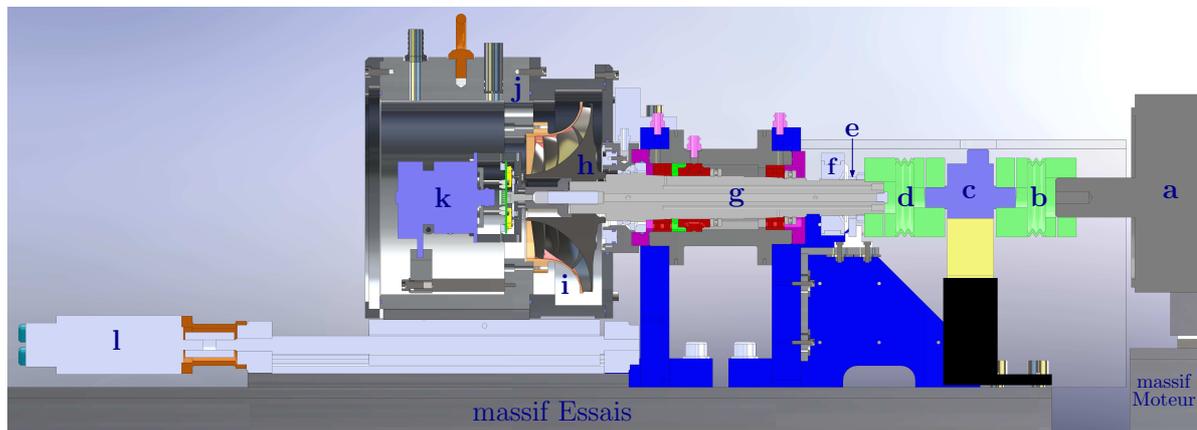


FIGURE A.1 – Coupe complète du banc d'essais CASTOR

- a Moteur électrique Parvex HVA40JG bridé sur un massif « Moteur » découplé du massif « Essais » (seules les taques en aciers fixées sur des massifs suspendus en béton sont représentées)
- b Accouplement à soufflet Kistler 2301A permettant d'encaisser les défauts d'alignement (défauts relativement réduits car un alignement à quelques $1/100^{\text{ème}}$ est réalisé auparavant) et de découpler les efforts autres que le couple d'entraînement
- c Couplemètre à jauges de déformation Kistler Minismart 4502A100/200 sur son support
- d Accouplement à soufflet Kistler 2301A reliant l'arbre de broche à celui du couplemètre
- e Codeur incrémental avec anneaux magnétiques ASM Posirot PMIS4/PMIR7 destiné à relever la phase de l'arbre
- f Collecteur tournant Michigan BA-2W traversant à 4 voies permettant l'alimentation des actionneurs piézoélectriques embarqués sur le rouet
- g Broche constituée d'un arbre tournant dans le fourreau lui-même bridé au massif via deux équerres

- h** Compresseur centrifuge (rouet) fretté sur la broche
- i** Couvercle bridé sur le tronçon télémétrie de l'enceinte
- j** Enceinte à vide constituée de plusieurs parties :
 - Face arrière
 - Tronçon rouet
 - Tronçon télémétrie
 - Hublot avant
- k** Télémétrie KMT R16-PCM pour la transmission des données des jauges de déformation installées sur le rouet
- l** Moteur électrique associé à une liaison hélicoïdale : actionneur linéaire pour piloter un axe de machine outils supportant la enceinte à vide. L'alignement entre le rouet et le couvercle est effectué en réglant la position de l'enceinte sur le plateau de l'axe de machine outils.

Annexe B

Conception des éléments clés du dispositif expérimental

B.1 Conception et dynamique de la broche

La broche permet la transmission de la puissance maximale du moteur électrique dont le régime maximal est de 6000 rpm, vers le rouet. L'exactitude en rotation du moteur est de l'ordre du centième de millimètre. Cet élément doit avoir une rigidité importante vis-à-vis des efforts de contact mis en jeu tout en découplant le phénomène à étudier vis-à-vis de la dynamique d'ensemble de la machine.

B.1.1 Architecture de la broche

Afin d'assurer une rigidité maximale, les reprises d'efforts axiaux et radiaux ont été découpées via l'emploi d'une butée à billes et de roulements à rouleaux cylindriques. Cette architecture est la plus rigide (recommandée par SKF). En effet, elle garantit un faux rond inférieur à $3\ \mu\text{m}$.

B.1.2 Rigidité dynamique en flexion

Un modèle éléments finis de la broche, constitué d'un assemblage de poutres d'Euler-Bernoulli à section constante, a été réalisé (figure B.1). Celui-ci prend en compte la géométrie de l'arbre, la position et la rigidité des paliers ainsi que la position et les paramètres inertiels des disques ajoutés sur l'arbre (le premier modélisant le rouet et un autre le système de télémétrie). L'arbre est accroché au bâti via deux paliers P1 et P2 liés aux nœuds 7 et 11. Les paliers sont modélisés par des raideurs linéaires dont les coefficients sont fournis par le constructeur pour le niveau de pré-charge prévu. Le rouet est accroché au nœud 3 tandis que la télémétrie est située en bout d'arbre sur le premier nœud. Les paramètres sont les suivants :

- Raideur du palier P1 : $K_{P1} = 1.8 \times 10^9\ \text{N m}^{-1}$
- Raideur du palier P2 : $K_{P2} = 1.65 \times 10^9\ \text{N m}^{-1}$
- Masse du disque : $M_d = 4.35\ \text{kg}$
- Inertie axiale du disque : $J_{ax} = 2.10 \times 10^{-2}\ \text{kg m}^2$
- Inertie radiale du disque : $J_r = 1.23 \times 10^{-2}\ \text{kg m}^2$

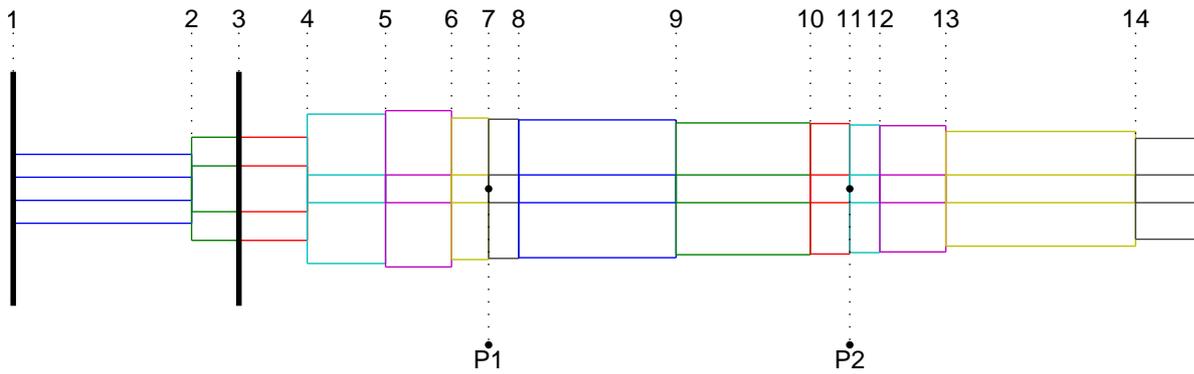


FIGURE B.1 – Géométrie de l'arbre

Ce modèle nous permet de tracer le diagramme de Campbell de la figure B.2, qui met en évidence l'absence de vitesse critique d'ordre un dans la plage de fonctionnement. Cela répond au cahier des charges dynamique de la machine. Les vitesses de coïncidence rotor-stator se

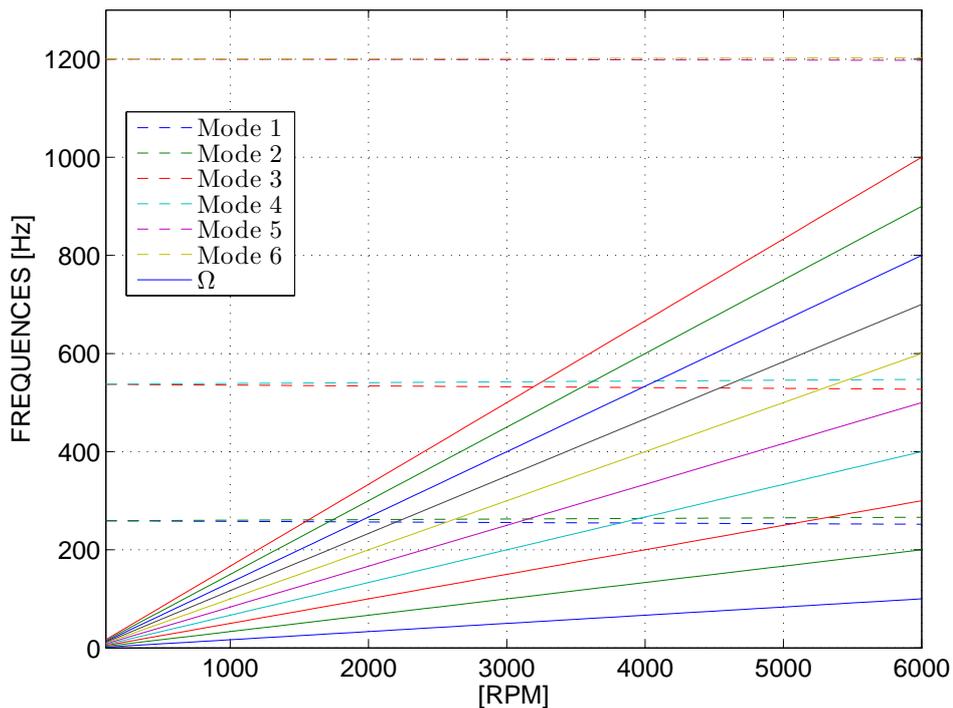


FIGURE B.2 – Diagramme de Campbell de la broche

situent à 2440 rpm pour le mode à 4 diamètres et 5500 rpm pour le mode à 3 diamètres. Pour ces deux modes, des vitesses critiques apparaissent aux vitesses de coïncidences dans des ordres relativement élevés (environ 9 pour le mode à 3 diamètres, entre 7 et 8 pour le mode à 4 diamètres). On estime que les niveaux vibratoires sur ces ordres élevés ne compromettent pas les conditions d'observation du phénomène de coïncidence modale, en introduisant un couplage avec la dynamique de la ligne d'arbre.

B.1.3 Rigidité dynamique en torsion

Un calcul a été réalisé pour modéliser le comportement en torsion de la ligne d'arbre complète. Celui-ci intègre les différentes raideurs en torsion des éléments qui la composent (arbre, accouplements, couplemètre). Le comportement de l'arbre est représenté par son inertie en rotation et une raideur équivalente, permettant de recalculer sa fréquence propre sur celle calculée précédemment sous ANSYS. Le résultat est présenté dans le diagramme de participation de la figure B.3. Le premier mode est un mode de corps rigide ($\omega \approx 0 \text{ rad/s}$), la rotation d'ensemble de la ligne d'arbre n'étant pas bloquée. Le premier mode élastique (220.817 Hz) fait logiquement intervenir majoritairement le couplemètre qui est l'élément le plus souple de la ligne d'arbre. Nous pouvons voir que la dynamique d'arbre n'intervient pas dans la plage de fonctionnement du banc.

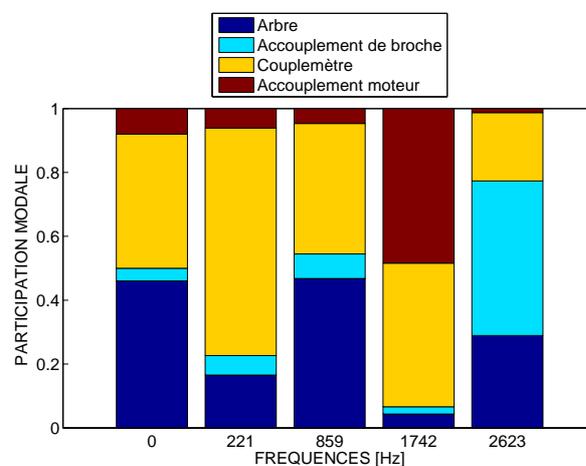


FIGURE B.3 – Comportement en torsion de la ligne d'arbre. L'axe d'ordonnées a été normalisé par rapport à la somme des amplitudes de toutes les composantes sur un mode concerné. L'axe d'abscisses donne les fréquences en Hz pour chaque mode.

B.1.4 Fixation du rouet sur la broche

Le montage du rouet sera réalisé par frettage thermique sur l'arbre. Ce montage nous assure un encastrement parfait du rouet sur l'arbre aussi bien en termes de transmission d'effort que de géométrie, tout en ne nécessitant pas de pièce intermédiaire de type manchon expansible qui pourrait introduire des défauts d'alignement et des liaisons supplémentaires.

B.2 Validation dynamique du montage de la télémétrie

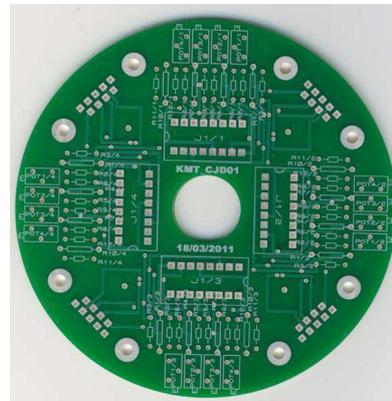
Un dispositif de télémétrie est utilisé afin de réaliser des mesures extensométriques sur le rouet en rotation. Ce système permet de conditionner et de numériser le signal sur le rotor au plus près du capteur afin de limiter les perturbations par l'environnement électromagnétique avant la transmission au récepteur. Le passage par un collecteur tournant était une autre possibilité mais le nombre de pistes nécessaires entraînerait des encombrements et un coût prohibitif dans notre cas (nécessité d'un collecteur à axe creux difficilement compatible avec l'architecture de la ligne d'arbre). La transmission de signal sans contact permet de s'affranchir

en outre des problèmes d'usure des pistes utilisées dans les collecteurs tournants. La solution retenue nous permet de conditionner 16 jauges de $350\ \Omega$ en demi pont ou en pont complet. La bande passante utile est de 6 kHz qui contient bien les modes cibles de l'étude.

Ce dispositif nécessite cependant une adaptation mécanique pour se fixer sur le bout d'arbre mais également une adaptation électronique. En effet, il ne permet pas le montage en quart de pont que nous souhaitons réaliser. Il est donc nécessaire de compléter les jauges installées sur le rouet par des résistances fixes pour reconstituer le demi pont. Un potentiomètre d'équilibrage est également prévu sur chaque voie de mesure pour compenser le déséquilibre dû essentiellement au collage de la jauge. Ainsi, un boîtier et une carte d'interface ont été créés (figure B.4). Le boîtier d'interface, figure B.4a, permet la fixation de la télémétrie sur la broche. Au contraire, la carte d'interface (figure B.4b) contient les composants électroniques nécessaires pour le branchement des jauges en quart de pont.



(a) Boîtier d'interface de télémétrie



(b) Carte d'interface

FIGURE B.4 – Éléments d'interface installés sur la télémétrie

Le boîtier complet (boîtier d'interface + télémétrie) fait l'objet d'une validation dynamique indépendante. En effet, il supporte un dispositif relativement lourd (environ 1.5 kg). Cette géométrie a ainsi été simplifiée et importée sous ANSYS afin de déterminer la fréquence du premier mode en encastrant la face de montage sur l'arbre. Le dispositif de télémétrie a été modélisé par un solide plein dont la masse volumique a été ajustée afin que la masse globale corresponde (son module de Young est celui de l'aluminium constituant le boîtier). Le boîtier d'interface est lui aussi réalisé en alliage d'aluminium. La figure B.5 illustre le modèle retenu pour le calcul modal.

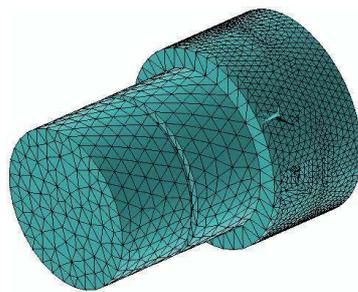


FIGURE B.5 – Maillage de l'ensemble de télémétrie

La figure B.6 montre que le premier mode de la structure (flexion simple) apparaît à environ 170 Hz. On se situe ainsi largement au-dessus de la fréquence de rotation maximale de la broche. On admettra que le montage est compatible avec la plage de vitesse. Une validation expérimentale de la situation modale de la ligne d'arbre complète a été en outre effectuée après le montage.

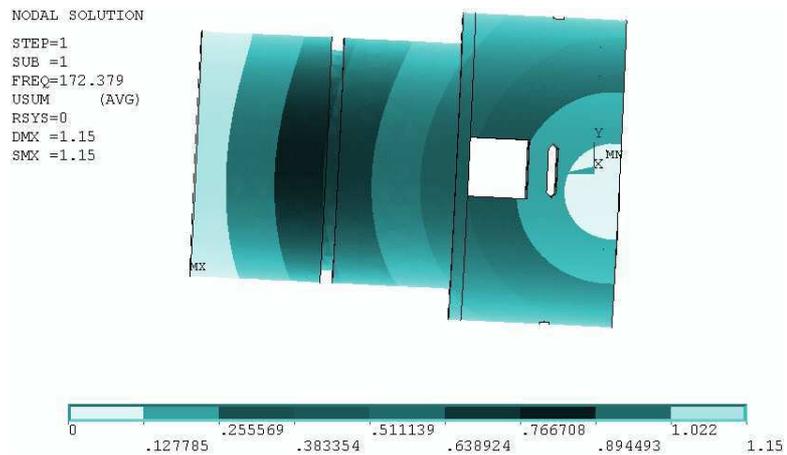


FIGURE B.6 – Flexion simple du boîtier sur le premier mode

AUTORISATION DE SOUTENANCE

Vu les dispositions de l'arrêté du 7 août 2006,

Vu la demande du Directeur de Thèse

Monsieur F. THOUVEREZ

et les rapports de

Monsieur Y. DESPLANQUES

Professeur - Ecole centrale de Lille - Laboratoire de Mécanique de Lille - Bât. ECL - bureau F13
bd Paul Langevin - 59655 Villeneuve d'Ascq cedex

Et de

Monsieur M. LEGRAND

Professeur - Université MC GILL - Département de Génie Mécanique - salle 270
pavillon de Génie McDonald - 817 rue Sherbrooke ouest - Montréal - Québec - Canada

Monsieur ALMEIDA Patricio

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 1er décembre 2014

P/Le directeur de l'E.C.L.
La directrice des Etudes

