



HAL
open science

Etude expérimentale et numérique des écoulements dans un étage de compresseur axial à basse vitesse en régime de fonctionnement instable.

Monica Veglio

► **To cite this version:**

Monica Veglio. Etude expérimentale et numérique des écoulements dans un étage de compresseur axial à basse vitesse en régime de fonctionnement instable.. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2015. Français. NNT : 2015ENAM0053 . tel-01345795

HAL Id: tel-01345795

<https://pastel.hal.science/tel-01345795>

Submitted on 15 Jul 2016

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

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

École doctorale n° 432 : Science des Métiers de l'ingénieur

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Mécanique des Fluides et Énergétique "

présentée et soutenue publiquement par

Monica VEGLIO

le 2 décembre 2015

Étude expérimentale des écoulements dans un étage de compresseur axial à basse vitesse en régime de fonctionnement instable

Directeur de thèse : **Gérard BOIS**
Co-direction de la thèse : **Antoine DAZIN**
Co-encadrement de la thèse : **Olivier ROUSSETTE**

Jury

M. Tony ARTS, Professeur, Turbomachinery & Propulsion Departement, VKI
M. Xavier CARBONNEAU, Professeur, DAEP, ISAE
M. Xavier OTTAVY, Chargé de recherche CNRS, LMFA, École Centrale de Lyon
M. Giorgio PAVESI, Professeur, DIM, Università degli Studi di Padova
M. Roger DEBUCHY, Maître de Conférences, LGCgE, Université d'Artois
M. Gérard BOIS, Professeur émérite, Arts et Métiers de Lille
M. Antoine DAZIN, Maître de Conférences, Arts et Métiers de Lille
M. Olivier ROUSSETTE, Ingénieur de Recherche, Arts et Métiers de Lille
M. Michel DUMAS, Ingénieur, groupe SAFRAN, SNECMA (Villaroche)
M. Gilles LEROY, Ingénieur, groupe SAFRAN, TURBOMECA (Bordes)

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Invité
Invité

**T
H
È
S
E**

Remerciements

Les travaux réalisés au cours de cette thèse ont été financés par les sociétés du groupe SAFRAN, SNECMA et TURBOMECA, en relation contractuelle avec le CIRT (Consortium Industrie Recherche pour les Turbomachines). Leur soutien a participé à la remise en état du banc compresseur CME2 et à l'acquisition de l'équipement nécessaire au développement du projet scientifique.

Je remercie M. Xavier Ottavy et M. Xavier Carbonneau, rapporteurs de cette thèse, de m'avoir permis, à travers leurs nombreuses critiques et suggestions, de profiter de leurs compétences. Je remercie également tous les autres membres du jury pour l'intérêt démontré et le temps consacré à l'évaluation de mon travail.

Je tiens à remercier M. Gérard Bois d'avoir retenue ma candidature pour cette thèse et de m'avoir ainsi permis d'entreprendre ce chemin d'apprentissage scientifique et de développement personnel. Je le remercie de son grand investissement dans la promotion de ce projet, tant dans le contexte scientifique qu'industriel.

C'est inspirée par le plaisant souvenir de situations parfois burlesques, partagées lors des campagnes d'essai, que je voudrais adresser mes remerciements à Olivier Roussette. Sa disponibilité et son engagement au bon déroulement technique de la thèse ne sont pas passés inaperçus à mes yeux.

Ma plus grande reconnaissance va à Antoine, son soutien a été pour moi comme une suite de points lumineux, sagement disposés le long du chemin à fournir un accompagnement discret et toujours opportun. Ses encouragements et ses témoignages d'appréciation envers la qualité de mon travail ont été si précieux, tout particulièrement dans les moments où ma persévérance a été mise à l'épreuve.

La réussite d'un travail expérimental n'est jamais un projet en solo, mais le concert harmonieux d'éléments divers chacun apportant, à la mélodie globale, la spécificité qui lui est propre et c'est bien pour cela que je veux exprimer toute ma gratitude à l'équipe technique du centre. Ce serait, par contre, réducteur de limiter mes remerciements aux compétences professionnelles de toutes ces belles personnes qui ont animé mes journées de travail et qui les ont colorées de bonne humeur. Je voudrais, en particulier, que, par ces quelques mots, Patrick, Gérard, Jannick, et Vincent sachent à quel point l'ambiance chaleureuse, qu'ils savent établir autour d'eux, est importante pour moi.

Quelle belle aventure humaine celle que j'ai vécue dans cette mythique salle « 1610 chercheurs » du labo méca ! Le « commencement »...la conquête d'une place au sein de la meute. Si étrange qu'il puisse paraître à mes chères collègues, c'est ainsi que j'ai vécu mes débuts. Mais le passage par cette étape obligée a été récompensé au-delà des attentes. J'ai trouvé des collègues passionnés, des amis à l'écoute. Avec Egoi, Ilyass, Patrick et Rezki, on a formé une équipe soudée et solidaire, un groupe éclectique de par la diversité de nos origines. Ils m'ont offert un grand cadeau : ils ont ouvert les enclos de leurs jardins culturels, en me permettant ainsi d'en apercevoir la beauté et de goûter à la diversité de leurs essences. Je les remercie de l'aide, du partage et de l'honnêteté dont ils n'ont jamais été avares à mon égard. Un merci tout particulier je voudrais le dédier à Egoi ; son écoute, sa patience et la générosité de sa personne ont été un soutien incomparable. Et je ne peux pas non plus me retenir d'exprimer à Ilyass toute ma gratitude pour son aide toujours volontaire et gratuite, pour son amitié sincère à la fois discrète et rassurante.

Je n'oublie pas l'équipe enseignante et tous les autres collègues pour avoir participé, chacun à sa façon, à rendre si agréable et formative cette expérience de thèse aux Arts et Métiers de Lille.

Sommaire

Sommaire	1
Liste des figures	4
Liste des tableaux.....	11
Nomenclature.....	13
1. Introduction générale.....	15
2. Bibliographie.....	19
2.1. Introduction au chapitre	19
2.2. Les instabilités dans les turbomachines	19
2.2.1. Les principaux mécanismes instationnaires	22
2.2.2. Phénomènes périodiques apparaissant en régime de fonctionnement stable.....	23
2.2.3. Phénomènes périodiques en régime de fonctionnement instable.....	27
2.3. Le décrochage tournant.....	29
2.3.1. Formes de décrochage tournant.....	31
2.4. Précurseurs du décrochage tournant.....	33
2.4.1. « Spike » : de l'écoulement de jeu à la formation de cellules embryonnaires de décrochage..	35
2.4.2. « Modal oscillation » : perturbation de pression « ondulatoires ».....	40
2.4.3. Synthèse sur les précurseurs du décrochage tournant.....	42
2.5. Techniques de mesure	43
2.5.1. Mesure de pression statique stationnaire et instationnaire	43
2.5.2. Mesure de vitesse par anémométrie par fil chaud.....	49
3. Dispositif expérimental	57
3.1. Le banc d'essai BERAC et l'étage de compresseur CME2	57
3.1.1. Équipement du banc pour la caractérisation de la performance.....	61
3.1.2. Instrumentation pour la caractérisation fine des écoulements.....	62
3.1.3. Système d'acquisition	71
4. Fonctionnement aux régimes stables	73
4.1. Introduction au chapitre	73
4.2. Débit nominal.....	77

4.2.1.	Analyse temporelle et fréquentielle	77
4.2.2.	Profil axial de pression.....	83
4.2.3.	Profil de vitesse en entrée de roue	88
4.2.4.	Champs de pression en moyenne de phase	94
4.3.	Débit partiel proche du démarrage des instabilités.....	99
4.3.1.	Analyse temporelle et fréquentielle	99
4.3.2.	Profil axial de pression.....	103
4.3.3.	Champs de pression en moyenne de phase	107
4.4.	Débit critique pour le démarrage du décrochage tournant.....	111
4.4.1.	Analyse temporelle et fréquentielle	111
4.4.2.	Profil axial de pression.....	115
4.4.3.	Profils de vitesse en entrée de roue.....	117
4.4.4.	Champs de pression en moyenne de phase	122
4.5.	Synthèse.....	125
5.	Fonctionnement en régime instable	127
5.1.	Introduction au chapitre.....	127
5.2.	Déclenchement du décrochage tournant	129
5.2.1.	Analyse dans le domaine temporel	129
5.2.2.	Analyse temps-fréquence	134
5.2.3.	Champ de pression en moyenne de phase	139
5.3.	Régime décroché : point de fonctionnement QD1	147
5.3.1.	Analyse dans les domaines temporel et fréquentiel.....	147
5.3.2.	Champs de pression en moyenne de phase	161
5.4.	Synthèse.....	166
6.	Conclusion.....	169
7.	Annexes	173
7.1.	Étalonnage d'une sonde à fils chauds croisés	173
7.1.1.	Méthode d'étalonnage.....	173
7.1.1.	Reconstruction des composantes de la vitesse.....	176
7.2.	Développement analytique des équations gérant l'anémométrie par fil chaud.....	178

7.2.1. Expressions simplifiées des vitesses de refroidissement dans le repère du système physique	178
7.2.2. Méthode d'explicitation des composantes de vitesse dans le repère du système physique	180
7.3. Incertitudes de mesure	181
7.4. Résultats en régime décroché, débit de fonctionnement QD2	182
Références	187

Liste des figures

Figure 1-1 Turboréacteur. http://magpowersystem.free.fr/Turboreacteur/Turboreacteur.html (visité le 16/10/2012)	16
Figure 1-2 Courbes caractéristiques d'un compresseur.	17
Figure 2-1 Opposition de direction entre l'écoulement et la force de pression.	20
Figure 2-2 Organigramme résumant les instationnarités dans les turbomachines (Callot, 2002)	22
Figure 2-3 Influence des effets potentiels remontants sur l'écoulement inter-aubes.	24
Figure 2-4 Simulation du transport du sillage dans les étages d'une turbine basse pression. (Arnone, et al., 1999).....	25
Figure 2-5 Triangle de vitesse modifié dans la zone de sillage.	26
Figure 2-6 Écoulement de jeu dans une machine axiale.	27
Figure 2-7 Cycle de pompage pour une machine génératrice	28
Figure 2-8 Schéma simplifié du mécanisme de formation du décrochage tournant	30
Figure 2-9 Configurations de décrochage tournant.	31
Figure 2-10 Passage du régime sain au régime décollé.	32
Figure 2-11 Perturbation « à pics ». (Camp et Day, 1998).....	34
Figure 2-12 Perturbation « ondulatoire ». (Dobrzynski, et al., 2007).....	34
Figure 2-13 Modèle simplifié selon Camp et Day (Camp et Day, 1998).....	34
Figure 2-14 Écoulement de paroi pour une grille d'aubes. (Deppe, et al., 2005)	35
Figure 2-15 Signal électrique saisi par l'anémomètre à fil chaud. (Camp, et al., 1998).....	36
Figure 2-16 Instrumentation de mesure implantée sur le banc d'essai de l'Université Technique de Braunschweig. (Deppe, et al., 2005).....	37
Figure 2-17 Mesures de pression totale sur le banc d'essai de l'Institut de dynamique des fluides de l'Université de Braunschweig.	37
Figure 2-18 Distribution de pression et écart type. (Deppe, et al., 2005)	38
Figure 2-19 Origine du « spike ». (Pullan, et al., 2015).....	39
Figure 2-20 Connexion entre la structure du « spike » et la trace de pression au carter. (Pullan, et al., 2015)	39
Figure 2-21 Exemple de précurseurs à perturbation oscillatoire. (Dobrzynski, et al., 2007).....	40

Figure 2-22 Transformé de Fourier rapide du signal de pression totale (sonde 1). (Dobrzynski, et al., 2007)	41
Figure 2-23 Divers type de corps d'épreuve pour capteur de pression (Asch, 2010)	44
Figure 2-24 Méthodes de transformation de la variation des grandeurs physiques en un signal mesurable (Asch, 2010)	45
Figure 2-25 Schéma d'une jauge à piézorésistance diffusée (reproduction de schémas d'après (Asch, 2010))	46
Figure 2-26 a) schéma d'un circuit magnétique à entrefer variable b) couplage de deux circuits magnétiques à variations d'entrefer opposés	47
Figure 2-27 Connexion des inductances variables du capteur avec des inductances fixes au système conditionneur	48
Figure 2-28 Différents types de fils chauds (Dantec)	49
Figure 2-29 Bilan de flux de chaleur sur un élément de fil chaud de longueur infinitésimale	50
Figure 2-30 Schéma électrique d'un anémomètre avec montage de mesure à Température Constante (Bruun, 1995)	54
Figure 2-31 Système de coordonnées dans le repère du fil chaud	55
Figure 2-32 Positionnement du fil chaud pour l'estimation du coefficient de lacet	56
Figure 3-1 Banc d'essai BERAC et compresseur axial CME2	57
Figure 3-2 Coupe longitudinale de l'ensemble paliers et compresseur	59
Figure 3-3 Emplacement des instruments de mesure	61
Figure 3-4 Support de mesure pour capteurs de pression instationnaires	63
Figure 3-5 Matrice des emplacements de mesure	63
Figure 3-6 Capteurs de pression ENDEVCO 8507C-1(-2)	64
Figure 3-7 Conditionneur pour capteurs de pression ENDEVCO modèle 136	64
Figure 3-8 Cavité selon le modèle simplifié d'Helmholtz	65
Figure 3-9 Cavités d'hébergement des capteurs instationnaires ENDEVCO 8507C	66
Figure 3-10 Fréquence de résonance pour la configuration de cavité à 1mm de diamètre et 4.5 mm de longueur de col	67
Figure 3-11 Fréquence de résonance pour la configuration de cavité à 1mm de diamètre et 1mm de longueur de col	67
Figure 3-12 Support de mesure pour sondages – vue longitudinale	67

Figure 3-13 Support de mesure pour sondage – vue transversale	68
Figure 3-14 Tête de l’anémoclinomètre à 5 trous – vue de détail	68
Figure 3-15 Pièce intercalaire de guidage pour fil chaud.....	69
Figure 3-16 Pièce adaptative pour l’ancrage du chariot porte-sonde.....	69
Figure 3-17 Capteurs de pression et conditionneur Validyne	69
Figure 3-18 Sonde fils-chauds croisés et anémomètre IFA300.....	70
Figure 3-19 Système d’acquisition	71
Figure 4-1 Différence de pression statique entre la chambre de tranquillisation et l’entrée de la roue mobile (sections de mesure 1 et 3 en Figure 3-3).....	73
Figure 4-2 Performance de l’étage avec les points de fonctionnement investigués	73
Figure 4-3 Triangles de vitesse dans l’étage de compression en régime de fonctionnement nominal	75
Figure 4-4 Emplacements de mesure pour les résultats temporels et fréquentiels au débit nominal.....	77
Figure 4-5 Types de fenêtres à appliquer au calcul de transformée de Fourier rapide	78
Figure 4-6 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-0mm	79
Figure 4-7 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-18mm.....	79
Figure 4-8 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-36mm.....	80
Figure 4-9 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-54mm.....	80
Figure 4-10 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-72mm.....	81
Figure 4-11 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-78mm.....	81
Figure 4-12 Emplacement de mesure pour le profil de pression moyenne de Figure 4-13.....	83
Figure 4-13 Profil axial de la pression moyenne dans le canal interaubage du rotor, débit nominal	84
Figure 4-14 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 6°-78mm	85
Figure 4-15 Profil axial de la pression pariétale moyenne.....	86
Figure 4-16 Profil de l’écart type, emplacements de mesure de 0° à 12°	86

Figure 4-17 Grille des points des emplacements de mesure dans la fenêtre pour les sondages	88
Figure 4-18 Schéma des positions de mesure radiales pour les sondages fil chaud	89
Figure 4-19 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier de la composante axiale, emplacement de mesure R=267.5mm.....	90
Figure 4-20 Vitesses axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier de la composante axiale, emplacement de mesure R=245mm.....	91
Figure 4-21 Vitesses axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier de la composante axiale, emplacement de mesure 215mm.	92
Figure 4-22 Profils radiaux des composantes de vitesse moyennes et de l'angle de lacet.....	93
Figure 4-23 Grille des points de mesure pour le calcul des moyennes de phase. Capteur de référence pour la synchronisation des essais marqué en vert.	94
Figure 4-24 Procédure de segmentation des signaux pour la méthode de la moyenne de phase.....	95
Figure 4-25 Représentation de la procédure de repérage des phases.....	95
Figure 4-26 Champs de pression statique pariétale au carter en moyenne de phase, débit nominal. Temps entre deux aubages successifs $\Delta t=1/1600$ s. a) $t=0\Delta t$, b) $t=0.25\Delta t$, c) $t=0.5\Delta t$, d) $t=0.75\Delta t$	96
Figure 4-27 Ecart type relatif aux champs de pression de la Figure 4-26.	97
Figure 4-28 Emplacements de mesure pour les résultats temporels et fréquentiels au débit partiel.....	100
Figure 4-29 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-0mm	100
Figure 4-30 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-18mm.....	101
Figure 4-31 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-36mm.....	101
Figure 4-32 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-54mm.....	102
Figure 4-33 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-72mm.....	102
Figure 4-34 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-78mm.....	103
Figure 4-35 Profil axial de la pression moyenne dans le canal interaubage du rotor, débit partiel	104
Figure 4-36 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 6°-78mm	105

Figure 4-37 Profil axial de la pression pariétale moyenne, débit partiel.....	106
Figure 4-38 Profil écart type de la pression moyenne pariétale, débit partiel	107
Figure 4-39 Champs de pression statique pariétale au carter en moyenne de phase, débit partiel. Temps entre deux aubages successifs $\Delta t=1/1600$ s. a) $t=0\Delta t$, b) $t=0.25\Delta t$, c) $t=0.5\Delta t$, d) $t=0.75\Delta t$	108
Figure 4-40 Écarts type relatifs aux champs de pression de la Figure 4-39, débit partiel.....	109
Figure 4-41 Emplacements de mesure pour les résultats temporeux et fréquentiels en débit proche du démarrage du décrochage tournant	111
Figure 4-42 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure $12^\circ-0\text{mm}$	112
Figure 4-43 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure $12^\circ-18\text{mm}$	112
Figure 4-44 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure $12^\circ-36\text{mm}$	113
Figure 4-45 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure $12^\circ-54\text{mm}$	113
Figure 4-46 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure $12^\circ-72\text{mm}$	114
Figure 4-47 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure $12^\circ-78\text{mm}$	114
Figure 4-48 Profils axiaux de la pression moyenne dans le canal interaubage : comparaison des trois débits en fonctionnement stable	115
Figure 4-49 Profil axial de la pression pariétale moyenne, débit partiel.....	116
Figure 4-50 Profil de l'écart type de la pression moyenne pariétale, débit partiel	116
Figure 4-51 Grille des points des emplacements de mesure dans la fenêtre pour les sondages	117
Figure 4-52 Schéma des positions de mesure radiales pour les sondages fil chaud	117
Figure 4-53 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier, emplacement de mesure $R=267.5\text{mm}$	118
Figure 4-54 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier, emplacement de mesure $R=245\text{mm}$	119
Figure 4-55 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier, emplacement de mesure $R=215\text{mm}$	120
Figure 4-56 Profils radiaux des composantes de vitesses moyennes et de l'angle de lacet, débit proche du démarrage du décrochage tournant	121

Figure 4-57 Champs de pression statique pariétale au carter en moyenne de phase, débit proche du démarrage du décrochage tournant. Temps entre deux aubages successifs $\Delta t=1/1600$ s. a) $t=0\Delta t$, b) $t=0.25\Delta t$, c) $t=0.5\Delta t$, d) $t=0.75\Delta t$	123
Figure 4-58 Écart type relatifs aux champs de pression de Figure 4-57.....	124
Figure 5-1 Courbe de performance: points de fonctionnement explorés du déclenchement des instabilités au régime décroché complètement établi.....	127
Figure 5-2 Grille des points de mesure, détection du précurseur.....	129
Figure 5-3 Démarrage du décrochage : comparaison signaux de pression pour les emplacements.....	130
Figure 5-4 Démarrage du décrochage : comparaison signaux de pression pour les emplacements 69mm-0°(en pourpre) et 69mm-12° (en rouge).....	130
Figure 5-5 Démarrage du décrochage: estimation de la vitesse de propagation du précurseur.....	131
Figure 5-6 Démarrage du décrochage : comparaison des signaux de pression pour les emplacements ...	133
Figure 5-7 Décomposition d'un signal complexe selon la méthode de la transformée par ondelette.....	134
Figure 5-8 Fonction de Morlet, $f_0 = 0.894$	135
Figure 5-9 Transformée par ondelettes, transitoire entre régime stable et décroché, emplacement de mesure 0mm-12°.....	137
Figure 5-10 Transformée par ondelettes, transitoire entre régime stable et décroché, emplacement de mesure 66mm-12°.....	137
Figure 5-11 Transformée par ondelette, zoom sur le précurseur, emplacement de mesure 0mm-12°.....	138
Figure 5-12 Transformée par ondelette, zoom sur la première fluctuation de pression, emplacement de mesure 66mm-12°.....	138
Figure 5-13 Grille de points de mesure pour les champs en moyenne de phase lors de l'apparition du précurseur du décrochage tournant.....	139
Figure 5-14 Schéma logique simplifié de l'algorithme de calcul du champ de pression en moyenne de phase pendant l'émergence du précurseur du décrochage tournant.....	141
Figure 5-15 Précurseur de référence dans la procédure de sélection des enregistrements à inclure dans le calcul de moyenne de phase.....	143
Figure 5-16 Exemples d'enregistrements de précurseur.....	144
Figure 5-17 Champ de pression statique pariétale au carter, en moyenne de phase, pendant l'émergence du précurseur.....	145
Figure 5-18 Analyse spectrale champ de pression, emplacement de mesure 24mm.....	146

Figure 5-19 Signal de pression en régime décroché. Point de fonctionnement QD1 , emplacement de mesure 0mm-12°	147
Figure 5-20 Cycle de décrochage. Point de fonctionnement QD1 . Comparaison fluctuation due au décrochage et au passage des aubages	148
Figure 5-21 Transformée de Fourier en régime décroché. Point de fonctionnement QD1 , emplacement de mesure 0mm-12°	149
Figure 5-22 Transformée par ondelettes en régime décroché. Point de fonctionnement QD1 , emplacement de mesure 0mm-12°	150
Figure 5-23 Transformée par ondelettes. Agrandissement sur un cycle de décrochage. Débit de fonctionnement QD1	151
Figure 5-24 Durée temporelle de la perturbation de pression associée au passage d'une cellule de décrochage tournant.....	153
Figure 5-25 Interspectre entre les emplacements de mesure 0mm-12° et 0mm-0°. Débit de fonctionnement QD1	154
Figure 5-26 Interspectre entre les emplacements de mesure 69mm-12° et 69mm-0°. Débit de fonctionnement QD1	154
Figure 5-27 Emplacements de mesure utilisés pour les sondages	155
Figure 5-28 Position radiale des sondages en régime décroché, débit de fonctionnement QD1	155
Figure 5-29 Composante axiale de la vitesse en régime décroché. Débit de fonctionnement QD1	156
Figure 5-30 Transformée de Fourier de la composante axiale de la vitesse. Régime décroché, débit de fonctionnement QD1	156
Figure 5-31 Comparaison des signaux de pression pariétale au carter et de la vitesse axiale proche du moyeu en régime décroché. Débit de fonctionnement QD1	157
Figure 5-32 Superposition des composantes axiale et tangentielle de la vitesse. Débit de fonctionnement QD1	158
Figure 5-33 Déformation des triangles de vitesse en entrée de machine en régime décroché.	160
Figure 5-34 Grille emplacements de mesure en régime décroché, coordonnée azimutale 12°	161
Figure 5-35 Grille emplacements de mesure en régime décroché, coordonné azimutale 6°	161
Figure 5-36 Représentation de la procédure de repérage de phase pour le calcul des champs en moyenne de phase.....	162
Figure 5-37 Champ de pression statique pariétale au carter, en moyenne de phase en décrochage tournant, débit QD1 , coordonnée azimutale 12°	163

Figure 5-38 Champ de pression statique pariétale au carter, en moyenne de phase en décrochage tournant, débit QD1 , coordonnée azimutale 6°	164
Figure 7-1 Système de coordonnées lié aux fils dans le cas de sonde à fils croisés	173
Figure 7-2 Courbe d'étalonnage en vitesse pour le fil 1 en Figure 7-1.....	175
Figure 7-3 Courbe de régression pour l'évaluation du coefficient de sensibilité tangentielle k.....	176
Figure 7-4 Signal de pression en régime décroché. Point de fonctionnement QD2 , emplacement de mesure 0mm-12°	182
Figure 7-5 Cycle de décrochage. Point de fonctionnement QD2 . Comparaison fluctuation due au décrochage et au passage des aubages	183
Figure 7-6 Transformée de Fourier en régime décroché. Point de fonctionnement QD2 , emplacement de mesure 0mm-12°	184
Figure 7-7 Champ de pression en moyenne de phase en décrochage tournant, débit QD2 , coordonnée azimutale 12	185
Figure 7-8 Champ de pression en moyenne de phase en décrochage tournant, débit QD2 , coordonnée azimutale 12	186

Liste des tableaux

Tableau 2-1 Tableau synoptique de comparaison entre les deux précurseurs du décrochage tournant.	43
Tableau 3-1 Caractéristiques techniques du moteur électrique et du variateur de vitesse	57
Tableau 3-2 Caractéristiques techniques du multiplicateur.....	58
Tableau 3-3 Données géométriques des aubes du rotor.....	59
Tableau 3-4 Données géométriques des aubes du redresseur.....	60
Tableau 3-5 Caractéristiques de fonctionnement du compresseur en régime nominal.....	60
Tableau 3-6 Données techniques des capteurs ENDEVCO 8507C-1(-2) et du conditionneur ENDEVCO 136	64
Tableau 4-1 Vitesses, Longueurs et nombres de Reynolds associés pour les vitesses de rotation Nrot = 6330tr/min et Nrot = 3200tr/min	74
Tableau 4-2 Vitesses et nombres de Mach associés pour les régimes de rotation nominal Nrot = 6330tr/min et Nrot = 3200tr/min	75

Tableau 4-3 Correspondance par similitude entre débits étudiés à 6330tr/min (Ouayahya, 2006) et 3200tr/min.....	76
Tableau 7-1 Incertitudes de mesure	181

Nomenclature

Alphabet latin

a	coefficient de dilation, transformée par ondelettes	
b	coefficient de localisation, transformée par ondelettes	
BPF	blade passing frequency, fréquence de passage des aubages	Hz
c	vitesse du son	m/s
E	tension	V
f	fréquence	Hz
h	facteur de tangage, anémométrie à fil chaud	
h	coefficient d'échange par convection	W/(m ² K)
i	angle d'incidence, anémométrie à fil chaud	°
k	facteur de lacet	
M	nombre de Mach	
N	régime de rotation	tr/min
Nu	nombre de Nusselt	
p	pression	Pa
Pr	nombre de Prandtl	
Q	débit massique	kg/s
\dot{Q}	flux de chaleur	W
R	résistance électrique	Ω
R	rayon	mm
Re	nombre de Reynolds	
S	section de passage	m ²
T	température	K
t	temps	s
	module du coefficient de la transformée par ondelettes	
T(a,b)	$T(a,b) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)\psi_{a,b}dt$	

U	vitesse d'entraînement	m/s
U_N, U_B, U_T	composantes normale, perpendiculaire tangentielle de la vitesse dans le repère d'un fil chaud	m/s
V	vitesse	m/s
V, U, W	composantes absolue, relative et d'entraînement dans la représentation des triangles de vitesse	m/s
$\bar{V}, \bar{U}, \bar{W}$	valeurs moyenne des composantes de vitesse	m/s
v, u, w	fluctuations des composantes de vitesse	m/s
V_c	vitesse de refroidissement	
V_x, V_θ	composantes axiale et tangentielle de la vitesse absolue	

Alphabet grecque

ϑ	angle	rad
ν	viscosité cinématique	m ² /s
ρ	masse volumique	kg/m ³
φ	coefficient de débit	
ψ	coefficient de pression	
$\psi(a, b)$	fonction ondelette	
ω	vitesse angulaire	rad/s

1. Introduction générale

Une conscience écologique toujours plus répandue a amené la société à questionner les institutions et la réalité industrielle sur les problématiques environnementales, en leur demandant un engagement toujours plus fort dans la lutte contre le changement climatique et l'épuisement des ressources. La diversification des sources primaires d'énergie et une diffusion étendue des technologies renouvelables sont les objectifs à atteindre dans la longue durée pour esquisser un panorama énergétique durable.

Suite aux engagements pris avec la ratification du protocole de Kyoto (entré en vigueur le 16 février 2005), la communauté européenne s'est engagée à la réduction d'émissions de gaz à effet de serre de 5,2% par rapport au niveau de 1990. Un système de plafonnement des émissions et d'échange de quotas de CO₂ a été mis en place afin de favoriser l'évolution vers une industrie plus respectueuse de l'environnement. De ce fait, l'attribution d'un prix à chaque tonne de dioxyde de carbone émise stimule les investissements dans le domaine des technologies à faibles émissions, encourageant l'ingéniosité et la créativité au sein des entreprises en quête de méthodes innovantes et plus économiques pour combattre le changement climatique.

À partir de 2012 l'application du système communautaire d'échange de quotas de gaz à effet de serre a été étendue aux émissions de l'aviation civile. Toute compagnie aérienne desservant des aéroports européens devra respecter de quotas pour couvrir les émissions produites par ses avions.

L'action du Conseil Consultatif pour la Recherche Aéronautique en Europe (Advisory Council for Aeronautical Research in Europe, ACARE) s'inscrit dans ce contexte. Les objectifs prescrits par l'ACARE en matière d'émissions de gaz à effet de serre ont trouvé une réponse en 2008 avec la mise au point du plus ample programme de recherche en aéronautique consacré à l'environnement. Le programme CLEAN SKY, né de la collaboration entre la Commission Européenne et les principaux acteurs du domaine aéronautique européen, vise avant 2017, à une réduction des émissions de 50% par kilomètre et passager. L'amélioration du rendement des moteurs contribuera pour 15-20%, le restant étant couvert par la réduction des besoins énergétiques de l'avion (20-25%) et, bien que minoritaire, par l'amélioration de la gestion du trafic aérien.

Différentes stratégies de diminution de l'impact environnemental des turboréacteurs sont aujourd'hui à l'étude. Bien que des horizons toujours plus larges semblent s'ouvrir même au domaine aéronautique, comme l'utilisation de biocombustibles ou d'architectures novatrices (moteurs à hélices rapide, soufflantes à rotor ouvert, SNECMA), le premier objectif à atteindre reste celui d'optimiser le fonctionnement des machines actuellement existantes, par le biais d'une plus profonde connaissance des phénomènes aérodynamiques qui les intéressent. La Figure 1-1 montre, à travers une vue en coupe, la structure caractéristique d'un turboréacteur. La masse d'air nécessaire à la combustion est aspirée et comprimée dans la « section froide » avant d'être mélangée au fuel. Les produits de combustions, sous forme de gaz à hautes température et pression, se détendent partiellement à travers les étages de turbine; la

puissance récupérée est transférée à part entière à la section de compression, à travers l'arbre de transmission qui les relie.

L'écoulement de gaz finit sa détente dans la tuyère de sortie, générant de l'énergie cinétique qui, par réaction, fait avancer l'avion.

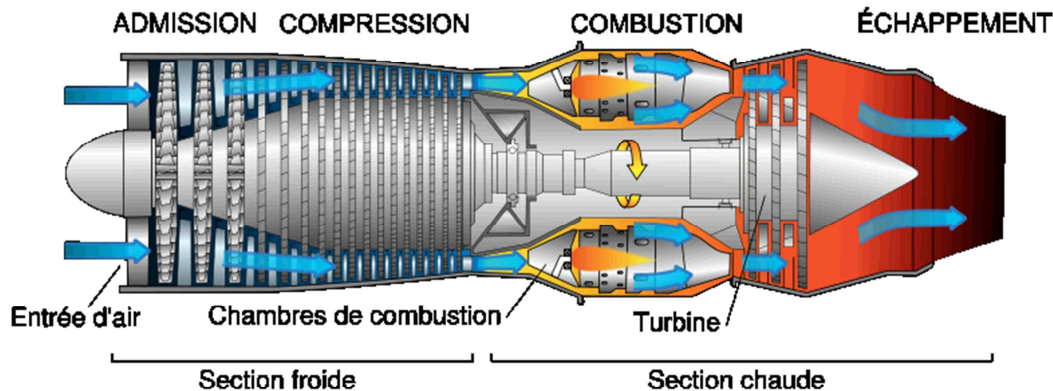


Figure 1-1 Turboréacteur. <http://magpowersystem.free.fr/Turboreacteur/Turboreacteur.html> (visité le 16/10/2012)

Comme l'indique le nom même de cette typologie de moteur (**turboréacteur**), l'échange d'énergie avec le fluide, qu'il s'agisse de la phase de compression ou de détente, advient par transfert de quantité de mouvement avec un corps tournant. L'échange global d'énergie est fractionné sur plusieurs groupes, disposés en série et appelés étages ; chaque étage se compose de deux roues aubées, l'une mobile, l'autre fixe dont l'action conjointe garantit le taux de variation d'énergie de pression qui lui a été attribué.

La meilleure compréhension du comportement stationnaire des écoulements a permis d'emprunter la direction de l'augmentation de la performance, à travers la réalisation de machines plus compactes et avec des étages plus chargés.

Le rapprochement des roues mobiles et fixes, ainsi que l'augmentation de l'énergie échangée par étage, ont amplifié le caractère instationnaire de l'écoulement et accéléré l'émergence des phénomènes typiques du fonctionnement en régime instable tels que le décrochage tournant et le pompage. La nécessité de garantir le plus haut niveau de sécurité, obligatoire dans les applications aéronautiques, contraint les constructeurs à concevoir des machines opérant bien loin de la zone d'émergence des instabilités, au prix d'une pénalisation de la performance.

Le déclenchement des instabilités se vérifie généralement au niveau de points de fonctionnement très proches du point de taux de compression maximal, comme le montre qualitativement la Figure 1-2. Il en résulte une réduction de puissance d'autant plus sensible que la marge de sécurité augmente.

Il est évident que, pour l'état actuel d'avancement de la technologie, la poursuite de l'amélioration du rendement requiert la maîtrise du comportement instationnaire des écoulements internes aux machines.

Dans ce cadre se justifie l'intense effort qui a animé les équipes de recherche en turbomachines depuis les années 1990, dans la recherche d'une réduction de la marge de sécurité et de l'éloignement de la courbe limite au pompage du point de fonctionnement optimal.

Le recul de la courbe limite d'émergence des instabilités vers des débits plus faibles fait appel à la mise au point de techniques de contrôle des mécanismes instationnaires à l'origine du déclenchement du comportement instable. L'injection de flux d'air secondaires et le traitement de la surface interne du carter en constituent des exemples, représentatifs des méthodes dites respectivement actives et passives.

La découverte de l'existence de phénomènes précédant le déclenchement des instabilités semblent ouvrir un chemin de réponse au premier questionnement. La détection de ces signaux précurseurs, unie à un système de régulation du débit suffisamment rapide, permettrait d'étendre la plage de fonctionnement aux débits de taux de compression maximal (ou très proche), en réduisant la marge de sécurité requise.

Ce travail de thèse se situe dans cet axe de recherche, en se proposant d'apporter d'avantage d'informations sur les phénomènes instationnaires se manifestant à bas débit dans un étage de compresseur axial basse vitesse. Des campagnes expérimentales ont été menées afin d'obtenir la caractérisation la plus fine possible de la configuration de décrochage tournant et du précurseur l'annonçant. Deux techniques de mesure ont été employées au cours du projet, de par leur complémentarité. L'analyse proposée s'appuie essentiellement sur des mesures de pression instationnaire pariétale, réalisées dans une région axiale confinée au rotor. Des informations en vitesse seront également apportées pour une sélection de conditions de fonctionnement.

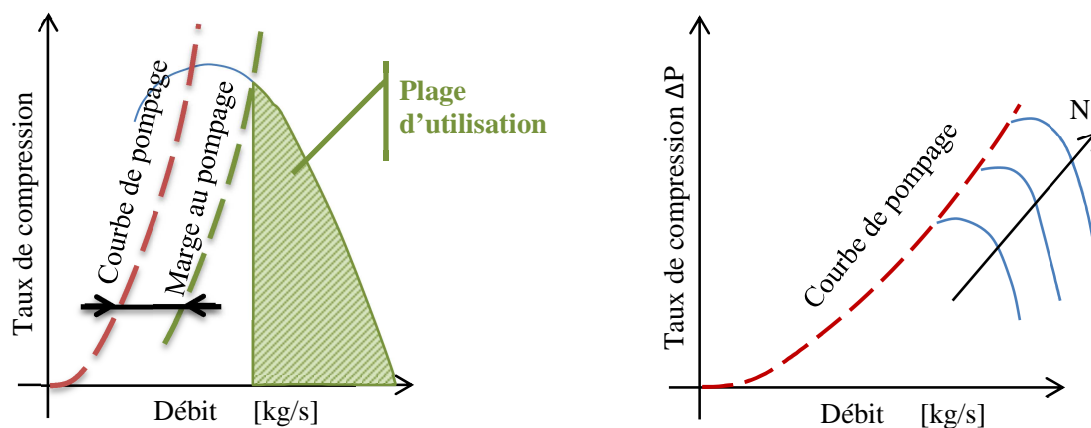


Figure 1-2 Courbes caractéristiques d'un compresseur.

Le rapport est structuré en quatre chapitres principaux. Les deux premiers, à caractère pédagogique, permettront au lecteur de situer le contexte d'étude et de mieux cerner le verrou scientifique. Le chapitre bibliographique fournira un cadre de synthèse sur les principaux mécanismes instationnaires intéressant les turbomachines. Un regard plus approfondi sera réservé aux phénomènes responsables de la chute des performances, aux bas débits de fonctionnement. Une présentation du support expérimental de l'étude est

proposée dans le deuxième chapitre. Le lecteur y trouvera une description détaillée du banc d'essais ainsi que de son équipement en instrumentation de mesure. Le cœur du travail de thèse sera présenté dans les deux chapitres dédiés aux résultats. L'analyse débute, dans le quatrième chapitre, avec la caractérisation des écoulements en conditions de fonctionnement stables. Trois régimes différents seront comparés entre eux afin de saisir l'évolution du comportement lorsque la machine se rapproche des conditions critiques vis-à-vis de la chute de performance. Le chapitre suivant est consacré au décrochage tournant et à son précurseur. Des approches de traitement de données originales y seront présentées. Une synthèse des points marquants de ce travail de thèse conclut le rapport.

2. Bibliographie

2.1. Introduction au chapitre

Dans le premier chapitre de ce manuscrit on se donne pour objectif de fournir, de façon synthétique, les éléments permettant de contextualiser le sujet de thèse, portant sur la caractérisation expérimentale des écoulements dans un compresseur axial en régime de fonctionnement instable. Quel que soit le régime de fonctionnement considéré, une machine tournante demeure un système complexe dans lequel la structure des écoulements résulte de la participation simultanée de plusieurs phénomènes. Il a semblé par conséquent important de débiter le traitement bibliographique par une introduction aux principaux phénomènes instationnaires se manifestant dans les machines axiales ; une attention particulière sera prêtée à ces phénomènes censés jouer un rôle non négligeable dans le fonctionnement des machines en régime instable, tels que le tourbillon de jeu ou encore l'effet potentiel remontant. Une fois les bases sur les mécanismes instationnaires classiques posées, la présentation bibliographique rentrera dans le vif de la thématique, proposant un état de l'art sur les principales connaissances acquises dans le domaine du fonctionnement instable des compresseurs axiaux. L'attention sera focalisée en particulier sur les phénomènes intéressant le support expérimental de cette étude. C'est ainsi que les deux paragraphes principaux de cet exposé bibliographique sont consacrés au décrochage tournant et à ses phénomènes avant-coureurs.

Vue la nature expérimentale du travail réalisé, une section dédiée aux techniques de mesure adoptées intègre et clôture le chapitre. Le lecteur trouvera, en particulier, en présentation détaillée de la technique d'anémométrie par fil chaud et de la méthode de calibration mise en œuvre dans la cadre de ce travail de thèse.

2.2. Les instabilités dans les turbomachines

Les phénomènes instationnaires en mécanique des fluides sont en général intrinsèquement complexes. Dans le cadre des turbomachines, la manifestation simultanée de plusieurs d'entre eux rend difficile un traitement global du sujet, ce qui a favorisé le développement d'une multitude d'axes de recherche, en suivant la variété des mécanismes aérodynamiques considérés instationnaires.

Avant de procéder à une succincte présentation des principaux phénomènes instationnaires affectant les turbomachines, un rappel des deux concepts intervenant dans leur classement sera donné : la **stationnarité** et la **stabilité**. Le concept de stationnarité est lié à la variabilité du comportement dans le temps, tandis que la stabilité à la régularité de manifestation d'un certain état. On considérera, par conséquent, un **phénomène stationnaire** quand les grandeurs qui le caractérisent restent constantes dans le temps et **instationnaire** dans le cas contraire. Lorsque les variations assument un caractère répétitif et régulier on parlera de phénomène **stable**. De plus, lorsque la machine, sollicitée par une perturbation transitoire (par exemple, une variation soudaine de charge), est en mesure de retrouver un équilibre de fonctionnement on dira qu'elle opère en régime **stable**.

Il semble important de souligner que les machines génératrices, telles que les compresseurs axiaux, sujet de ce travail de thèse, sont intrinsèquement soumises au risque de perte de stabilité, vue l'opposition de direction de l'écoulement par rapport à la force de pression (voir Figure 1-2).

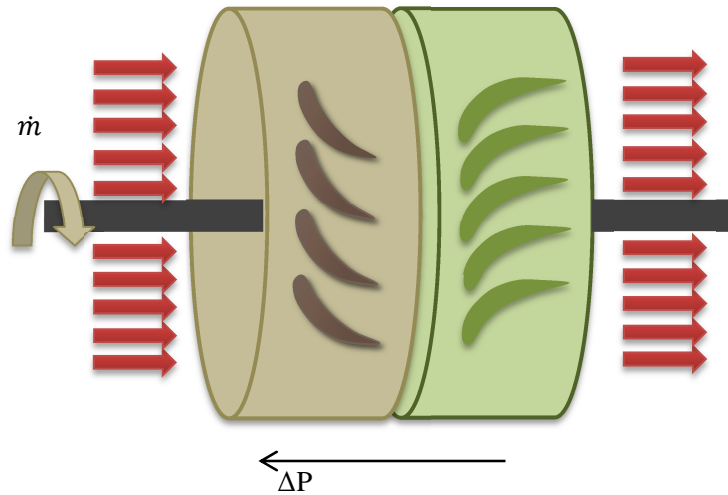


Figure 2-1 Opposition de direction entre l'écoulement et la force de pression.

Le concept de stabilité de la machine entre en jeu dans la définition des conditions de fonctionnement limites et des marges de sécurité. On adoptant le lexique spécifique aux machines génératrices, on parlera de **ligne de pompage** et de **marge au pompage** (à voir dans la Figure 1-2). On gardera à l'esprit que, malgré le nom qu'elle porte, cette condition critique ne fait pas forcément référence uniquement au pompage, mais de manière générale à l'apparition d'instabilités dans la machine qu'elles soient de type pompage ou décrochage tournant.

On peut aisément déterminer l'allure de la courbe de pompage, observée sur la Figure 1-2, en autres termes on peut remonter à l'équation qui exprime la variation du taux de compression en fonction du débit pour les points d'apparition du pompage à différents régime de rotation. On part des expressions des coefficients de pression totale et de débit :

$$\psi_t = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho U_{tête}^2} \quad 2-1$$

$U_{tête}^2$ étant la vitesse d'entraînement en tête d'aube.

$$\varphi = \frac{V_{axiale}}{U_{tête}} \quad 2-2$$

En utilisant l'indice s pour les grandeurs du point d'apparition du pompage, on peut écrire la conservation du débit et du taux de pression de la manière suivante :

$$\frac{Q_s}{\varphi_s S} = \rho U_{tête} \quad 2-3$$

Q étant le débit en masse et S la section de passage.

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_s = \left(\frac{p_1 + \Delta p_s}{p_1}\right) \quad 2-4$$

Où les pressions, en amont de roue (indice 1) et en aval de roue (indice 2,) doivent toujours être entendues comme totales.

En explicitant Δp_s de l'équation 2-1 et en substituant à $U_{tête}$ son expression, sortie de l'équation 2-3, on obtient de l'équation 2-4 la suivante loi de variation du taux de compression en fonction du débit :

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_s - 1 = B Q_s^2 \quad 2-5$$

$$\text{Où } B = \frac{1}{2S^2 \rho p_1} \left(\frac{\psi_s}{\varphi_s^2}\right).$$

On a donc retrouvé l'explication mathématique de l'évolution de la ligne de pompage qui présente la forme d'une parabole. Lorsque la vitesse de rotation varie, il est fondamental que le point de fonctionnement soit maintenu suffisamment éloigné de cette zone. L'estimation du coefficient de débit φ_s étant difficile, les constructeurs préfèrent garder des marges importantes pour des questions de sécurité. La marge au pompage est ainsi définie :

L'indice DP indique le point de fonctionnement nominal.

2.2.1. Les principaux mécanismes instationnaires

La distinction la plus emblématique que l'on puisse appliquer à l'ensemble des phénomènes instationnaires apparaissant dans des machines tournantes est celle entre mécanismes périodiques et mécanismes aléatoires. La multitude de phénomènes et leur complexité empêche, dans la courte durée

$$marge = \frac{\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{DP}}{\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_{DP}} \quad 2-6$$

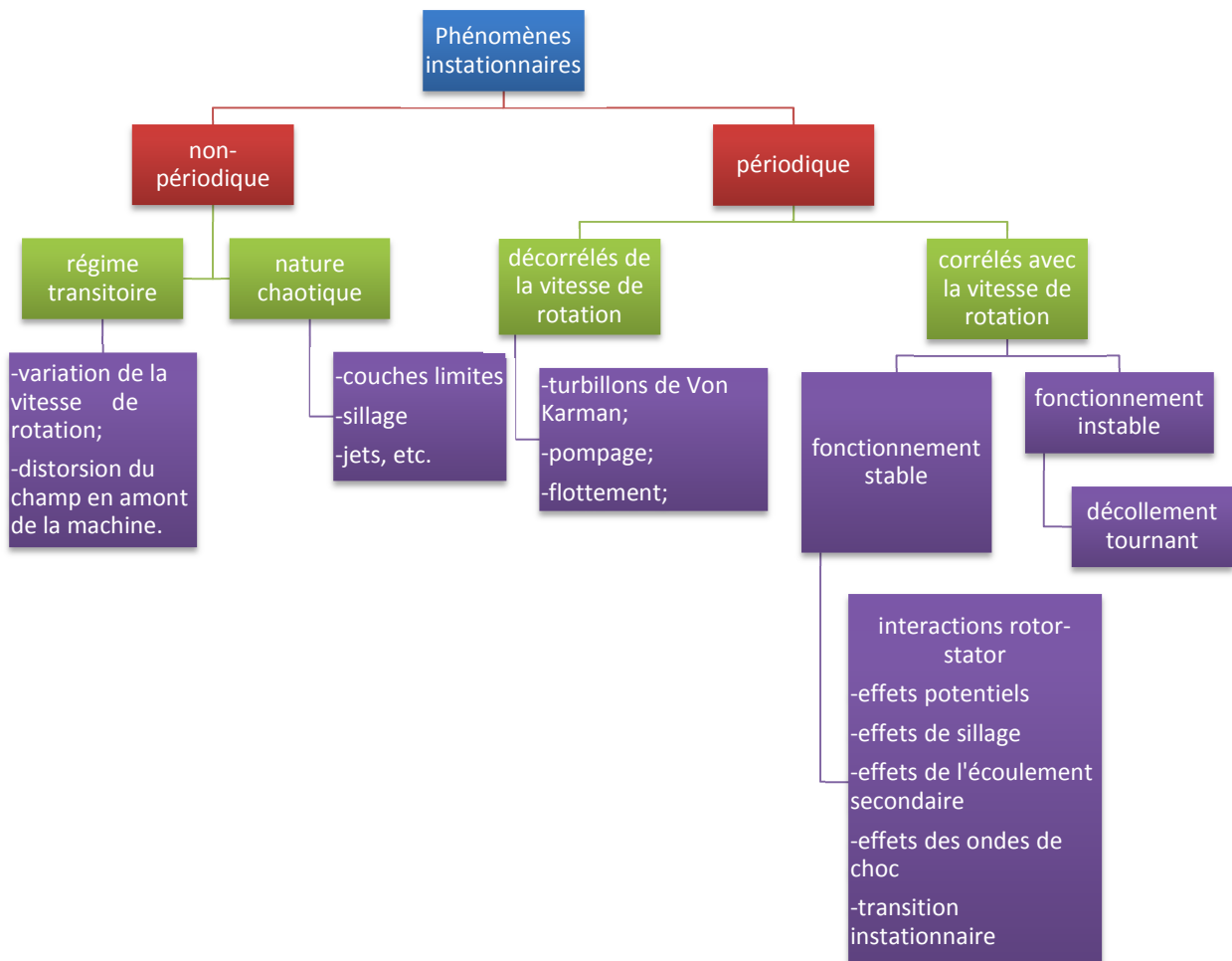


Figure 2-2 Organigramme résumant les instationnarités dans les turbomachines (Callot, 2002)

d'une thèse, de tous les aborder et encore moins de les approfondir. C'est pourquoi dans ce chapitre il ne sera exposé qu'une sélection restreinte des phénomènes les plus fréquemment analysés en relation avec le décrochage tournant.

En Figure 2-2 est proposé un classement des phénomènes instationnaires habituellement présenté dans la littérature.

2.2.2. Phénomènes périodiques apparaissant en régime de fonctionnement stable

L'intérêt de la recherche envers les phénomènes se manifestant en régime de fonctionnement normal réside dans leur forte influence sur les performances globales de la machine. On n'abordera que les phénomènes physiques qui participent principalement à la définition des écoulements dans les machines axiales subsoniques, le support expérimental de la thèse étant un compresseur axial à basse vitesse. Dans la suite seront, donc, illustrés les trois phénomènes suivants: **les effets potentiels, le sillage et l'écoulement de jeu.**

Les effets potentiels.

La perturbation des lignes de courant induite par le passage d'une aube, soit dans le repère relatif (aube de stator dans le repère mobile du rotor) soit dans le repère absolu (aube du stator) se traduit par une déstabilisation quasi-instantanée du champ de pression aux alentours de l'obstacle. Cette impulsion périodique se propage, tant en amont qu'en aval par rapport à la direction axiale de l'écoulement moyen, de la même manière qu'une onde acoustique (Figure 2-3).

Les effets potentiels ont été observés tant dans les machines génératrices comme dans les machines réceptrices. Déjà dans les années 1960 (Parker, 1967), lors d'études sur les interactions rotor- stator en turbine, les effets potentiels avaient été mis en évidence et comparés à l'effet de sillage.

Les résultats de plusieurs travaux de recherche (Dring, et al., 1982), (Korakianitis, 1992), (Giles, 1988), en turbine ou en compresseur, qu'ils soient de nature expérimentale ou numérique, ont souligné l'influence de deux paramètres géométriques : la distance inter-roues et le nombre d'aubes du rotor. Les effets potentiels peuvent être négligés devant l'effet de sillage tant que la distance inter-roues est supérieure à une valeur seuil, qui, dans le domaine des turbines, a été estimée autour du 30% de la corde axiale de l'aube mobile (Oliveira, 1999). De plus, ils deviennent dominants au fur et à mesure que le nombre d'aubes augmente.

Greitzer (Greitzer, 1985) donne une expression pour l'estimation de l'intensité de la perturbation :

$$\left. \frac{\delta P}{\rho V^2} \right|_{max} = \frac{\sqrt{1 - M^2}}{1 - M_x^2} \exp\left(-2\pi \frac{\sqrt{1 - M^2}}{1 - M_x^2} \frac{x}{\Delta\theta}\right) \quad 2-7$$

où $\Delta\theta = 2\pi/N$ représente le pas interaubes, M et M_x le nombre de Mach local respectivement absolu et axial et x la distance axiale de la source potentielle. Les effets potentiels restent négligeables si $x/\Delta\theta > 30\%$ pour un écoulement subsonique, alors que pour un nombre de Mach proche de 1, ils sont transmis sans amortissement et ils peuvent être ressentis très loin de la source. L'expression indique aussi que les perturbations potentielles sont plus intenses lorsque les vitesses locales sont élevées ; typiquement sur

l'extrados des aubes de compresseur, à proximité du bord d'attaque, et sur l'extrados des aubes de turbine, à proximité du bord de fuite.

L'effet potentiel remontant (qui se propage en direction contraire à celle de l'écoulement moyen) joue un rôle important dans la détermination de la distribution des angles et des vitesses dans les espaces inter-aubes, comme le montre qualitativement la Figure 2-3.

On estime que, compte tenu des distances inter-aubes couramment employées dans les machines, le pouvoir de perturbation des effets potentiels sont d'un ordre de grandeur plus faible que celui de l'effet de sillage.

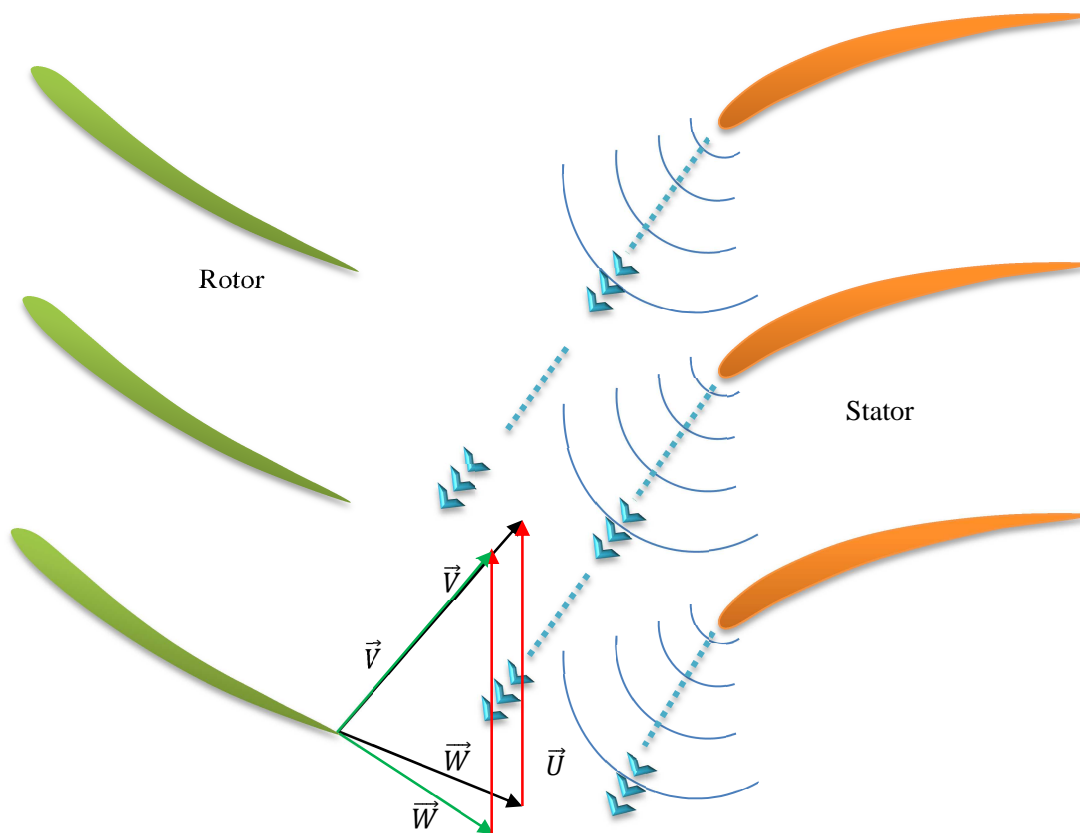


Figure 2-3 Influence des effets potentiels remontants sur l'écoulement inter-aubes.

Le sillage.

Des études expérimentales du champ turbulent de l'écoulement dans un compresseur axial subsonique à deux étages (Sentker, et al., 2000) ont mis en lumière la présence de zones à déficit de vitesse dans les canaux inter-aubes. Bien qu'il n'ait pas été possible d'en distinguer précisément la contribution, les causes identifiées sont les effets potentiels et l'effet de sillage.

On appelle **sillage** le résultat de l'action d'entraînement exercé par l'écoulement principal sur les couches limites, engendrées autour des aubages et fusionnées à leur bord de fuite. La Figure 2-4 donne un aperçu du transport du sillage dans les étages d'une turbine.

Le déficit de vitesse qui caractérise le sillage est modélisé par un jet dont la direction est la même que le vecteur gradient de vitesse, autrement dit *jet négatif*.

Dans le repère des aubes situées à l'aval, le sillage est aperçu comme se déplaçant avec une vitesse de glissement \vec{v}_g du même ordre de grandeur que son déficit de vitesse maximal (Figure 2-5). Dans le cas d'une machine génératrice, la déformation consécutive des triangles de vitesse à la sortie du rotor participe à augmenter le travail transféré au fluide grâce à une plus forte décélération du courant relatif. La nature dissipative du phénomène de sillage est donc partiellement rééquilibrée par cet effet bénéfique.

L'évolution d'un sillage, du point de formation jusqu'à sa disparition, est bien complexe; il est partiellement dissipé, haché par les roues qu'il traverse, il interagit avec les autres sillages ou découpes de sillage qu'il va rencontrer et de plus avec les structures propres à chaque canal.

La non-uniformité spatiale du champ de vitesse moyen induit la déformation, dite élastique ou non-visqueuse, des sillages. Ils se présentent, de ce fait, allongés (étirés tangentiellement aux lignes de courant) dans la zone d'accélération et condensés (ou étirés perpendiculairement aux lignes de courant) dans les zones de décélération.

L'interaction entre la vorticité des sillages et la circulation des aubes engendre la formation de deux tourbillons contrarotatifs qui limitent les zones de sillage (Figure 2-5).   l'intérieur des sillages les deux tourbillons contribuent au transport de masse dans la même direction du vecteur de glissement. Cependant, à l'extérieur, la direction du transport est inversée, ce qui est en accord avec la conservation de

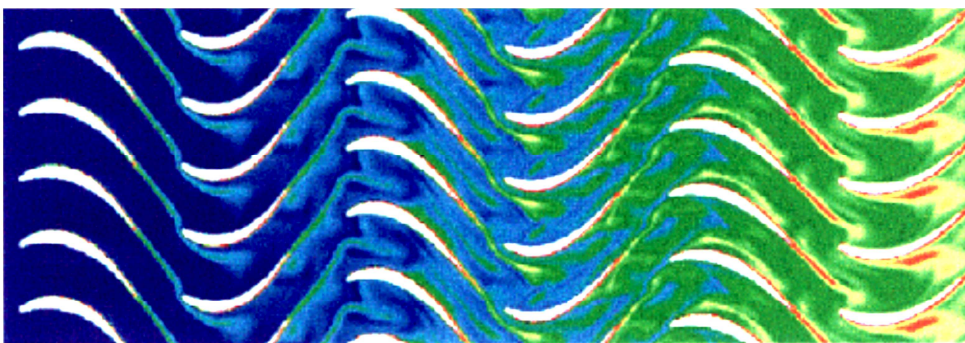


Figure 2-4 Simulation du transport du sillage dans les étages d'une turbine basse pression. (Arnone, et al., 1999)

la masse. Ce phénomène, appelé *jet du sillage* est responsable de la génération de points d'aspiration et d'impact de sillage sur les parois des aubes. Ces points se déplacent le long des parois suivant la convection des sillages dans les canaux inter-aubes.

Un autre aspect qui ne peut pas être négligé est l'interaction avec les couches limites sur les aubages. Leur développement est affecté à deux niveaux ; l'extérieur de la couche limite est soumis à l'oscillation

temporelle des grandeurs physique, causée par l'instationnarité propre au sillage, tandis que l'intérieur est perturbé par la pénétration périodique des tronçons de sillage. Il semble que le deuxième mécanisme, dans le domaine des turbomachines, soit dominant.

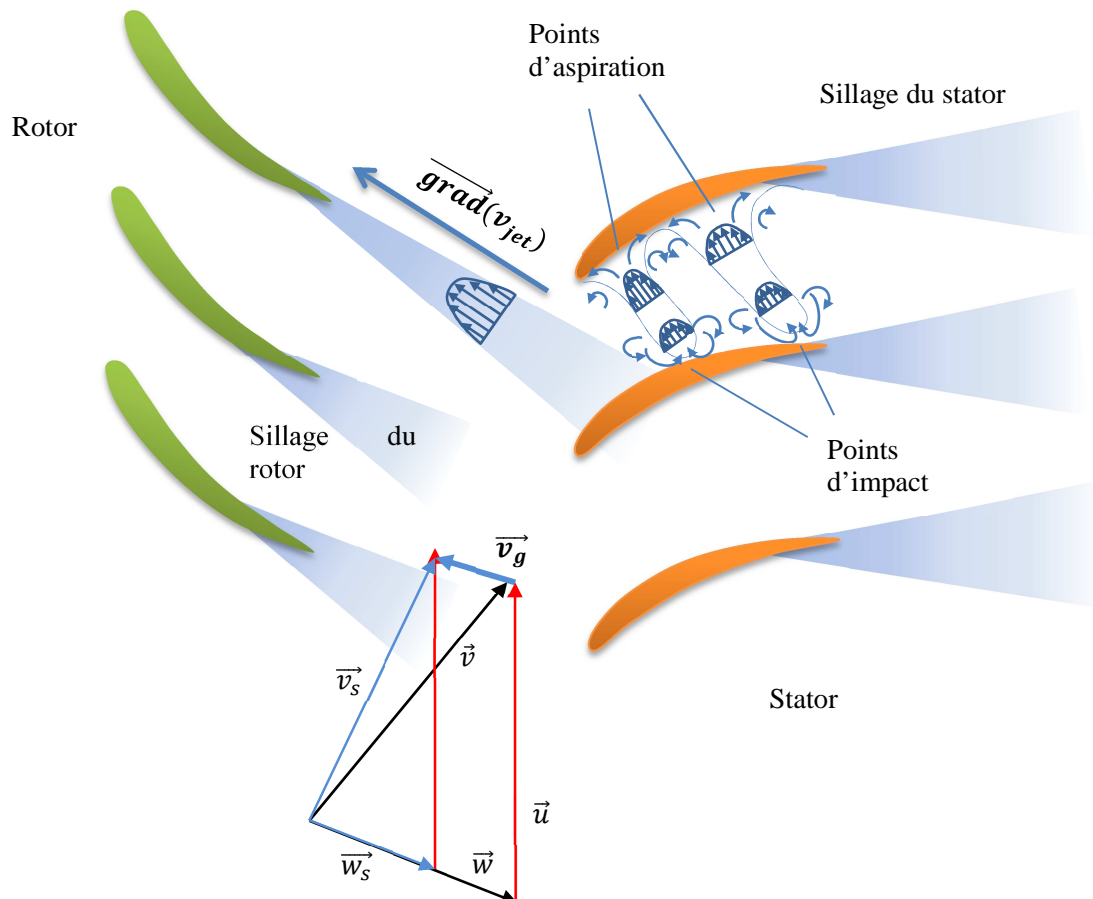


Figure 2-5 Triangle de vitesse modifié dans la zone de sillage.

L'apport turbulent fourni par les tronçons de sillage, rend la couche limite instable et peut être la cause du déclenchement de la transition laminaire-turbulente. La couche limite se caractérisera, de ce fait, par l'alternance temporelle de régions laminaires et turbulentes. L'impact du sillage est donc considérablement réduit lorsque les couches limites sont déjà turbulentes.

Écoulement de jeu.

Dans des conditions de fonctionnement stable, le fait de considérer, en première approximation, que, dans les machines axiales, les particules fluides se déplacent tout en restant dans la même surface cylindrique, est globalement respectée sur toute la hauteur de l'aubage.

Les lignes de courant près du carter en sont une exception. L'écoulement chevauche l'aube, en passant à travers la zone de jeu entre tête d'aube et carter et, en rencontrant l'écoulement principal le long l'extrados, donne origine à un tourbillon, dénommé *tourbillon de jeu* (Figure 2-6). Le caractère fortement instationnaire de la déviation de l'écoulement en tête d'aube entraîne une réduction de la force de

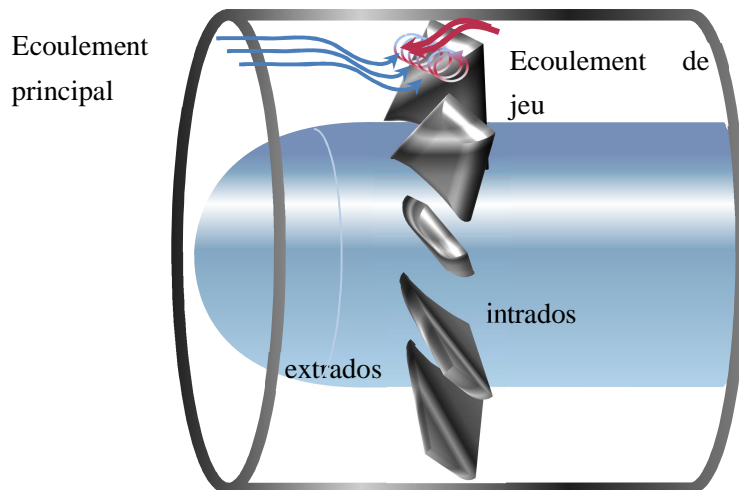


Figure 2-6 Écoulement de jeu dans une machine axiale.

pression, qui se traduit par une diminution locale du travail. En même temps, le tourbillon de jeu se déplace à travers le canal en direction de l'intrados de l'aube adjacente, il interagit avec l'écoulement moyen, contribuant à accroître les pertes. La structure de l'écoulement dans cette zone dépend de plusieurs facteurs, parmi lesquels le gradient de pression entre intrados et extrados, la géométrie de l'aube et la répartition de la charge.

2.2.3. Phénomènes périodiques en régime de fonctionnement instable.

Les phénomènes auxquels on va s'intéresser par la suite affectent le comportement des machines tournantes aux plus faibles débits de fonctionnement. Il s'agit de mécanismes aérodynamiques qui précèdent ou accompagnent la perte de stabilité.

Le phénomène caractérisant les régimes opérationnels à plus faibles débits, le pompage, sera présenté dans le sous-paragraphe suivant alors qu'au dérochage tournant et ses précurseurs sont dédiés les paragraphes 2.3 et 2.4 entiers.

Phénomènes décorrélés de la vitesse de rotation de la machine : le pompage.

Le pompage est une instabilité monodimensionnelle affectant l'ensemble du système aux plus bas débits, se manifestant à travers l'instauration d'une onde de pression à basse fréquence (2-50 Hz) qui se déplace

en direction axiale et qui est en mesure de moduler le débit moyen. En Figure 2-7 est proposé un schéma illustratif du phénomène. La plage des régimes de fonctionnement stables est graphiquement caractérisée par la superposition des courbes caractéristiques de la machine et du système. La divergence des deux courbes en A signale le démarrage de la phase d'instabilité qui, comme on vient de l'expliquer, est déclenchée par l'apparition des premières cellules de décrochage tournant.

Les performances continuent à chuter tant que le niveau énergétique du système, à cause de son inertie, reste plus élevé que celui de la machine (A→B, « phase dominée par l'inertie du système ») et se redressent quand la condition opposé est vérifiée (B→A, « phase dominée par la machine »). La forte inertie du système empêche aux points d'extrémités des deux phases d'être des points de fonctionnement stables, raison pour laquelle le processus se renferme dans une boucle où la machine se retrouve nuisiblement piégée, à moins d'une forte augmentation de débit imposée par le système de contrôle.

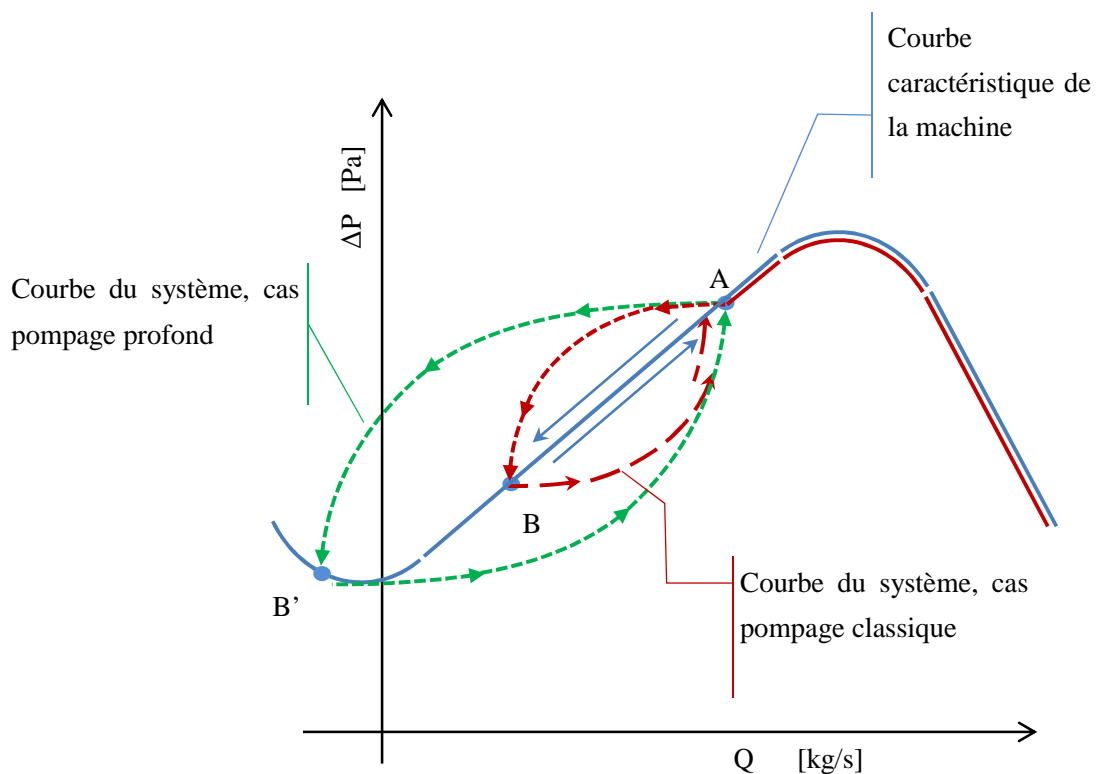


Figure 2-7 Cycle de pompage pour une machine génératrice

Le phénomène peut se manifester sous plusieurs variantes selon le niveau de puissance de la machine considérée. Une forme de pompage modérée, telle que celle qui est représentée en rouge dans la Figure 2-7, limitée dans la plage de débits positifs, se manifeste souvent dans les machines à faibles taux de compression. Bien que de nature instable, ce phénomène peut se reproduire de manière cyclique avec des périodes très régulières. Les machines plus puissantes, qu'elles soient axiales où centrifuges, sont le lieu d'une forme de pompage plus profonde, caractérisée par des fluctuations de débit très importantes qui

peuvent atteindre des valeurs négatives. Enfin, on retrouve dans la littérature (Stein, et al., 2000) un régime de fonctionnement appelé pompage modifié, caractérisé par la persistance des cellules de décrochage tournant accompagnées de fluctuations de débit propre au pompage.

2.3. Le décrochage tournant

Le décrochage tournant est une instabilité qui se manifeste à débit partiel, tant dans les machines axiales que centrifuges, et qui reste confiné à la machine, contrairement au pompage. Il s'agit d'un phénomène tridimensionnel dissipatif se propageant tangentiellement dans les canaux inter-aubes, à une vitesse qui est une fraction de celle du rotor. Outre les pertes de charge, il est source d'importants phénomènes vibratoires qui, s'ils coïncident avec une fréquence propre de la machine, peuvent induire une fatigue hâtive.

Décrochage est un terme utilisé en aérodynamique pour identifier la perte de portance d'un profil, ou, en terme plus explicites, le décollement de l'écoulement le long du profil. Quand le phénomène intéresse de manière séquentielle les aubes d'une turbomachine, on parle de *décrochage tournant*. Généralement le décollement n'intéresse pas une seule aube à la fois mais plutôt un ou plusieurs secteurs entiers de couronne, plus ou moins étendus. La totalité du fluide décollé contenu dans un secteur est appelé *cellule de décrochage* (Figure 2-8).

L'obstruction partielle des canaux inter-aubes détermine une chute rapide de débit et de travail ; une réduction additionnelle de débit entraîne généralement le système entier dans le régime de fonctionnement instable qui caractérise les plus bas débits. Pour cela, la forme complètement développée du décrochage tournant peut être considérée comme la phase transitoire avant le démarrage du pompage.

Le schéma de Figure 2-8 représente de manière très simplifié le mécanisme de formation d'une cellule de décrochage. Lors que le débit baisse, des conditions favorables au développement du décrochage s'installent ; l'écoulement tend à investir l'aube avec un angle d'incidence qui n'est plus optimal, ce qui entraîne l'épaississement des couches limite à la paroi. L'obstruction provoquée par cette masse de fluide à plus faible enthalpie dans le canal inter-aubes cause la déflexion des lignes de courants investissant le canal. Comme conséquence directe, les aubes qui précèdent la perturbation (aubes position A) rencontrent des conditions de plus en plus favorables au ré-attachement du courant (l'angle d'incidence baisse) tandis que les aubes suivantes (aubes position B) voient l'angle d'incidence s'accroître et avec lui la masse de fluide décollée. Dans le repère lié à la roue tournante, la cellule de décrochage apparaîtra se déplaçant en sens contraire à celui de rotation de la machine alors que dans le repère absolu, à cause de la plus faible vitesse de rotation du phénomène par rapport au rotor. Le nombre de cellules de décrochage présentes simultanément tend à décroître avec le débit ainsi que leur vitesse de propagation circumférentielle.

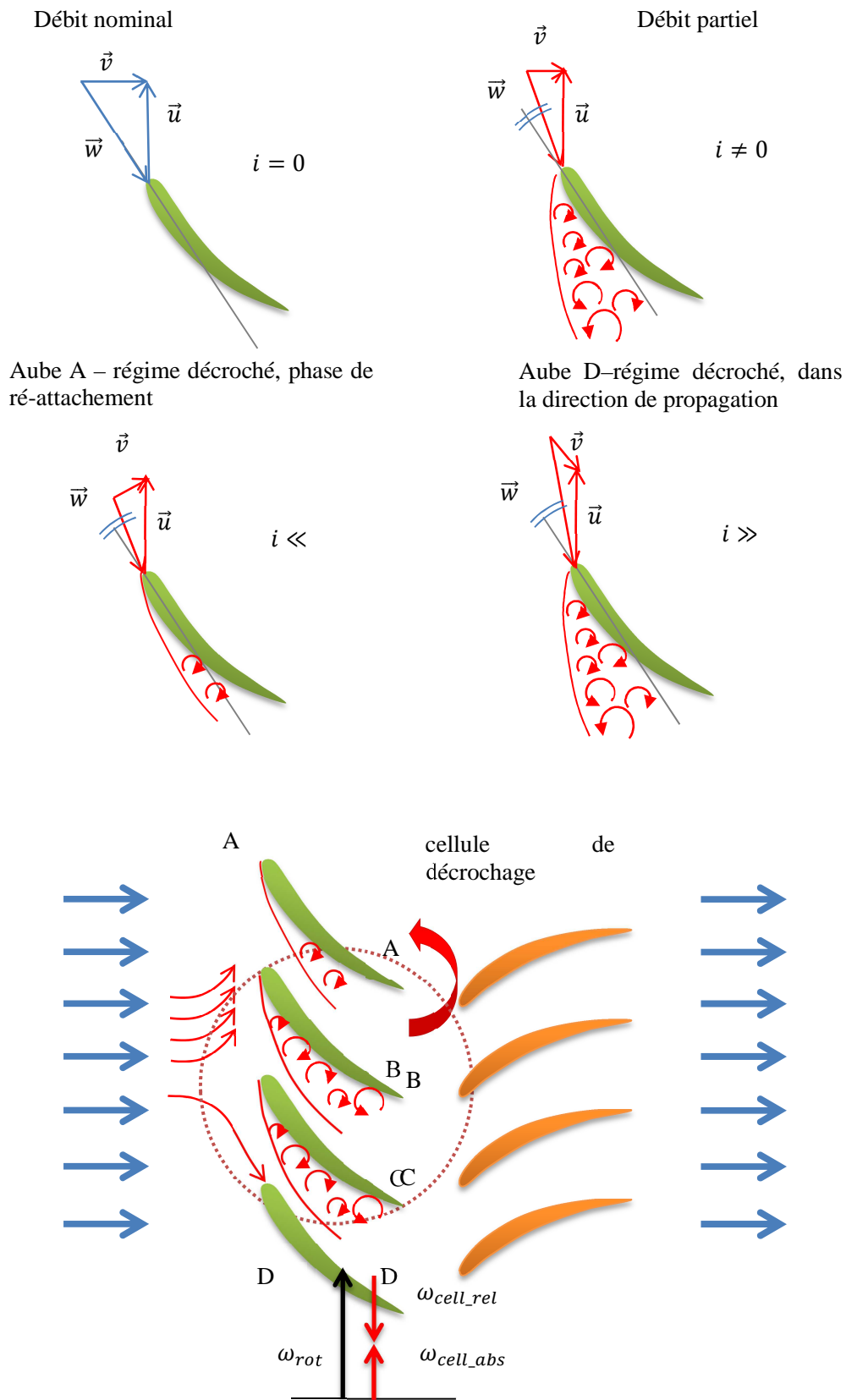


Figure 2-8 Schéma simplifié du mécanisme de formation du décrochage tournant

2.3.1. Formes de décrochage tournant.

Le décrochage tournant est un phénomène instationnaire évolutif. Il n'existe pas une seule forme de décrochage mais pour une même machine plusieurs configurations peuvent être observées, en fonction du débit. Le nombre de cellules, leur extension et leur dynamique ne sont pas constantes dès leur apparition jusqu'à leur forme pleinement développée qui précède le démarrage du pompage. Pour cela, si l'on veut caractériser le comportement d'une machine en régime décroché de manière exhaustive, il faudra en spécifier la modalité de démarrage et les caractéristiques en régime complètement développé.

L'ensemble des études menées jusqu'à présent ont permis d'établir un lien entre les différentes configurations de décrochage observées (selon la machine considérée et selon la phase d'avancement du phénomène) et les caractéristiques géométriques et opérationnelles des machines. Cinq paramètres ont de l'influence sur le phénomène (Day, et al., 1978), **Source spécifiée non valide.**: le nombre de Mach à régime nominal de la machine (machine subsonique où transsonique), le nombre d'étages, la vitesse de rotation, le rapport d'allongement (rapport moyeu/carter) et le rapport entre le nombre d'aubes du rotor et du stator.

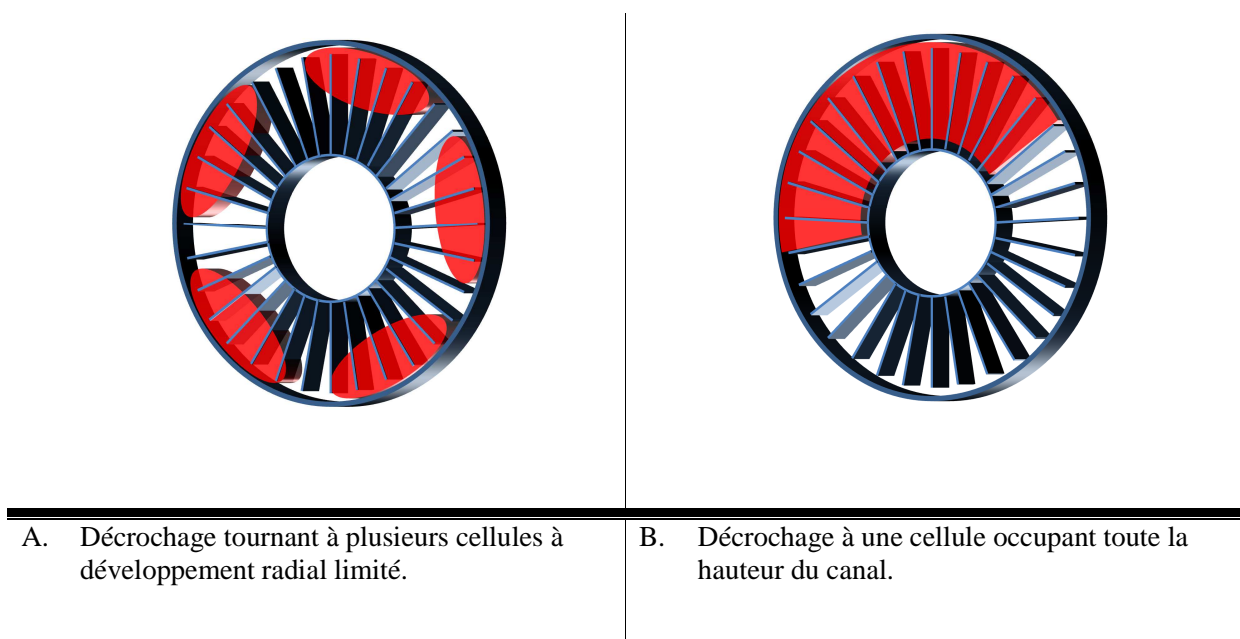


Figure 2-9 Configurations de décrochage tournant.

On distingue deux configurations de décrochage fondamentales sur la base du nombre et de l'extension radiale des cellules, dont une représentation simplifiée est donnée en Figure 2-9.

Une première configuration (cas A) est caractérisée par un nombre de cellules élevé (parfois même supérieur à 10), partiellement développées sur la hauteur du canal inter-aubes et se propageant en direction tangentielle avec une vitesse de rotation généralement plus élevée que 40% de celle de rotation de la machine.

La seconde configuration (cas B) ne compte qu'au maximum deux cellules simultanées, occupant la hauteur totale du canal et se déplaçant avec une vitesse de rotation généralement plus faible que celle du cas précédent et de toutes façons ne dépassant pas 60 % de celle du rotor.

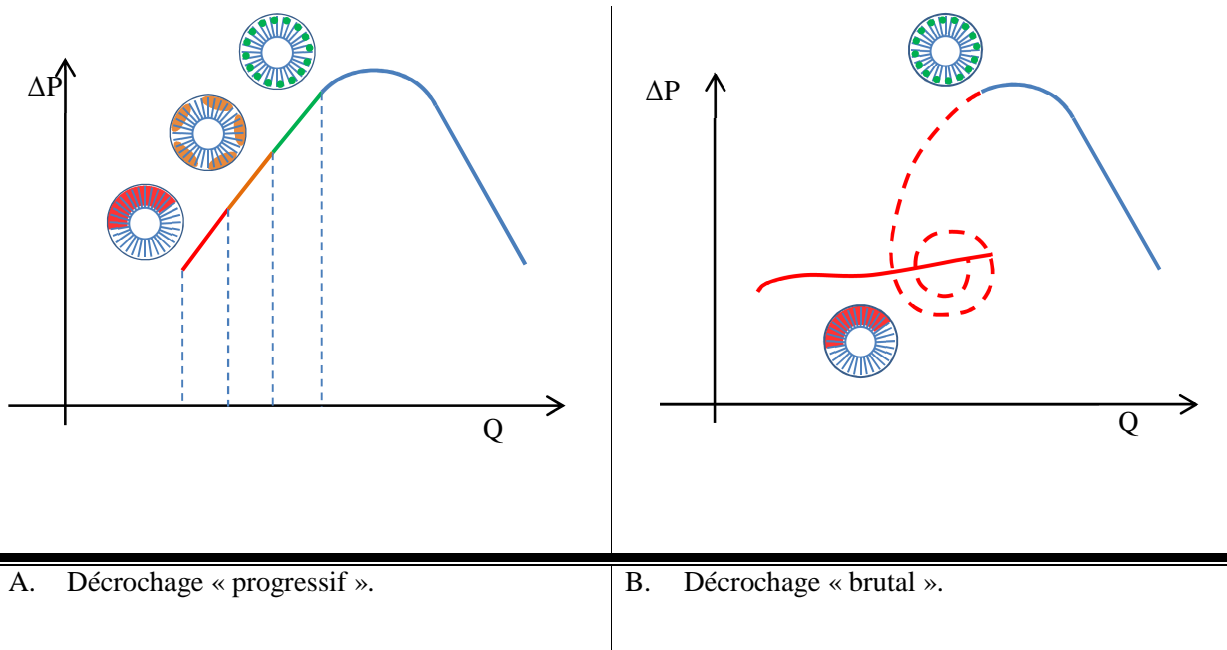


Figure 2-10 Passage du régime sain au régime décollé.

Les paramètres susmentionnés interviennent dans la prévision du comportement d'une machine particulière à l'égard du décrochage tournant.

Suivant le résumé proposé par Gourdain (Gourdain, 2005) en partant des travaux expérimentaux conduits sur ce sujet, on peut proposer les observations suivantes :

- ✓ Les rotors montés en étage tendent vers des configurations avec moins de cellules que s'ils sont isolés ;
- ✓ Un grand rapport d'allongement favorise le décrochage à une seule cellule ;
- ✓ Le régime de rotation à basse vitesse favorise l'émergence d'un plus grand nombre de cellules ;
- ✓ Bien que les données en possession ne soient pas suffisantes pour pouvoir en retirer une règle de comportement général, on peut affirmer que le rapport du nombre d'aubes du rotor par rapport à celles du stator influe sur la configuration de décrochage.

La progression du phénomène est toute aussi bien corrélable aux paramètres géométriques de la machine. Les machines à faible rapport d'allongement et/ou avec un jeu important entre rotor et stator présentent un *décrochage* dit « *progressif* » (

Figure 2-10-A). Le point de fonctionnement critique étant atteint, les instabilités se déclenchent sous forme de nombreux spots de décollement très limités en taille qui tendent naturellement à se réorganiser

dans un nombre moins élevé de cellules mais de plus grande dimension. La chute de débit et de performance s'arrêtent et la machine retrouve une plage de points de fonctionnement stables. La commande d'une réduction supplémentaire du débit engendre une nouvelle mutation de configuration ; les cellules se regroupent en une seule grande cellule de décrochage étalée sur toute la hauteur de l'aube. Dans ce segment de la courbe caractéristique la machine opère avec un risque important d'évolution vers le pompage.

L'apparition de l'instabilité peut être beaucoup plus brusque et entraîner le basculement du point de fonctionnement sur une courbe caractéristique autre que celle du régime stable. Ce comportement, connu comme *décrochage brutal* (Figure 2-10-B), intéresse plutôt les machines à haut rapport d'allongement et à fort taux de compression. A nouveau l'instabilité se déclenche via l'apparition de nombreuses petites cellules qui très rapidement évoluent dans une de plus grande taille.

2.4. Précurseurs du décrochage tournant.

Les premières études spécifiques sur les mécanismes de démarrage du décrochage tournant apparurent aux alentours des années '90, guidées par les laboratoires de recherche en turbomachines de l'Institut de Technologie du Massachusset (Garnier, et al., 1991), (Hendricks, et al., 1993), (McDougall, et al., 1990) et de l'Université de Cambridge, en collaboration avec Rolls-Royce (Day, 1993), (Camp, et al., 1998), (Day, et al., 1999).

L'investigation fine de l'écoulement dans la section d'entrée des roues mobiles permet de mettre en évidence l'existence de deux phénomènes-précurseurs du décrochage distincts, qui apparaissent en fonction de la configuration géométrique et/ou opérationnelle de la machine. Ils se manifestent à travers des perturbations du champ de pression, se propageant en direction circonférentielle, qui assument des caractéristiques bien différentes dans les deux cas. Les deux comportements peuvent être désignés comme perturbation « à pics » et perturbation « ondulatoire », bien qu'ils soient plus connus sous leur appellation anglaise, « spike » et « modal oscillations ». Des exemples d'évolution temporelle du signal de pression statique sont donnés respectivement en Figure 2-11 pour la modalité « à pics » et en Figure 2-12 pour la modalité « ondulatoire ». La spécificité de chaque phénomène apparaît avec évidence.

Le précurseur du type « spike » se présente comme une perturbation de petite extension et de très brève durée évoluant très rapidement en décrochage tournant. Dans le cas montré en Figure 2-11 l'émergence de la perturbation survient au niveau de l'emplacement de mesure n° 2, situé à l'amont du rotor aux alentours de la vingtième révolution. Elle s'amplifie en quelques tours et mute très rapidement en décrochage tournant.

La Figure 2-12 montre au contraire une perturbation du champ de pression statique plus persistante, évoluant tout au long d'une cinquantaine de révolutions avant de se convertir en vrai décrochage tournant.

Selon le « modèle simplifié » proposé par (Camp et Day, 1998), le type de précurseur apparaissant dans une machine spécifique est lié au positionnement du point de fonctionnement critique pour le décrochage tournant le long la courbe caractéristique de la machine.

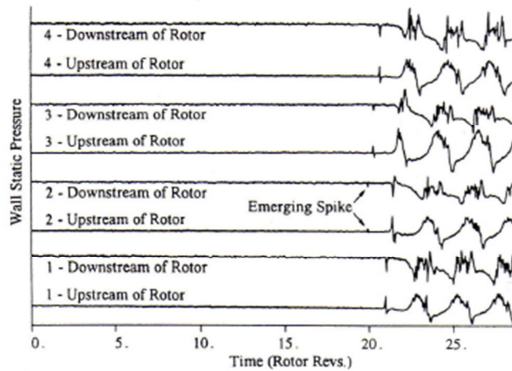


Figure 2-11 Perturbation « à pics ». (Camp et Day, 1998)

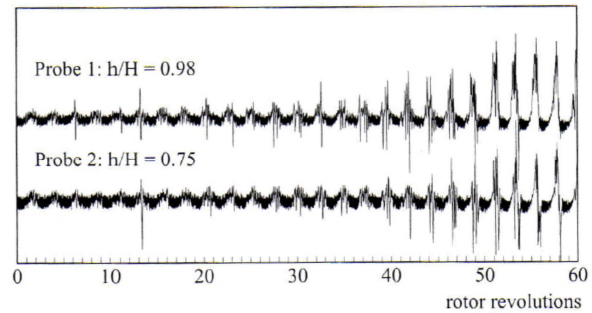


Figure 2-12 Perturbation « ondulatoire ». (Dobrzynski, et al., 2007)

Si l'angle d'incidence critique correspond à un point de fonctionnement situé sur la branche positive de la courbe, le démarrage sera précédé par une perturbation de type oscillatoire, alors que si la machine atteint les conditions critiques déjà sur la branche négative, le précurseur sera de type à pics.

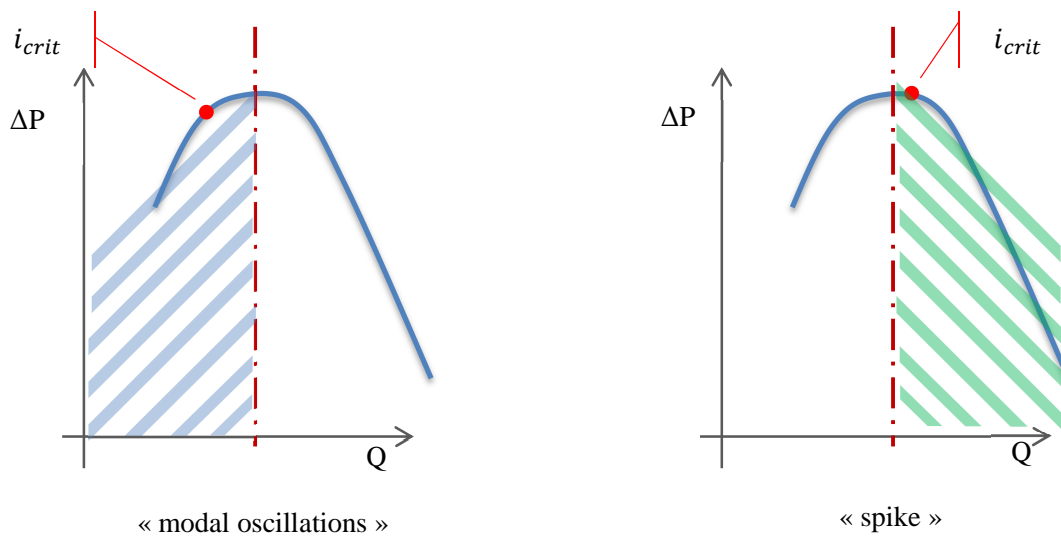


Figure 2-13 Modèle simplifié selon Camp et Day (Camp et Day, 1998).

2.4.1. « Spike » : de l'écoulement de jeu à la formation de cellules embryonnaires de décrochage.

A cause de la brièveté de son apparition, cette perturbation est particulièrement difficile à saisir, à moins de disposer d'une bonne résolution spatiale et temporelle de la mesure. Ces perturbations du champ de pression peuvent être considérées comme la conséquence de la formation de cellules embryonnaires de décrochage. De telles structures semblent être très circonscrites ; elles se trouvent confinées dans le secteur radial proche du carter juste à l'amont de la roue mobile. Leur propagation circumférentielle advient à une vitesse aux alentours de 70-80% de la vitesse de rotation à l'arbre.

Le rôle principal dans la génération de cette perturbation du champ de pression et, par conséquent de vitesse, est joué par le phénomène secondaire décrit au paragraphe 2.2.2, l'écoulement de jeu.

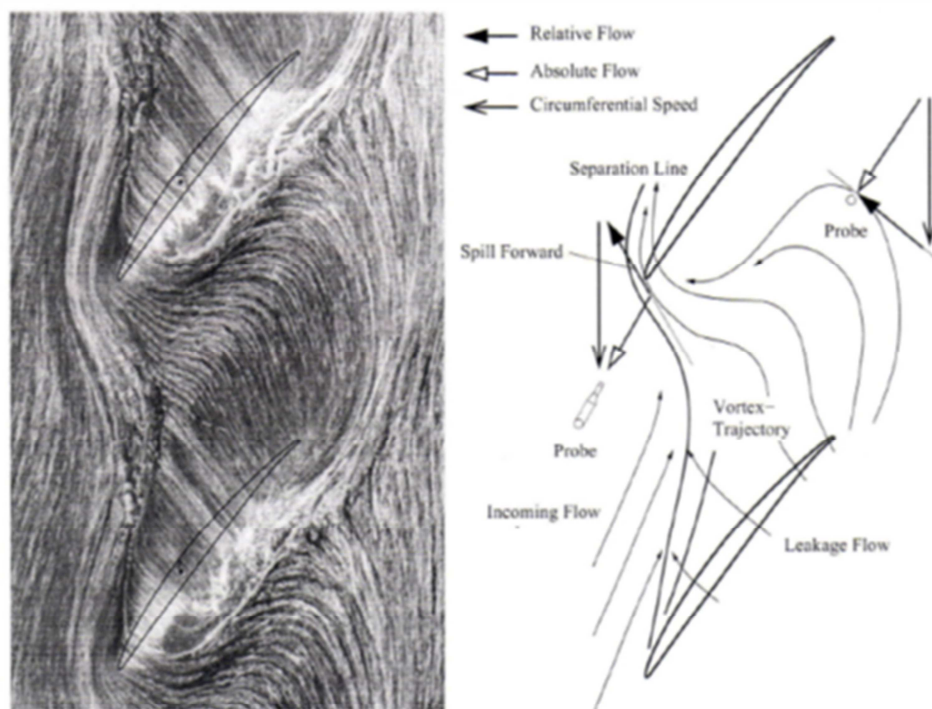


Figure 2-14 Écoulement de paroi pour une grille d'aubes. (Deppe, et al., 2005)

Grâce à la technique de visualisation par film d'huile, (Deppe, et al., 2005) ont mis en évidence les lignes de courants à la paroi du fond d'une grille d'aubes avec un angle d'incidence de 64° . Bien que la configuration géométrique ne reproduise pas les conditions réelles de développement de l'écoulement, elle demeure très utile en première approche pour la compréhension du phénomène. La frontière entre l'écoulement principal et l'écoulement de jeu est marqué par une ligne épaisse en forme de « s », qui constitue la trace visible du *tourbillon de jeu*. Forcé par ce dernier, l'écoulement principal se déplace en direction circumférentielle d'une aube à l'autre. Le bord d'attaque de l'aube suivante étant atteint les lignes

de courant se contractent avant que l'écoulement ne se déverse dans le canal. La masse de fluide à basse énergie accumulée près de la face en pression de l'aube participe au déversement, ce qui oblige le reste du fluide à la paroi à modifier sa trajectoire et rentrer dans le canal pour alimenter la zone vidée.

La Figure 2-11 et la Figure 2-15 ont ainsi une signification claire. Les pics de pression visibles dans le

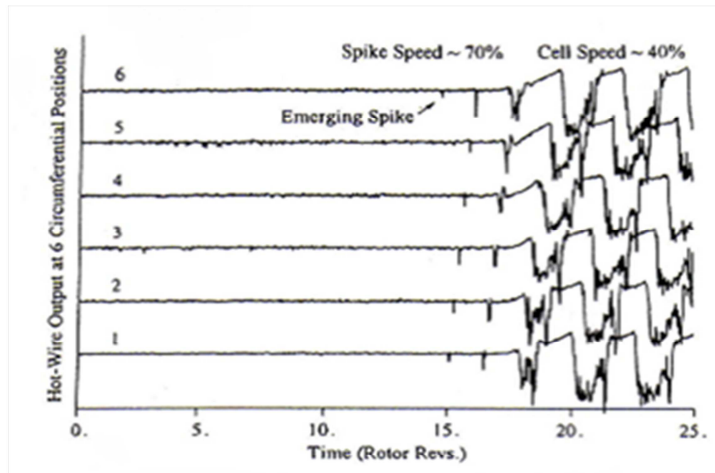


Figure 2-15 Signal électrique saisi par l'anémomètre à fil chaud. (Camp, et al., 1998)

signal à l'amont de la roue mobile correspondent aux régions de stagnation de l'écoulement principal face au tourbillon de jeu. La basse vitesse qui s'accompagne se manifeste par les chutes de tension ressenties par l'anémomètre à fil chaud (Figure 2-15). Les pertes engendrées sont à la base d'une chute de travail, lisible dans la baisse de pression dans la section de sortie de la roue mobile (Figure 2-11).

Les équipements de mesure, mis au point par l'Institut d'Aérodynamique (« Institut für Strömungsmechanik ») de Braunschweig, montrés en Figure 2-16, ont permis d'enrichir les informations sur l'extension radiale de la perturbation de pression à l'amont de la roue mobile et sur le renversement de l'écoulement dans la section de sortie (Deppe, et al., 2005), (Dobrzynski, et al., 2007). Les mesures ont été effectuées pour différentes configurations géométriques du rotor à travers des capteurs de pression instationnaires montés à l'intérieur de sondes spécialement conçues. Un mécanisme de déplacement vertical permet aux sondes, installées dans la section d'entrée du rotor, l'exploration radiale du champ de pression totale, alors que les sondes montées dans la section de fuite, correctement orientées, permettent de caractériser l'intensité du phénomène de renversement. Les résultats obtenus ont montré que, bien que le phénomène de déversement en amont de roue reste confiné à la zone la plus proche du carter (cas B de la Figure 2-17), son extension radiale peut dépendre des caractéristiques géométriques du rotor (par exemple, l'angle de calage); de plus, elle tend à augmenter avec l'émergence des premières cellules de décrochage.

Les mesures de pression statique à la paroi du carter avaient permis à Camp et Day (1998) de capter la chute du travail de la zone d'aube proche du carter sans fournir davantage de détails sur le comportement de l'écoulement en aval de roue. L'introduction d'une sonde trois trous équipée avec des capteurs

instationnaires a permis de caractériser l'écoulement. L'image A de la Figure 2-17 compare les signaux de pression totale à l'amont et à l'aval de la roue pour une même distance radiale de la paroi du carter. Il ressort de la comparaison de ces deux signaux de pression totale que la perturbation à l'amont, due au tourbillon de jeu, et la perturbation à l'aval, due au renversement de l'écoulement sont simultanées.

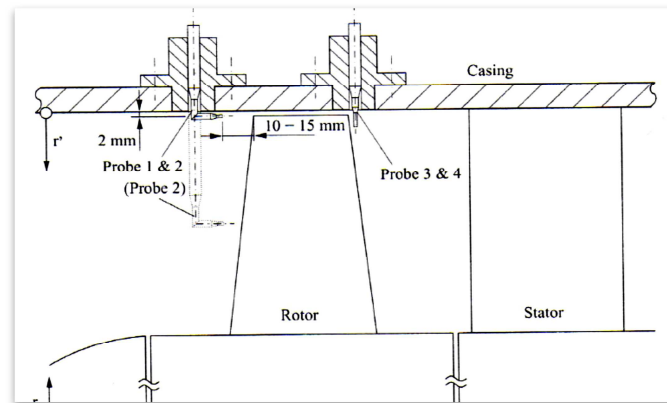
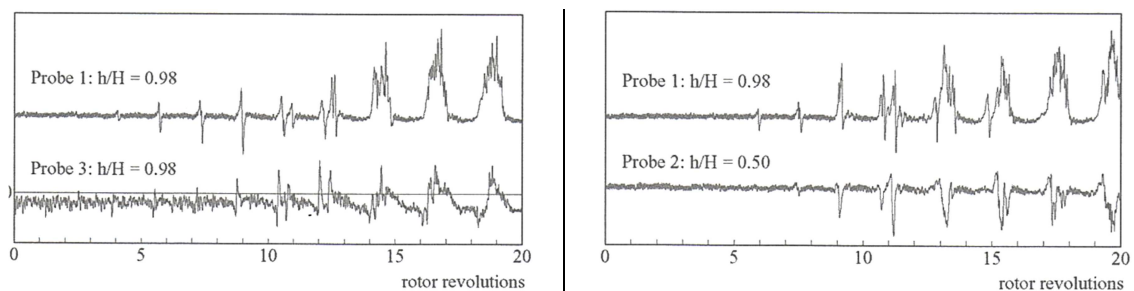


Figure 2-16 Instrumentation de mesure implantée sur le banc d'essai de l'Université Technique de Braunschweig. (Deppe, et al., 2005)



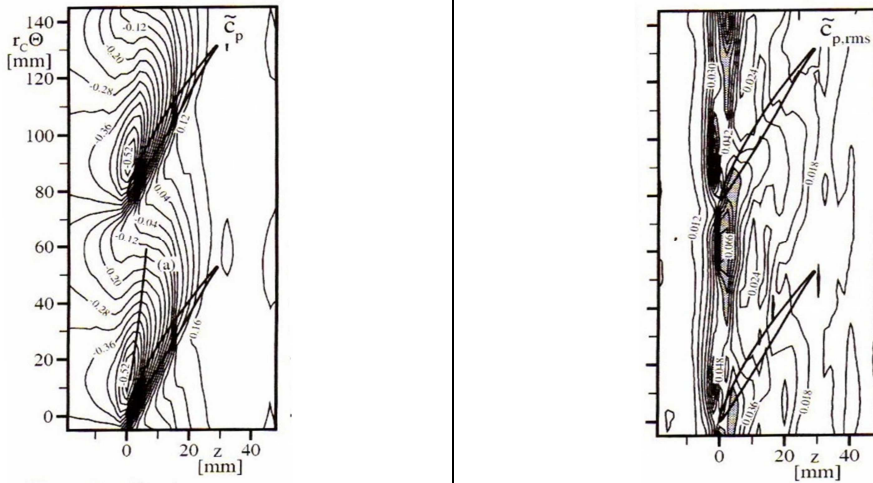
A. Écoulement de renversement à la section de sortie.

B. Extension radiale de la perturbation de pression à la section d'entrée.

Figure 2-17 Mesures de pression totale sur le banc d'essai de l'Institut de dynamique des fluides de l'Université de Braunschweig.

Il a été trouvé expérimentalement par Deppe, et al. (2005) et corroboré numériquement par Vo, et al. (2008) qu'il existe une position critique de la trajectoire du tourbillon de jeu qui précède l'apparition du précurseur « à pics ». Tant que l'écoulement entrant possède assez d'énergie pour repousser le tourbillon à l'intérieur du canal (tout en restant proche du carter), l'écoulement de jeu et l'écoulement renversé ne peuvent que poursuivre vers la section de sortie ou dépasser l'aube successive à travers la zone de jeu ; au contraire, au fur et à mesure que le débit baisse, et avec lui l'énergie cinétique de l'écoulement, l'interface

de séparation entre celui-ci et l'écoulement de jeu tend à s'aligner avec le plan d'entrée, ouvrant à l'écoulement déjà présent dans le canal la trajectoire de déversement à l'amont du bord d'attaque de l'aube successive.



A. Distribution de la moyenne d'ensemble du coefficient de pression statique. B. Coefficient de l'écart type de la pression statique.

Figure 2-18 Distribution de pression et écart type. (Deppe, et al., 2005)

Les résultats expérimentaux de la Figure 2-18, obtenus par Deppe et al. (2005) à l'aide d'une séquence de mesures instationnaires de pression pariétale au niveau du canal inter-aubes, ont permis de reconstruire la trace du tourbillon de jeu. Les signaux ont été traités avec une moyenne d'ensemble pour en tirer les deux grandeurs présentées, le coefficient de pression statique et l'écart type correspondant. L'expression du coefficient de pression est rappelée :

$$\tilde{c}_p(z, \theta) = 2[\tilde{p}_c(z, \theta) - p_{ref}] / \rho U_{tête}^2 \quad 2-8$$

Où $\tilde{p}_c(z, \theta)$ est la valeur de pression obtenue par une moyenne d'ensemble.

Le creux qui se développe au passage de l'aube, et qui débute dans le point de pression minimale, à proximité du bord d'attaque, le long de la face en dépression (marqué en Figure 2-18-A par la ligne noire (a)), signale l'existence du tourbillon de jeu. L'information complémentaire sur sa trajectoire est donnée par la représentation de l'écart type. Les fortes fluctuations du coefficient de pression délimitées par les poches grises en Figure 2-18-B sont, en effet, à interpréter comme étant la conséquence de l'interaction instationnaire entre l'écoulement entrant et l'écoulement de jeu renversé.

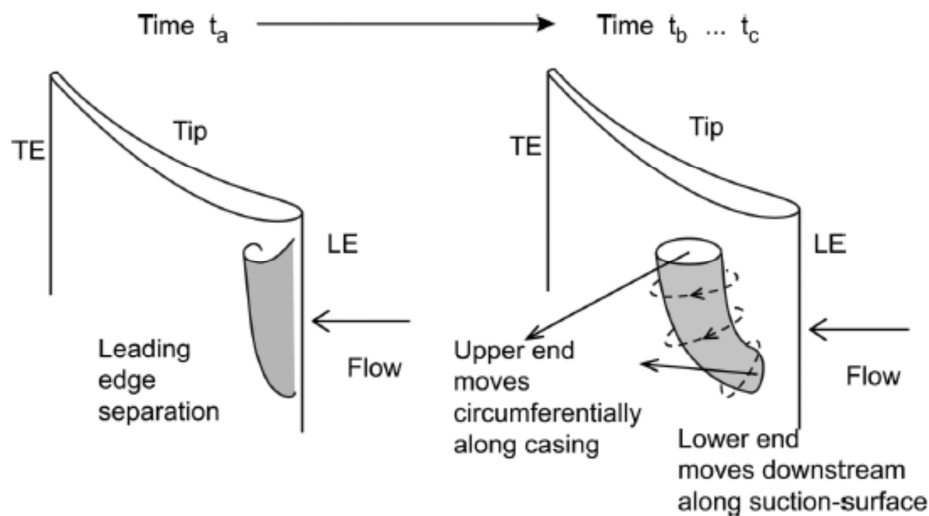


Figure 2-19 Origine du « spike ». (Pullan, et al., 2015)

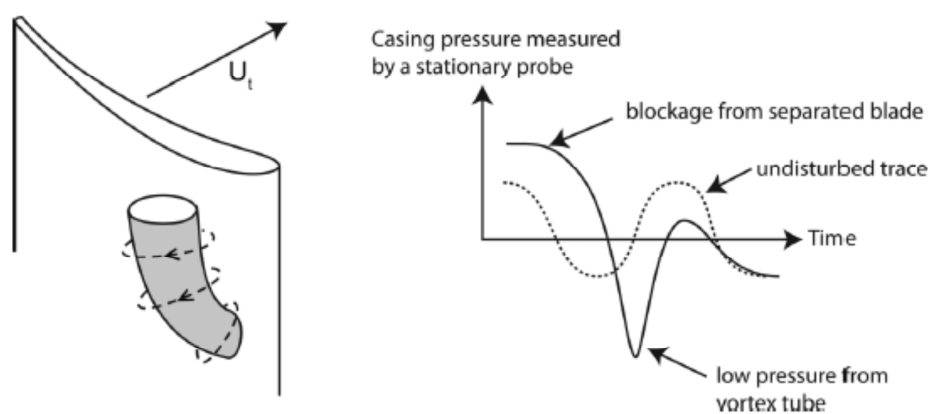


Figure 2-20 Connexion entre la structure du « spike » et la trace de pression au carter. (Pullan, et al., 2015)

Plus récemment, (Pullan, et al., 2015) ont montré que le « spike » pouvait être associé à l'apparition d'un tourbillon de type tornade sur la face en dépression de l'aube du rotor (Figure 2-19), conséquence du décollement de la couche limite au bord d'attaque. Dans le cas de cette étude, la perturbation liée au précurseur reste confinée à un seul canal inter-aubages : le tourbillon, se déplace à l'intérieur du canal, créant les conditions d'incidence favorables au décollement de la couche limite sur l'aube suivant ; c'est ceci qui est à l'origine de la propagation tangentielle du phénomène. Le tracé de pression typiquement observable lors de l'apparition du précurseur est reporté en

Figure 2-20 en ligne continue, en comparaison à la marque propre au passage de l'aube, en pointillé. On distingue, tout d'abord, une phase d'augmentation du niveau du signal, associée à la zone de stagnation qui caractérise l'aube soumis au décollement local de la couche limite ; suit une forte chute de pression, correspondante à l'extrémité du tourbillon-tornade attachée au carter. Il est à souligner que l'analyse proposée par Pullan et al. (2015) se réfère à la phase embryonnaire de développement du phénomène et

qu'elle n'est pas relative au processus d'évolution de ce phénomène vers une configuration de décrochage tournant établi.

2.4.2. « Modal oscillation » : perturbation de pression « ondulatoires ».

En accord avec le « modèle simplifié » de (Camp et Day, 1998), la perturbation « oscillatoire » apparaît aux pour des points de fonctionnement aux alentours du maximum de la courbe caractéristique, bien avant le début du décrochage proprement dit et peut se poursuivre pendant des dizaines de rotations. Elle se propage en direction azimutale à une vitesse proche de celle d'une cellule de décrochage pleinement développée (inférieure à 50% de celle du rotor) et avec une amplitude plutôt constante mais limitée, qui, en ce qui a trait à la vitesse, ne dépasse pas les 5% de la moyenne de l'écoulement.

Un autre attribut de ce précurseur est l'extension de sa zone d'influence. Contrairement au caractère très localisé de la perturbation associée au précurseur « à pics », celle liée au précurseur « ondulatoire » se présente autant étalée en sens radiale qu'axiale, affectant une bonne portion de la machine; il semblerait, néanmoins, que le désalignement des étages puisse jouer un rôle important dans son amortissement (Camp et Day, 1998).

Les fluctuations de pression qui caractérisent le précurseur sont causées par la propagation tangentielle d'une cellule de fluide décollé. L'origine du phénomène serait à rechercher dans le décollement du fluide

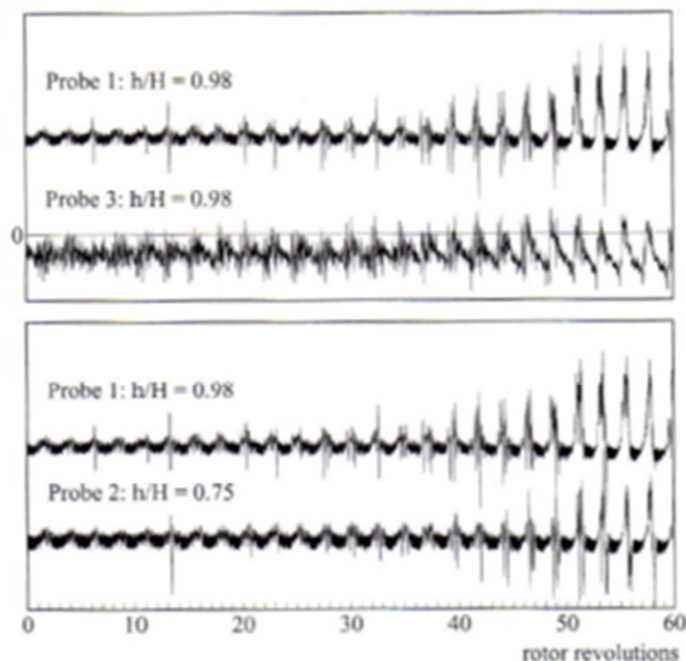


Figure 2-21 Exemple de précurseurs à perturbation oscillatoire. (Dobrzynski, et al., 2007)

proche du moyeu. L'émergence d'un nombre restreint (1-2) d'amples cellules de décrochage lors de la disparition du précurseur, amène à l'interpréter comme la phase de développement de ces mêmes structures.

Les résultats de différents travaux ont montré que, à côté de la forme « naturelle » du précurseur ondulatoire, ils existent plusieurs formes « contaminées » par la concomitance d'autres phénomènes.

Un premier exemple est le précurseur à « deux phases » illustré par (Camp et Day, 1998). La machine entrant en décrochage passe successivement à travers une phase de perturbation oscillatoire et une de perturbation à pics. Le décollement en tête d'aube, à l'origine des pics, serait déclenché, selon les auteurs, par la cellule de décollement développée pendant la première phase.

En Figure 2-21 est fourni un deuxième exemple, provenant des travaux de l'équipe de recherche de Braunschweig (Dobrzynski, et al., 2007). Le comportement oscillatoire de la pression est aisément distinguable pour les sondes positionnées à l'amont de l'entrée (1 et 2). Ce qui rend le cas « atypique » est

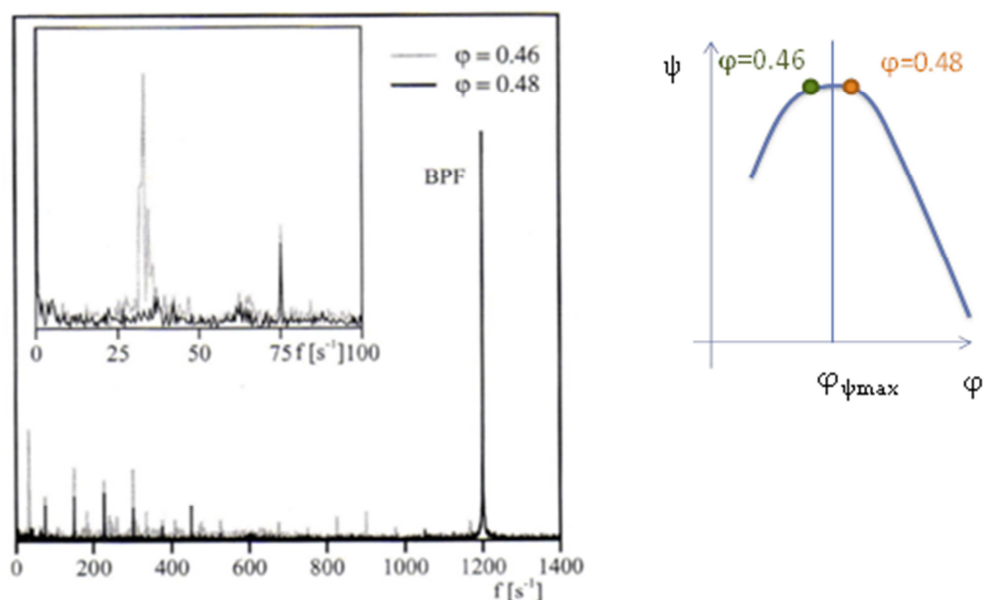


Figure 2-22 Transformé de Fourier rapide du signal de pression totale (sonde 1). (Dobrzynski, et al., 2007)

la superposition au « motif de fond » de perturbations de plus forte intensité, qui rappellent les crêtes de pression du précurseur « à pics ». Bien que l'origine de ce phénomène n'ait pas encore été approfondie, il ne semblerait pas cohérent de considérer ce cas comme un exemple de superposition des deux précurseurs. Contrairement au cas du précurseur « à pics », les perturbations apparaissent bien avant le déclenchement du décrochage, ont nature aléatoire et une extension radiale plus importante. En raison de ces observations, (Dobrzynski, et al., 2007) soutiennent que le phénomène physique associé à ces perturbations n'est pas la cause du décrochage mais bien une étape de décrochage confinée à un seul canal inter-aubes.

L'analyse des phénomènes périodiques instationnaires n'est pas exhaustive surtout si on étudie pas la composition fréquentielle. La Figure 2-22 montre la transformée de Fourier du signal de pression totale de la sonde 1 de la Figure 2-16, enregistré pour un angle de calage des aubes du rotor imposant un démarrage de décrochage via précurseur à perturbation oscillatoire. Le traitement a été répété pour deux valeurs de débit proches du débit correspondant au maximum de la courbe caractéristique, l'un en fonctionnement stable, l'autre en fonctionnement instable. Dans le respect du « critère simplifié » de Camp et Day, le point de fonctionnement critique pour le démarrage du décrochage est positionné sur la branche à pente positive de la courbe ($\varphi = 0,46$).

De la comparaison entre les deux spectres, il apparaît que le fonctionnement à plus bas débit est marqué par la présence d'un phénomène à basse fréquence (33 Hz pour la première harmonique), identifiable dans l'oscillation de pression propre au précurseur du décrochage.

2.4.3. Synthèse sur les précurseurs du décrochage tournant.

Il n'existe pas une machine particulière soumise à l'un ou l'autre des phénomènes précurseurs mais plutôt des configurations géométriques qui tendent à développer l'une ou l'autre. Camp et Day (1998) ont montré que l'angle de calage des aubes du rotor et leur jeu en tête ont une importance fondamentale dans la structuration de la phase de démarrage du décrochage. En particulier, il est clair que pour des configurations entraînant des angles d'incidence élevés l'émergence des instabilités à travers perturbation « à pics » est favorisée. De plus, l'angle d'incidence critique pour le démarrage du décrochage, normalement variant avec la configuration de la roue, reste à peu près constant tant que le précurseur qui se manifeste est de type « à pics ».

Pour les configurations montrant du précurseur « oscillatoire », l'angle d'incidence critique représente la frontière entre le régime précurseur et le régime de décrochage tournant.

Le critère de Day permet de prévoir la modalité de démarrage du décrochage à partir du positionnement du point de fonctionnement associé à l'angle d'incidence critique le long la courbe caractéristique de la machine. Tant que ce point se trouve sur la branche positive de la courbe le précurseur apparaissant sera de type « ondulatoire » tandis que si les conditions critiques sont atteintes déjà le long la branche à pente négative, le décrochage démarrera à travers un précurseur de type « à pics ».

Les principales caractéristiques des deux précurseurs sont résumées dans le Tableau 2-1.

Les études numériques de (Vo, et al., 2008) et les travaux expérimentaux de (Deppe, et al., 2005) ont donné une contribution fondamentale dans la recherche d'une explication physique du comportement du signal de pression caractéristique du précurseur « à pics ».

Il a été montré qu'un écoulement secondaire confiné à la région en tête d'aube, se déplaçant en direction tangentielle d'une aube à la suivante, en direction opposée par rapport au sens de rotation des aubes, est à l'origine des crêtes de pression (Deppe, et al., 2005), (Vo, et al., 2008). Cet écoulement est renforcé par une masse de fluide, provenant de l'intérieur du canal inter-aubes, qui se déplace en direction contraire à celle de l'écoulement moyen.

La position du tourbillon de jeu, généré de l'interaction entre l'écoulement de jeu et l'écoulement moyen, joue un rôle déterminant dans le déclenchement de la perturbation. Son alignement avec la section d'entrée du rotor représente la condition limite au-delà de laquelle l'instabilité apparaît (Vo, et al., 2008).

« SPIKE »	« MODAL OSCILLATIONS »
<input type="checkbox"/> $i \geq i_{crit}$	<input type="checkbox"/> Apparition bien avant le décrochage tournant, près du pic de maximum de la courbe caractéristique ;
<input type="checkbox"/> « Celle embryonnaire de décrochage tournant »;	<input type="checkbox"/> Poche de fluide décollé ;
<input type="checkbox"/> Liés à l'écoulement de déversement au carter;	<input type="checkbox"/> Lié au décollement du fluide au moyeu ;
<input type="checkbox"/> Propagation circonférentielle à haute vitesse (70-80% ω_{rot});	<input type="checkbox"/> Propagation circonférentielle. d'une onde à basse vitesse (<50% ω_{rot});
<input type="checkbox"/> Brève durée;	<input type="checkbox"/> Longue durée ;
<input type="checkbox"/> Très localisé : radialement, en azimut et axialement.	<input type="checkbox"/> Etalés axialement et radialement.

Tableau 2-1 Tableau synoptique de comparaison entre les deux précurseurs du décrochage tournant.

2.5. Techniques de mesure

2.5.1. Mesure de pression statique stationnaire et instationnaire

La pression n'est pas mesurable directement en tant que grandeur physique mais elle est reconstituée à partir d'une mesure de déformation de contrainte ou encore de force ; on peut ainsi observer que le corps d'épreuve d'un capteur de pression quelconque est « un élément dynamométrique dont un paramètre, géométrique par exemple, varie sous l'action d'une force » (Asch, 2010).

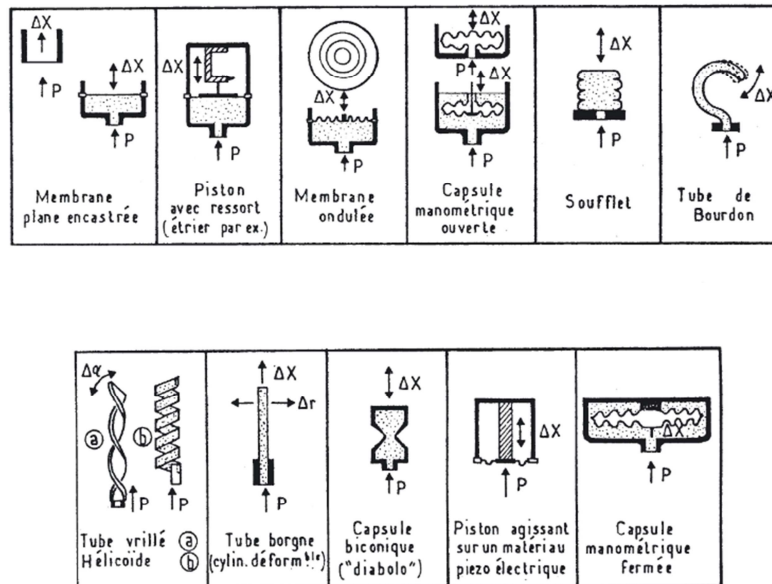


Figure 2-23 Divers type de corps d'épreuve pour capteur de pression (Asch, 2010)

Le type de corps d'épreuve ainsi que la méthode de traduction de la sollicitation mécanique en signal électrique mesurable constituent les éléments principaux qui différencient et classent les capteurs de pression. En ce qui concerne les types de corps d'épreuve (Figure 2-23), on peut citer, à titre d'exemple, la membrane plane encastrée, le piston avec ressort, le piston agissant sur un matériau piézo-électrique ou encore le tube de Bourdon ou le tube borgne (Asch, 2010). La Figure 2-24 reporte, de son côté, un recueil de méthodes de transformation de la sollicitation mécanique en signal électrique. Parmi les plus répandues on peut citer les méthodes par variation de résistivité, de charge ou encore d'inductance. On se limitera ici à décrire le principe de fonctionnement des capteurs effectivement utilisés pendant les campagnes de mesure. L'attention sera donc focalisée sur la technologie des capteurs avec jauges à piézorésistances diffusées et celle des capteurs à reluctance variable.

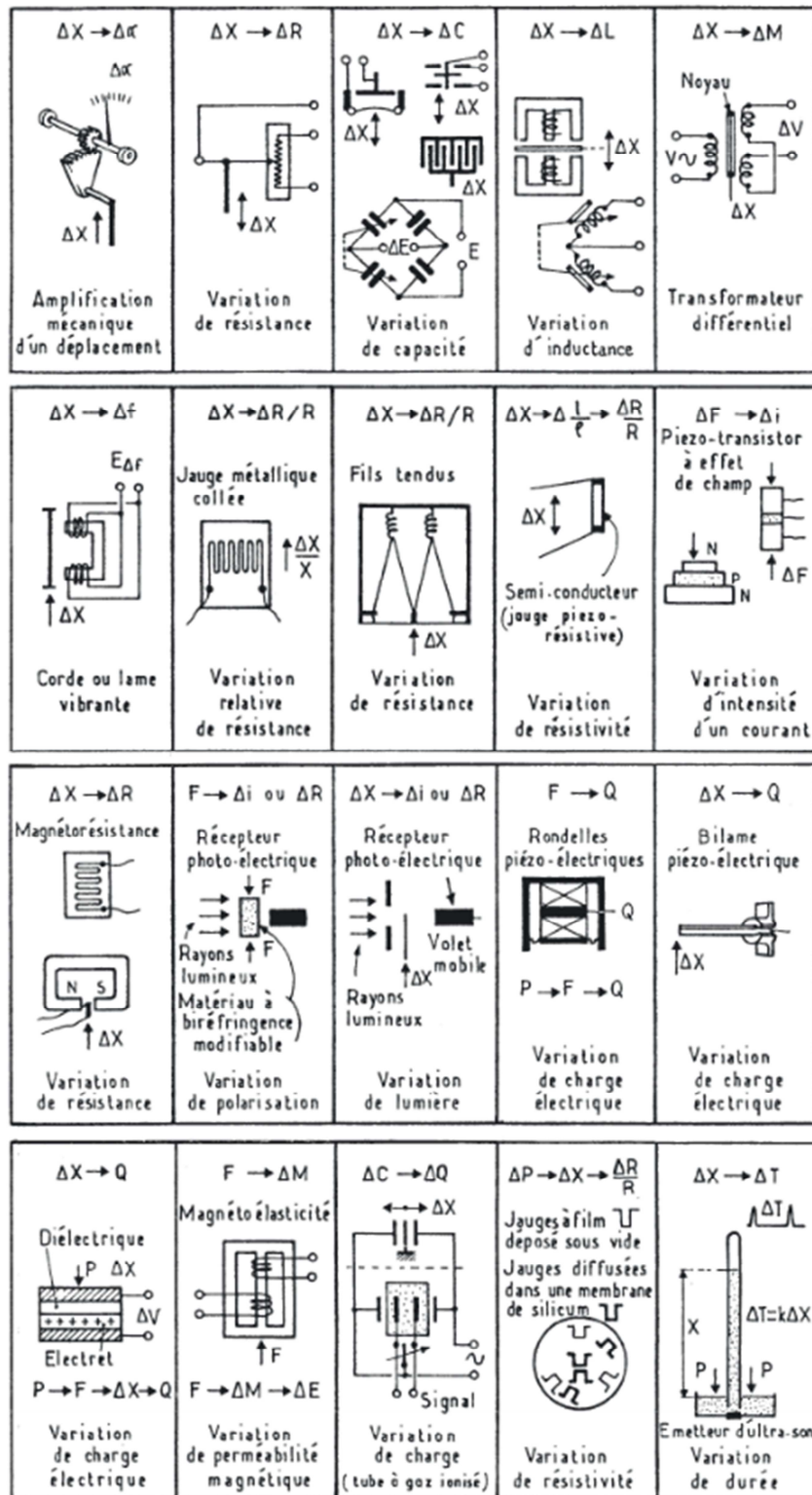


Figure 2-24 Méthodes de transformation de la variation des grandeurs physiques en un signal mesurable (Asch, 2010)

Capteurs avec jauges à piézorésistances diffusées.

On s'intéresse ici à des instruments dont la transformation de la sollicitation mécanique en signal électrique s'effectue par conversion d'une variation de résistance.

Le principe de fonctionnement repose sur un phénomène électrique intéressant les matériaux conducteurs et semi-conducteurs soumis à une force. Le phénomène, connu sous le nom d'effet piézorésistif a son origine au niveau de la structure cristalline du matériau. Lorsqu'une contrainte est appliquée on assiste à une modification de la configuration de la population d'électrons dans le réseau cristallin ; on se limitera ici à dire que ce changement se traduit en une altération de la conductivité du matériau, et, par une relation de réciprocité, de la résistivité (Asch, 2010). Les éléments généralement utilisés sont des semi-conducteurs, plus précisément du silicium, en raison de l'intensité de l'effet piézorésistif, jusqu'à 100 fois supérieur à celui d'un simple métal.

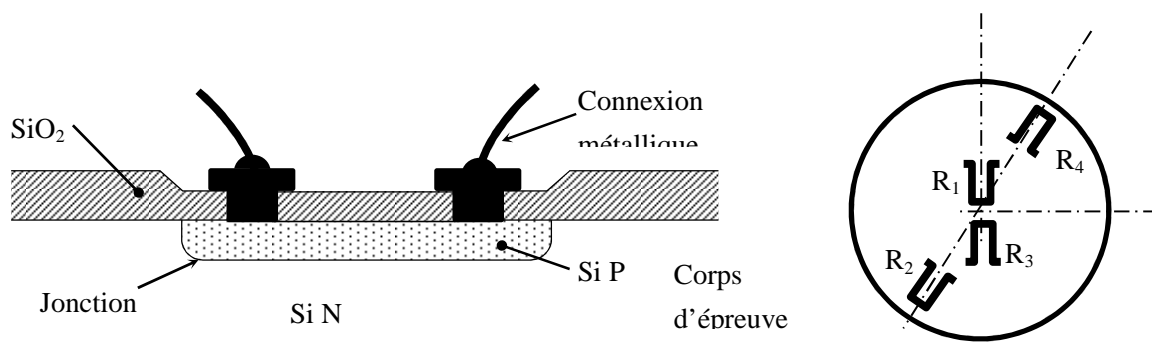


Figure 2-25 Schéma d'une jauge à piézorésistance diffusée (reproduction de schémas d'après (Asch, 2010))

Un schéma d'une jauge à piézorésistance diffusée est donnée en Figure 2-25. Le corps d'épreuve est dans ce cas constitué d'un substrat en silicium dopé de type N dans lequel une région particulière a été diffusée avec des impuretés de type P. Il est rappelé que le dopage de type N est obtenu par la diffusion de impuretés de la 5^{ème} colonne (phosphore ou antimoine) des tables périodiques des éléments, tandis que le dopage de type P est obtenu par diffusion d'impuretés de la 3^{ème} colonne (gallium ou indium). La jauge est reliée à un circuit électrique par des connecteurs, tel qu'il est montré en Figure 2-25, et une couche de silice déposée sur le corps d'épreuve assure la fonction de masque pendant la phase de diffusion constitue une isolation électrique. La variation de résistance, image de la contrainte appliquée, est mesurée au niveau de la jauge alors que le substrat assure une distribution uniforme de la contrainte. Cette fonction prend d'autant plus d'importance lorsque plusieurs jauges sont diffusées dans le même substrat. La configuration standard du corps d'épreuve est en effet constituée de 4 jauges opportunément disposées (schéma de droite en Figure 2-25) et connectées entre elles en pont de Wheatstone; la présence de plusieurs jauges permet d'obtenir une bonne sensibilité (niveau de signal électrique par unité de contrainte appliquée). Le principe de fonctionnement est donc simple ; le corps d'épreuve, aussi appelé membrane du capteur, se déforme sous l'effet de la pression, en exerçant ainsi une contrainte sur les jauges. La

déformation imposée aux jauges en détermine la variation de résistance ; enfin la connexion en pont des 4 éléments sensibles permet la traduction de cette variation en une valeur mesurable de tension.

La structure monocristalline du silicium garantie la quasi-absence d'hystérésis dans la sollicitation mécanique et une fréquence propre élevée. Ces caractéristiques en ont fait le choix privilégié pour la mesure d'informations instationnaires.

Capteurs à reluctance variable.

Le principe de fonctionnement de ce type de capteurs repose sur la variation de réluctance d'un circuit magnétique par modification d'une ou plusieurs entrefers (Asch, 2010). On peut, par exemple, utiliser les propriétés magnétiques d'un matériau constituant corps d'épreuve qui joue aussi le rôle d'armature

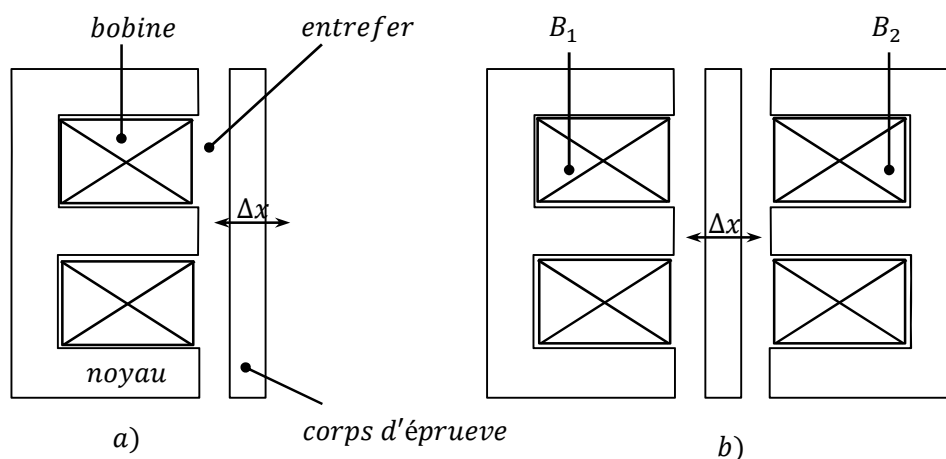


Figure 2-26 a) schéma d'un circuit magnétique à entrefer variable b) couplage de deux circuits magnétiques à variations d'entrefer opposés

mobile. C'est le cas d'une membrane dont la déformation modifie l'entrefer «air» d'un circuit magnétique. Pour comprendre le fonctionnement on va tout d'abord rappeler les grandeurs significatives intervenant dans le principe de conversion électrique.

On définit les grandeurs électriques suivantes :

- * μ_f , perméabilité magnétique [H/m];
- * ℓ_f , longueur du noyau ferromagnétique [m];
- * s_f , section du noyau ferromagnétique [m^2];
- * μ_o , perméabilité du vide [H/m];
- * ℓ_o , longueur d'une ligne de force dans l'entrefer [m];
- * s_o , section de l'entrefer [m^2].

La reluctance d'un circuit magnétique peut s'exprimer selon :

$$\mathcal{R} = \frac{1}{\mu_f} \frac{\ell_f}{S_f} \quad [H^{-1}] \quad 2-9$$

Et si on considère un circuit comportant un entrefer, il faudra prendre en compte les modifications suivantes:

$$\mathcal{R} = \frac{\ell_f}{\mu_o \mu_f S_f} + \frac{\ell_o}{\mu_o S_o} \quad 2-10$$

Or, on veut relier cette grandeur à une dont la variation est directement utilisable dans un circuit électrique ; il sera suffisant de rappeler comment la reluctance participe à la définition de l'inductance.

$$L = \frac{N^2}{\mathcal{R}} = \mu_o N^2 s \frac{1}{\ell_o + \frac{\ell_f}{\mu_f}} \quad \text{avec } s_f \cong s_o \quad 2-11$$

L'application d'une force sur le corps d'épreuve du schéma de gauche en Figure 2-26 provoque un déplacement de la membrane et, par conséquent, un changement de l'entrefer. Suivant l'équation 2-11, on peut constater qu'une variation de ℓ_o , paramètre lié au positionnement du corps d'épreuve, affecte la valeur de l'inductance de la bobine. Il est donc suffisant d'insérer cette inductance dans un circuit électrique opportunément conçu pour que la mesure de pression devienne effectivement lisible.

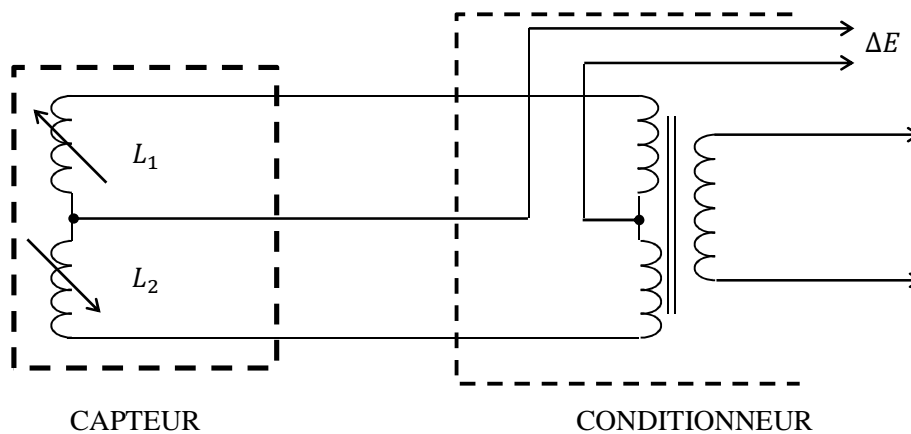


Figure 2-27 Connexion des inductances variables du capteur avec des inductances fixes au système conditionneur.

La limite du montage avec une simple bobine concerne essentiellement la sensibilité de l'instrument ; plus la position initiale de la membrane ℓ_o est petite plus la sensibilité du système est importante. De plus, pour que sa valeur puisse être considérée constante, les écartements de la position initiale doivent être faibles, de l'ordre du millimètre. La solution qui a été adoptée afin de dépasser ces limitations est celle d'utiliser un deuxième circuit magnétique placé symétriquement par rapport à l'armature (alias, la membrane corps d'épreuve). Un exemple de capteur à double bobine avec noyau magnétique en forme de E est montré à

droite en Figure 2-26 tandis qu'en Figure 2-27 est donné un exemple de circuit électrique assurant la conversion de la variation d'inductance en variation de tension.

2.5.2. Mesure de vitesse par anémométrie par fil chaud

Deux familles de technologies rivalisent aujourd'hui dans le domaine de la mesure des vitesses instantanées : l'anémométrie par fil chaud et les méthodes optiques, telles que l'Anémométrie par Effet Doppler (LDA) et l'Anémométrie par Imagerie de Particules (PIV). Si cette dernière représente le moyen de mesure incontournable lorsqu'une information sur le champ spatial de vitesse instantanée est exigée, la technologie à fil chaud demeure dominante, de son côté, lorsque une fine résolution temporelle est souhaitée. Sa haute réponse en fréquence ainsi que la possibilité de saisir des informations sur des structures de l'écoulement de très petite échelle, en a fait, d'ailleurs, l'outil préférentiel dans l'étude de la turbulence. La souplesse dans le choix du type d'élément sensible, le haut ratio signal/bruit qui en caractérise les mesures ainsi que le coût limité et la relative simplicité de mise en œuvre participent aussi à expliquer son large emploi dans l'expérimentation.



Figure 2-28 Différents types de fils chauds (Dantec)

Le fonctionnement d'un anémomètre par fil chaud repose sur le principe de la transmission de chaleur par convection forcée entre un écoulement de fluide et un élément conducteur réchauffé électriquement par effet Joule. La soustraction de chaleur opérée par l'écoulement produit une modification de la température de l'élément sensible, d'autant plus importante que la vitesse du fluide est élevée. L'intime corrélation existant dans les matériaux conducteurs entre la

température et la résistance électrique permet de ramener le problème de la mesure de vitesse à une mesure de grandeurs électriques, directement mesurables.

Un des intérêts majeurs de cette technologie de mesure réside dans la panoplie d'éléments sensibles disponible sur le marché ; la nature du fluide, les caractéristiques de l'écoulement ainsi que les exigences de mesure sont parmi les critères les plus importants intervenant dans le choix de la solution à adopter. Sans prétention d'exhaustivité, on pourrait classer les éléments sensibles sur la base de deux paramètres principaux, la robustesse et le nombre de composantes de vitesse à résoudre simultanément. Lorsque la nature de l'écoulement n'est pas en mesure d'affecter la résistance mécanique de l'instrument, tel le cas d'un écoulement gazeux pur, le choix se dirigera plus facilement vers un élément sensible de type **fil** ; un fil chaud est donc un fin fil métallique, généralement en platine, alliage de platine ou tungstène, de diamètre compris entre 0.5 et 5 μ m. Des éléments sensibles de type **film** seront, par contre, à préférer lors

de mesures en écoulements gazeux pollués et en milieu liquide. Dans le cas du film chaud, la partie sensible, en nickel ou en platine, est déposée en couche fine sur un substrat d'isolant thermique généralement en quartz. Différents formes de support sont disponibles en fonction du niveau de robustesse requis : des cylindres pour les applications moins contraignantes, des cônes ou des « wedges » lorsque plus de résistance mécanique est nécessaire. La structure de l'élément est complétée par une fine couche de matériau isolant (du quartz généralement) dont l'épaisseur ne dépasse pas 1-2 μm . Cette enveloppe extérieure constitue une protection contre l'abrasion, due aux éventuelles particules polluant l'écoulement, ainsi qu'une isolation électrique utile dans l'application en milieu liquide. Cette structure à couches multiples induit un épaissement de l'élément de mesure par rapport au fil simple, jusqu'à atteindre, pour les films sur support cylindrique, des diamètres de l'ordre de 50-70 μm .

Ce qui représente une limite de la technique à fil chaud est la relation de proportionnalité inverse qui relie la robustesse mécanique de l'instrument et sa performance en réponse en fréquence : plus l'élément actif est fin plus sa robustesse est faible.

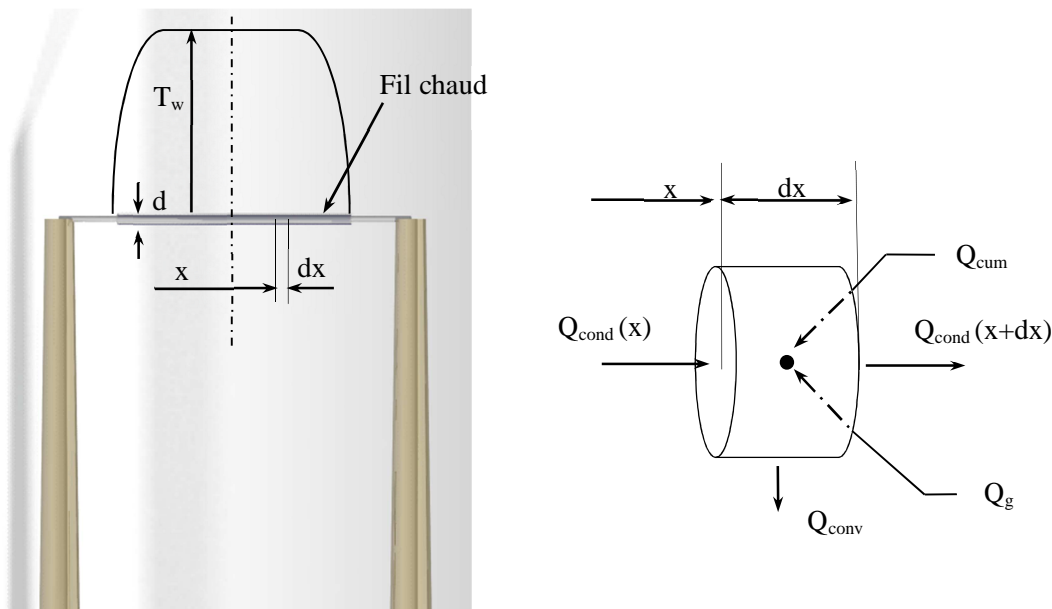


Figure 2-29 Bilan de flux de chaleur sur un élément de fil chaud de longueur infinitésimale

Si la nature du fluide ainsi que la résolution en fréquence requise guident le choix du type d'élément sensible, la complexité spatiale de l'écoulement détermine le nombre d'éléments constituant la sonde: elle doit présenter autant de fils que de composantes de vitesse à résoudre.

Les principes régissant la mesure par anémométrie ne dépendent pas du type d'élément sensible considéré (fil ou film), lorsque dans la suite du paragraphe on parlera de fil chaud il faudra l'interpréter comme synonyme d'élément sensible.

Afin de comprendre comment la variation de résistance électrique du fil peut être reliée à la vitesse de l'écoulement, il est nécessaire de formuler un bilan des puissances de nature thermique intervenant dans le

problème. En se référant à la Figure 2-29, on considère un élément de fil de longueur infinitésimale et on définit :

- * \dot{Q}_e , flux de chaleur produit électriquement par effet Joule, [W]
- * \dot{Q}_g , flux de chaleur accumulé, [W]
- * \dot{Q}_{cond} , flux de chaleur transféré par conduction, [W]
- * \dot{Q}_{conv} , flux de chaleur échangé avec le fluide par convection forcée, [W]
- * \dot{Q}_{rad} , flux de chaleur échangé par rayonnement, [W]
- * A_w , section transversale du fil, [m²]
- * l , longueur du fil, [m]
- * T_w , température du fil, [K]
- * T_a , température de l'écoulement, [K]
- * h , coefficient d'échange par convection entre le fil et l'écoulement, [W/(m² K)]
- * σ , constante de Stefan-Boltzmann, [W/(m² K⁴)]
- * T_s , température au voisinage du fil, [K]

Propriété du matériau constituant le fil :

- * ρ_w , masse volumique, [kg/m³]
- * ε_w , émissivité
- * k_w , conductivité, [W/(m K)]
- * χ_w , résistivité électrique, [Ω m]
- * $R_w = \chi_w l / A_w$, résistance électrique, [Ω]

$$d\dot{Q}_e = d\dot{Q}_{conv} + d\dot{Q}_g + d\dot{Q}_{cond} + d\dot{Q}_{rad} \quad 2-12$$

Où les différents termes peuvent s'exprimer de la façon suivante :

$$d\dot{Q}_e = \frac{I^2 \chi_w}{A_w} dx \quad 2-13$$

$$d\dot{Q}_{conv} = \pi dh(T_w - T_a) dx \quad 2-14$$

$$\begin{aligned}
 d\dot{Q}_{cond} &= d\dot{Q}_{cond}(x + dx) - d\dot{Q}_{cond}(x) \\
 &= -k_w A_w \left(\frac{\partial T_w}{\partial x} + \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} dx \right) - \left(-k_w A_w \frac{\partial T_w}{\partial x} \right) \\
 &= -k_w A_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} dx
 \end{aligned} \tag{2-15}$$

$$d\dot{Q}_g = \rho_w A_w c_w \frac{\partial T_w}{\partial t} dx \tag{2-16}$$

$$d\dot{Q}_{rad} = \pi d \sigma \varepsilon_w (T_w^4 - T_s^4) dx \tag{2-17}$$

L'échange radiatif, étant très faible par rapport aux autres termes de transfert de chaleur, est généralement considéré négligeable. Dans cette hypothèse, l'équation de bilan de flux de chaleur en condition stationnaire devient :

$$k_w A_w \frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + \frac{I^2 \chi_w}{A_w} - \pi d h (T_w - T_a) = 0 \tag{2-18}$$

Pour la théorie de Buckingham, il est possible de caractériser la dépendance de la capacité d'échange par convection (liée à h) à la nature du fluide ainsi qu'au régime d'écoulement. Pour ce faire, il est suffisant d'introduire un certain nombre de grandeurs adimensionnées à relier entre elles par des corrélations empiriques opportunément construites. On se limitera ici à rappeler que, dans le cas particulier de convection forcée, il est possible d'écrire :

$$Nu = f(Pr, Re) \tag{2-19}$$

• Avec la signification suivante des symboles :

- * $Nu = hd/k_f$, nombre de Nusselt, avec d diamètre du fil et k_f conductivité thermique du fluide ;
- * $Pr = \mu_f c_{p,f}/k_f$, nombre de Prandtl avec μ_f viscosité dynamique du fluide et $c_{p,f}$ chaleur massique du fluide ;
- * $Re = \rho_f v d/\mu_f$, nombre de Reynolds avec ρ_f masse volumique du fluide et v vitesse de l'écoulement.

Dans le cas idéal d'un fil de longueur infinie, le terme de conduction en 2-18 serait nul et l'équation de bilan pourrait se réécrire de la façon suivante :

$$l \rightarrow \infty \quad I^2 R_{w,\infty} = \pi d h l (T_{w,\infty} - T_a) = \pi l k_f (T_{w,\infty} - T_a) Nu \tag{2-20}$$

Une corrélation directe existe entre résistance électrique et température du fil (Bruun, 1995). En substituant le nombre de Nusselt par une corrélation empirique opportune et en explicitant la vitesse, on aboutit à une équation simple sous la forme :

$$\frac{I^2 R_{w,\infty}}{(R_{w,\infty} - R_a)} = A + BV_e^m \quad 2-21$$

Dans le cas réel d'un fil de longueur finie, certaines simplifications ne sont pas possibles. Les pertes par conduction aux extrémités ne peuvent pas être négligées et la température le long du fil ne peut pas être considérée constante, avec les conséquences que cela apporte sur la résistance électrique. L'équation 2-21 se modifie de la façon suivante :

$$\frac{I^2 R_w}{(R_w - R_a)} = A + BV_e^n \quad 2-22$$

Où R_w est la résistance de l'élément sensible de longueur finie, liée à la distribution réelle de température le long du fil (voir Figure 2-29).

De l'équation 2-22, il apparaît clairement qu'extraire une information en vitesse requière une maîtrise de la variation des grandeurs électriques. Des circuits électroniques capables de compenser rapidement les fluctuations des grandeurs électriques sont donc nécessaires afin de garantir la résolution temporelle de la mesure. Deux montages de mesure différents existent au choix de l'utilisateur :

- * Le mode de fonctionnement à **Courant Constant** (CC) ,
- * Le mode de fonctionnement à **Température Constante** (CT).

Le système le plus largement employé aujourd'hui est certainement le montage à Température Constante et c'est d'ailleurs celui qui a été utilisé lors des campagnes présentées dans ce mémoire. Pour cette raison on lui a réservé ici un traitement plus détaillé.

Concernant le montage à Courant Constant, on se limitera à en rappeler brièvement le principe de fonctionnement. La résistance du fil, à l'image de sa température, est libre de varier en fonction de la vitesse tandis que le courant d'alimentation est gardé constant. Le désavantage principal de ce montage, et ce qui participe à le rendre moins attractif, est lié à l'inertie thermique des éléments sensibles (Schon, et al.). La couche limite autour du fil ainsi que le transfert par conduction entraînent un déphasage temporel entre le changement de vitesse dans l'écoulement et la conséquente variation de résistance du fil. La raison principale du succès du montage à Température Constante réside dans ses performances vis-à-vis de cet aspect. Le fait de maintenir la résistance du fil constante peut être vu comme un ajustement instantané de son inertie thermique, ce qui diminue fortement le retard de réaction du fil.

Qu'il s'agisse de mode à Courant ou Température Constants, la construction du circuit électronique repose sur le même principe : l'élément que l'on veut caractériser est positionné dans une des branches d'un pont de Wheatstone. La grandeur recherchée ne devient mesurable que lorsqu'un déséquilibre électrique se reproduit dans le pont, par effet d'une variation de la grandeur elle-même. Dans le cas de montage de

mesure à Température Constante, un exemple de circuit simplifié est donné en Figure 2-30. L'objectif du montage est celui de réguler aussi vite que possible le courant dans le pont afin de maintenir la résistance du fil « presque constante ». La régulation du courant est assurée par un amplificateur différentiel rétroactif qui, par la rapidité de sa réaction, permet de suivre les variations instantanées de résistance dues aux fluctuations de la vitesse de l'écoulement.

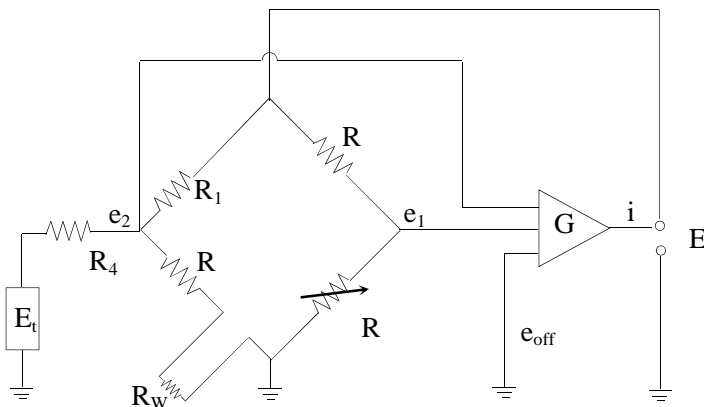


Figure 2-30 Schéma électrique d'un anémomètre avec montage de mesure à Température Constante (Bruun, 1995)

Pour chaque changement de la résistance du fil (R_w en Figure 2-30) le pont de Wheatstone se trouve en condition de déséquilibre. La différence de potentiel ($e_1 - e_2$), toujours avec référence à la Figure 2-30, représente une mesure de la variation de résistance. Le rééquilibrage du pont est réalisé par l'amplificateur opérationnel à travers l'injection d'un courant, fonction de la variation de résistance. La rapidité de réponse

des nouvelles générations d'amplificateurs permet de garder la température du fil presque constante.

En reprenant l'équation 2-22, l'équation de réponse d'un fil chaud peut être explicitée en fonction de la tension à ses extrémités selon :

$$\frac{E_w^2}{R_w} = (A + BV_e^n)(R_w - R_a) \quad 2-23$$

Puisque la grandeur effectivement mesurée n'est pas la tension sur le fil mais bien à la sortie de l'anémomètre, on observera que, selon le schéma de Figure 2-30, il est possible d'établir la relation suivante:

$$E = \frac{R_1 + R_L + R_w}{R_w} E_w \quad 2-24$$

Où R_1 et R_L indiquent respectivement la résistance de la sonde (autrement dit du support de l'élément sensible) et la résistance du câble connectant le fil et le circuit électronique. En explicitant la tension aux bouts du fil, E_w , et en la substituant dans l'équation 2-23, on obtient :

$$\frac{E^2 R_w}{(R_1 + R_L + R_w)^2} = (A + BU^n)(R_w - R_a) \quad 2-25$$

En observant, de plus, que, dans le cas de montage à Température Constante, toutes les résistances apparaissant en 2-25 sont en réalité des valeurs constantes, on obtient finalement :

$$E^2 = A + BV_e^n \quad 2-26$$

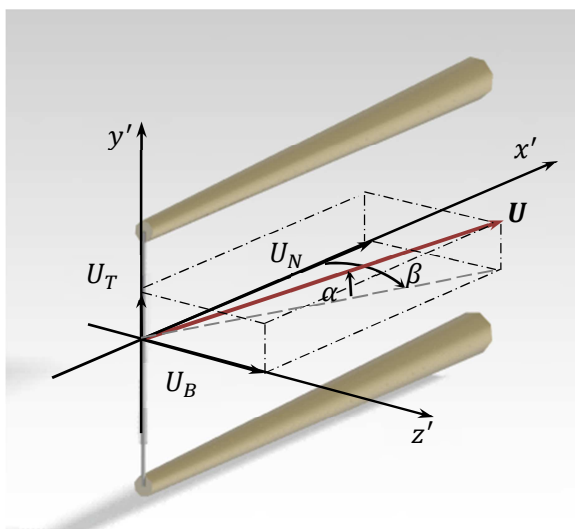


Figure 2-31 Système de coordonnées dans le repère du fil chaud

Les nouvelles valeurs de A et B englobent les effets de toutes les constantes apparaissant dans l'équation 2-25, y compris les valeurs des résistances. L'équation 2-26 constitue la formulation classique de loi de réponse d'un fil chaud, connue sous le nom de loi de King. Elle exprime la corrélation entre la vitesse à laquelle le fil est soumis et la réponse en tension à la sortie de l'anémomètre. Il est important de souligner que la vitesse V_e apparaissant dans toutes les équations vues jusqu'ici représente la vitesse de refroidissement du fil, autrement dit, la composition des vitesses dans un repère conventionnellement choisi. Si l'on prend un système de coordonnées liées à l'élément sensible, tel que celui en Figure 2-31, et on définit :

- * U_N , la composante de vitesse orthogonale au plan passant par l'axe du fil et orthogonal à l'axe de la sonde (composante normale) ;
- * U_T , la composante tangentielle au fil (composante tangentielle);
- * U_B , la composante perpendiculaire au plan passant par l'axe du fil et par l'axe de la sonde (composante bi-normale),

la vitesse de refroidissement peut être réécrite de la façon suivante :

$$V_e^2 = U_N^2 + k^2 U_T^2 + h^2 U_B^2 \quad 2-27$$

Les coefficients k et h , respectivement appelés facteurs de lacet et de tangage (ou simplement coefficients de sensibilité), ont été introduits dans l'équation comme pondérateurs des composantes tangentielle U_T et bi-normale U_B . L'introduction de ces facteurs vient de la nécessité de prendre en compte la différence de réaction du fil, pour une même vitesse absolue, suivant la direction d'attaque. Il est à observer que l'équation de King ne représente en elle-même qu'une loi de sensibilité du fil à l'intensité de l'écoulement et non pas à sa direction. Pour cela la calibration en vitesse doit s'effectuer dans une position repère qui élimine tout doute sur l'interprétation de la réponse du fil. Il est généralement choisi de diriger

l'écoulement orthogonalement au fil (selon la direction x' en Figure 2-32), ce qui permet d'avoir une sensibilité de réponse particulièrement haute dans cette orientation. Pour une vitesse d'écoulement donnée, un écartement de l'orientation de référence, tant en lacet qu'en tangage, produit une distorsion de la réponse en tension de l'anémomètre. Cet effet est quantifié par les coefficients de sensibilité k et h , généralement considérés invariants avec les angles de tangage et lacet respectivement (Bruun, 1995). La procédure d'estimation des deux facteurs est tout à fait similaire ; on considère, à titre d'exemple, le coefficient de lacet k . Après avoir effectué la calibration en vitesse, en prenant garde à ce que, dans le repère du fil, l'écoulement soit orienté en direction normale, on change d'orientation de façon à obtenir un angle de lacet égal à 90° ; à nouveau, dans le repère du fil, l'écoulement sera orienté selon une direction unique mais cette fois-ci, il s'agira non pas de la direction normale mais bien de la direction tangentielle. Le fil est soumis à un écoulement de vitesse connu et sa réponse en tension est convertie en vitesse à travers la loi de King construite dans le cas d'écoulement purement normal. Le rapport entre la vitesse ainsi reconstituée et la vraie vitesse imposée donne la valeur du facteur de tangage. Pour les fils d'utilisation courante, les valeurs typiques s'élèvent à ~ 0.2 pour le coefficient de lacet et ~ 1.05 pour le coefficient de tangage (Bruun, 1995).

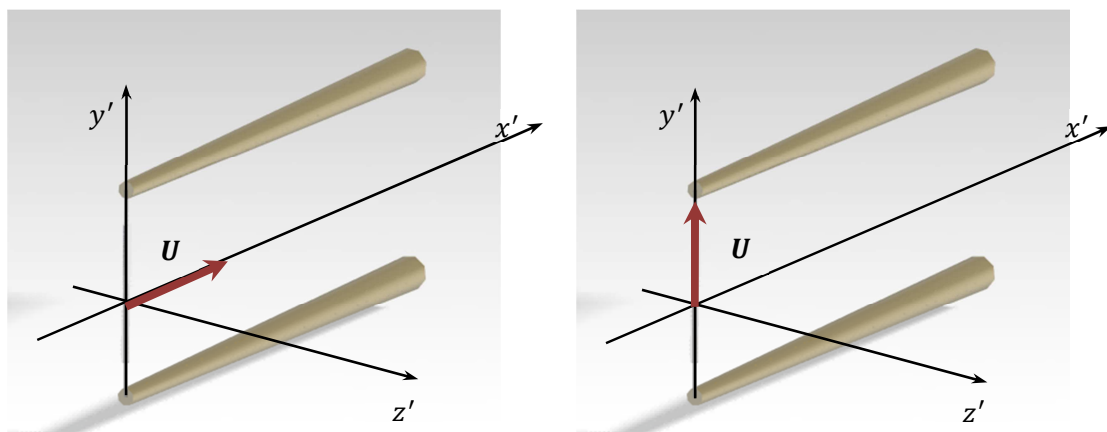


Figure 2-32 Positionnement du fil chaud pour l'estimation du coefficient de lacet

La caractérisation d'un écoulement spatialement complexe requière la résolution simultanée d'un nombre d'équations égales au nombre de composantes de vitesse à mesurer. Il en suit que l'emploi d'un anémomètre à fil simple ne donnera des informations résolues dans le temps que lorsque l'écoulement pourra être considéré purement monodimensionnel. De même, si l'écoulement à caractériser est bidimensionnel, le type de sonde à utiliser devra obligatoirement porter deux éléments sensibles ; cela permettra la résolution simultanée des deux composantes de vitesse.

3. Dispositif expérimental

3.1. Le banc d'essai BERAC et l'étage de compresseur CME2

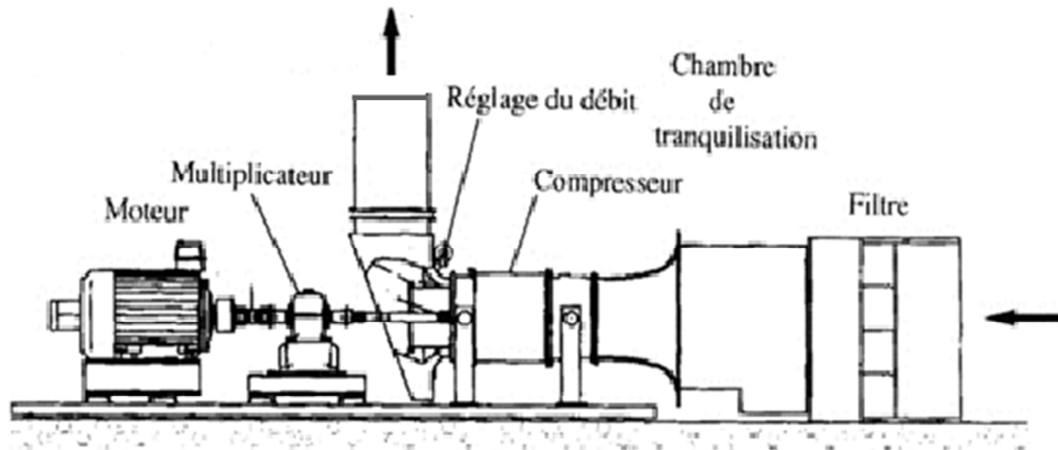


Figure 3-1 Banc d'essai BERAC et compresseur axial CME2

Le support d'étude de cette thèse est le Compresseur axial Mono-Étage basse vitesse CME2, équipant le banc d'essai axial BERAC ; une vue d'ensemble de l'installation est reportée en Figure 3-1. La mise en rotation du compresseur est assurée à un moteur électrique à courant alternatif de puissance nominale 200kW dont la régulation en vitesse est assurée par un variateur alimenté à 380V et délivrant une intensité de courant de 380A.

Moteur électrique	
Marque	ABB
Type	HXR 315L 2B E
Puissance nominale	200kW
Tension d'alimentation	380V
Fréquence d'excitation	50Hz
Vitesse nominale	3000 tr/min

Variateur de vitesse	
Marque	ABB
Type	SAMISTAR 250F380
Puissance nominale	200kW
Alimentation	380V
Courant délivré	380A

Tableau 3-1 Caractéristiques techniques du moteur électrique et du variateur de vitesse

Réducteur	
Marque	CMD-Unité Messian
Type	HOH 0.9
Puissance absorbée	200kW
Vitesse GV	7034.48 tr/min
Vitesse PV	3000 tr/min

Tableau 3-2 Caractéristiques techniques du multiplicateur

Le moteur électrique est connecté à l'arbre du compresseur par un multiplicateur de rapport 2.345. Le détail des données techniques de chacun des éléments composants la chaîne d'entraînement est donné en Tableau 3-1 et Tableau 3-2.

Dans la configuration de montage actuelle, le circuit aéraulique est en boucle ouverte : tant l'aspiration que le refoulement s'effectuent à l'intérieur du hall d'essai. Un système de filtrage micronique SOFILTRA POELMAN est placé tout en amont du circuit ; l'air ainsi dépollué, continue son parcours à travers une chambre de tranquillisation. Un tronçon convergent de section circulaire constitue la transition structurelle entre la section carrée de l'aspiration et le compresseur, tout en exerçant une fonction d'homogénéisation sur l'écoulement.

L'étage de compression est ancré au châssis par les deux paliers de transmissions entre lesquels il est emboîté. Le réglage du débit s'effectue en aval du circuit, par obstruction de la section de passage de l'élément de volute visible en Figure 3-1. Le déplacement du corps de révolution contenu dans la volute est motorisé par un système LEROY SOMER de puissance nominale 0.25kW (moteur MFA63M, réducteur VR60 HG). Un tronçon de conduite cylindrique qui débouche à l'air libre vient en aval du système de réglage du débit.

L'ensemble BERAC-CME2 ne fait partie des équipements de recherche du Laboratoire de Mécanique de Lille que depuis 2008/2009. Le banc BERAC fut conçu, au début des années '90, par le Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique des Fluides Internes (LEMFI) de Paris comme support d'installation de machines de compression axiales. Les activités de recherche conduites au LEMFI, initialement dévouées aux machines multi-étage (CME1 4 étages), convergèrent au début des années 2000 vers la configuration mono-étage du CME2 (Faure, et al., 2001) (Michon, et al., 2005).

Suite à l'arrêt de l'activité en 2008, le banc fut récupéré par le Laboratoire de Mécanique de Lille et installé au centre Arts et Métiers ParisTech de Lille. Grâce à un investissement important, tant humain que financier, du Laboratoire le banc put être remis en service au début de 2011. Ce travail de thèse représente donc le premier projet d'étude au sein du Laboratoire conduit à la fois dans le domaine des compresseurs axiaux et sur ce support expérimental particulier.

L'étage CME2, de conception SNECMA, naquit d'une collaboration industrie-recherche entre SAFRAN (SNECMA et TURBOMECA), EDF et l'ONERA pour l'étude des phénomènes instationnaires dans les turbomachines. Il s'agissait d'un projet visant à mettre en place un banc d'essai pour l'étude de ces phénomènes dans un environnement simplifié, dépollué de la complexité apportée par la présence de plusieurs étages en influence mutuelle ou encore par des conditions de fonctionnement extrêmes rendant la compressibilité non négligeable.

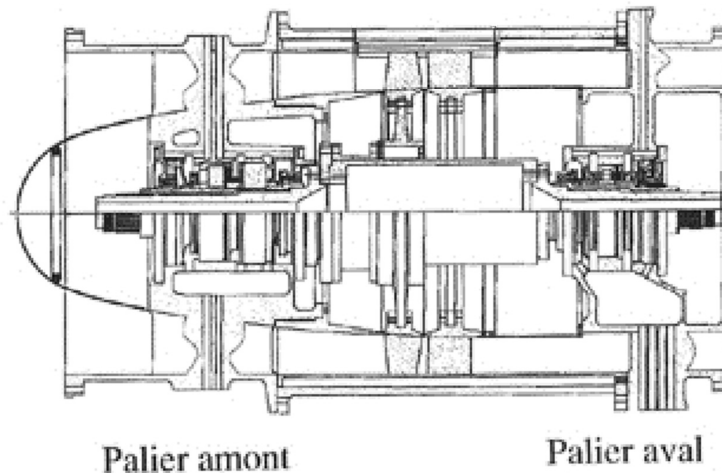


Figure 3-2 Coupe longitudinale de l'ensemble paliers et compresseur

Une coupe longitudinale de l'ensemble paliers-compresseur est montrée en Figure 3-2. Le palier désigné « amont » est directement connecté à l'élément convergent visible en Figure 3-1. L'étage de compression est composé d'une roue mobile et d'un redresseur fixe, comportant respectivement 30 et 40 aubages. Les Tableau 3-3 et Tableau 3-4 résument les principales caractéristiques de ces deux éléments.

Hauteur	Corde [mm]	Épaisseur [mm]	Angle de calage [°]	Angle de cambrure [°]
moyeu	84	7,9	33,5	41,5
mi-hauteur	84	5,6	46	23
carter	84	2,8	54	20

Tableau 3-3 Données géométriques des aubes du rotor

Hauteur	Corde [mm]	Épaisseur [mm]	Angle de calage [°]	Angle de cambrure [°]
moyeu	77	6,2	17,5	46,5
mi-hauteur	77	6,2	15	41,5
carter	77	6,2	12,5	36

Tableau 3-4 Données géométriques des aubes du redresseur

La hauteur d'aube du rotor ne peut pas être définie de manière univoque, le moyeu étant en forme d'ogive avec un rayon variable entre 207mm au niveau de la section d'entrée du rotor et 214 mm à la sortie; cette valeur se maintient constante le long du redresseur jusqu'à la sortie de l'étage. Le carter est en double coque ; le carter intérieur, sur lequel sont ancrés les aubages du redresseur, a une forme cylindrique à rayon constant égal à 275mm. Un jeu constant de 0.5mm existe entre les aubages du rotor et le carter intérieur. Cet ensemble carter intérieur-redresseur est emboîté dans une enveloppe cylindrique qui en assure l'ancrage aux paliers. Il est à noter que la configuration singulière de l'enveloppe-carter du compresseur apporte une réelle difficulté à son équipement en instrumentation de mesure.

Conditions de référence à l'aspiration $p=101325\text{Pa}$ $T=15^\circ$

Vitesse de rotation	6330	tr/min
Débit	10.5	kg/s
Taux de compression	1.15	
Vitesse d'entraînement en tête	181	m/s
Nombre de Mach en tête	0.56	
Nombre de Reynolds en tête basé sur la corde	$1.06 \cdot 10^6$	
Vitesse débitante en entrée de rotor	82	m/s

Tableau 3-5 Caractéristiques de fonctionnement du compresseur en régime nominal

Aucun système de guidage de l'écoulement n'est présent à l'amont du rotor ce qui se traduit par l'absence de pré-rotation forcée. Il est néanmoins important de souligner, à ce sujet, la présence d'éléments perturbateurs en entrée de machine; la section amont du moyeu est, en effet, soudée au palier par le biais de quatre bras écartés de 90° et positionnés dans les plans de coupe horizontal et vertical.

Les paramètres décrivant le fonctionnement nominal du compresseur sont donnés dans le Tableau 3-5 pour des valeurs de pression et température de référence à l'aspiration de 101325Pa et 15°C . À la vitesse

de rotation de dessin, les conditions de fonctionnement nominales sont obtenues pour un débit de 10.5kg/s, valeur pour laquelle la machine développe un taux de compression (total à total) de 1.15.

3.1.1. Équipement du banc pour la caractérisation de la performance.

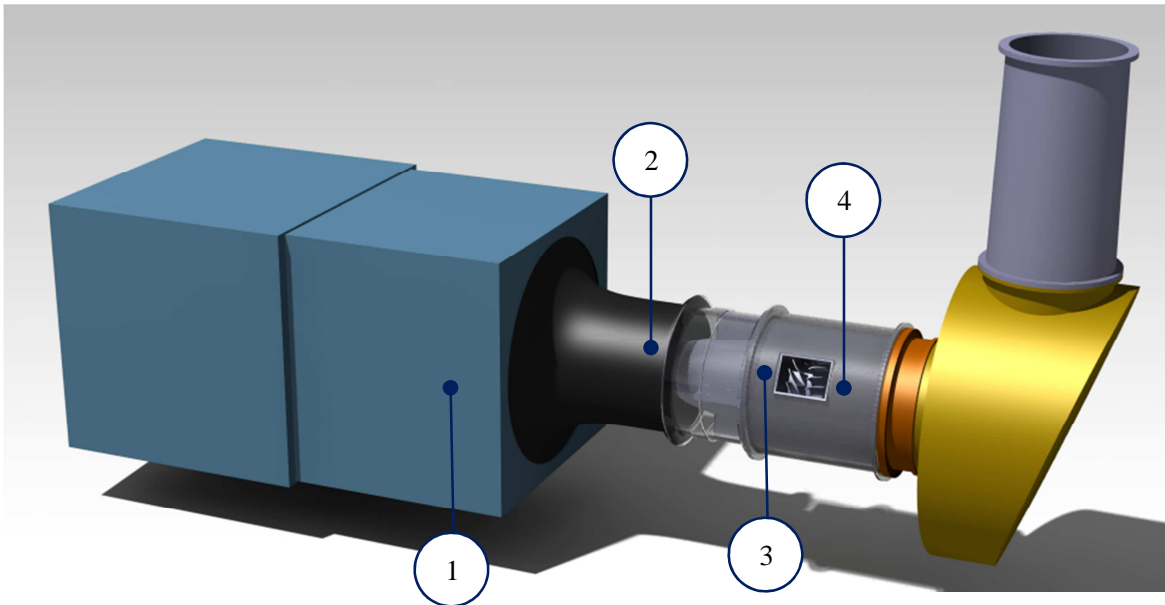


Figure 3-3 Emplacement des instruments de mesure

De la riche dotation d'origine du banc en métrologie, seule une petite partie était en état de fonctionnement correct, ou facilement réhabilitable, lors de son arrivée au Laboratoire. Afin de bien gérer les ressources financières allouées au projet il a été nécessaire d'attribuer un ordre de priorité aux investissements en fonction de leur criticité en vue des objectifs scientifiques de la thèse. Pour cette raison, une partie importante du budget à disposition a été consacré au rééquipement en instrumentation pour la caractérisation fine des écoulements au détriment des mesures stationnaires de performance.

Les performances de la machine ont été exprimées comme l'augmentation de pression due au travail de l'étage dans sa globalité en fonction du débit. Pour ce faire, des prises de pression déjà disponibles sur le banc ont été exploitées. Avec référence à la Figure 3-3:

- Emplacement de mesure 1 : prise de pression totale au centre de la chambre de tranquillisation et mesure de température;
- Emplacement de mesure 2 : cercle de pression statique pariétale au niveau de la section terminale du segment convergent ;

- Emplacement de mesure 3 : prise de pression statique pariétale à 7.5cm à l'amont du bord d'attaque de l'aube du rotor ;
- Emplacement de mesure 4 : prise de pression statique pariétale à 7.5cm à l'aval du bord de fuite des aubes du redresseur.

Ce qui a été jugé fondamental était d'assurer la répétabilité des conditions d'essai, quelles que soient les grandeurs physiques retenues pour décrire la performance et quelle que soit la méthode pour les mesurer. Le débit a été donc reconstitué à partir de la vitesse au niveau de la section 2, appliquant l'équation de Bernoulli dans le cas d'écoulement incompressible idéal entre les sections 1 et 2 de Figure 3-3 :

$$p_{tot_1} = p_{stat_2} + \frac{1}{2}\rho v_2^2 \quad 3-1$$

La valeur de la masse volumique a été estimée à partir des valeurs de pression et température en section 1. Le travail du compresseur est évalué sous la forme d'augmentation de pression entre l'entrée et la sortie de l'étage, autrement dit, entre les sections 3 et 4.

La température saisie en section 1 est mesurée à l'aide d'une sonde à résistance de platine PT100, tandis que la pression différentielle entre les sections 1 et 2 pour l'estimation du débit est mesurée à travers un micro-manomètre Furness modèle FC0510 avec une étendue de mesure de 0-200Pa ou 0-2000Pa (la précision étant de $\pm 0.25\%$ de la valeur lue). Le relevé de la pression différentielle moyenne au niveau de l'étage se fait par lecture d'un manomètre d'étendue de mesure 0-1000mmCE. Compte tenu des incertitudes de mesure habituellement reconnues par l'utilisation d'un convergent, on estime l'erreur de la mesure de débit à $\pm 1.5\%$.

3.1.2. Instrumentation pour la caractérisation fine des écoulements.

Le double carter est pourvu, au niveau de l'étage de compression, d'une ouverture de forme pseudo-rectangulaire originellement prévue comme accès optique pour des mesures de vitesse par effet Doppler. Cette ouverture a constitué une solution de compromis entre les moyens à mettre en œuvre pour répondre aux attentes scientifiques de la thèse et les contraintes de temps et ressources à disposition. L'objectif principal étant celui d'obtenir une caractérisation détaillée de l'écoulement au niveau de l'étage, il était important de pouvoir accéder à des informations de nature différente. La solution technique qui a semblé répondre le mieux aux exigences et contrainte du projet a été celle d'adopter un jeu de fenêtres interchangeables. De ce fait, deux configurations géométriques différentes ont été proposées chacune apte à héberger une certaine typologie d'instrumentation de mesure.

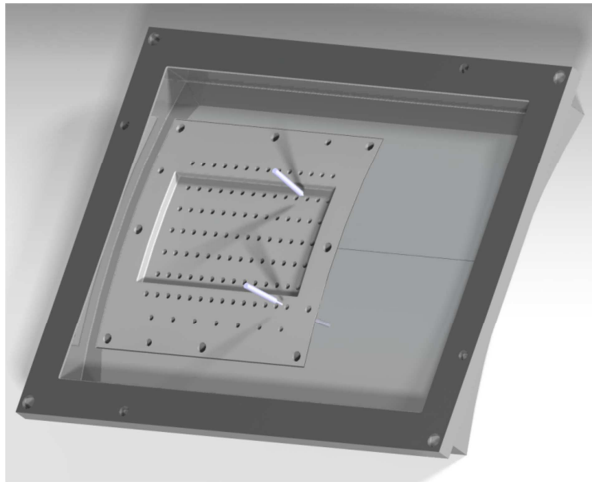


Figure 3-4 Support de mesure pour capteurs de pression instationnaires

La première fenêtre à avoir été réalisée est un support pour l'installation de capteurs de pression instationnaire miniature. Le support se compose de deux sous-éléments solidaires, la fenêtre de logement des capteurs est emboîtée dans une encoche du support de fixation au carter extérieur du compresseur. Il est à remarquer le choix des matériaux de fabrication. Si le support d'ancrage au carter, ne présentant pas de criticité particulière, est en simple aluminium, la fenêtre de mesure est, quant à elle, en résine polyuréthane LAB 1000. Il était important d'éviter la circulation de courants parasites entre les différents capteurs installés sur le support. La résine choisie représente un bon compromis, étant un matériau non-conducteur et

garantissant une stabilité dimensionnelle optimale. Selon une théorie, largement répandue en littérature, l'apparition du décrochage tournant et, plus particulièrement, de ses précurseurs serait fortement corrélée à des structures fluides particulières se développant à proximité du carter. Il a donc été estimé d'une importance fondamentale de garantir un niveau de caractérisation de l'écoulement en paroi le plus fin possible. 98 perçages sont uniformément distribués à la surface de la fenêtre d'observation, organisés en 7 rangées azimutales écartées de 2° , chacune présentant 14 éléments espacés de 6mm (grille de points verts en Figure 3-5); grâce à l'asymétrie dans le positionnement de la grille d'emplacements, avec une simple rotation de la fenêtre de 180° le nombre de points de mesure peut être aisément doublé.

La matrice complète des emplacements possibles est représentée en Figure 3-5. La zone observée s'étale sur 81 mm en direction axiale, de 13mm en amont du bord d'attaque du rotor jusqu'à 5mm en amont du bord d'attaque du redresseur. L'étendue azimutale couverte par les positions de capteurs, de 13° , dépasse celles des canaux du rotor et du stator, respectivement égales à 12° et 9° . La zone de jeu entre roue et redresseur a été bien prise en compte pour permettre d'évaluer l'effet éventuel de l'interaction rotor/redresseur sur les phénomènes instables.

La technologie de mesure choisie est celle des capteurs piézo-résistifs miniatures de marque

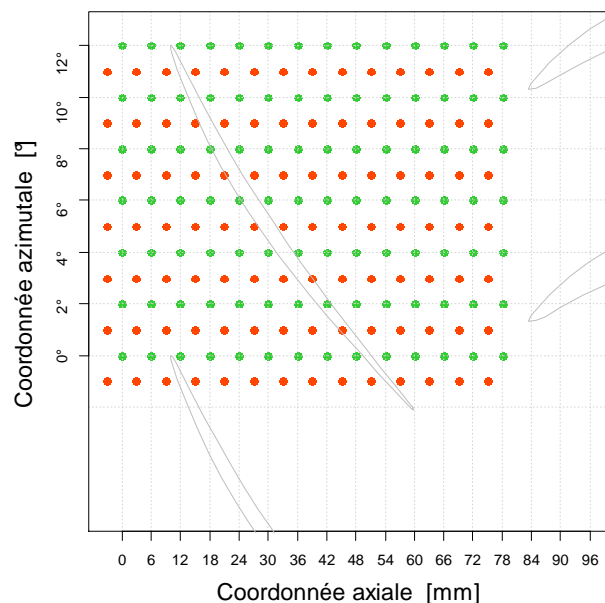


Figure 3-5 Matrice des emplacements de mesure

ENDEVCO modèle 8507C-1 (-2). Le détail des données techniques les plus significatives concernant les capteurs ainsi que les conditionneurs couplés est reporté dans le Tableau 3-6.

Capteur ENDEVCO modèle 8507C-1 (-2)	
Technologie	Piézo-résistive
Étendue de mesure	0-6895 (13790)Pa
Sensibilité	0.029 (0.0145)mV
Fréquence de résonance	55000 (70000)Hz
Tension d'excitation	10Vdc
Géométrie	d=2.3mm, l=12.7mm

Amplificateur DC ENDEVCO modèle 136	
Tension d'entrée	0-10Vdc
Tension de sortie	0-10V
Réponse en fréquence	200000Hz
Filtre	Butterworth 4pôles
Nombre de voies	3

Tableau 3-6 Données techniques des capteurs ENDEVCO 8507C-1(-2) et du conditionneur ENDEVCO 136

Dans les conditions d'utilisation des expériences décrites dans ce mémoire, la précision de mesure a toujours été de l'ordre de 35Pa.

Des images des capteurs par rapport au nombre de points à explorer, il était tout aussi important de garantir une certaine facilité de déplacement des capteurs.

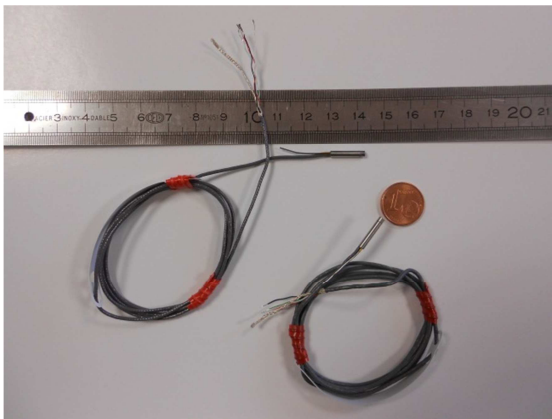


Figure 3-6 Capteurs de pression ENDEVCO 8507C-1(-2)

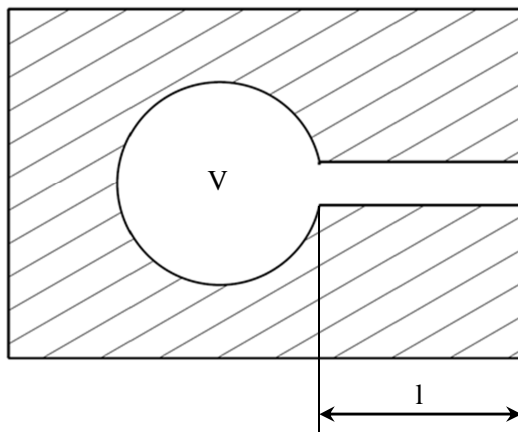


Figure 3-7 Conditionneur pour capteurs de pression ENDEVCO modèle 136

Pour cela, il a été préféré d'éviter des systèmes de vissage intermédiaires entre le capteur et la fenêtre qui auraient créé un encombrement supplémentaire, obligeant à écarter sensiblement les points de mesure voisins et qui auraient d'une certaine façon entravé la souplesse d'utilisation. La solution a été donc celle de faire glisser simplement les capteurs dans leur logement. Étant donné le faible niveau du différentiel de pression entre l'écoulement interne et l'air ambiant tout au long de la section de mesure, il a été considéré

acceptable de réaliser l'étanchéité par simple ajustement serré entre la surface extérieure du capteur et la surface interne du logement. C'est également à l'aide de bouchons affleurant, épousant la géométrie de toute la cavité d'installation des capteurs, que l'étanchéité complète du support de mesure a été assurée. Lors des essais, il n'y avait donc pas de cavités supplémentaires en dehors des cols de 1mm de longueur aux emplacements occupés par les capteurs disponibles et en nombre de 4. Afin de figer leur position dans la cavité d'hébergement, les capteurs n'ont pas pu être placés affleurant à la surface intérieure du carter mais en déporté, derrière une cavité constituée d'un col cylindrique évasé à l'extrémité accueillant le capteur. Les paramètres géométriques de la cavité ont été optimisés afin d'obtenir une fréquence de résonance qui garantisse la non-distorsion du spectre caractérisant les phénomènes basses fréquences étudiés. Pour ce faire, une étude paramétrique a été conduite; à cause de l'incertitude dans l'association d'un schéma de résonateur précis à la forme spécifique de cavité, plusieurs modèles de prévision de la fréquence de résonance ont été appliqués. Les équations 3-2 3-3 et 3-4 donnent les trois formulations pour la fréquence de résonance de cavité utilisées :

- l'expression de Helmholtz dans sa forme originale et
- celle dans la variante incluant la correction de col
- la formulation selon le modèle de résonateur quart d'onde.



- l longueur de l'ouverture
- a aire de l'ouverture
- V volume de la cavité
- c vitesse du son dans le fluide

Figure 3-8 Cavité selon le modèle simplifié d'Helmholtz

Helmholtz
$$f_n = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{l \cdot V}} \quad 3-2$$

Helmholtz
Avec correction de col
$$f_n = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{a}{(l+\delta) \cdot V}} \quad \text{avec } \delta = \frac{8a}{3\pi} \quad 3-3$$

Résonateur à quart d'onde

$$f_{\lambda} = \frac{c}{4l}$$

3-4

La configuration géométrique retenue a été celle qui garantissait, tous modèles de résonateur confondus, une valeur de fréquence de résonance supérieure à 15 fois la fréquence la plus élevée attendue dans l'écoulement (fréquence de passage des aubages).

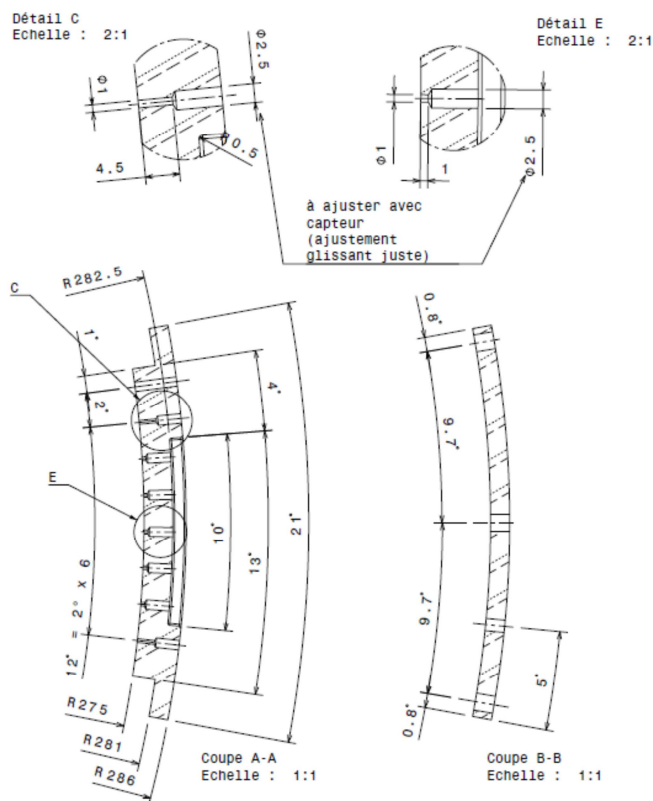


Figure 3-9 Cavités d'hébergement des capteurs stationnaires ENDEVCO 8507C

L'étude paramétrique a fait converger vers une forme de cavité de 1mm de diamètre et 1mm de longueur de col. Vue l'incertitude sur le domaine de validité des modèles utilisés, il fut choisi dans un premier temps de réaliser une fenêtre-test comportant les deux meilleurs choix de configuration géométrique de cavité. Les vues de détails C et E en Figure 3-9 montrent les deux formes de cavités retenues, qui ne se différencient en réalité que par la longueur de col. Des tests de vérifications de la réponse en fréquences des cavités ont été effectués avec la fenêtre directement montée sur l'étage de compression et pour des conditions normales de fonctionnement (en particulier, pour le même régime de rotation adopté

pendant les essais). Les spectres en fréquence obtenus pour les deux solutions géométriques sont reportés en Figure 3-10 et Figure 3-11 en échelle logarithmique. Les enregistrements du signal ont été effectués avec une fréquence d'acquisition de 50000Hz ; par le théorème de Nyquist-Shannon, la plage de fréquences significatives est donc limitée à 0-25000Hz. Alors que pour la cavité de 1mm de longueur de col aucun comportement particulier n'émerge du tracé, le spectre pour la configuration à 4.5mm (Figure 3-10) présente l'allure typique d'un résonateur. On observe, de fait, un rehaussement caractéristique du niveau moyen de la transformée pour une bande de fréquences centrée autour de la valeur de résonance, approximativement 9600Hz dans le cas présent. Le résultat expérimental a, par ailleurs, permis de confirmer que, parmi les trois modèles théoriques de résonateur testés, celui qui se rapprocherait le plus serait le modèle d'Helmholtz avec correction de longueur de col. Les valeurs de fréquences de résonances

prédites par ce modèle était de approximativement 28400Hz et 9400Hz, respectivement pour les cavités avec une longueur de col de 1mm et 4.5mm.

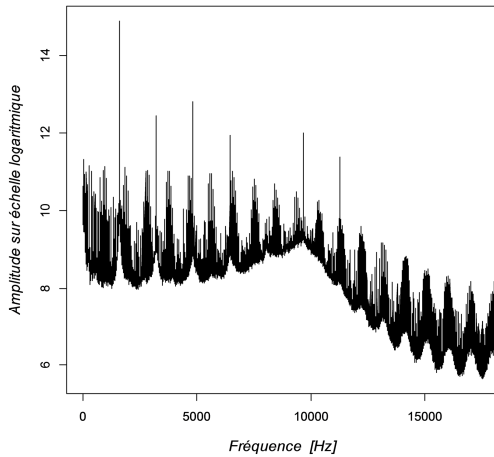


Figure 3-10 Fréquence de résonance pour la configuration de cavité à 1mm de diamètre et 4.5 mm de longueur de col.

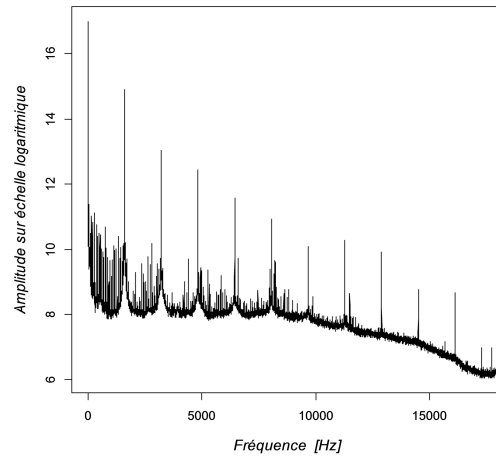


Figure 3-11 Fréquence de résonance pour la configuration de cavité à 1mm de diamètre et 1mm de longueur de col.

La fréquence de résonance étant largement supérieure à la bande de fréquences propres aux phénomènes d'intérêt majeur dans cette étude et cette valeur étant en tout cas bien éloignée de la fréquence maximale de première harmonique attendue dans l'écoulement (6 fois supérieur à la fréquence de passage des aubages, $\cong 1600\text{Hz}$), il a été choisi d'utiliser la fenêtre instrumentée dans cette configuration sans rectification aucune, la non-homogénéité des perçages n'introduisant aucune distorsion jugée importante. Cependant, une analyse concernant la fonction de transfert en amplitude en phase dû à l'existence de la cavité reste à mener pour s'assurer de la validité des résultats obtenus. Si le support décrit ci-dessus n'est dédié qu'à la mesure de la pression instationnaire purement pariétale, un deuxième a été conçu et fabriqué avec l'objectif particulier d'explorer l'écoulement à l'intérieur de la machine. La fenêtre a été conçue afin de pouvoir y installer plusieurs types d'instruments ; un jeu de pièces adaptatives a été

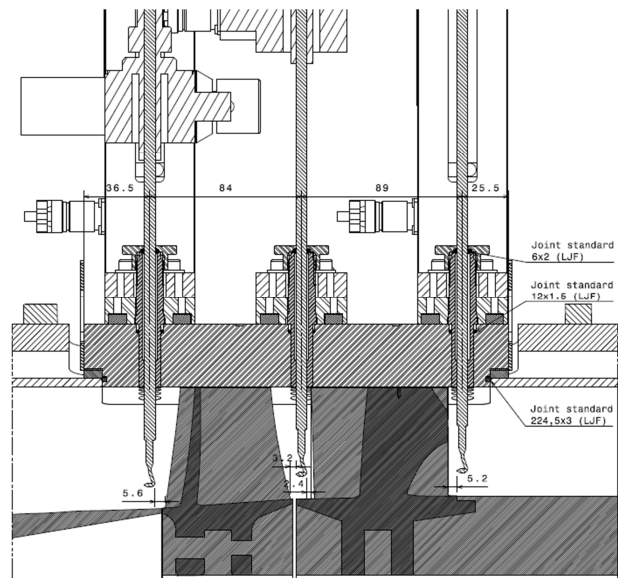


Figure 3-12 Support de mesure pour sondages - vue longitudinale

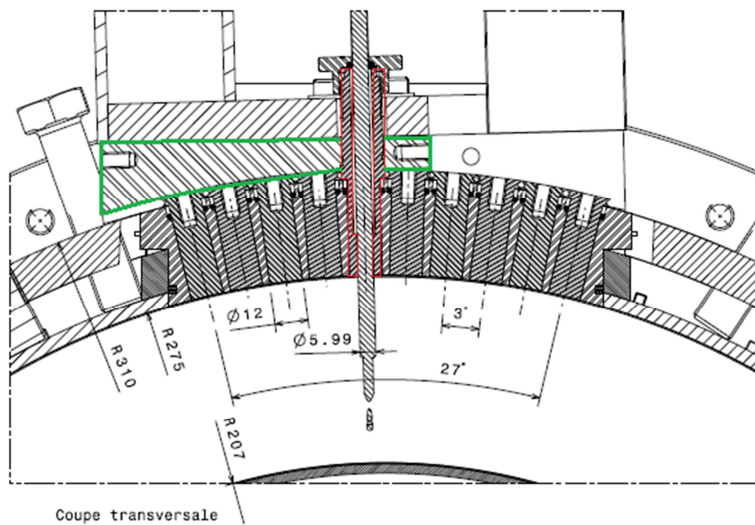


Figure 3-13 Support de mesure pour sondage - vue transversale

l'espacement entre les deux roues et au bord de fuite du stator. Chaque section axiale est, à son tour, pourvue de 10 emplacements de mesure régulièrement espacés en azimut, de manière à couvrir globalement un secteur de 27° (Figure 3-13). L'adaptabilité de la fenêtre est assurée par le biais de pièces intercalaires adaptées à chacune des typologies d'instruments que l'on souhaite introduire dans l'écoulement. À titre illustratif, en Figure 3-15 est reporté le détail de la pièce réalisée pour les sondes à fil-chaud. Les sondes, qu'elles soient à 5 trous ou à fil-chaud, sont supportées mécaniquement et guidées dans leurs déplacements par un chariot porte-sonde motorisé (visible en Figure 3-12).

L'ancrage du chariot à la fenêtre s'effectue par une pièce d'adaptation, montré en Figure 3-16 glissant azimutalement le long des rangées des cavités. L'encombrement du système porte-sonde limite l'exploration simultanée à une position de mesure à la fois par section axiale. Les emplacements non utilisés sont obturés par le biais de bouchons affleurant à la surface intérieure du support de mesure et garantissant l'étanchéité. Une pièce en résine non conductrice, permettant l'installation d'un capteur de pression instationnaire, complète le jeu de supports adaptatifs lié à cette fenêtre de mesure. L'anémoclinomètre disponible au laboratoire est une sonde directionnelle donnant accès aux trois composantes de la vitesse moyenne de l'écoulement. La tête de la sonde est montrée dans la vue de détail du plan

fabriqué pour que le support puisse accueillir, dans le cas de cette étude en particulier, une sonde anémoclinométrique à 5 trous et une sonde pour mesure par fil-chaud.

La vue longitudinale du support (Figure 3-12) permet d'apprécier le positionnement des trois sections axiales de mesure par rapport à l'étage de compression : juste à l'amont du rotor, dans

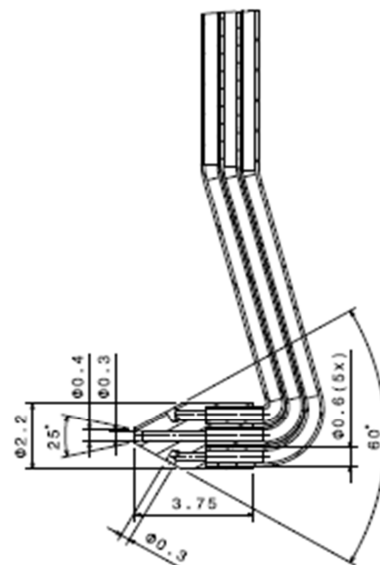


Figure 3-14 Tête de l'anémoclinomètre à 5 trous - vue de détail

coté reporté de Figure 3-14. L'instrument a été fabriqué sur commande par le *Von Karman Institute for Fluid Mechanics* basé à Rhode Saint Genèse (Belgique).

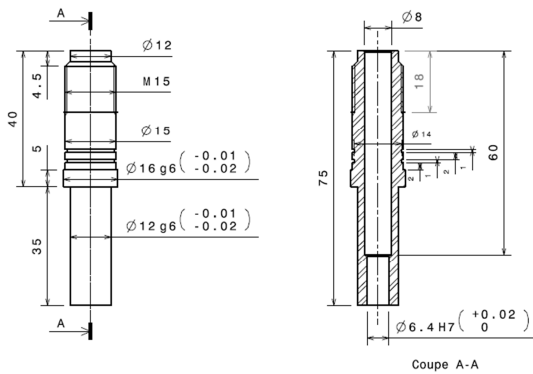


Figure 3-15 Pièce intercalaire de guidage pour fil chaud

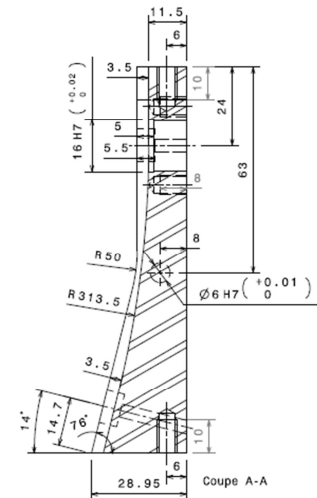
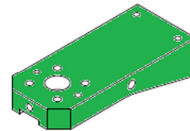


Figure 3-16 Pièce adaptative pour l'ancrage du chariot porte-sonde

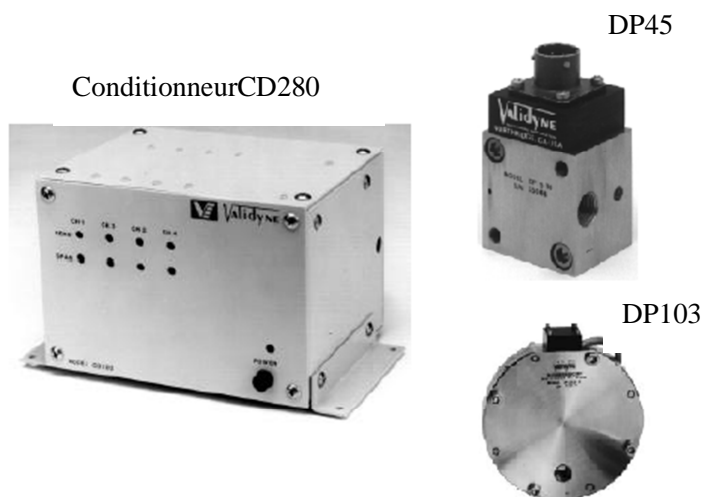


Figure 3-17 Capteurs de pression et conditionneur Validyne

Les paramètres d'étalonnage ont été expressément adaptés aux conditions réelles d'utilisation de l'instrument dans le banc compresseur. Dans l'hypothèse d'absence d'effet de compressibilité, il a été choisi de calibrer la sonde à une seule valeur de vitesse, celle correspondante à limite supérieure du domaine incompressible, autrement dit pour une valeur de nombre de Mach égal à 0.3. La plage angulaire d'étalonnage, quant à elle, s'étale sur 60° , de -30° à $+30^\circ$, en lacet aussi bien qu'en tangage. Le relevé des combinaisons des pressions aux 5 prises de la sonde est assuré par 5 capteurs Validyne à réluctance variable de gammes convenablement choisies. Deux modèles différents ont été choisis selon la plage de pression à mesurer ; 4 capteurs modèle

DP103-28/26 ont été réservés aux mesures des plus petites valeurs de pression, associées aux trous latéraux de la sonde, tandis qu'un modèle DP45-22 a été utilisé pour le relevé de la pression au trou centrale. L'ensemble capteurs conditionneur modèle CD280 est montré en Figure 3-17.

Si la sonde anémoclinométrique permet une description des caractéristiques stationnaires de l'écoulement, le système d'anémométrie par fil-chaud a été employé afin d'avoir un suivi temporel de la vitesse. Le dispositif d'exploration anémoclinométrique n'a pas été utilisé le cadre des travaux présentés dans ce mémoire.

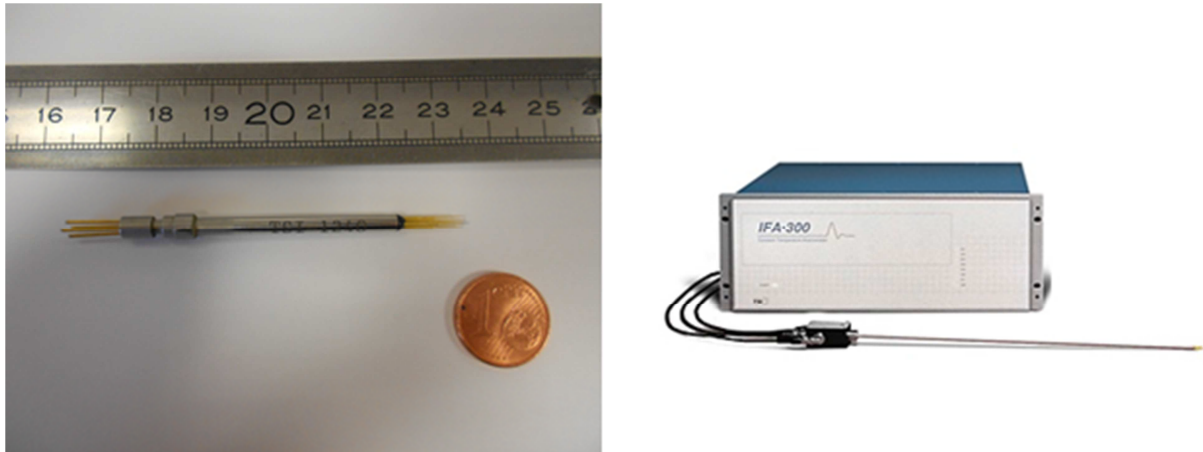


Figure 3-18 Sonde fils-chauds croisés et anémomètre IFA300

Une sonde à double films croisés a été choisie pour les mesures au niveau de l'étage de compression. En faisant l'hypothèse vraisemblable que les écoulements à mesurer sont essentiellement bidimensionnels, ce choix permet de limiter la complexité de la mesure et du post-traitement par rapport aux solutions de mesure tridimensionnelle. Un élément sensible de type film a été préféré à la technologie à simple fil en raison de sa robustesse ; l'écoulement pouvant être pollué par la présence de résidus d'huile de lubrification des paliers, la résistance de l'élément sensible a été privilégié sur d'autres attributs tels que la réponse en fréquence (supérieur pour un élément de type fil). Le modèle 1240 de la marque TSI a été choisi.

La sonde, montrée en Figure 3-18, présente deux éléments croisés à 45° l'un par rapport à l'autre, disposé chacun dans un plan perpendiculaire à l'axe de la sonde. L'élément sensible est accroché à une tige qui en assure le support mécanique ainsi que la connexion à l'anémomètre. Un anémomètre à température constante modèle IFA 300 de marque TSI est utilisé. L'ensemble de la chaîne, élément sensible, tige de support, câbles de connexion et anémomètre est présenté en Figure 3-18.

L'anémomètre a été étalonné sur une soufflerie d'étalonnage du laboratoire. Ces résultats d'étalonnage ont également servi à estimer l'incertitude de mesure qui n'excède pas 5% sur le module de la vitesse et 1.5° sur l'angle de lacet, dans la gamme des vitesses intéressant la machine sous analyse.

3.1.3. Système d'acquisition



Figure 3-19 Système d'acquisition

Toutes les acquisitions ont été réalisées grâce à un système d'acquisition National Instruments commandé par code LabView. La chaîne se compose d'un châssis modèle PXI 1031 supportant deux cartes pour acquisitions simultanées PXI 6123, assurant jusqu'à 500000 échantillons par seconde et par voie, avec une précision de 16bits. La connexion entre les sorties analogiques des instruments de mesure et la carte d'acquisition s'effectue par des bornier de type BNC 2110 à 8 voies.

4. Fonctionnement aux régimes stables

4.1. Introduction au chapitre

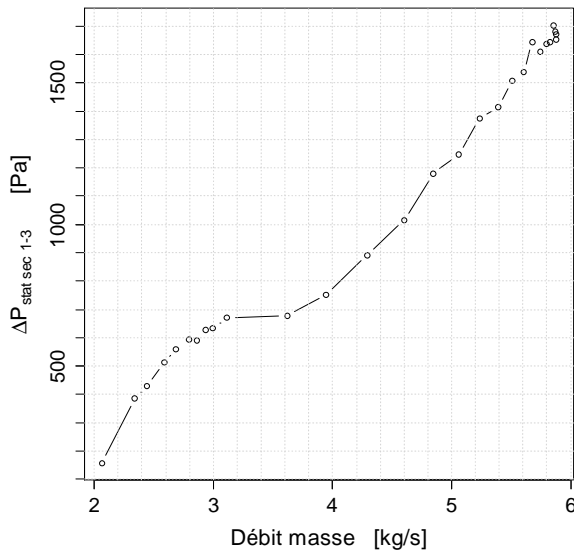


Figure 4-1 Différence de pression statique entre la chambre de tranquillisation et l'entrée de la roue mobile (sections de mesure 1 et 3 en Figure 3-3)

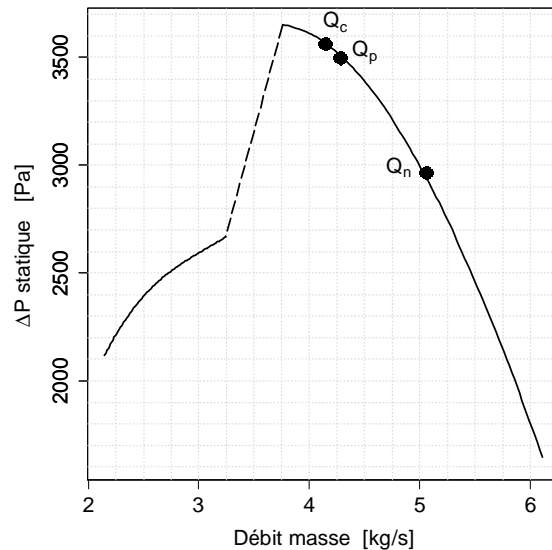


Figure 4-2 Performance de l'étage avec les points de fonctionnement investigués

L'objectif visé dans ce chapitre est la compréhension des phénomènes mis en jeu dans le processus de dégradation de la performance de la machine jusqu'au déclenchement du décrochage tournant. Pour ce faire, on a choisi d'appliquer les mêmes approches de mesure et d'analyse sur plusieurs points de fonctionnement. L'investigation a débuté par les conditions de fonctionnement nominales pour ensuite se diriger vers des régimes à débits partiels. Deux points de fonctionnement, dans ces conditions, ont été retenus ; leur choix s'est fait dans une logique de continuité avec les travaux précédents de Ouayahya (Ouayahya, 2006). Ses travaux portaient, en effet, sur la comparaison entre un point de fonctionnement proche du démarrage du décrochage et le point de fonctionnement critique vis-à-vis de ce phénomène. Les trois points de fonctionnement investigués sont repérés sur la Figure 4-2, qui représente la performance de l'étage exprimée sous la forme d'une surpression statique entre les sections d'entrée et de sortie de l'étage. Afin de fournir une caractérisation la plus complète possible des conditions d'entrée de l'écoulement, est reportée en Figure 4-1 l'évolution de la différence de pression statique entre la chambre de tranquillisation et l'entrée de l'étage. On remarquera que dans la zone de comportement stable, l'allure de la courbe est cohérente avec la décroissance quadratique de la pression dynamique due à la réduction du débit. A partir de la zone de transition et dans toute la zone décrochée, la perturbation due à la présence de régions fluides décollées se manifeste clairement à travers l'écartement de cette loi de décroissance quadratique. Une composante de pression supplémentaire, croissante avec la baisse de débit, semble s'ajouter à cette loi de décroissance quadratique : cette pression équilibre la composante dynamique dans la zone de

transition jusqu'à produire une inversion de courbure dans la plage de fonctionnement en régime décroché.

Les trois points de fonctionnement analysés seront repérés selon la nomenclature suivante :

- * Q_n , débit nominal ;
- * Q_p , débit partiel proche du démarrage des instabilités ;
- * Q_c , débit critique pour le démarrage du décrochage tournant.

Les essais précédents menés sur ce banc d'essais et notamment pour la thèse de Ouayahya (Ouayaha 2006) avaient été conduits au régime de rotation nominal, c'est-à-dire pour une vitesse de 6330 tr/min. Dans le cadre des travaux présentés dans ce rapport, la vitesse de rotation a été limitée à 3200 tr/min pour permettre d'augmenter la fréquence relative d'acquisition des capteurs instationnaires par rapport à la fréquence des phénomènes présents dans l'écoulement. Afin d'estimer dans quelle mesure il sera possible de comparer les nouveaux résultats aux résultats obtenus précédemment, une réflexion sur la similitude est menée au travers de la comparaison des nombres de Reynolds et de Mach calculés aux deux vitesses de rotation. Deux nombres de Reynolds ont été calculés pour chacun des régimes (Tableau 1.1). Le premier $Re_{U_1} = \frac{R_2 \cdot U_1}{\nu}$ est calculé en utilisant le rayon extérieur R_2 de la roue et la vitesse d'entraînement U_1 en tête d'aube (Figure 1.2). Le second $Re_{W_1} = \frac{c \cdot W_1}{\nu}$, plus représentatif de l'écoulement autour du profil, est estimé avec la corde c du profil des aubes de roue et avec la vitesse relative en entrée de roue.

Re \ N_{rot}	6330tr/min			3200tr/min		
	Vitesse	Longueur	Re	Vitesse	Longueur	Re
$Re_{U_1} = \frac{R_2 \cdot U_1}{\nu}$	$U_1 = 182$ m/s	275 mm	$3,4 \cdot 10^6$	$U_1 = 94$ m/s	275 mm	$1,7 \cdot 10^6$
$Re_{W_1} = \frac{R_2 \cdot U_1}{\nu}$	$W_1 = 200$ m/s	84 mm	$1,1 \cdot 10^6$	$W_1 = 100$ m/s	84 mm	$5,6 \cdot 10^5$

Tableau 4-1 Vitesses, Longueurs et nombres de Reynolds associés pour les vitesses de rotation $N_{rot} = 6330tr/min$ et $N_{rot} = 3200tr/min$

Tous les nombres de Reynolds sont de l'ordre de 10^6 , et ils sont naturellement à peu près deux fois plus faibles à la vitesse de rotation la plus petite. Les effets dus aux variations du Nombre de Reynolds sont donc probablement modérés. Toutefois, notamment si l'on observe le nombre Re_{W_1} caractéristique de l'écoulement autour du profil, il apparaît qu'il se situe dans une gamme où ses variations ne peuvent pas être complètement négligées et peuvent avoir un impact sur la position de la transition sur le profil, par exemple.

Pour étudier les effets de compressibilité, différents nombres de Mach ont été reportés dans le Tableau 4-2. Il est à remarquer que les triangles des vitesses ont été calculés en tête d'aubes, là où les vitesses et donc les effets de compressibilité sont les plus élevés. En sortie de roue, même à la vitesse de rotation la plus élevée, les nombres de Mach sont dans des valeurs pour lesquelles les effets de compressibilité sont

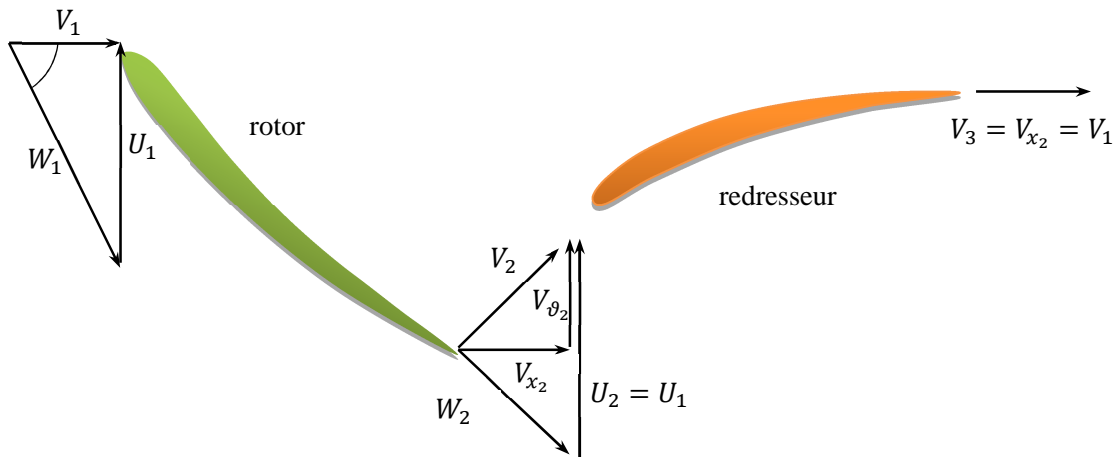


Figure 4-3 Triangles de vitesse dans l'étage de compression en régime de fonctionnement nominal

habituellement négligés. En revanche, en entrée de roue, le nombre de Mach bâti en utilisant la vitesse relative est de l'ordre de 0,6, et donc les effets de compressibilité, sans doute modérés, ne sont pas non plus complètement négligeables.

Composantes \ N_{rot}	6330tr/min		3200tr/min	
	Vitesse	Ma	Vitesse	Ma
V_1	82	0.25	41	0.12
W_1	200	0.6	100	0.3
U_1	182	0.55	92	0.28
V_2	117	0.35	61	0.19
W_2	128	0.39	62	0.2

Tableau 4-2 Vitesses et nombres de Mach associés pour les régimes de rotation nominal $N_{rot} = 6330tr/min$ et $N_{rot} = 3200tr/min$

On le voit, que ce soit pour les effets de compressibilité ou de Reynolds, il existe des différences, probablement modérées entre les résultats obtenus précédemment à 6330 tr/min et ceux à 3200 tr/min. Les comparaisons entre les deux régimes seront donc à mener avec prudence.

Toutefois, afin de se placer au plus près des conditions utilisées lors des essais précédents, les valeurs des trois débits (Q_n , Q_p et Q_c) ont été calculées grâce au nombre adimensionné exprimant la relation entre débit et régime de rotation. On rappelle ici la définition de ce nombre connu dans le domaine des machines sous le nom de coefficient de débit :

$$\psi = \frac{Q_m}{\rho \omega_{rot} R^3} \quad 4-1$$

Avec la signification évidente des symboles utilisés pour le débit masse, la vitesse de rotation et un rayon de la machine (ici sans vraiment d'importance puisque la machine est la même dans les deux cas).

Les valeurs finalement trouvées sont reportées dans le tableau ci-dessous :

ω_{rot} \backslash Q_m	Q_n [kg/s]	Q_p [kg/s]	Q_c [kg/s]
6330tr/min	10.5	9.0	8.75
3200tr/min	5.3	4.54	4.33

Tableau 4-3 Correspondance par similitude entre débits étudiés à 6330tr/min (Ouayahya, 2006) et 3200tr/min

Il est important de rappeler que ces valeurs ne sont valables que pour des conditions de pression et température bien précises définies au niveau d'une section particulière de mesure. Ces conditions, qu'on appellera par la suite conditions standard de l'écoulement, sont définies au niveau du caisson de tranquillisation du banc ; en faisant référence aux travaux de Vassilieff (Vassilieff, 2001; Vassilieff, 2001), on a considéré pour la pression et la température standards les valeurs suivantes :

$$p_e^0 = 101325Pa \quad T_e^0 = 288K \quad 4-2$$

On précisera ici, dans un souci d'exhaustivité, qu'afin de s'affranchir de la variabilité des conditions de l'air à l'aspiration, le régime de fonctionnement était en permanence corrigé sur la base des grandeurs réduites, définies ici de la façon suivante :

Vitesse réduite $\frac{\omega_{rot}}{\sqrt{T_e}}$ 4-3

Débit réduit

$$\frac{Q_m \sqrt{T_e^0}}{p_e^0}$$

4-4

Dans ce chapitre on présentera les résultats obtenus aux trois débits investigués pour des conditionnements stables en partant du débit nominal et en allant vers les bas débits. L'analyse s'appuiera principalement sur les mesures de pressions pariétales au carter et est renforcée par des mesures obtenues par anémométrie fil chaud en amont du rotor pour les deux débits extrêmes. Des analyses temporelles et fréquentielles des signaux obtenus seront proposées ainsi que des résultats obtenus en moyenne de phase afin de faire ressortir certains aspects déterministes des signaux.

4.2. Débit nominal

4.2.1. Analyse temporelle et fréquentielle

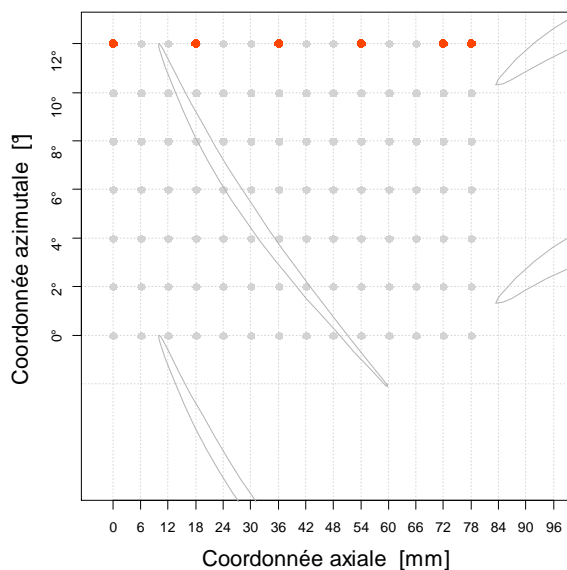


Figure 4-4 Emplacements de mesure pour les résultats temporels et fréquentiels au débit nominal

La représentation la plus immédiate des résultats d'essais est l'évolution temporelle dans sa forme brute, qui permet d'avoir un premier aperçu de la grandeur physique dans son comportement instationnaire. La multitude de phénomènes et comportements particuliers qui s'y retrouvent noyés est telle qu'elle rend sa lecture souvent bien compliquée. De nombreux outils mathématiques sont aujourd'hui employés dans le traitement des données dans l'objectif d'extraire des informations sur des aspects bien ciblés du signal. On pourra ainsi appliquer des traitements de nature statistique visant à isoler certains aspects déterministes. On pourra également s'appuyer sur des outils mathématiques adaptés à relever des aspects plus spécifiques tels que la composition fréquentielle moyenne ou instantanée. L'outil le plus répandu

dans l'étude de la composition spectrale d'un signal est sûrement la Transformée de Fourier dans sa version adaptée aux séries discrètes de valeurs (selon l'algorithme proposé par Cooley et Tukey (1965)), connue sous l'appellation de « **F**ast **F**ourier **T**ransform », ou Transformée de Fourier Rapide). Ce type de

transformée donne accès à des informations globales sur la présence de phénomènes à caractère périodique et sur l'amplitude et la phase qui leur sont associées. Dans le travail présenté ici, on se concentrera principalement sur l'analyse des spectres en amplitude afin de comparer les poids relatifs des différents phénomènes observés. Les Figures 4-6 à 4-11 montrent l'allure du signal temporel et du spectre des fréquences pour les emplacements de mesure repérés en Figure 4-4. Le choix des emplacements permet d'apprécier l'évolution spatiale du comportement de la pression du bord d'attaque du rotor jusqu'à 6mm de celui du diffuseur. Les résultats sont issus d'acquisitions effectuées avec une fréquence d'échantillonnage de 35 kHz pour une durée de 60s. Un filtrage analogique à 10 kHz a été appliqué pendant les mesures afin de s'affranchir d'éventuels problèmes de repliement de spectre. L'algorithme de la transformée a été appliqué sur des portions limitées du signal dont la longueur a été fixée sur la base de la résolution fréquentielle requise, 1Hz dans le cas présent.

Une fenêtre glissante de type de Hann, avec recouvrement de 50%, a été adoptée. Il est ici rappeler que la technique de fenêtrage (Hann ou autre) consiste à multiplier la portion de signal isolée par une fonction opportunément choisie. L'objectif de l'opération est de réduire le plus possible la dispersion d'énergie sur des fréquences fictives dont l'apparition est une conséquence directe de la durée temporelle limitée des signaux réels. Plusieurs types de fonction de fenêtrage existent dans la littérature, chacune avec ses avantages et inconvénients ; un aperçu graphique des quatre fonctions les plus répandues est donnée en Figure 4-5. De façon qualitative on pourrait affirmer que plus le phénomène de la dispersion d'énergie (« spectral leakage ») est

limité et plus l'amplitude réelle de la transformée en est altérée. La fonction de Hann représente, vis-à-vis de cette dualité, un choix de compromis. L'amplitude de la transformée, telle qu'elle est donnée dans les graphiques ci-dessous, est la valeur du module du coefficient de Fourier moyenné sur la totalité des fenêtres dans lesquelles le signal a été décomposé. Par des raison de facilité de lecture, la représentation fréquentielle des amplitudes, dans toutes les figures de ce chapitre, est limitée à 6000Hz mais l'analyse a bien réalisée avec un filtrage à 10kHz, comme il a été précisé précédemment. Quel que soit l'emplacement de mesure considéré, l'aspect qui ressort de la façon la plus claire est certainement le passage des aubages, que ce soit dans l'évolution temporelle des signaux ou dans leur décomposition spectrale.

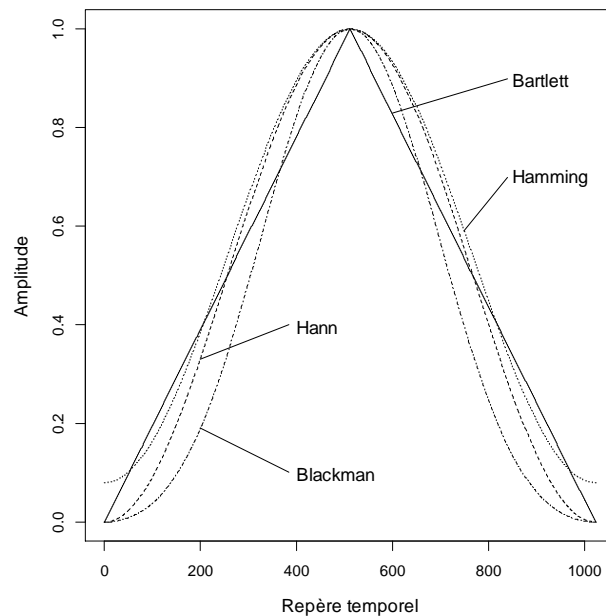


Figure 4-5 Types de fenêtres à appliquer au calcul de transformée de Fourier rapide

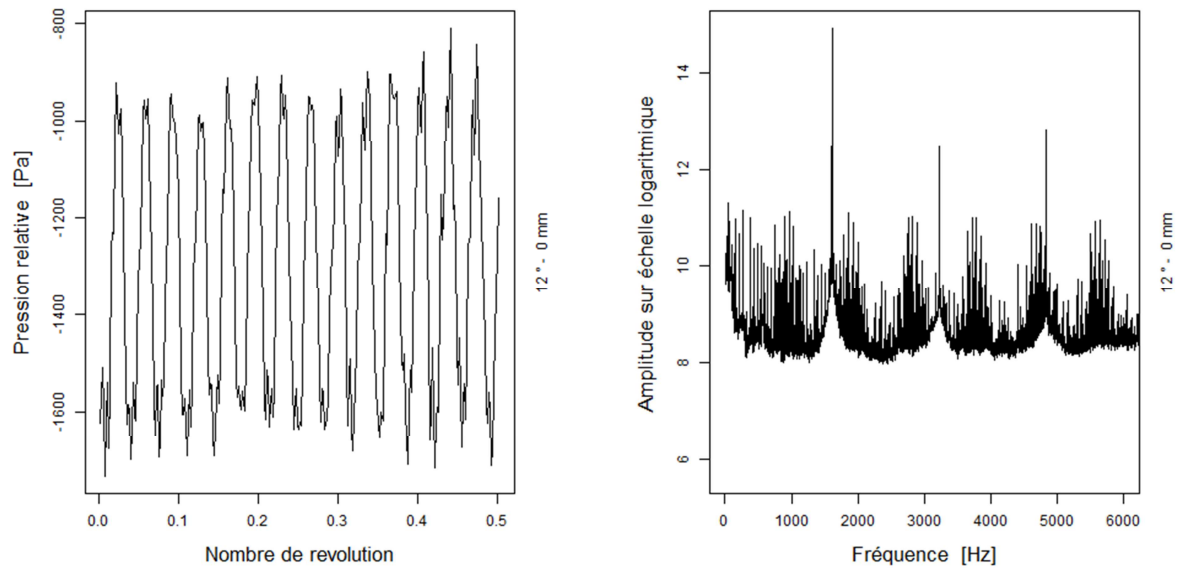


Figure 4-6 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-0mm

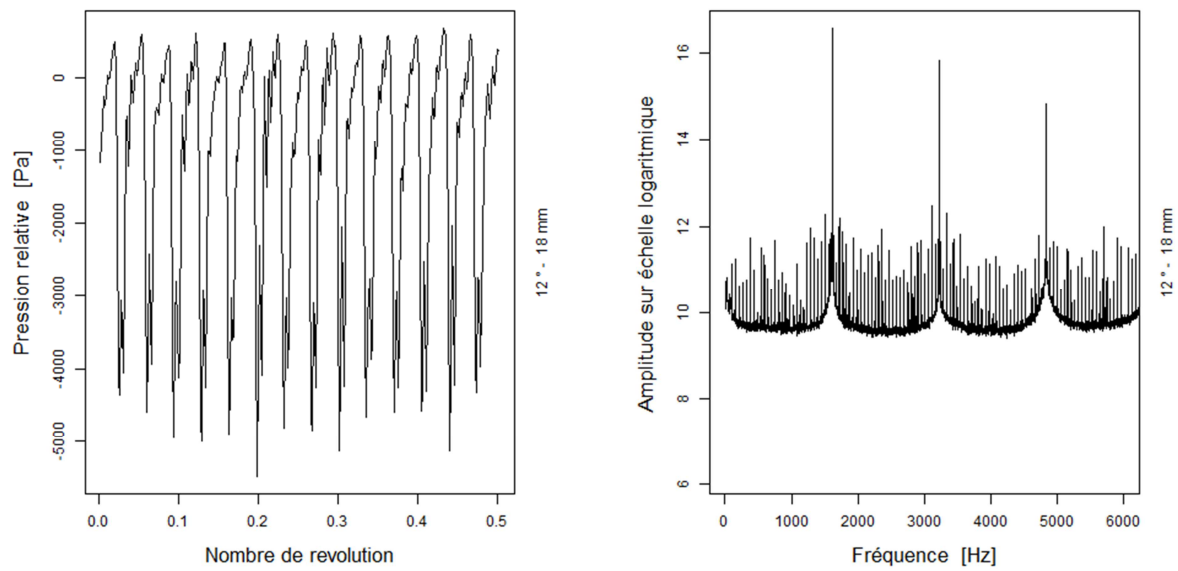


Figure 4-7 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-18mm

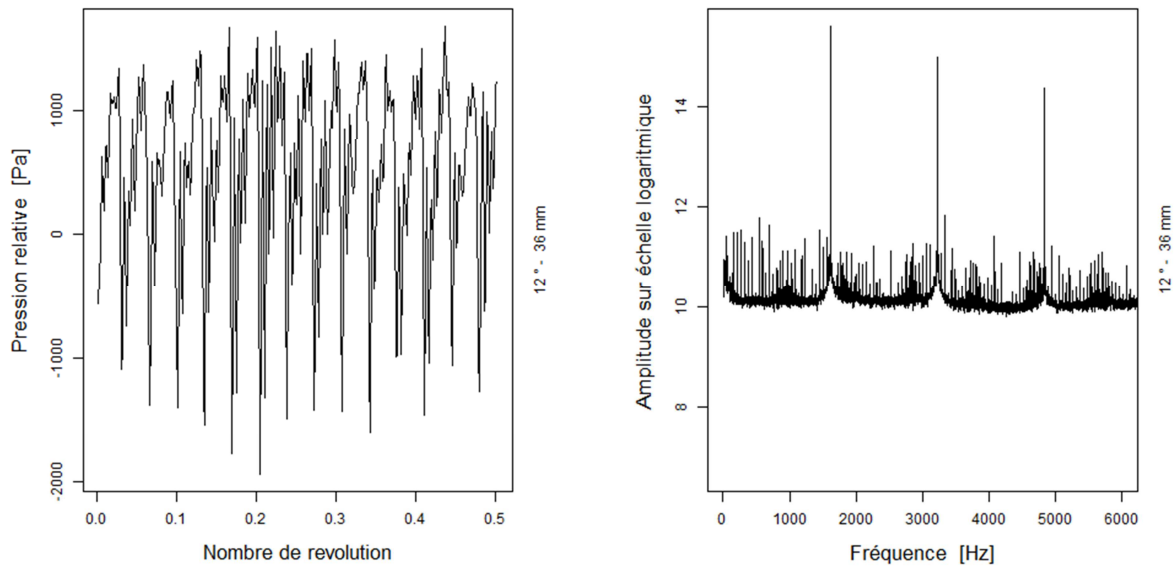


Figure 4-8 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-36mm

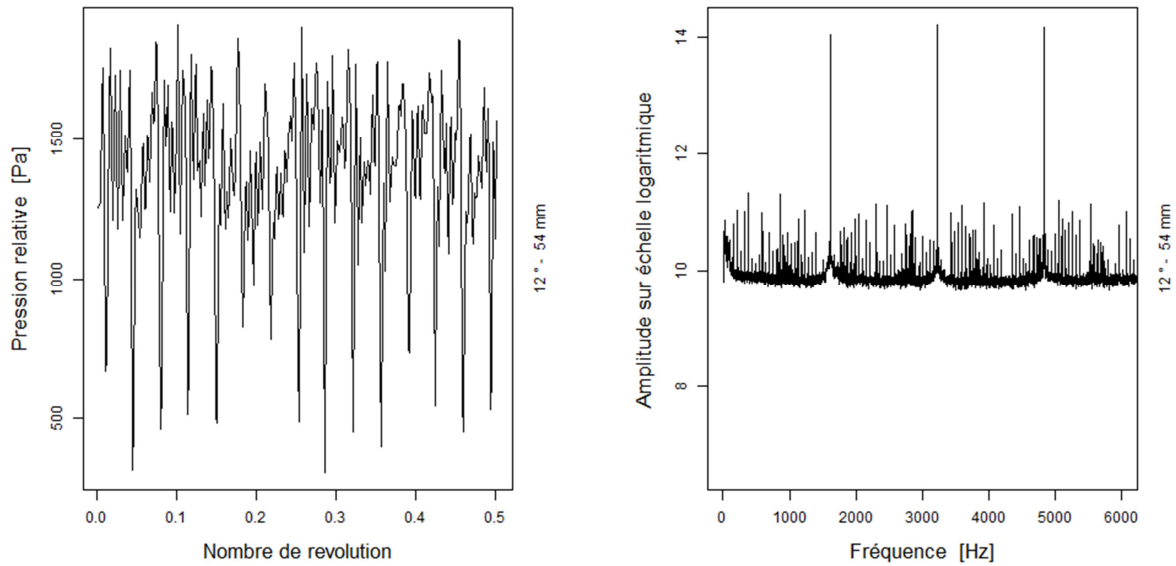


Figure 4-9 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-54mm

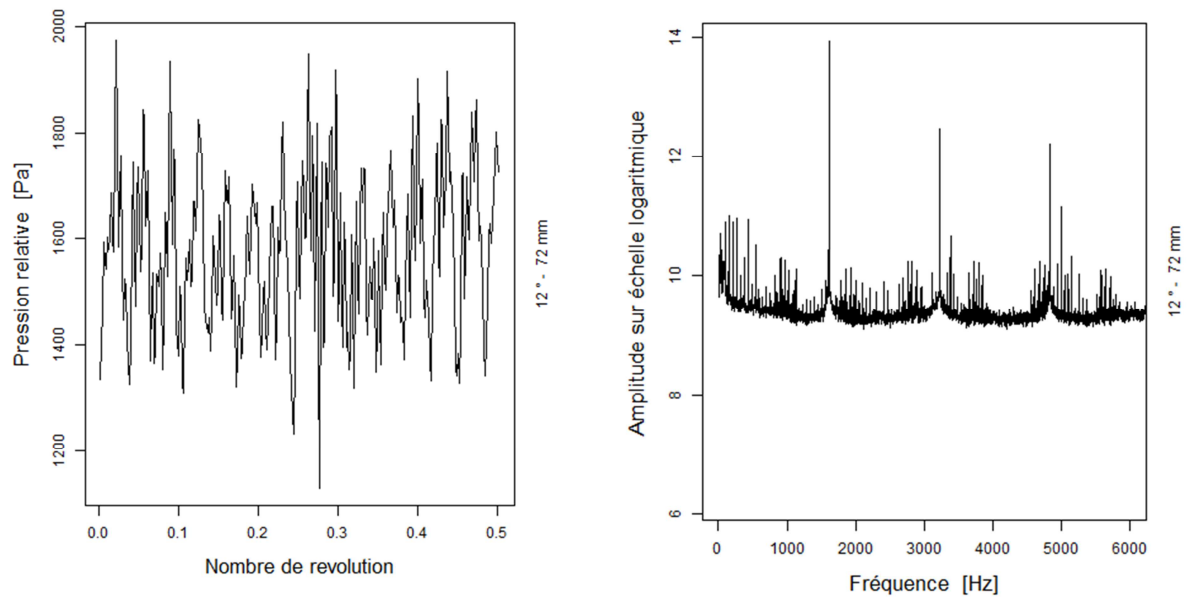


Figure 4-10 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-72mm

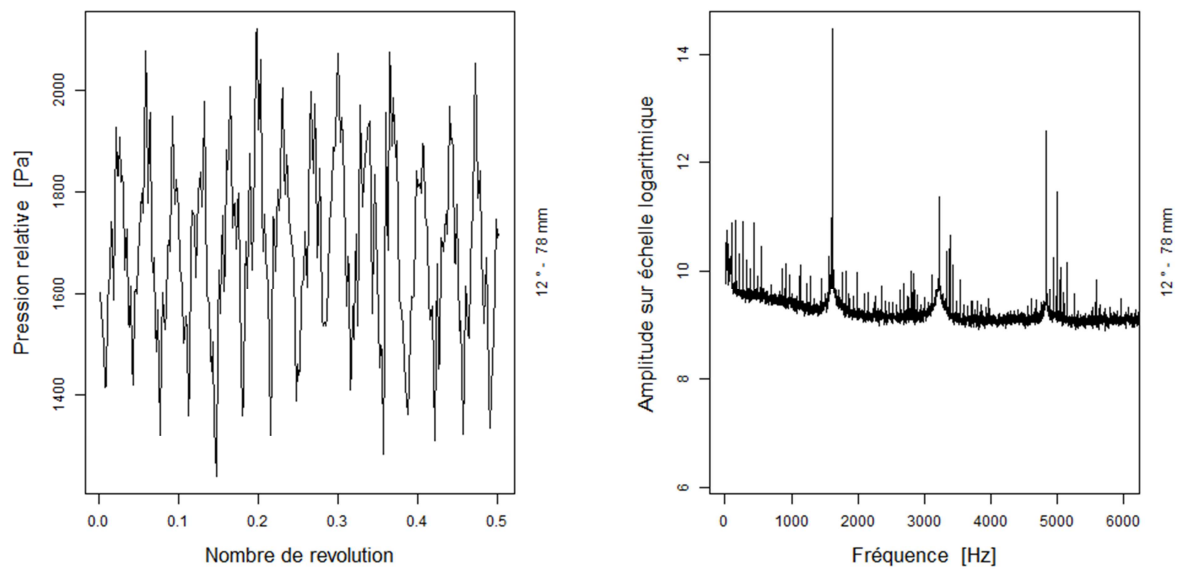


Figure 4-11 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 12°-78mm

La fréquence associée est correctement capturée par les spectres autour de la valeur 1600Hz ; les harmoniques, incluses dans la plage fréquentielle affichée (0-6000Hz), sont tout aussi bien saisies. Il est intéressant de comparer entre eux les différents tracés temporels. Si la fluctuation de pression, due au passage des aubages, apparaît toujours très nettement au niveau des deux premiers emplacements axiaux choisis (0 et 18mm, respectivement Figure 4-6 et Figure 4-7), il n'en va pas de même pour les suivants.

Au fur et à mesure que l'on pénètre dans le canal rotorique (à commencer de l'emplacement axial 36mm de Figure 4-8), d'autres phénomènes se superposent à la fluctuation engendrée par les aubages. Ce bruitage atteint son niveau maximal à l'emplacement 54mm (Figure 4-9), quelques millimètres en amont du bord de fuite de l'aube du rotor. Ce n'est que bien loin du canal, au niveau de la dernière position de mesure (78mm, Figure 4-11), que le signal réacquière une allure plus nette.

Ces séries de raies particulières associées à un bruitage apparaissent aux alentours de 950-970Hz et les harmoniques. Rien à ce stade de l'étude ne nous permet de corrélérer ces fréquences à un quelconque phénomène identifiable. On les a donc qualifiées de « bruit » sans pouvoir en détecter une origine physique.

La représentation sur échelle logarithmique des amplitudes de la transformée de Fourier permet de mieux apprécier la richesse dans la composition spectrale du signal. Tout particulièrement, le spectre tracé pour le premier emplacement de mesure (Figure 4-6) laisse apparaître la présence de phénomènes « énergétiquement non neutre » dans la plage des basses fréquences de 2 à 8Hz. Le très faible niveau de cette plage de fréquences laisse penser qu'elles sont liées à des phénomènes intéressant le circuit entier plutôt qu'à des phénomènes confinés au compresseur. Afin de vérifier cette hypothèse, on peut calculer la fréquence propre du système par la formulation du résonateur à quart d'onde.

Pour un système ouvert à ses deux extrémités on a :

$$f_{\lambda} = \frac{1}{4} \frac{c}{L} \quad 4-5$$

Avec c la célérité du son et L la longueur du système. En prenant $c = 330m/s$ et $L = 10m$ (longueur du circuit de la section d'aspiration jusqu'au refoulement), on obtient une fréquence de 8Hz environ. Si l'ordre de grandeur de la valeur trouvée rentre bien dans la plage basse fréquence recherchée, il reste néanmoins difficile de valider cette hypothèse, d'autant que tous les spectres reportés en figure de 4-5 à 4-10 affichent effectivement la présence de basses fréquences pour tous les emplacements considérés. Le fait que cette plage de fréquence se retrouvera aux autres débits (voir paragraphes suivants) est un élément qui viendra appuyer cette hypothèse. On pourrait également la confirmer en faisant des mesures à d'autres endroits du système ainsi qu'à d'autres vitesses de rotation.

4.2.2. Profil axial de pression

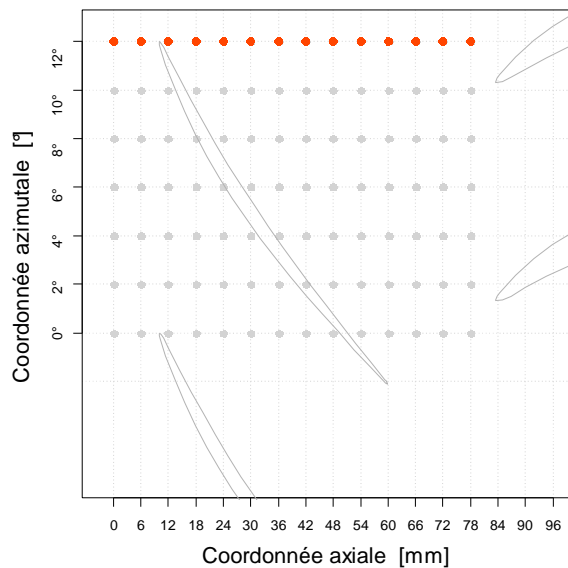


Figure 4-12 Emplacement de mesure pour le profil de pression moyenne de Figure 4-13

remarquera que l'échelle de l'écart type représente 25% de sa vraie valeur.

Tout en ayant en tête que l'on ne prend pas en compte l'énergie cinétique (qui n'est pas le terme prépondérant dans cette roue) et que l'on a ici une image de ce qui passe en paroi uniquement, cette représentation peut permettre d'appréhender le transfert d'énergie dans la roue. On observe ainsi que la pression statique moyenne subit une augmentation globale de 3000Pa environ, en passant d'une valeur de -1300Pa à la section d'entrée à 1700Pa à proximité du bord d'attaque du redresseur.

La répartition de l'augmentation de pression le long de la projection axiale de la corde de l'aube du rotor n'est pas homogène ; la totalité de l'aube peut être divisée en trois sections de comportements différents, comme le suggèrent les lignes verticales dessinées en Figure 4-13. Les valeurs de pression relative sont données par rapport à la pression atmosphérique. On se reportera à la Figure 4-1 pour connaître la valeur de la pression génératrice relative (par rapport aux conditions atmosphériques) dans la chambre de tranquillisation (section de mesure 1 en Figure 3-3) en fonction du débit. On peut ainsi observer que le secteur central, couvrant à peu près 60% de la projection axiale de la corde, participe de façon prépondérante au transfert d'énergie au fluide, lui conférant 81% de l'augmentation totale de pression. On peut aussi remarquer que le gradient de pression le long de ce secteur axial de l'aube n'est pas constant ; une décroissance progressive du gradient caractérise le profil en direction du bord de fuite. Le reste de la surpression statique se répartit de la manière suivante :

- 15% dans la partie terminale de l'aube,
- et à peine 4 % à proximité du bord d'attaque.

Afin de décrire le comportement de l'aubage dans le transfert d'énergie au fluide, il semble intéressant d'observer l'évolution du niveau moyen de pression le long du canal ainsi que l'évolution de l'amplitude de la fluctuation de pression. La représentation temporelle n'est pas le moyen adapté à cet objectif. En appliquant aux données acquises des outils statistiques de base on peut extraire les informations recherchées. On considère ici tous les emplacements de mesure constituant la rangée d'azimut 12°, (Figure 4-12). Les données acquises pour chaque emplacement de mesure ont été moyennées dans le temps afin d'extraire, en fonction de la position axiale, le profil de pression montré en Figure 4-13. Les écarts types ont été superposés aux valeurs moyennes sous la forme de barres d'erreurs. On

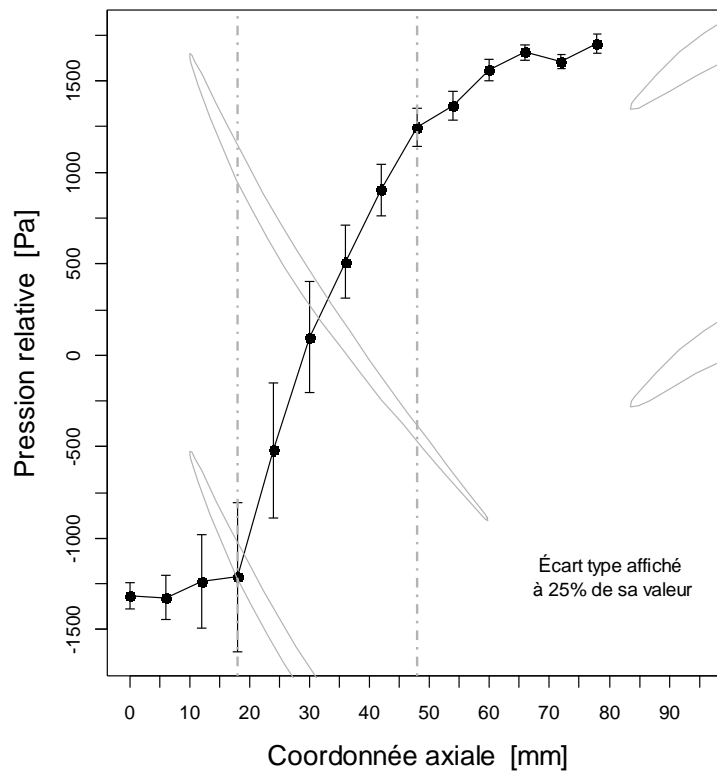


Figure 4-13 Profil axial de pression moyenne dans le canal interaubage du rotor, débit nominal

Le niveau de fluctuation suit l'allure de la pression moyenne, surtout au niveau du secteur central. Le maximum est atteint pour la position axiale 18mm, avec un écart type égal à 50% environ de l'augmentation globale de pression ($\cong 3000$ Pa). Le niveau de fluctuation baisse constamment tout le long du secteur, commençant à la moitié de la corde jusqu'à atteindre les valeurs les plus faibles dans la zone entre le rotor et le redresseur. En ce qui concerne la première section de l'aubage, si l'on peut affirmer que sa participation à l'augmentation de pression statique moyenne est minimale, il n'en va pas de même pour ses fluctuations ; l'écart type n'est pas négligeable, tout particulièrement au niveau du bord d'attaque (emplacement de mesure à la coordonnée axiale 12mm) du rotor où sa valeur s'élève à 30% de l'augmentation globale de pression. Ce haut niveau de fluctuations est à rapprocher de la présence dans cette zone du tourbillon de jeu, comme cela sera montré au paragraphe 4.2.4.

Les résultats présentés jusqu'ici se réfèrent à la seule position azimutale d'ordonnée 12° dans la grille de mesure ; ils ne pourraient pas, en principe, être considérés représentatifs du comportement de la pression pariétale quelle que soit la position de mesure par rapport au canal du redresseur. L'influence du stator est d'autant plus importante que l'on s'en approche ; on choisit ainsi de focaliser l'attention sur les résultats obtenus pour la section axiale la plus en aval du canal interaubage du rotor, c'est-à-dire 78mm. On choisit ici de comparer les deux emplacements azimutaux qui ont des positions relatives par rapport au redresseur les plus significatives : au niveau de l'ordonnée 12° le capteur est placé en face au bord d'attaque d'une aube du redresseur tandis que au niveau de l'ordonnée 6° il se trouve face au point du milieu entre deux

aubes. Avec référence aux signaux temporels reportés en Figure 4-11 (azimut 12°) et en Figure 4-14 (azimut 6°), on peut remarquer le caractère beaucoup moins « bruité » du signal, dans lequel on distingue de façon très nette la présence d'une fluctuation se superposant à celle due au passage des aubages du rotor et présentant une périodicité double par rapport à cette dernière.

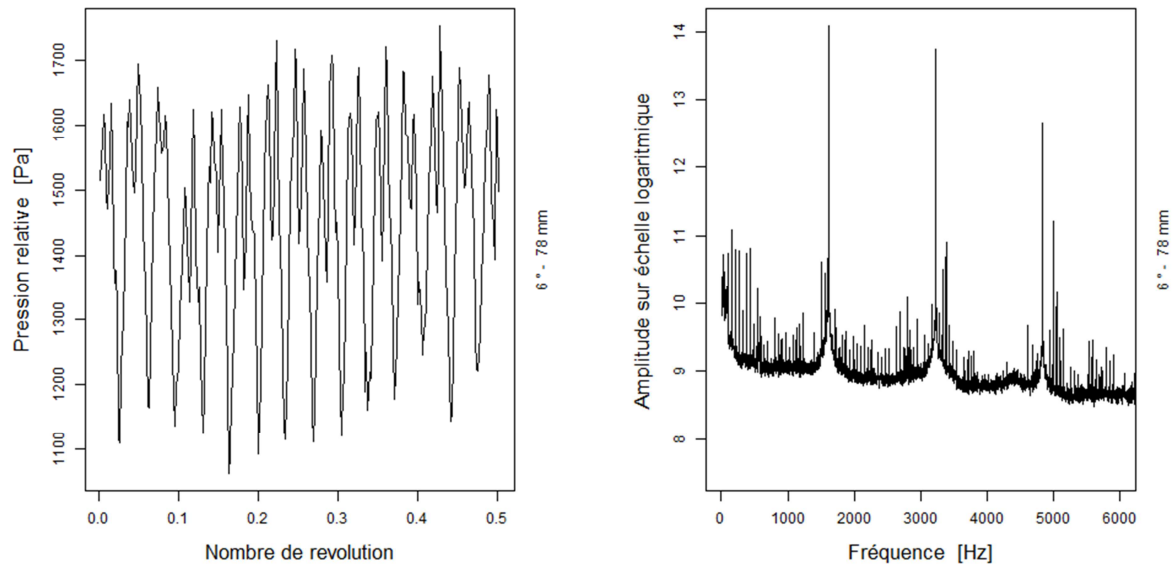


Figure 4-14 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit nominal, emplacement de mesure 6° -78mm

Cela se traduit sur le spectre par le fait que la première harmonique de la fréquence des aubages a une amplitude de même ordre que la fondamentale, contrairement à ce qui était observé Figure 4-11, pour un capteur positionné à 12° . La netteté du signal au centre du canal du redresseur (azimut 6°) rend évidente la lecture croisée du signal temporel et du spectre fréquentiel. Le pic d'amplitude se démarquant juste à la droite de la première harmonique de la fréquence de passage des aubages n'est donc pas à confondre avec de la dispersion spectrale que l'on peut supposer exister en se basant sur les résultats de Figure 4-11. On peut avoir un aperçu global de l'action du redresseur en traçant le profil de pression moyenne pour toutes les positions azimutales disponibles. La Figure 4-15 illustre ce résultat. Les profils se superposent proprement jusqu'au dernier emplacement axial dans le canal interaubage du rotor. Le comportement se différencie dans la région d'écartement entre les deux roues où les profils tendent à diverger.

On note tout de même une symétrie du comportement par rapport à l'emplacement azimutal du milieu (azimut 6°) : plus on se rapproche de cette position et plus la pression tend à baisser. L'explication de ce comportement différent est à rechercher dans l'action de l'onde de pression renvoyée par le bord d'attaque du redresseur sous l'action de battement de l'aube du rotor, phénomène bien connu en littérature sous le nom d'« effet potentiel remontant ». Les profils obtenus montrent bien le positionnement du cône d'influence de cette onde de pression, centré autour d'une droite passant par le bord d'attaque du redresseur et incliné d'un angle égal à l'angle d'attaque de l'écoulement. L'emplacement d'ordonnée 6° serait donc celui le plus écarté de la zone d'influence de l'onde remontante.

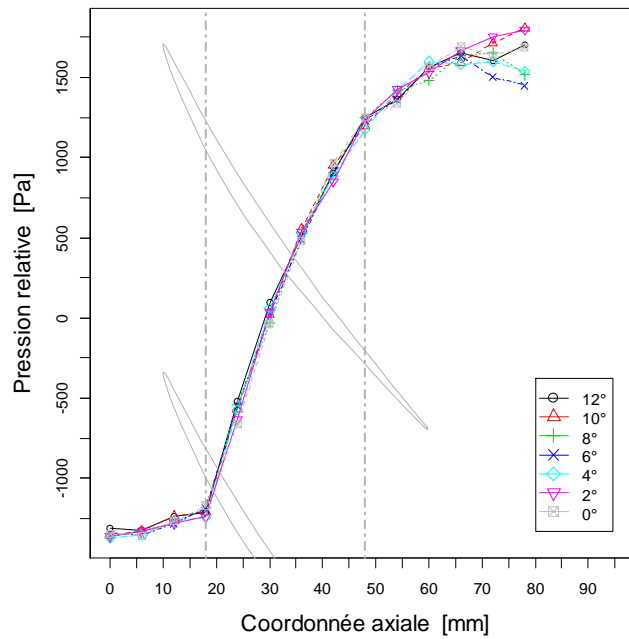


Figure 4-15 Profil axial de pression pariétale moyenne

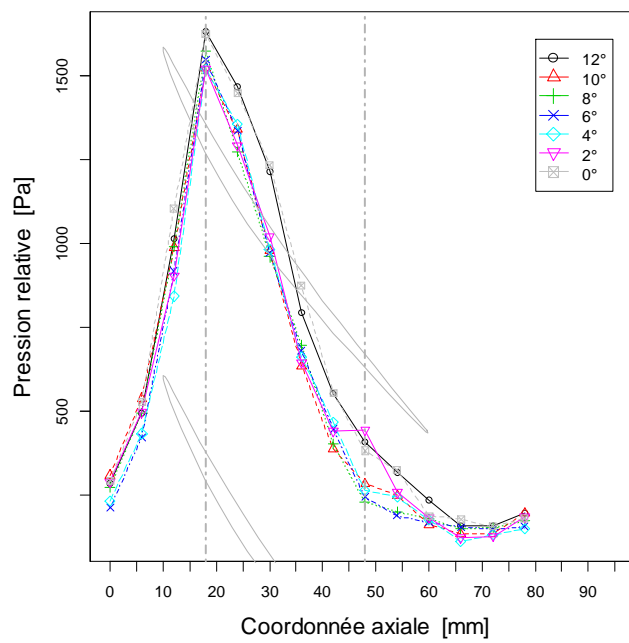


Figure 4-16 Profil de l'écart type, emplacements de mesure de 0° à 12°

La Figure 4-16 propose une vue synoptique de l'allure de la fluctuation de pression pour tous les emplacements azimutaux. On peut à nouveau distinguer trois zones de comportement, de façon similaire à ce qui a été fait pour le profil de Figure 4-13, portant sur la seule position azimutale 12°. De façon générale, quelle que soit la position relative rotor-stator considérée, l'évolution axiale de l'écart type est la même : le maximum est atteint à 16% de la projection axiale de la corde tandis qu'il va s'estomper au fur et à mesure que l'on se rapproche du bord d'attaque du redresseur. S'il est vrai que les courbes présentent globalement la même allure ainsi que des amplitudes similaires, on peut tout de même remarquer que les positions les moins affectées par la remontée supposée du bord d'attaque du redresseur sont situées au niveau des positions azimutales 4°-6° et 8°. On observe que les valeurs maximales de pression se trouvent en position 2° et 10° et pour des valeurs identiques. La périodicité liée aux aubages du redresseur étant de 9°, il est logique que l'on retrouve les mêmes valeurs pour la coordonnée axiale de 78mm.

Concernant les écarts type de la pression statique moyenne fait apparaître un comportement similaire quel que soit la position azimutale des capteurs, exception faite des positions 0° et 12° qui montrent des valeurs égales et légèrement supérieures aux autres. Cette différence ne s'explique pas et paraît illogique si on considère qu'il n'y a pas de remontée importante de l'influence des aubes du redresseur. Au stade de notre analyse on n'a pas des éléments d'explication à cet écart qui d'ailleurs se retrouve pour les débits qui seront présentés par la suite, avec cependant des écarts plus faibles.

Les deux profils, superposés entre eux, manifestent un rehaussement de la valeur de l'écart type de 150Pa environ par rapport aux autres profils ; cet écartement intéresse la région du canal rotorique, allant de la position axiale 18mm jusqu'au bord de fuite mais excluant le premier secteur du canal. Vu le positionnement similaire des deux rangées azimutales de mesure par rapport au canal du redresseur, il semble licite d'affirmer que cette différenciation dans le comportement de la fluctuation participe à démontrer l'influence du redresseur sur le champ de pression pariétale pour des positions qui se retrouvent tous les 9° correspondant à l'écartement azimutale entre deux aubes successives du redresseur (qui comporte 40 aubages).

4.2.3. Profil de vitesse en entrée de roue

L'analyse proposée jusqu'ici n'est basée que sur des mesures de pression pariétale, ce qui représente un point d'observation limité sur un écoulement de nature complexe. C'est pourquoi, à cette observation périphérique, il est nécessaire de coupler un point de vue interne à l'écoulement. Des résultats issus de mesures par anémométrie à fil chaud seront donc apportés en complément à ce qui a été illustré précédemment.

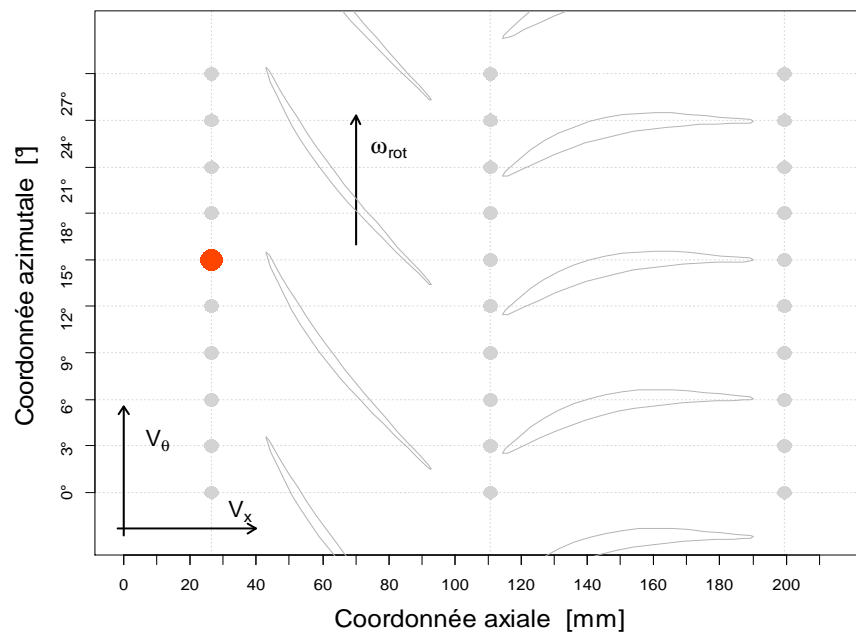


Figure 4-17 Grille des points des emplacements de mesure dans la fenêtre pour les sondages

Vu la géométrie de la machine, l'analyse se concentre sur les composantes axiale et tangentielle de la vitesse, la composante radiale n'étant pas prise en compte.

On rappelle qu'une fenêtre particulière, adaptée à la mesure par sondage, a été employée, de manière analogue à ce qui a été fait pour les mesures de pression pariétale. En Figure 4-17 est reporté le schéma de la grille d'emplacements de sondage possibles. Seules des mesures à l'amont de l'étage sont disponibles ; l'emplacement exploité se situe approximativement au milieu de l'ouverture angulaire de la fenêtre, comme il est signalé par une marque rouge en Figure 4-17. La direction de rotation de la machine est indiquée ainsi que le repère précisant les composantes de vitesse. On rappelle ici, que lors des campagnes de mesure par sondage, un accident, dû à la rupture du support de sonde, a causé l'arrêt forcé du compresseur et, par conséquent, de la campagne de mesure. À cause de cela, aucune autre information en vitesse n'est disponible en dehors de l'emplacement de mesure signalé. Dix-huit positions radiales ont été investiguées : depuis le rayon extérieur de la machine, il a été adopté un espacement entre points consécutifs de 2.5mm jusqu'à 20mm de la paroi du carter et un pas de 5mm dans le restant de la hauteur

d'exploration jusqu'au moyeu (Figure 4-18). De l'ensemble des positions de mesure, on se concentrera sur trois d'entre elles ; afin de donner un aperçu visuel de leur positionnement par rapport à la hauteur de l'aube, une représentation en est donnée en Figure 4-18.

La première position de mesure est placée à 7.5mm de la paroi du carter. Il s'agit, avec toutes les autres positions interposées entre elle et la paroi, du lieu de développement de structures, telles que le tourbillon de jeu, qui sont censés être liées à la modalité de déclenchement du décrochage tournant. Dans la suite des figures 4-18, 4-19 et 4-20 sont proposées les reconstructions des deux composantes instantanées de vitesse, de l'angle de lacet et la transformée de Fourier, calculée à partir de la composante axiale, pour les trois hauteurs d'explorations retenues. Aux valeurs données est à appliquer une incertitude de 5% sur le

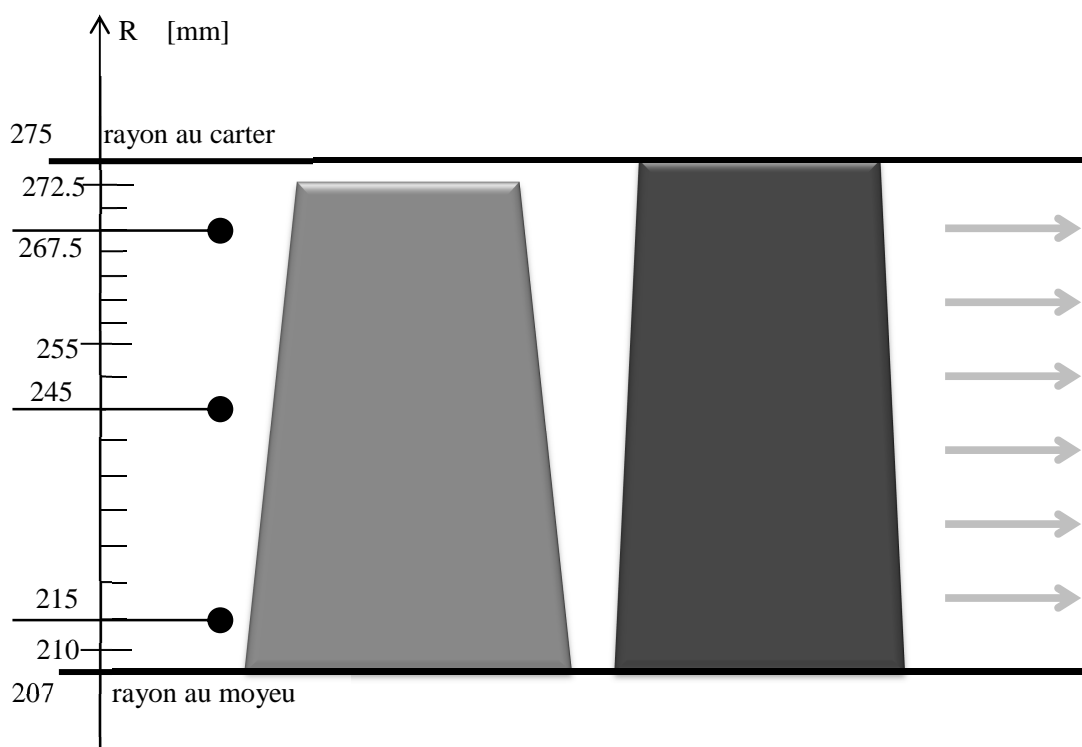


Figure 4-18 Schéma des positions de mesure radiales pour les sondages fil chaud

module de la vitesse et de 1.5° sur l'angle de lacet.

De façon générale, les signaux temporels restituent clairement le passage des aubes, reconnaissable dans la fluctuation régulière de la vitesse. L'écoulement peut approximativement être considéré axial, vu le très faible niveau de la composante tangentielle, quelle que soit la coordonnée radiale considérée. En comparant les différentes grandeurs, pour les trois positions données, on remarque une certaine constance de leurs valeurs. L'absence de gradient radial des vitesses traduit le haut niveau d'homogénéité de l'écoulement sur une bonne portion de la hauteur d'aube. Quelques pics apparaissent dans les signaux temporels sur les vitesses axiales ou tangentielles ; ils sont considérés comme des parasites, compte tenu de l'analyse sur un très grand nombre de rotations de la roue.

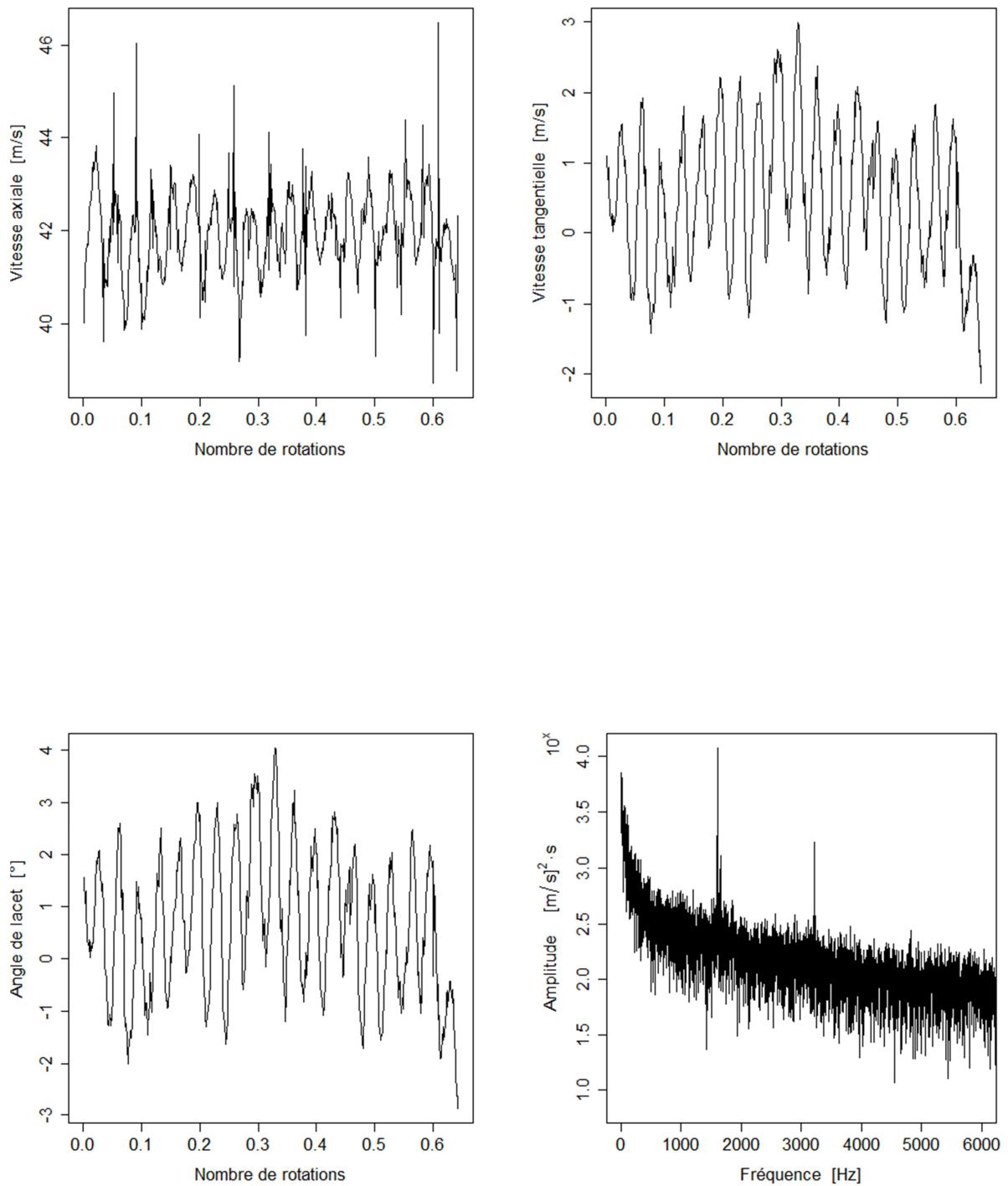


Figure 4-19 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier de la composante axiale, emplacement de mesure R=267.5mm

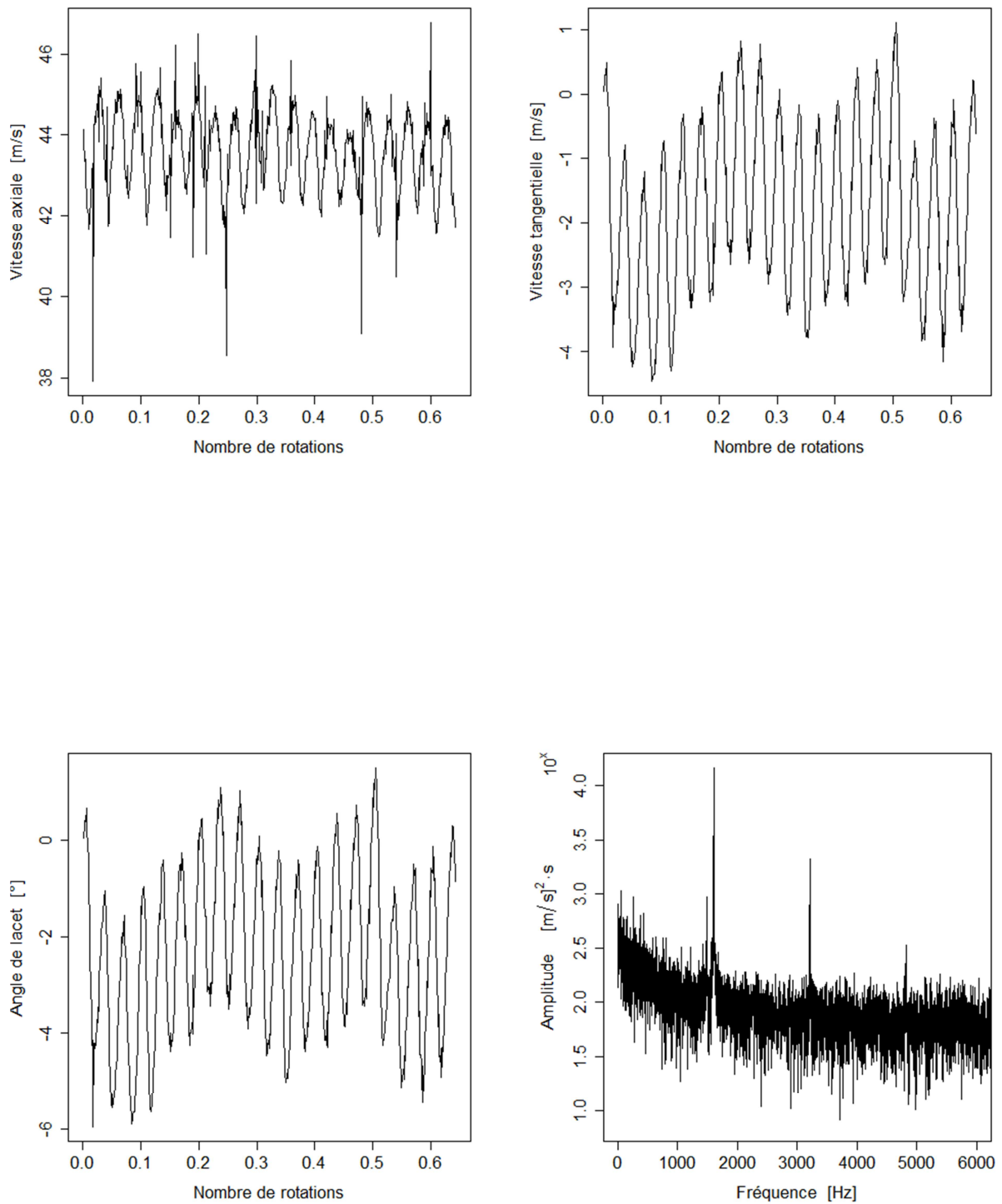


Figure 4-20 Vitesses axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier de la composante axiale, emplacement de mesure R=245mm

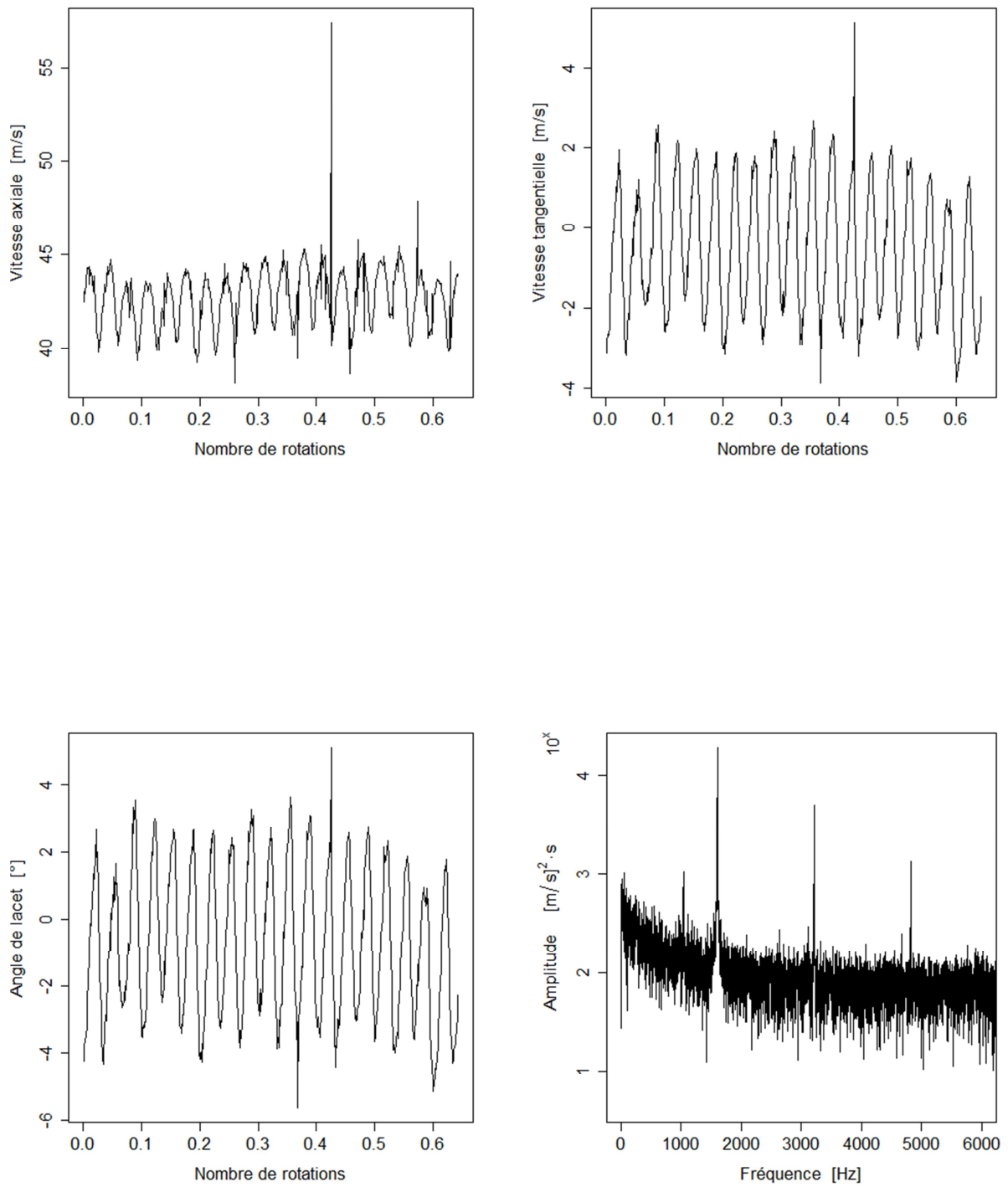


Figure 4-21 Vitesses axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier de la composante axiale, emplacement de mesure 215mm.

Les allures des transformées de Fourier, moyennées selon ce qui a été précédemment expliqué, montrent la présence d'une fréquence prédominante, celle-ci étant la fréquence de passage des aubages. La première et deuxième harmoniques sont aussi bien clairement existantes, avec des niveaux d'amplitude décroissants.

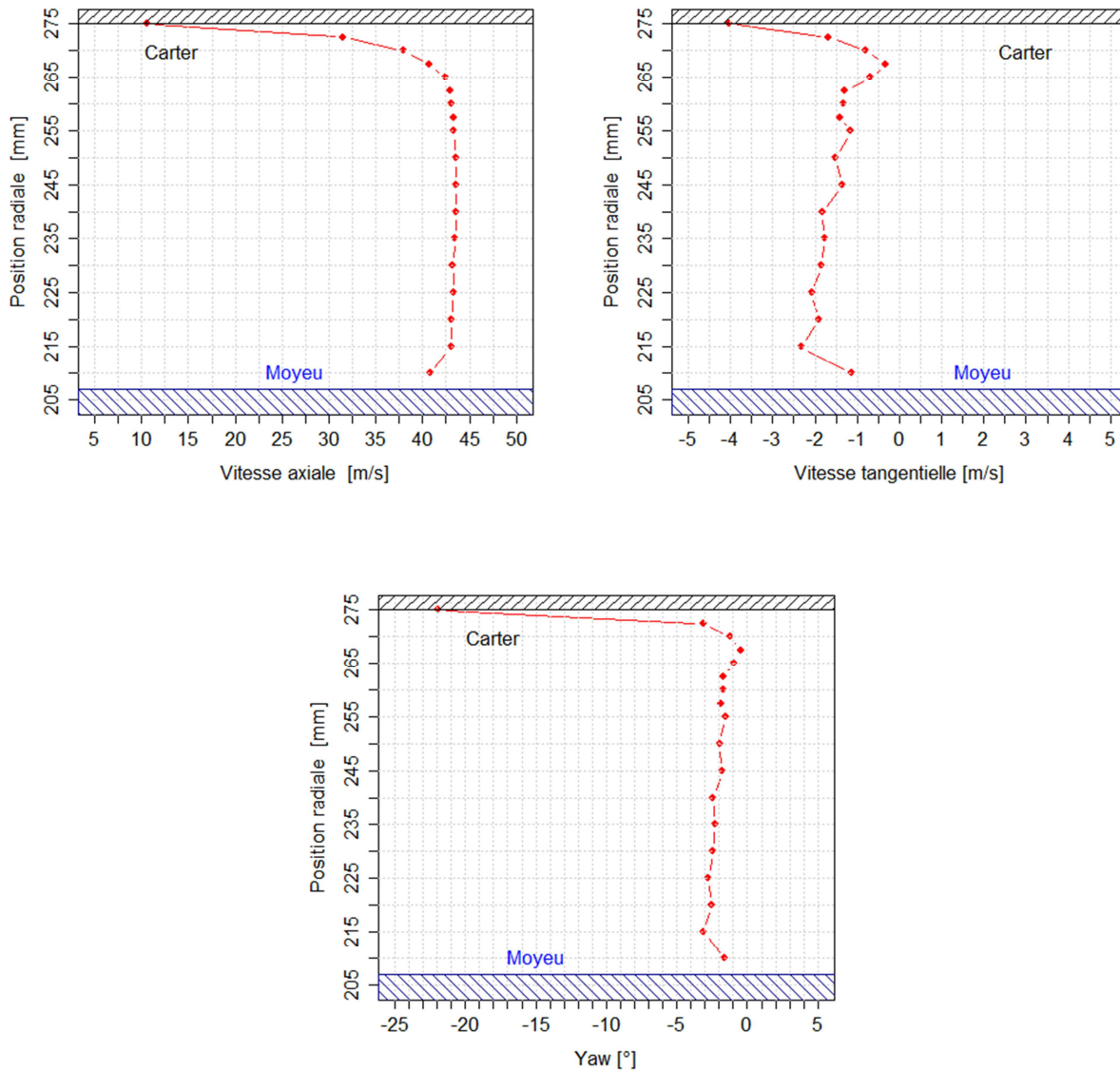


Figure 4-22 Profils radiaux des composantes de vitesse moyennes et de l'angle de lacet

Afin d'avoir un aperçu du profil de vitesse le long du rayon, on peut faire à nouveau appel à la statistique de base et calculer les valeurs moyennes des vitesses pour chacune des positions radiales de mesure. La Figure 4-22 regroupe les profils de vitesse axiale et tangentielle ainsi que celui de l'angle de lacet. La supposition d'un écoulement radialement homogène est confirmée par ces résultats: la composante axiale de la vitesse, constante sur le 75% de la hauteur totale de l'aube, témoigne d'une forte uniformité dans la

distribution du débit. La direction de l'écoulement est plutôt axiale, avec un angle de lacet d'à peine quelques degrés dans la direction négative de la vitesse tangentielle.

4.2.4. Champs de pression en moyenne de phase

L'analyse temporelle des données acquises pour chaque emplacement de mesure indépendamment des autres ne met pas en évidence la complexité spatiale de l'écoulement proche du carter. Deux approches d'étude sont possibles, l'une visant une représentation instationnaire et l'autre mettant l'accent sur certains aspects déterministes de l'écoulement. Dans ce paragraphe l'attention sera portée sur cette deuxième approche, l'objectif étant l'isolement du comportement moyen de l'écoulement de tout phénomène parasite, aléatoire ou à haute fréquence. En exploitant les potentialités de la fenêtre au niveau du nombre

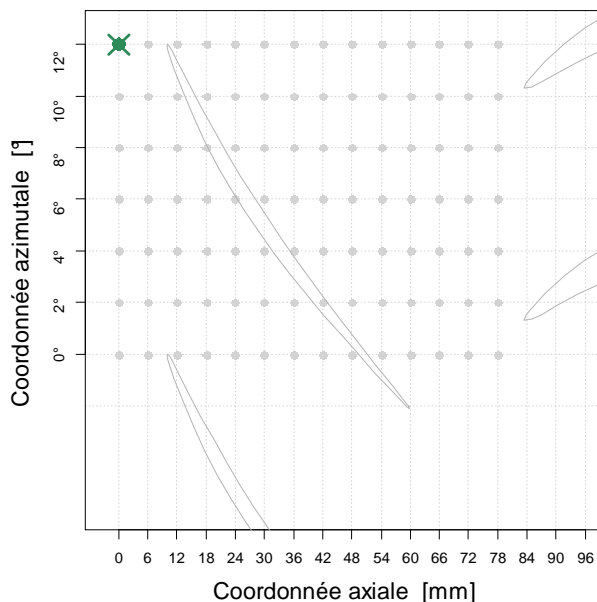


Figure 4-23 Grille des points de mesure pour le calcul des moyennes de phase. Capteur de référence pour la synchronisation des essais marqué en vert.

et de la disposition des emplacements de mesure, il a été possible de reconstituer de véritables champs de pression spatiaux ; de plus, il a été possible de différencier le comportement de la pression selon la position relative du rotor par rapport au redresseur. La campagne de mesure s'est donc caractérisée par l'utilisation de tous les emplacements signalés par des points gris en Figure 4-23. La matrice entière a été investiguée à partir de 4 capteurs : un capteur référentiel a été figé à l'emplacement marqué en vert tandis que les autres ont été déplacés séquentiellement, suivant l'ordre des colonnes, du haut vers le bas. La campagne a été ainsi découpée en 33 acquisitions successives, chacune incluant le capteur de référence.

Une technique de calcul de moyenne par phase a été appliquée aux acquisitions. On devra entendre ici par phase un instant particulier pendant le cycle d'un phénomène clairement identifié ; dans le cas d'une machine en fonctionnement stable, on peut facilement comprendre que le phénomène, apte à rythmer l'information dans le signal de pression, est le passage d'un aubage du rotor. Les signaux acquis ont été ainsi découpés en cycles de passages d'aubage où ceux-ci sont univoquement définis sur la base de la fluctuation mesurée au niveau de l'emplacement de référence. Le positionnement du capteur-repère a été choisi sur la base du niveau d'amplitude et de la netteté de la fluctuation de pression due au phénomène utilisé pour la synchronisation, à savoir le passage d'aubage. Le point prépondérant de la procédure de calcul mise en place est le recours systématique à l'inter-corrélation dans le repérage des cycles de passage d'aubage.

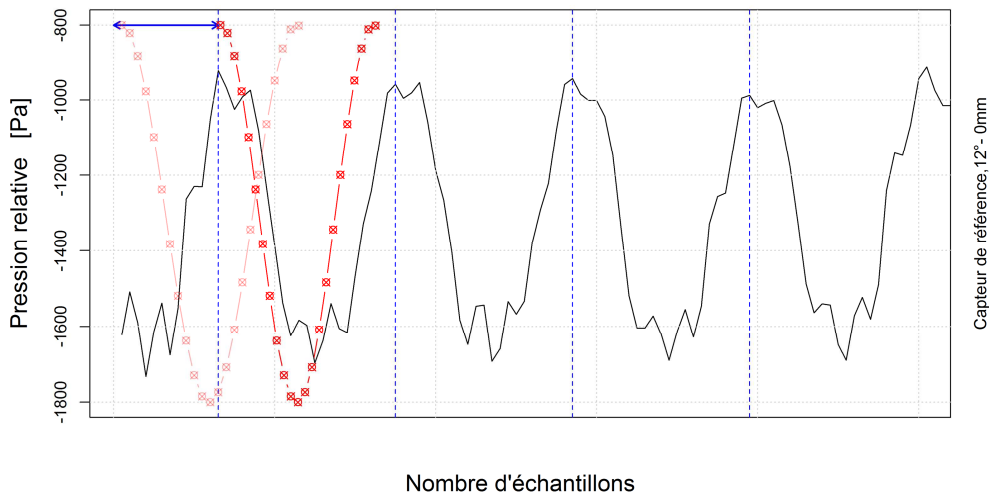


Figure 4-24 Procédure de segmentation des signaux pour la méthode de la moyenne de phase

La Figure 4-24 aide à visualiser cette procédure de repérage des périodes et de découpage du signal. Une cosinusoïde de fréquence égale à celle due au passage des aubages a été employée en tant que signal comparatif dans la procédure de corrélation. Les différents essais ont été recalés sur l'instant correspondant au maximum de la fonction d'inter-corrélation. Avec référence au premier essai de la séquence des 33 réalisés, la Figure 4-25 illustre la signification de phase dans un cycle de passage d'aubage.

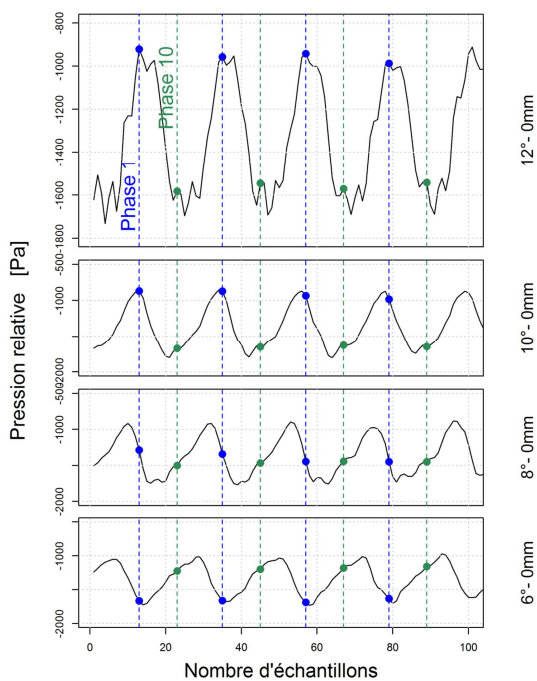


Figure 4-25 Représentation de la procédure de repérage des phases.

Après avoir découpé les signaux en cycles, on subdivise chacun d'entre eux en instants successifs, appelés phases, dont le nombre est déterminé par le rapport entre la fréquence d'acquisition et la fréquence de passage des aubages ; dans le cas de la campagne de mesure présentée ici, le nombre de ces instants équivaut à 21. Tous les échantillons correspondants à la même phase sont ainsi moyennés, emplacement par emplacement. C'est ainsi que l'on obtient une matrice de valeurs moyennes représentant le champ de pression déterministe au niveau de la zone d'investigation.

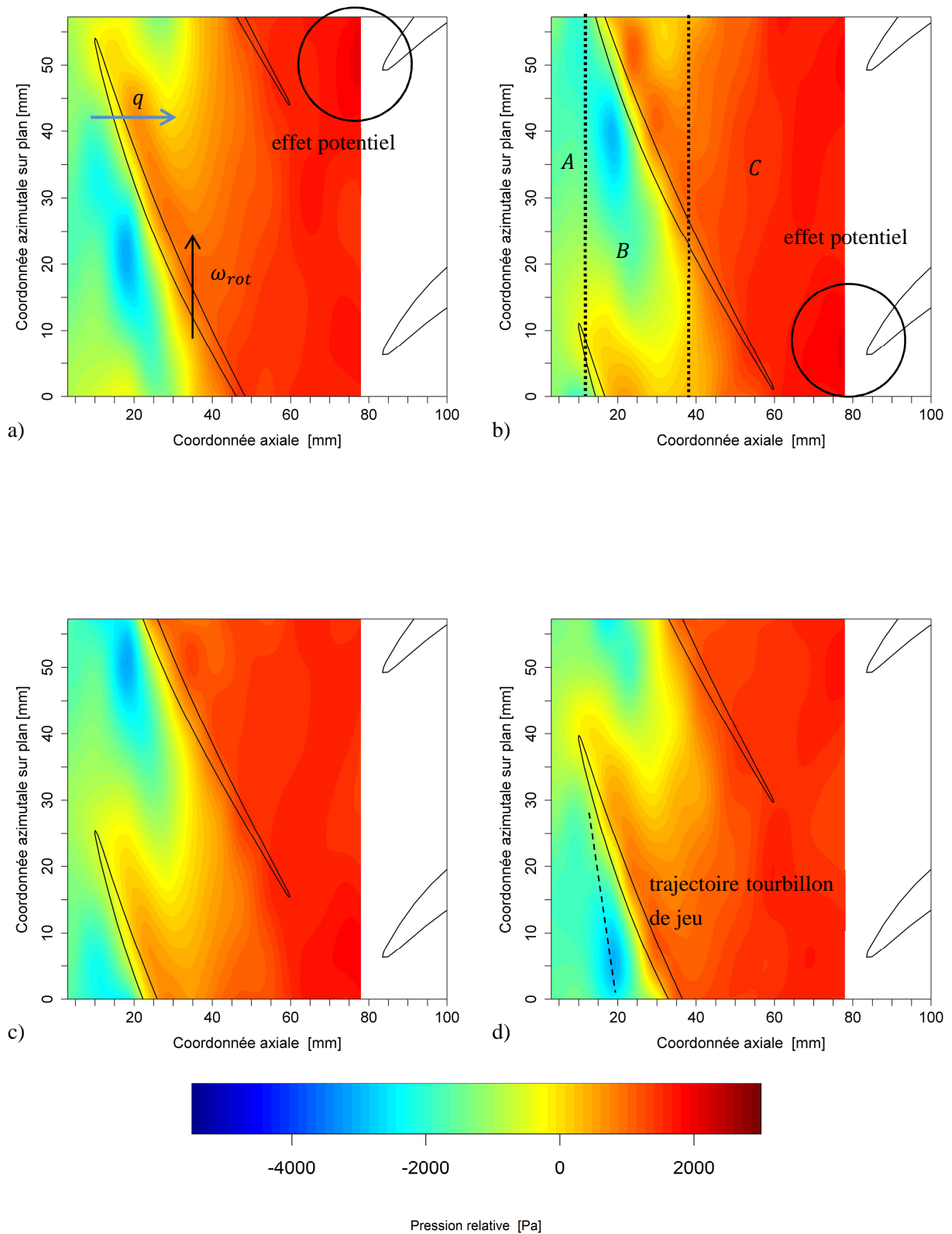


Figure 4-26 Champs de pression statique pariétale au carter en moyenne de phase, débit nominal. Temps entre deux aubages successifs $\Delta t=1/1600$ s. a) $t=0\Delta t$, b) $t=0.25\Delta t$, c) $t=0.5\Delta t$, d) $t=0.75\Delta t$.

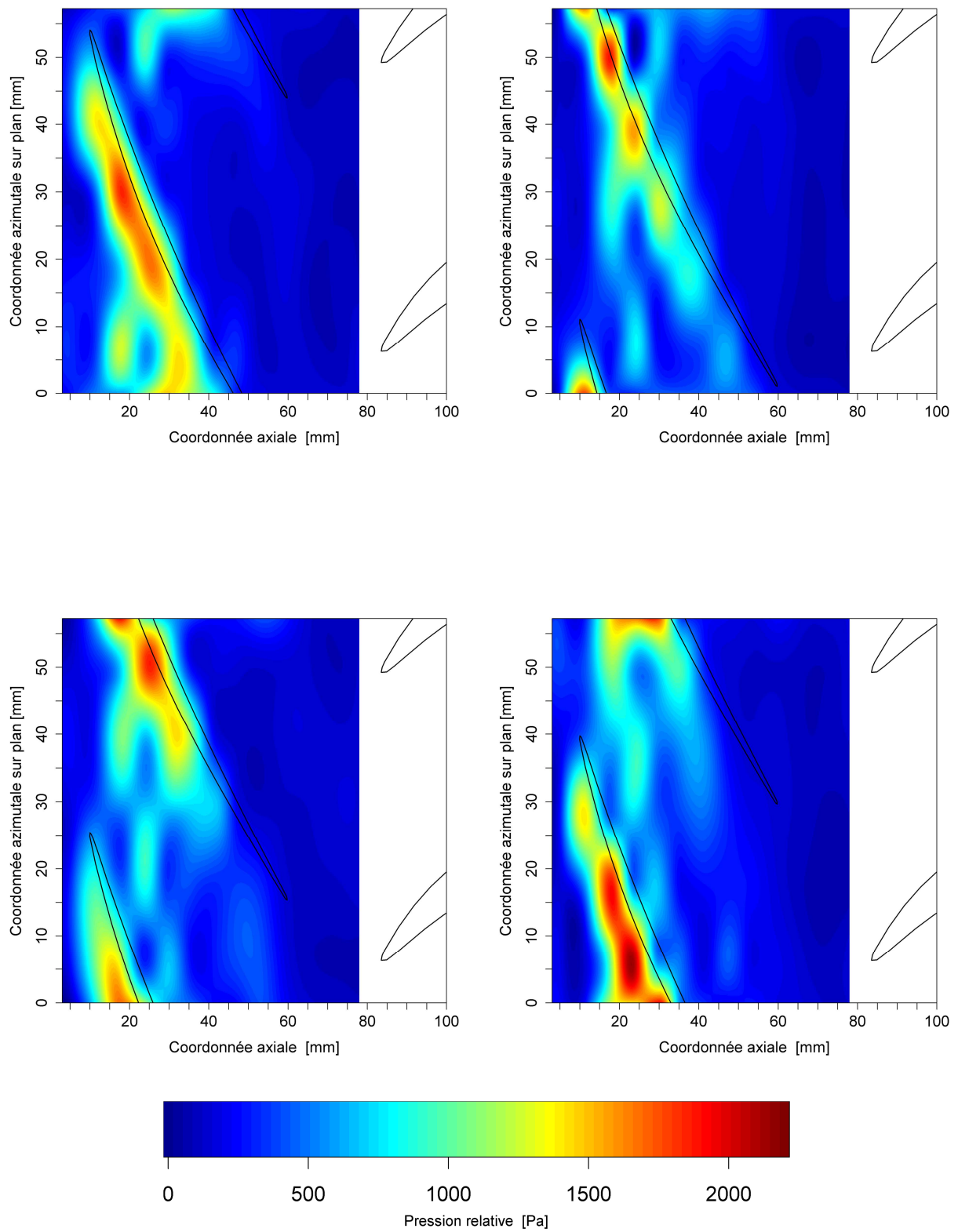


Figure 4-27 Ecarts type relatif aux champs de pression de la Figure 4-26.

La manière de discriminer le comportement du champ de pression en fonction de la position relative rotor-redresseur est la suivante : la fluctuation de pression ressentie par le capteur à l'emplacement de référence est essentiellement due au passage de l'aubage.

Chaque instant correspond à une position particulière de l'aube par rapport au capteur ; on peut, par exemple, affirmer que ce n'est que lorsque le bord d'attaque de l'aube se trouve le plus proche du capteur que la valeur de pression est la plus forte. Il est à observer qu'il existe un écartement entre la roue et le capteur de référence, décalage qui demande de prendre les précautions adaptées en phase de reconstitution du positionnement de l'aubage. Des considérations sur la célérité de transmission de l'information du bord d'attaque au capteur ont été prises en compte afin de recalculer le plus précisément possible la position de l'aubage dans le champ de pression et par rapport au redresseur.

Une sélection de champs, obtenus pour différentes positions relatives rotor-redresseur, est présentée en Figure 4-26, où la pression est toujours exprimée en valeur relative par rapport à l'atmosphère, comme il a été précisé au début du chapitre 4. Le sens de rotation du rotor ainsi que la direction de l'écoulement sont marqués sur la figure par des flèches. Pour une analyse plus complète des résultats, en Figure 4-27 sont reportés les écarts type correspondant aux champs de la figure précédente. Pour confirmation de la cohérence du résultat obtenu en Figure 4-26, on observe que l'augmentation de pression entre l'entrée et la sortie de la roue trouve une bonne correspondance avec le profil de pression moyenne reporté en Figure 4-13 : le travail fourni par la roue se traduit par une surpression de 3000Pa environ, responsable du passage de la pression de -1500 Pa en entrée de roue à 1500Pa en sortie. Quelle que soit la position relative rotor-redresseur analysée, on peut distinguer, de manière générale, trois zones de comportement, comme cela est indiqué Figure 4-26b : si A et C sont caractérisés par un certain degré d'homogénéité azimutale de la pression, il n'en va pas de même pour la région (B), située au cœur du canal interaubage du rotor. Il est intéressant de se référer, à nouveau, au profil de pression moyenne de Figure 4-13. En observant l'évolution de l'écart type, on remarque que le niveau de fluctuation le plus significatif est limité à une zone du canal interaubages plutôt décentrée vers le bord d'attaque. La structure fortement non homogène du champ de pression au niveau de la zone B explique ce haut niveau de fluctuation. Concernant tous les écarts type relatifs aux champs de pression présentés dans ce chapitre et dans toute la suite, on souligne que les valeurs obtenues sont à prendre avec précaution compte tenu de la faible résolution spatiale entre deux capteurs (écart relatif égal à 1/8 de corde) et de la faible résolution temporelle (21 mesures par passage d'aubage), en particulier dans les zones de fort gradient obtenu sur les champs de pression pariétale en moyenne de phase.

L'évolution du champ de pression en proximité du redresseur, en fonction du positionnement de l'aubage rotorique, permet de mettre en lumière un phénomène bien connu en turbomachine, sous le nom d'effet potentiel remontant. Le battement d'un aubage du rotor face à une aube du redresseur est responsable de la génération d'une onde de pression remontant vers l'amont de la machine. On peut, en effet, constater que, lorsque le bord de fuite d'une aube de rotor se trouve face au bord d'attaque d'une aube fixe, une zone de surpression apparaît face à cette dernière (tâches rouge foncé encerclées en Figure 4-26 a&b). Il est aussi intéressant d'observer que, tant que le bord de fuite du rotor reste proche du bord d'attaque du redresseur

(champs a) et b) de Figure 4-26), le champ de pression en aval du rotor est très uniforme ; au contraire, lorsque le bord de fuite de l'aubage rotorique se retrouve décalé par rapport au redresseur (champs c) et d)), cette même zone du champ perd son homogénéité circumférentielle et apparaît perturbée par la remontée de l'onde de pression, due à l'effet potentiel.

On détourne maintenant l'attention de la section de sortie de la roue pour se focaliser sur la région correspondante au côté en dépression de l'aubage rotorique. Quelle que soit la position relative rotor-redresseur analysée, on peut remarquer facilement la présence d'un noyau se différenciant pour son amplitude et sa forme du champ environnant. Cette zone dépressionnaire se maintient à proximité de l'extrados de l'aube et est positionnée à 12% environ de la projection axiale de la corde. Le niveau de fluctuation exprimé par les champs d'écart type démontre le caractère fortement instationnaire de l'écoulement en cette région du champ. Des mesures de pression pariétale demeurent, certes, un point de vue limité sur les phénomènes complexes se développant dans une machine tournante ; cependant, il est vraisemblable que ce spot dépressionnaire représente l'empreinte d'une structure tourbillonnaire, ce qui serait conforté par le haut niveau de fluctuation du champ dans son voisinage ; de par son positionnement il devrait s'agir de cette structure, engendrée par l'interaction entre l'écoulement de jeu et l'écoulement débitant, communément appelée « tourbillon de jeu ». La direction du gradient de pression donne une idée approximative, de la trajectoire du tourbillon, tel qu'il est montré sur l'image d) en Figure 4-26.

4.3. Débit partiel proche du démarrage des instabilités

4.3.1. Analyse temporelle et fréquentielle

En utilisant la même approche dans la présentation des résultats, on va s'intéresser dans ce paragraphe au comportement de la machine pour le débit partiel dénommé Q_p en Figure 4-2. On s'éloigne ici du fonctionnement optimal de la machine, pour approcher des conditions bien plus critiques, annoncées par le plus haut niveau de charge de l'étage de compresseur (voir courbe de performance en Figure 4-2).

De manière similaire à ce qui a été fait pour les conditions nominales de fonctionnement, on s'intéresse, tout d'abord, à l'allure temporelle de la pression ainsi qu'à son contenu fréquentiel ; les résultats sont présentés pour les mêmes emplacements de mesures qui avaient été retenus pour le débit nominal (Figure 4-28). On rappelle que la modalité d'acquisition des données (support d'étude, paramètres de l'acquisition) ainsi que les méthodes de traitement restent inchangées par rapport à ce qui a été décrit dans le paragraphe précédent.

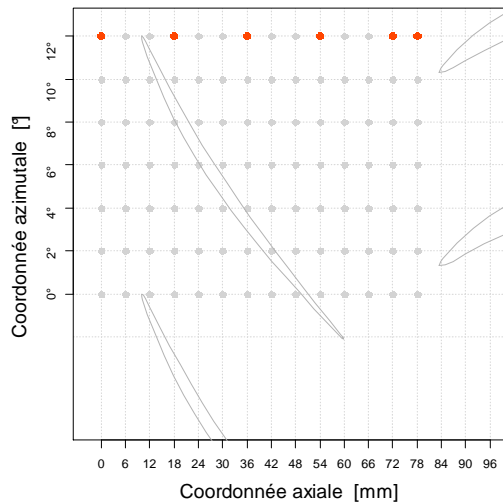


Figure 4-28 Emplacements de mesure pour les résultats temporels et fréquentiels au débit partiel

Qualitativement le comportement de la pression ne semble pas changer par rapport à ce qui avait été relevé pour le débit nominal. Le phénomène le plus remarquable dans le tracé temporel, de même que dans le fréquentiel, demeure le passage des aubages. La fluctuation de pression, qu'y est associée, prédomine sur tout autre phénomène, quel que soit l'emplacement considéré. De même que pour le point de fonctionnement nominal, l'empreinte du passage des aubages se présente particulièrement nette au niveau des emplacements les plus éloignés de la roue (0mm, Figure 4-29 et 78mm, Figure 4-34). L'emplacement interne au canal le plus rapproché du bord de fuite (54mm) se confirme être le plus perturbé par des phénomènes haute fréquence se superposant au passage de la roue. En ce qui concerne l'analyse dans le domaine fréquentiel, on peut à nouveau

remarquer comment les tracés pour le débit présenté ici reproduisent de très près les tracés en condition de fonctionnement nominal. On rappelle ici que les fréquences qui apparaissent autour de 950-970Hz et les harmoniques (paragraphe 4.2.1) n'ont pas pu être identifiées avec un phénomène physique.

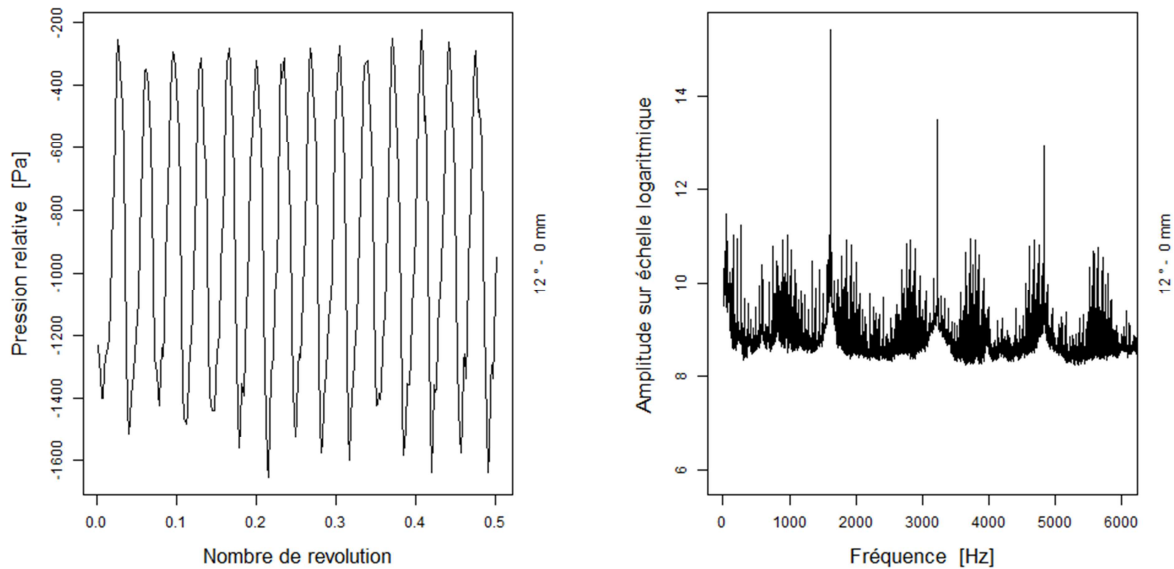


Figure 4-29 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-0mm

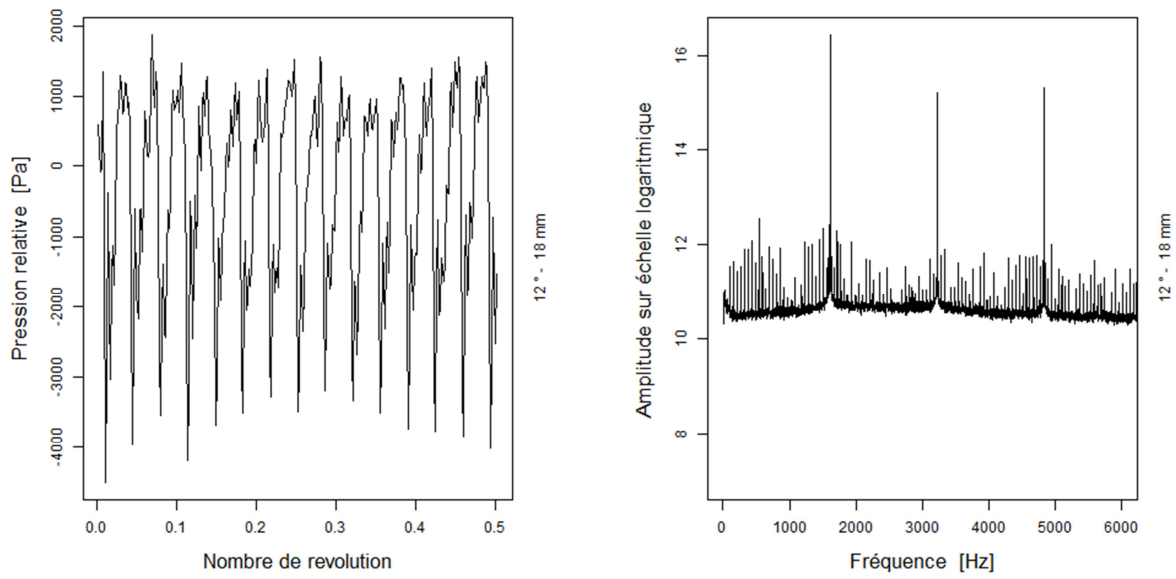


Figure 4-30 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-18mm

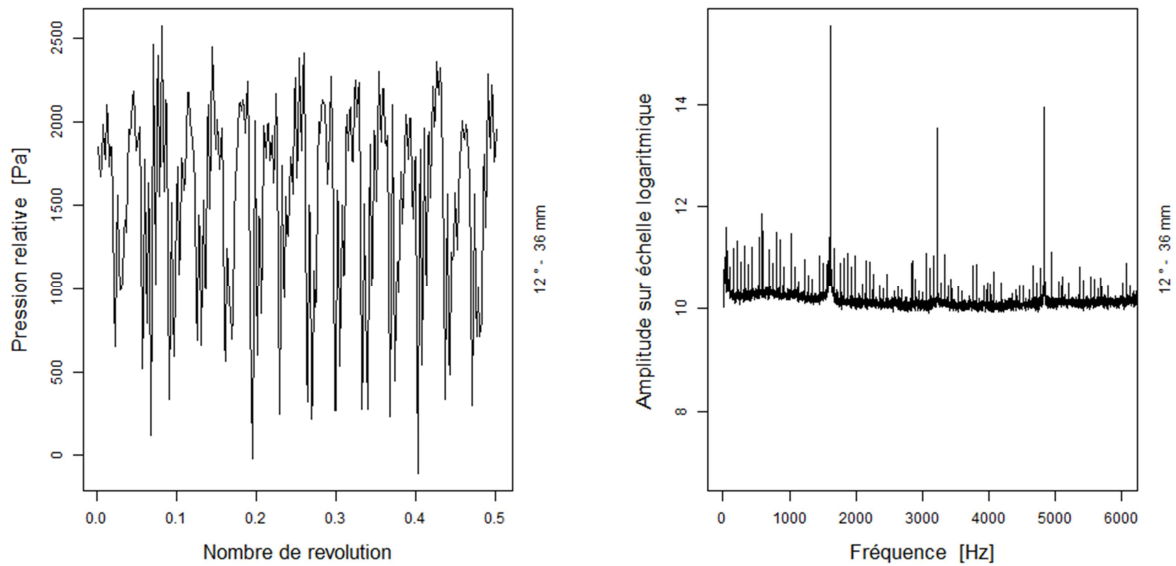


Figure 4-31 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-36mm

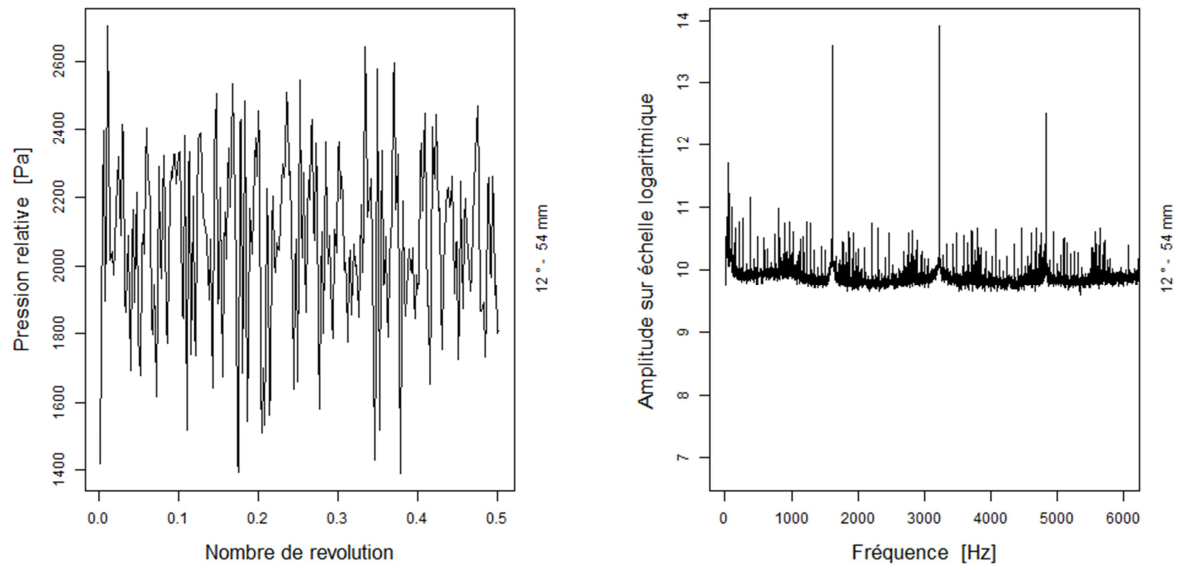


Figure 4-32 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-54mm

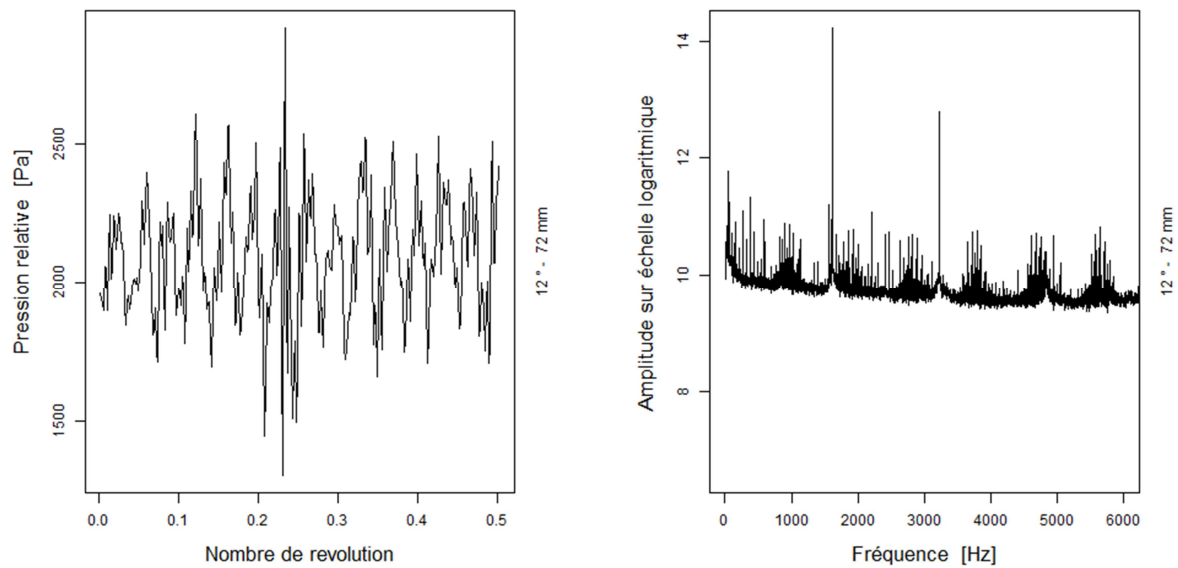


Figure 4-33 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-72mm

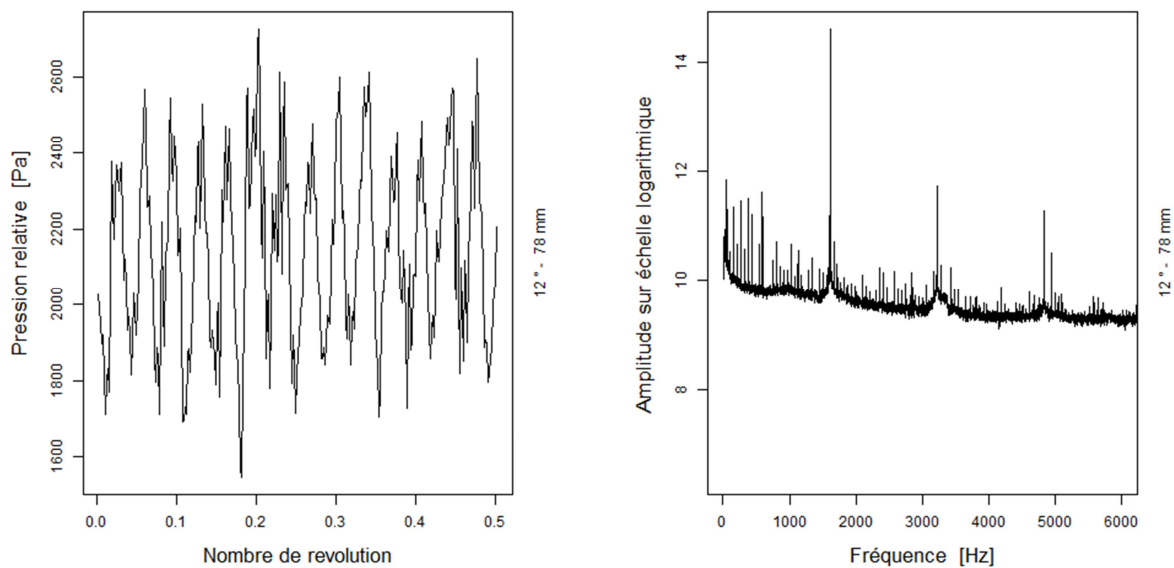


Figure 4-34 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 12°-78mm

On note un autre aspect des spectres de Fourier qui avait attiré l'attention en condition nominale: la forte amplitude de toute une gamme de basses fréquences. L'analyse fréquentielle présentée dans ce paragraphe laisse surgir le même constat et, trait qui corrobore la similitude avec le régime de fonctionnement nominal, ce comportement apparait particulièrement marqué en amont de l'étage. Le fait de les avoir retrouvées pour deux régimes de fonctionnement différents renforce l'hypothèse qu'il s'agit de phénomènes liés au système et non pas au compresseur.

4.3.2. Profil axial de pression

On poursuit l'étude de ce régime de fonctionnement par la caractérisation du comportement moyen de l'écoulement le long du canal rotorique. On trace ainsi le profil de pression moyenne et on y superpose l'écart type pour chacun des points de mesure. Pour le descriptif de la procédure de calcul, on renvoie au paragraphe précédent. La Figure 4-35 peut être directement comparée avec son équivalent en régime de fonctionnement nominal (Figure 4-13). On observe, dans le cas de débit de fonctionnement partiel, que la surpression statique imposée par la roue est un peu plus élevée que dans le cas nominal, s'élevant à une valeur de 3300 Pa environ. On remarque également que la pression en entrée de roue est plus élevée à ce débit, car l'énergie cinétique est moins importante.

Le gradient de pression le long du canal décroît progressivement en direction du bord de fuite, comme il a déjà été constaté en régime nominal. En prenant comme repère la projection axiale de la corde de l'aubage rotorique, on peut, en analogie avec le cas nominal, distinguer trois zones de comportement ; les lignes verticales, superposées au profil de pression, délimitent visuellement cette subdivision. La répartition de ces secteurs est très proche de celle du cas nominal, à un détail près. Le secteur du milieu, couvrant à-peu-

près 60% de la projection axiale de la corde, demeure prépondérant dans le transfert d'énergie, imposant 83% de l'augmentation totale de pression. Ce qui différencie ce cas du cas nominal réside dans le positionnement de ce secteur de forte augmentation de pression statique : avec la baisse de débit, le secteur semble tendre à se déplacer vers l'amont du canal.

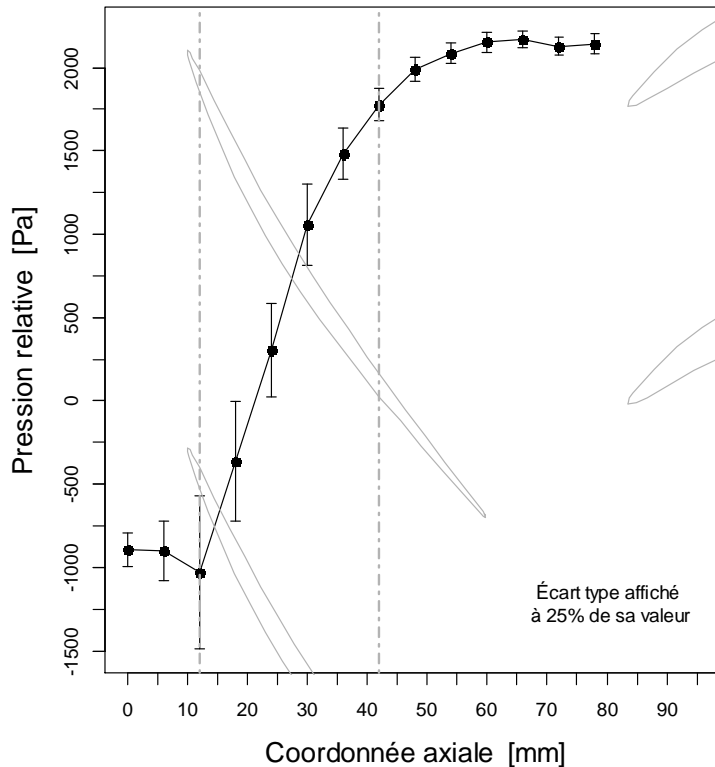


Figure 4-35 Profil axial de pression moyenne dans le canal interaubage du rotor, débit partiel

Les autres 17% de l'augmentation totale de pression sont effectués dans le secteur aval du canal rotorique. Un comportement particulier de la pression à la section d'entrée du canal différencie le cas de débit partiel, traité dans ce paragraphe, du cas nominal : une chute sensible de pression est enregistrée au niveau du premier emplacement de mesure situé dans le canal rotorique (troisième emplacement à partir de la droite en Figure 4-35). Cette chute de pression peut être associée à une perte due à une désadaptation de l'écoulement au niveau du bord d'attaque de l'aubage.

Si l'on se concentre maintenant sur le niveau de fluctuation autour des valeurs moyennes, on constate que, en parfaite analogie avec le cas nominal, il tend à décroître avec le gradient de pression, tout particulièrement dans le secteur central du canal. Il est important de souligner que l'emplacement, pour lequel le niveau de fluctuation maximal est saisi, se situe au bord d'attaque de l'aubage. La valeur d'écart type qui lui correspond s'élève à 30% environ de l'augmentation globale de pression. On peut trouver une explication physique à la localisation du maximum de fluctuation (par rapport à la coordonnée axiale) en considérant les résultats discutés dans le paragraphe précédent et en se référant, plus particulièrement, aux champs de pression moyenne et à leurs écarts type (respectivement Figure 4-26 et Figure 4-27). Le haut

niveau de fluctuation peut être associé à la présence d'une structure physique instationnaire telle qu'un tourbillon, plus précisément, le tourbillon de jeu. On souligne ici, car cela se révélera important en phase de synthèse des résultats, que la position du maximum de fluctuation, du passage du régime nominal au régime partiel, a reculé d'un emplacement de mesure vers l'amont de la roue (18mm en régime nominal, 12mm en régime partiel). Ceci laisse supposer que la baisse de débit entraîne une modification de localisation ou de trajectoire du tourbillon ; les champs de pression en moyenne de phase, qui seront présentés dans le paragraphe suivant, apporteront des éléments de clarification à cet égard.

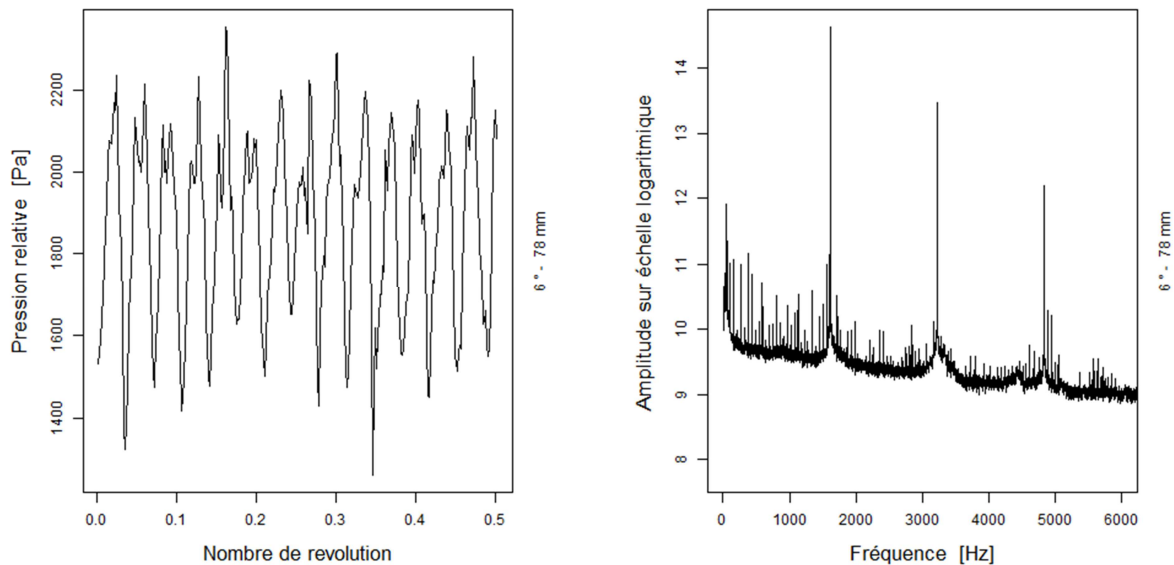


Figure 4-36 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit partiel, emplacement de mesure 6°-78mm

On complète l'analyse des résultats temporels en pression en discutant l'influence du redresseur. On va, tout d'abord, comparer les informations temporelles et fréquentielles pour deux emplacements de mesure situés à la sortie du canal rotorique en deux positions azimutales différentes. La Figure 4-36 propose les résultats obtenus au niveau de l'emplacement placé au milieu de l'ouverture angulaire du canal statorique ; on compare ces résultats à ceux obtenus pour un emplacement situé face au bord d'attaque de l'aube du redresseur (Figure 4-34). Le signal de pression enregistré dans la position de milieu (Figure 4-36) se trouve moins bruité compte tenu du fait que cette position se trouve dans une zone probablement non affectée par la présence des bords d'attaque du diffuseur bien que celui soit alimenté par un écoulement avec une forte incidence positive.

On peut compléter l'analyse concernant l'influence du redresseur en utilisant une représentation synthétique qui englobe toutes les rangées de mesure azimutales disponibles. On trace les profils de pression moyenne, ainsi que les écarts type, et on les superpose entre eux comme le montrent les Figure 4-37 et Figure 4-38.

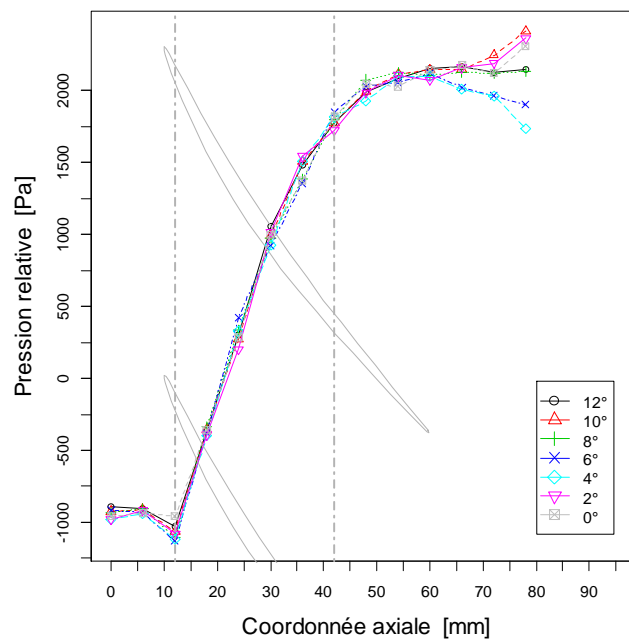


Figure 4-37 Profil axial de pression pariétale moyenne, débit partiel

En parfaite analogie avec le cas nominal, les profils de pression se superposent sauf au niveau du dernier emplacement dans le canal rotorique (60mm). À partir de ce point les courbes tendent à diverger et de façon bien plus nette que ce que montrait la Figure 4-15 relative au cas nominal. Comme il a été déjà discuté dans le paragraphe précédent, l'explication de cette différenciation de comportement de la pression, en fonction de la position de mesure par rapport au redresseur, serait à attribuer au phénomène de l'effet potentiel remontant. On remarquera aussi que la baisse sensible de pression observée en entrée de roue dans le profil de rangée azimutale 12° (Figure 4-35), se manifeste pour toutes les positions azimutales reportées en Figure 4-37. En complément au tracé des profils de pression moyenne, on considère les écarts type correspondant, donnés en Figure 4-38. On retrouve la subdivision des profils en trois zones de comportement, visuellement démarquées par des lignes grises verticales. Les observations qui peuvent être faites suivent de très près ce qui a déjà été commenté dans le cas nominal. Même dans le régime de fonctionnement partiel analysé ici, l'allure du profil axial de la fluctuation de pression ne semble pas être sensiblement affectée par le positionnement relatif du redresseur ; le rehaussement d'écart type qui avait été observé en régime nominal, pour les rangées azimutales faisant face au bord d'attaque du redresseur (coordonnées azimutales 0° et 12°), n'apparaît pas si marqué en régime partiel mais reste présent. Les allures des profils des écarts type, comparés au cas nominal, confirment l'évolution du comportement de l'écoulement au sein du canal rotorique avec le changement de régime. Le point de fluctuation maximale est positionné à un emplacement de mesure plus en amont par rapport au cas nominal ; de façon générale, on peut affirmer que le secteur à plus haut niveau de fluctuation a reculé vers l'amont de la roue avec la baisse de débit, ce qui est cohérent avec l'augmentation de l'incidence positive sur l'aubage de la roue mobile.

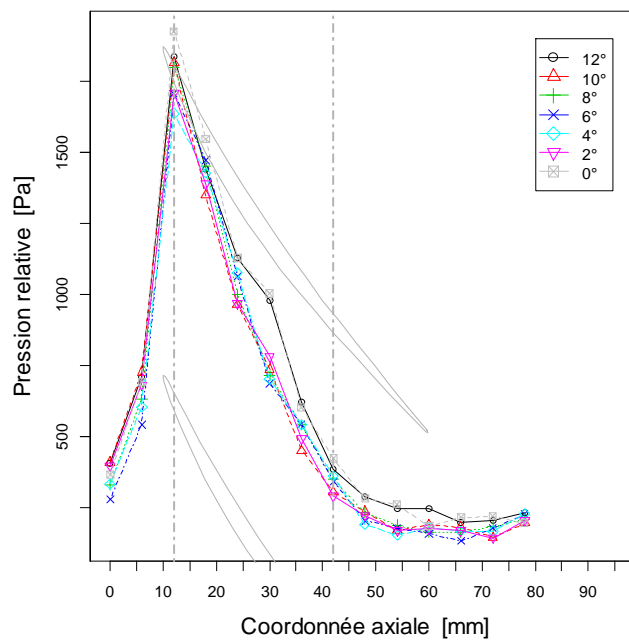


Figure 4-38 Profil écart type de la pression moyenne pariétale, débit partiel

4.3.3. Champs de pression en moyenne de phase

Comme cela a été le cas dans la discussion du régime de fonctionnement nominal, l'étude se poursuit avec une étude spatiale de la grandeur acquise. Une sélection de champs de pression en moyenne de phase et les écarts type correspondant seront proposés par la suite. Pour le descriptif du déroulement de la campagne de mesure ainsi que de la procédure de calcul on renvoie au paragraphe 4.2.4. On rappelle que la configuration particulière de la fenêtre de mesure permet la résolution des champs de pression pour plusieurs positions relatives rotor-redresseur dont quatre sont proposées en Figure 4-39. Comme il a été fait dans le cas du débit nominal, on peut tout d'abord vérifier la cohérence globale des champs calculés par comparaison avec les profils de pression moyenne de Figure 4-37. L'augmentation de pression statique opérée par le rotor affichée par le profil de pression moyenne s'élève à 3300 Pa environ ; le même ordre de grandeur peut être extrait des champs de pression en moyenne de phase.

Les champs n'apparaissent pas caractérisés par le même degré d'homogénéité qui avait pu être identifié dans certaines zones des champs obtenus en régime nominal. Dans ce cas, à débit partiel, les sections d'entrée et sortie perdent l'homogénéité azimutale qui les caractérisait auparavant.

Par rapport au cas nominal, la ligne correspondante à une pression nulle recule vers l'amont de la roue de même que, de façon plus générale, toute la zone à haut gradient de pression. Ces observations confirment ce qui émergeait des profils de pression moyenne présentés en Figure 4-35 et Figure 4-37.

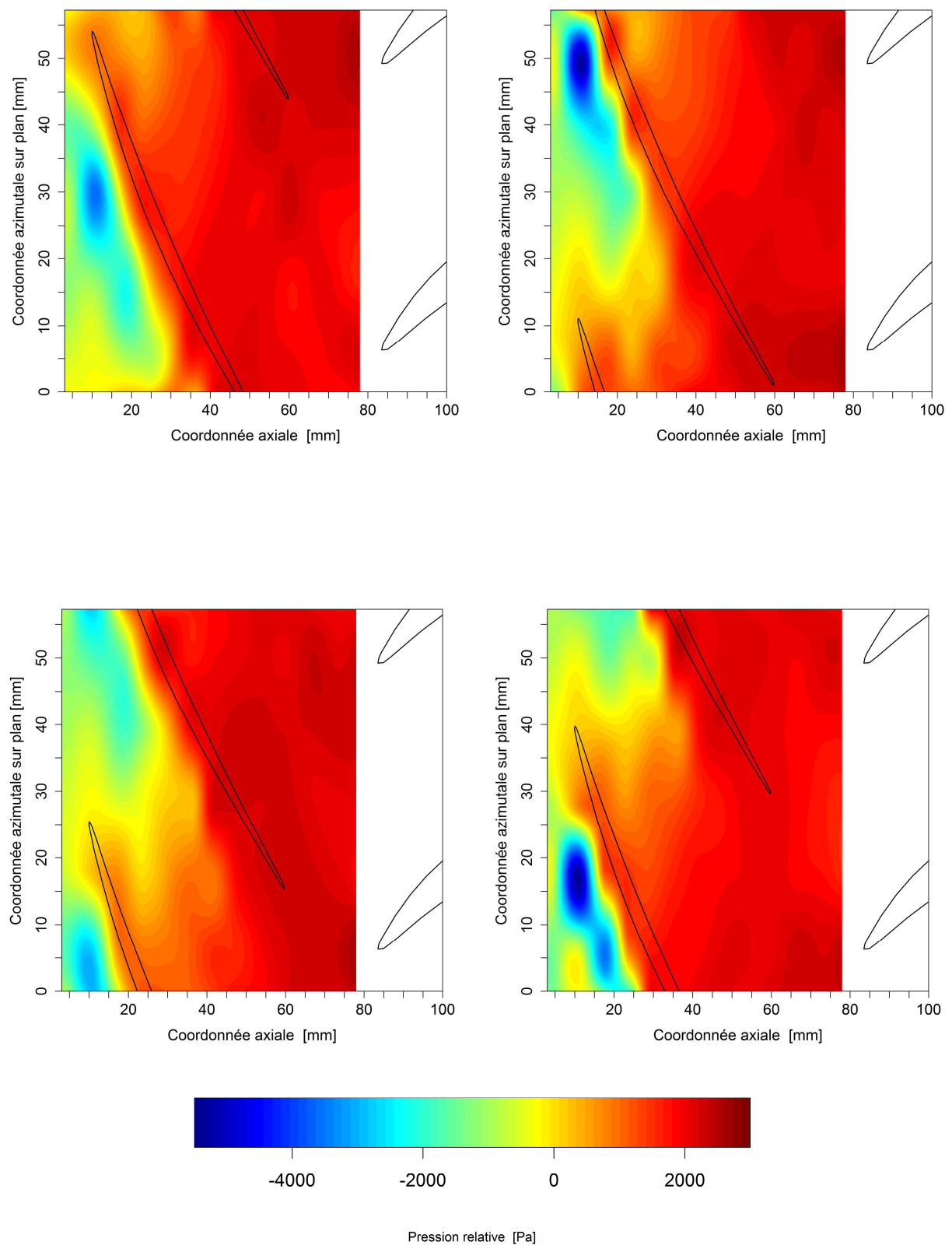


Figure 4-39 Champs de pression statique pariétale au carter en moyenne de phase, débit partiel. Temps entre deux aubages successifs $\Delta t=1/1600$ s. a) $t=0\Delta t$, b) $t=0.25\Delta t$, c) $t=0.5\Delta t$, d) $t=0.75\Delta t$.

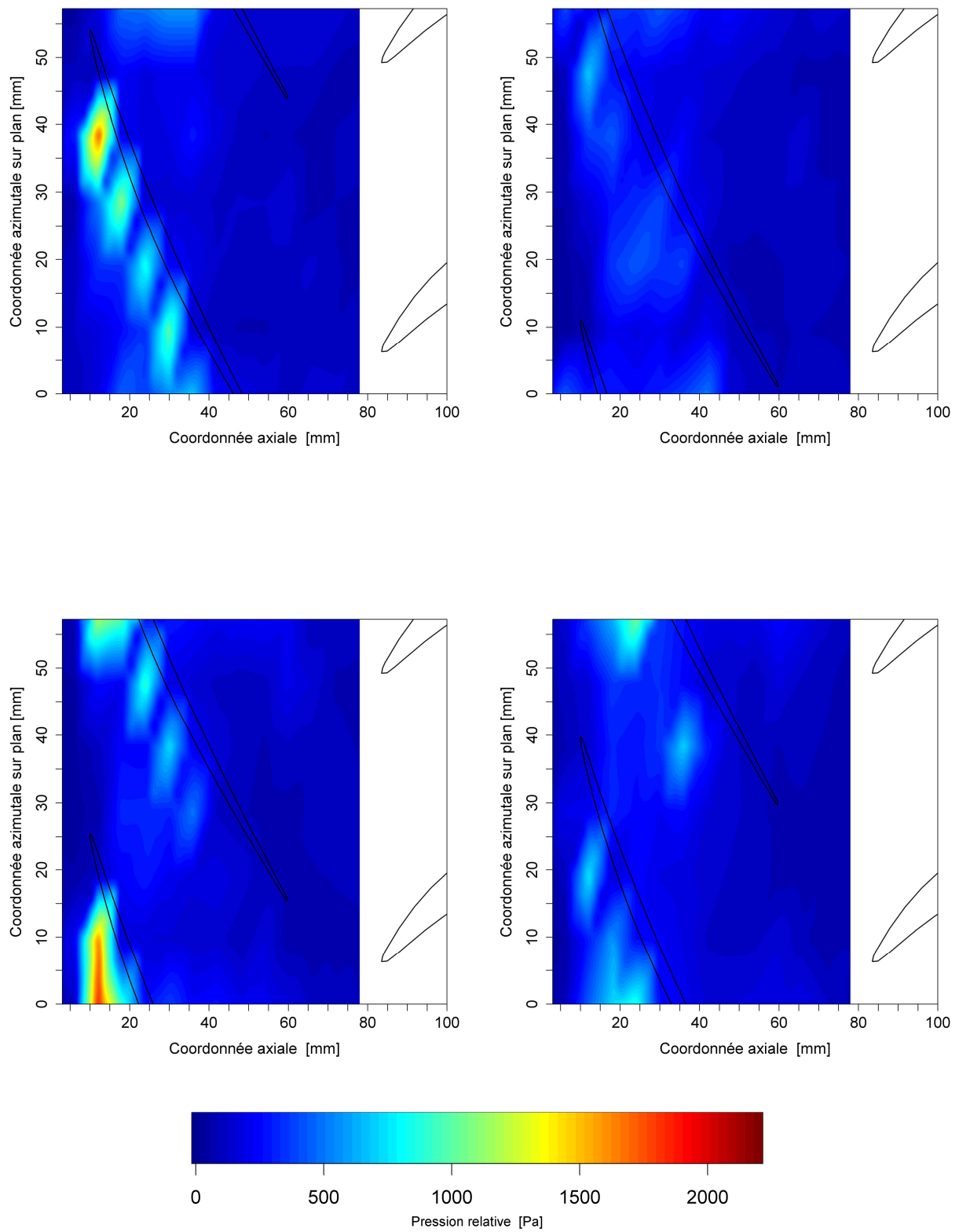


Figure 4-40 Écarts type relatifs aux champs de pression de la Figure 4-39, débit partiel

De la Figure 4-39 il apparaît clairement que la position du canal au niveau de laquelle l'action de l'effet potentiel remontant reste le plus confinée, en extension axiale, (champ en haut à droite de la Figure 4-39) est aussi une position pour laquelle le tourbillon apparaît plus stable (faiblement affecté par des fluctuations, comme le suggère le champ d'écart type correspondant, et avec un noyau fortement dépressionnaire). Bien qu'il ne soit pas possible d'avancer des conclusions plus précises (compte tenu du problème des faibles résolutions spatiale et temporelle déjà évoquées), l'exemple apporté amène à supposer que, tant que l'écoulement dans le canal reste protégé de l'action de l'onde de pression remontante, les structures telles que celles associées au tourbillon de jeu puissent être plus stables.

On insiste, pour conclure sur la localisation du tourbillon de jeu, car cet aspect se révélera d'importance fondamentale dans la compréhension des phénomènes précurseurs du décrochage tournant. On rappelle ici que selon Vo et al. (2008), le comportement du tourbillon de jeu serait un indice de la façon avec laquelle le compresseur entre en décrochage tournant. Plus précisément, il a été montré que l'une des modalités possibles serait annoncée par l'alignement de la trajectoire du tourbillon de jeu avec la section d'entrée du rotor. La modalité à laquelle on fait référence est appelé sous le nom de précurseur à oscillations à pic (spike). On peut approximer la trajectoire du tourbillon avec la direction du gradient de pression autour de son noyau (le spot dépressionnaire). De la comparaison entre le régime partiel ici présenté et le régime nominal, on peut extraire des premières tendances dans le comportement du tourbillon de jeu. Avec la baisse de débit, le noyau dépressionnaire apparaît reculer vers l'amont de la roue et la trajectoire du tourbillon tend à se positionner perpendiculairement à la direction axiale. Ces observations supportent l'idée que dans le cas du compresseur étudié l'établissement du décrochage tournant serait précédé par un précurseur de type « spike », bien que ce soit très délicat à déceler.

On concentre tout d'abord l'attention sur la sortie du canal rotorique, afin d'évaluer l'action du redresseur sur la structure du champ. Le phénomène de l'effet potentiel remontant semble acquérir, avec la baisse de débit, un niveau énergétique plus important ; la surpression générée par le battement de l'aubage rotorique sur le redresseur apparaît plus nettement qu'au régime nominal, et ce dans tous les champs présentés. Les effets de l'onde de pression remontent le canal bien plus loin que dans le cas nominal. Le « chemin » de l'onde semble proportionnel à la charge sur le redresseur.

Quelle que soit la position relative rotor-redresseur considérée, il émerge clairement que la région la plus fortement affectée par une non-homogénéité se situe à la section d'entrée du canal rotorique. On remarque, dans cette zone, la présence d'une cellule dépressionnaire qui garde sa localisation axiale pour toute position du canal interaubage. À nouveau, le rapprochement avec les profils de pression moyenne et les écarts type précédemment présentés aide à l'interprétation des résultats : le centre de la cellule dépressionnaire se situe exactement à la coordonnée axiale (12mm) où est enregistrée la valeur maximale pour les écarts type de Figure 4-38.

4.4. Débit critique pour le démarrage du décrochage tournant

4.4.1. Analyse temporelle et fréquentielle

Le dernier débit en fonctionnement stable analysé, indiqué par Q_c en Figure 4-2, s'approche sensiblement de la limite de stabilité du compresseur vis-à-vis du décrochage tournant. Le point de fonctionnement que l'on s'apprête à étudier est très proche du point en régime partiel analysé dans le paragraphe précédent ;

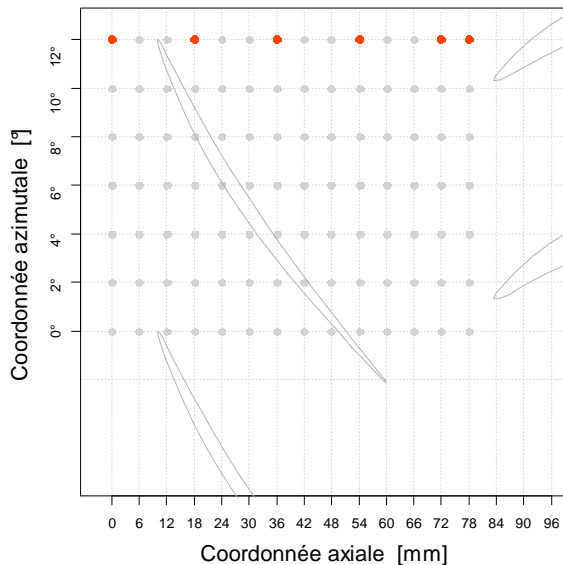


Figure 4-41 Emplacements de mesure pour les résultats temporeux et fréquentiels en débit proche du démarrage du décrochage tournant

on s'attend donc à retrouver une forte similarité dans les caractéristiques de l'écoulement. C'est ce que permettent d'apprécier les graphiques des signaux temporels bruts et des spectres fréquentiels, reportés dans les figures de 4-42 à 4-57. Les tracés se réfèrent aux mêmes emplacements de mesure présentés dans le cas des deux autres régimes de fonctionnement ; la Figure 4-41 rappelle leur localisation par rapport à l'étage de compression. L'allure des signaux temporels ainsi que des transformées de Fourier n'affichent pas d'écarts remarquables par rapport à ce qui a été présenté pour le débit partiel dans le paragraphe précédent. On constate, par conséquent, que, même dans des conditions de déclenchement imminent du décrochage tournant, le passage des aubages persiste comme étant le phénomène marquant le signal de pression pariétale. Une augmentation

globale du niveau de pression, de plus en plus marquée au fur et à mesure que l'on se déplace de la section de sortie du canal rotorique, est observable dans les tracés temporels. Ce comportement illustre le changement de point de fonctionnement, de même que le font les spectres de fréquence. On peut, en effet, constater un rehaussement du niveau moyen des transformées, s'amplifiant vers la sortie du canal. Comme observé pour les deux régimes précédents, au fur et à mesure que l'on pénètre dans le canal rotorique la fluctuation due au passage des aubages se trouve de plus en plus noyée dans un signal bruité. Elle réapparaît de façon nette en sortie de canal.

Toute observation déjà faite dans les paragraphes précédents, tout particulièrement pour le débit de fonctionnement partiel, restent valables en ce nouveau régime. Il a été donc choisi d'éviter les redondances, en ne s'attardant que sur les aspects retenus les plus intéressants.

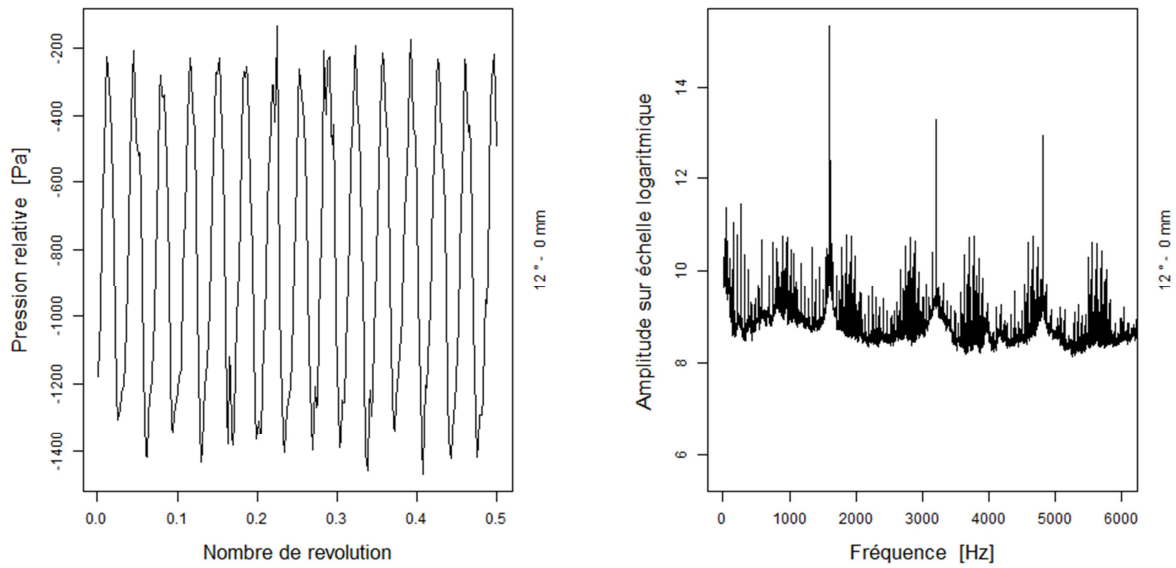


Figure 4-42 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure 12°-0mm

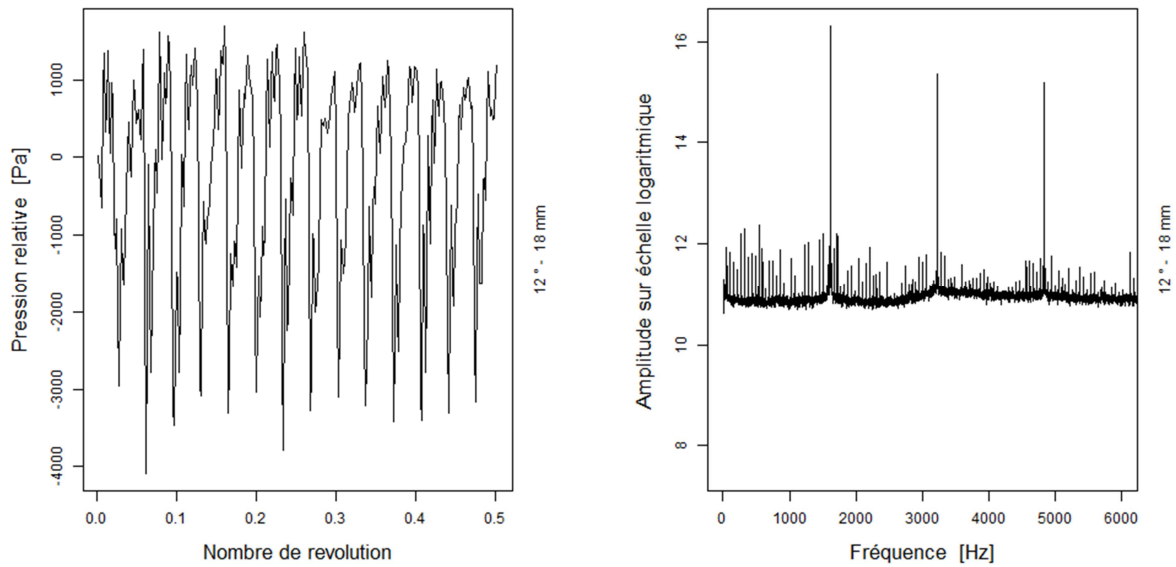


Figure 4-43 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure 12°-18mm

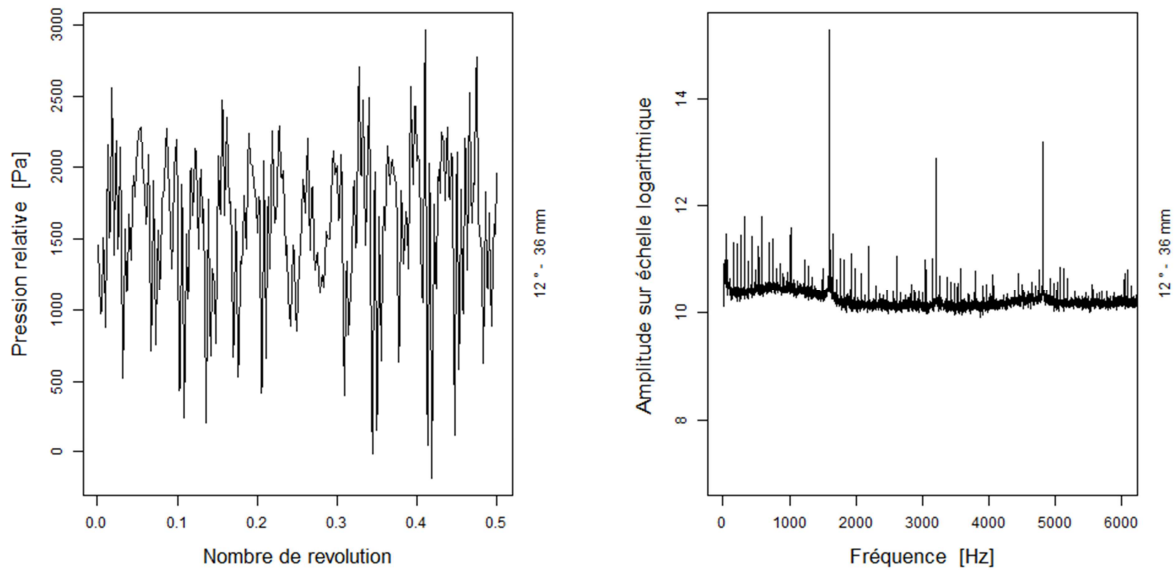


Figure 4-44 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure 12°-36mm

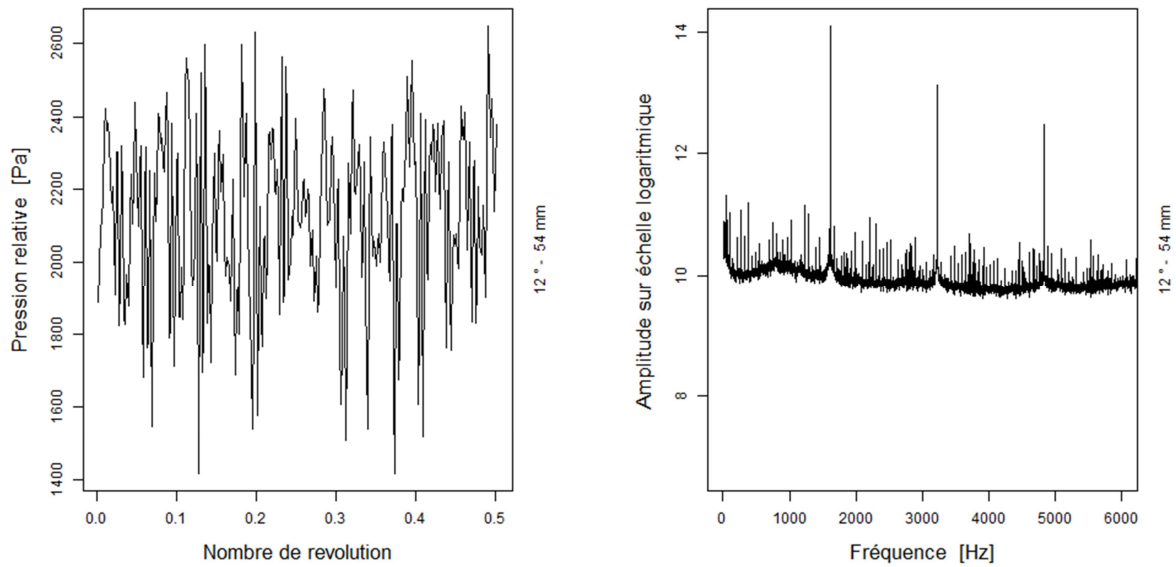


Figure 4-45 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure 12°-54mm

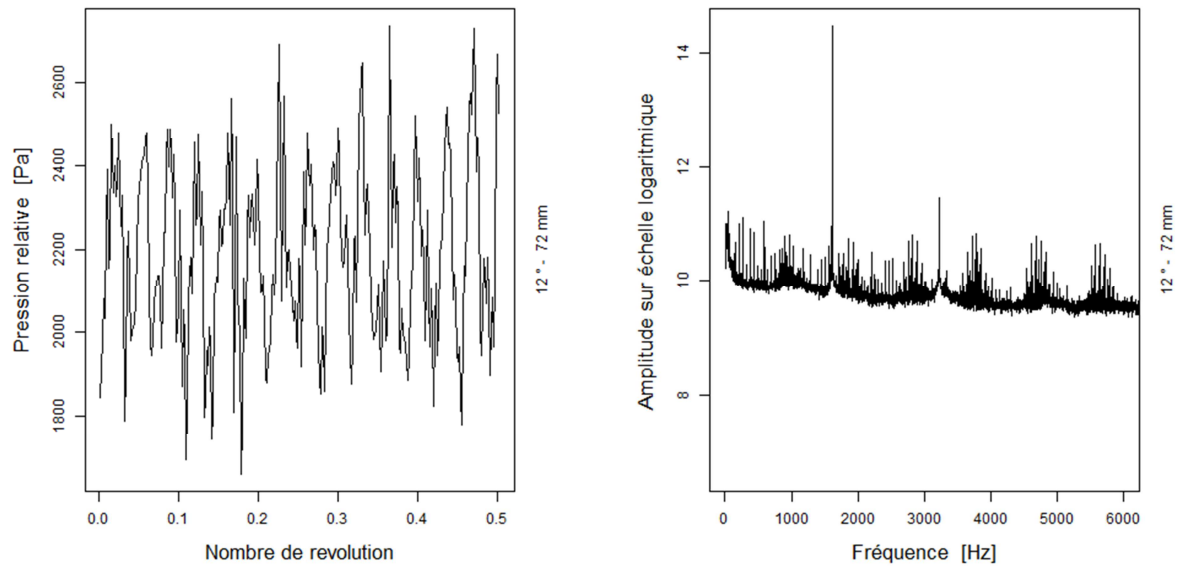


Figure 4-46 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure 12°-72mm

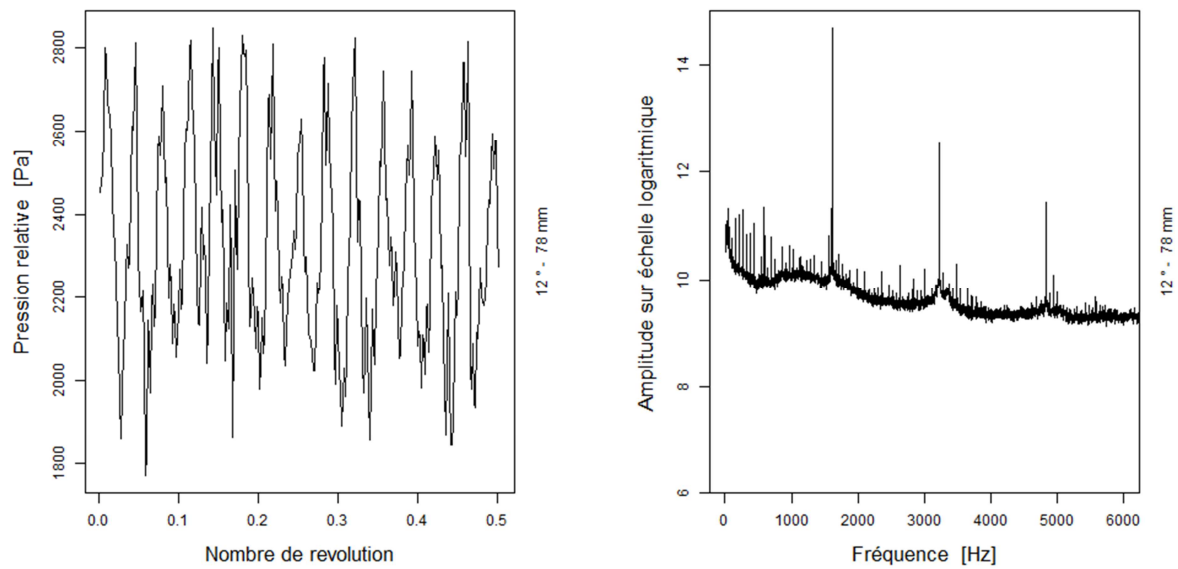


Figure 4-47 Signal temporel de pression et transformée de Fourier, débit proche de la limite de stabilité, emplacement de mesure 12°-78mm

4.4.2. Profil axial de pression

Toujours dans l'optique de fournir une première caractérisation du comportement de l'écoulement, on trace le profil de pression moyenne dans le canal interaubage pour la rangée d'emplacements de mesure d'azimut 12° (Figure 4-12). Afin de faciliter l'analyse comparative, on superpose les courbes relatives aux trois différents points de fonctionnement.

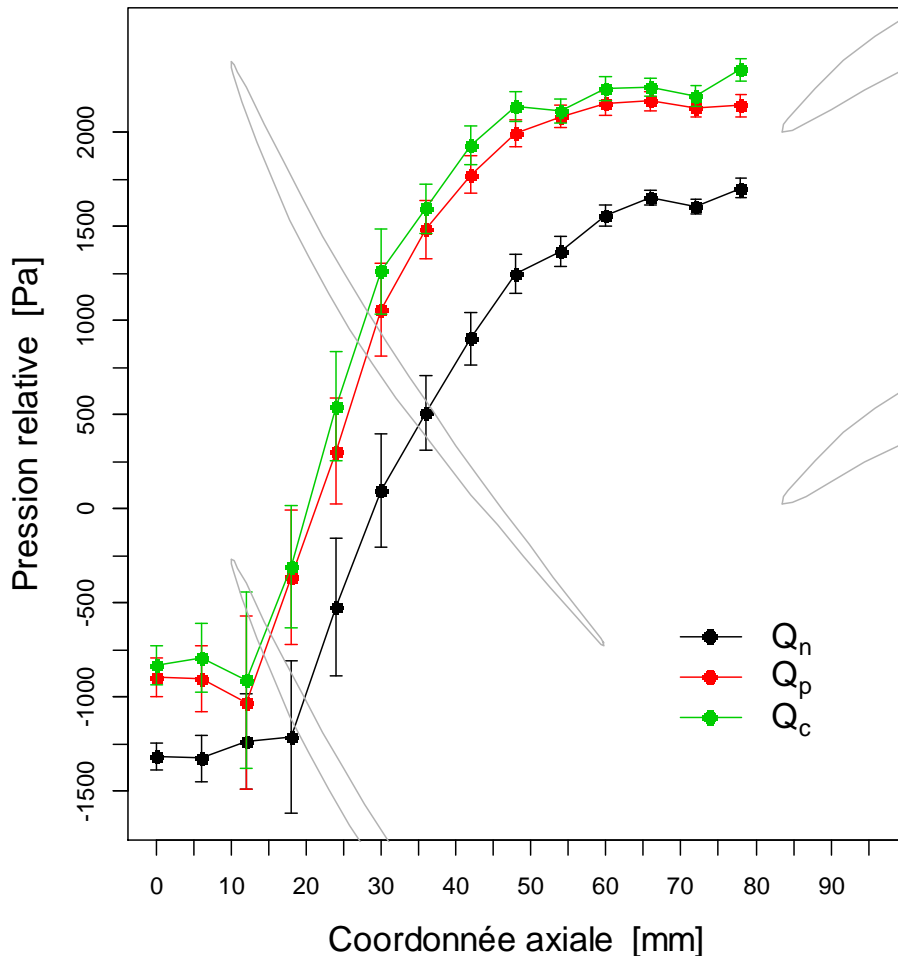


Figure 4-48 Profils axiaux de pression moyenne dans le canal interaubage : comparaison des trois débits en fonctionnement stable

La Figure 4-48 permet encore une fois d'apprécier la similarité de comportement entre le régime de fonctionnement partiel et proche du démarrage du décrochage tournant, respectivement indiqués avec Q_p et Q_c . L'unique différence appréciable entre les deux régimes se manifeste en sortie de roue, où le profil de pression en régime de décrochage imminent se maintient légèrement au-dessus du régime partiel, ce qui est cohérent avec le fait que les deux débits sont proches et que la caractéristique en pression statique de la roue commence à s'aplatir dans cette zone de débit (voir Figure 4-2). En ce qui concerne le

comportement de la pression dans le restant du canal, on retrouve les spécificités déjà mises en avant pour le débit partiel, traité dans le paragraphe précédent. Le premier trait de comportement que l'on reconnaît est le recul de la section du canal chargée du transfert d'énergie. C'est au niveau de cette région, occupant 60% environ de l'étendue axiale de la roue, qu'a lieu plus du 80% de l'augmentation de pression. On peut, plus précisément, observer que cette section recule vers l'amont du canal d'environ un emplacement de mesure (6mm). De la comparaison avec le régime nominal, on peut déduire que la réduction de débit entraîne une modification de la distribution de charge dans le rotor, faisant reculer la zone à plus haut taux de travail vers l'entrée de la roue, ce qui est un comportement très classique. La deuxième particularité que l'on retrouve dans le profil de pression, et qui le différencie dans l'allure par rapport au cas nominal, est la présence d'un point de chute du niveau de pression situé juste en amont de machine. La localisation particulière de cette baisse de pression en suggère l'interprétation physique. Lorsque le compresseur opère en débit partiel, le fonctionnement s'éloigne des conditions optimales. La direction d'attaque de l'écoulement n'est plus adaptée à la géométrie des aubages, ce qui provoque des dépressions locales plus accentuées sur l'extrados de l'aubage de la roue mobile. Le défaut d'incidence aux débits partiels justifie, donc, la chute de pression observée au niveau de la section d'entrée du canal interaubages. Les profils de pression moyenne et l'évolution de l'écart type pour les différentes coordonnées azimutales sont donnés en Figure 4-49 et Figure 4-50 respectivement. On constate une similarité certaine de comportement avec le débit partiel traité précédemment.

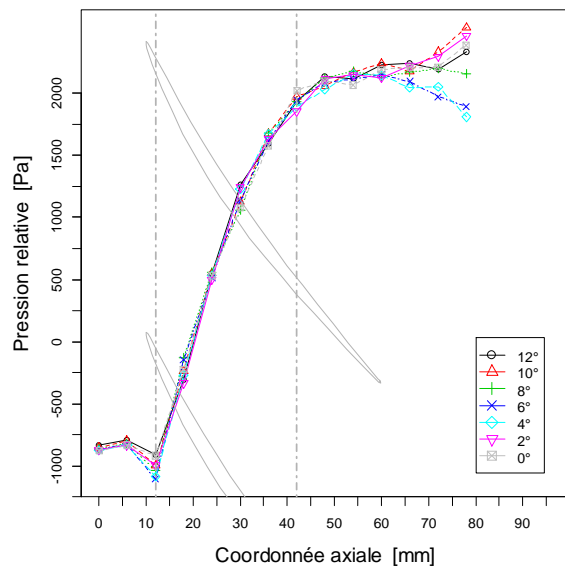


Figure 4-49 Profil axial de pression pariétale moyenne, débit partiel

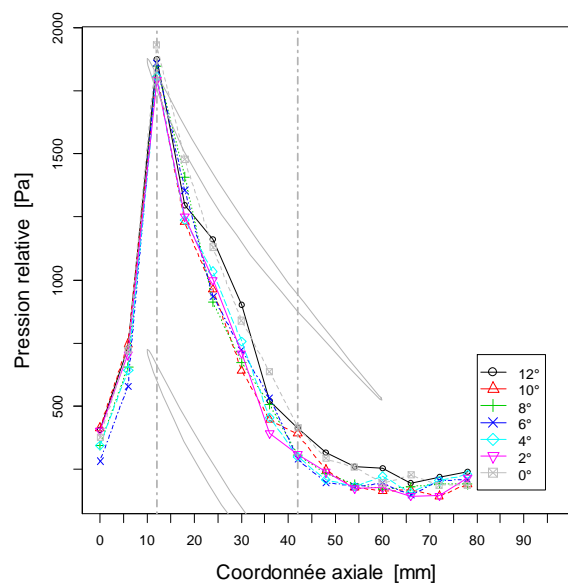


Figure 4-50 Profil de l'écart type de la pression moyenne pariétale, débit partiel

4.4.3. Profils de vitesse en entrée de roue

On présente, dans les groupes de figures à suivre, les vitesses axiale et tangentielle, l'angle de lacet et la transformée de Fourier pour les trois emplacements radiaux marqués en Figure 4-52. Il s'agit des trois mêmes positions que celles exploitées dans le cas nominal ; elles ont été choisies car représentatives du comportement de l'écoulement proche du carter, au milieu du canal et à côté du moyeu.

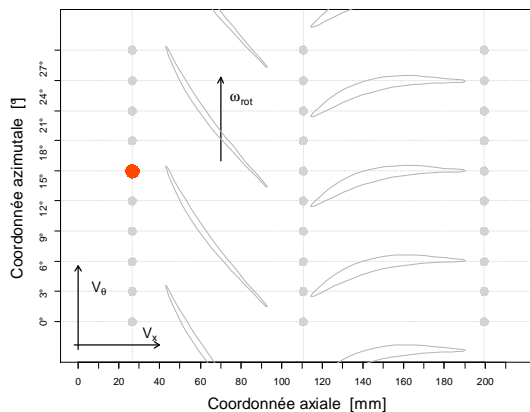


Figure 4-51 Grille des points des emplacements de mesure dans la fenêtre pour les sondages

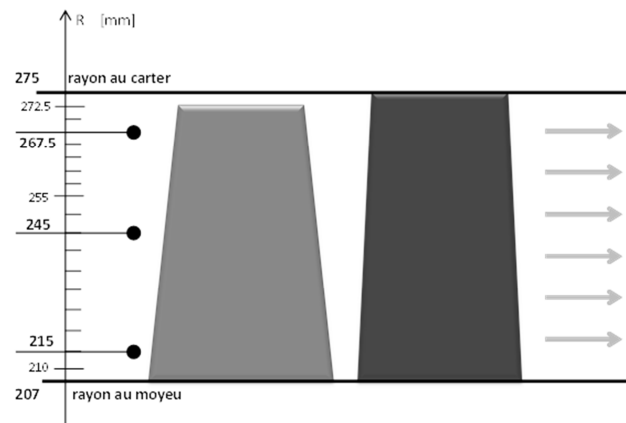


Figure 4-52 Schéma des positions de mesure radiales pour les sondages fil chaud

De la même manière que le signal de pression pariétale, les vitesses, quelle que soit la position considérée, sont fortement marquées par le passage des aubages, qui demeurent, encore dans ce régime de fonctionnement, le phénomène dominant. Les tracés de la transformée de Fourier capturent, d'ailleurs, clairement la fréquence de passage des aubages ainsi que ses deux premières harmoniques (les spectres proposés étant limités à la plage fréquentielle 0-6000Hz). L'écoulement se maintient essentiellement axial, avec des très faibles composantes de vitesse tangentielle, du carter au moyeu.

Afin de donner une description synthétique du comportement de l'écoulement en amont de machine, on trace la distribution radiale de la vitesse axiale et tangentielle et de l'angle de lacet, qui en suit. Les tracés des grandeurs moyennes proposées en Figure 4-56 ont été construits en considérant toutes les positions radiales de mesure illustrées par la graduation complète de Figure 4-52.

En confirmation de ce qui a été observé à partir des tracés instationnaires, les profils moyens témoignent d'une forte uniformité des caractéristiques de l'écoulement en direction radiale. Hormis les emplacements radiaux proches des parois (du carter et du moyeu), la vitesse axiale est constante dans la veine fluide et égale à 35m/s environ. L'écoulement apparaît comme étant caractérisé par une légère déviation, quantifiable par un angle de lacet de 2° négatif (pour le repère des composantes de vitesse et, par conséquent, de l'angle de lacet voir Figure 4-51).

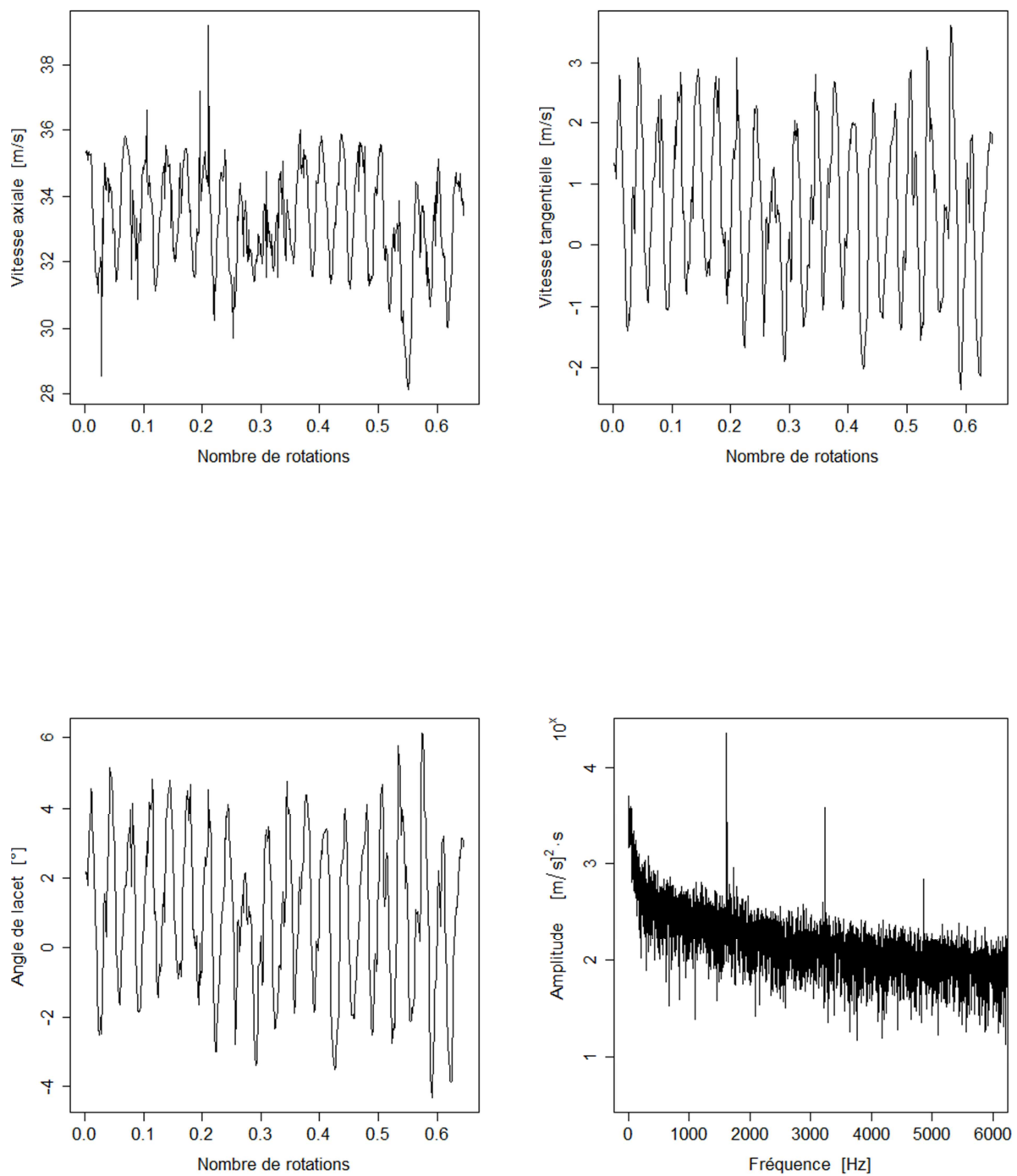


Figure 4-53 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier, emplacement de mesure R=267.5mm

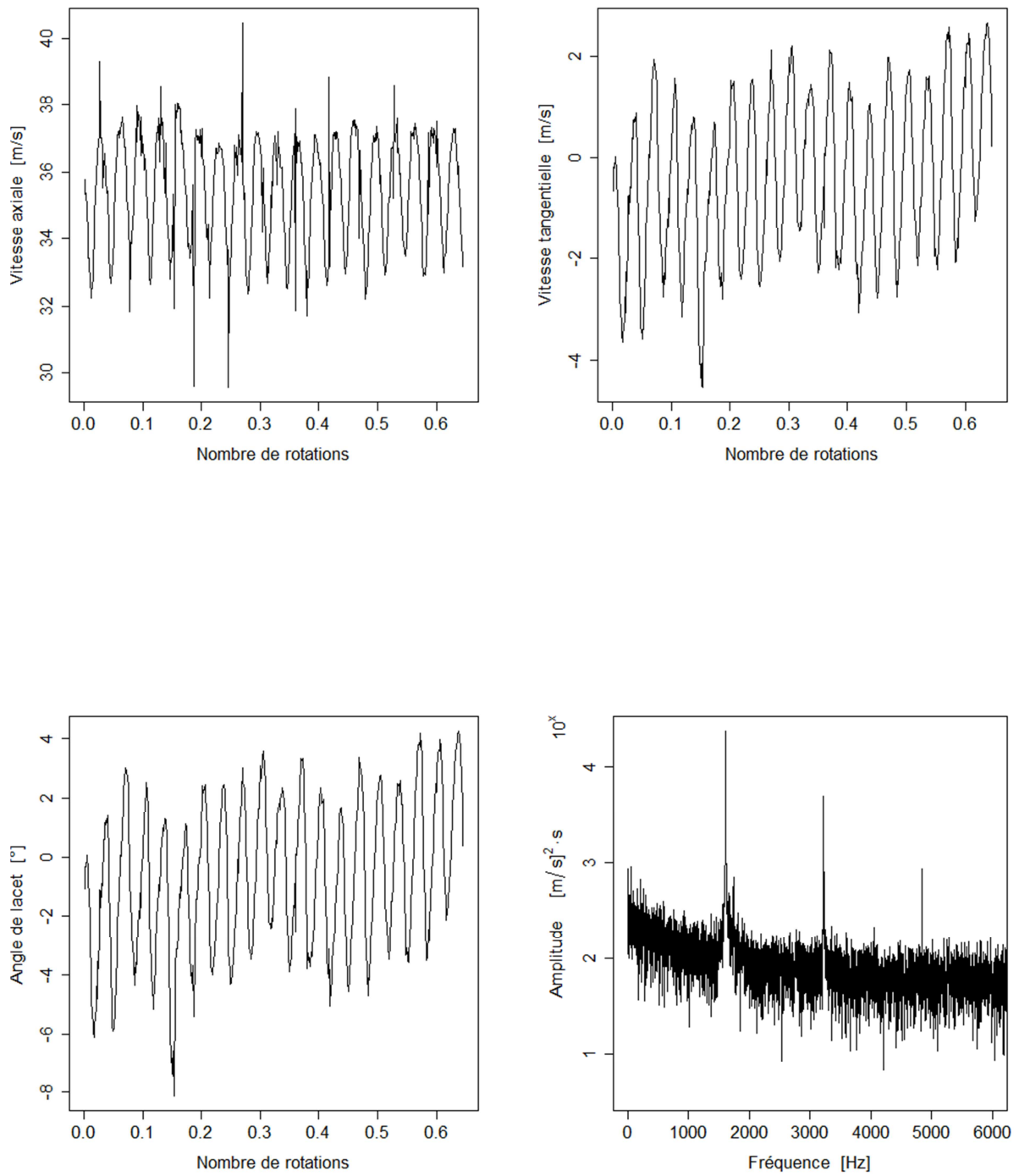


Figure 4-54 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier, emplacement de mesure R=245mm

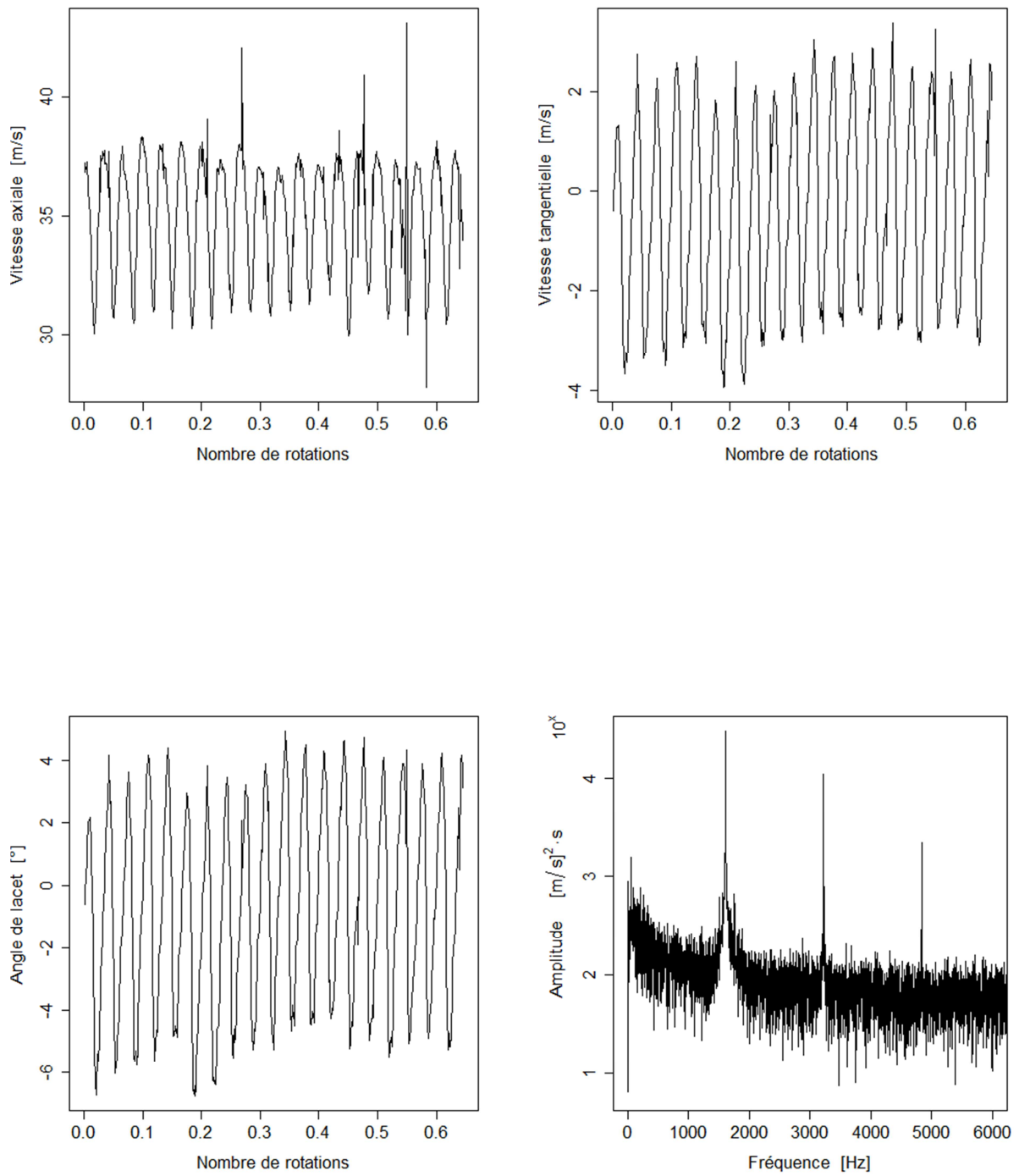


Figure 4-55 Vitesse axiale, tangentielle, angle de lacet et transformée de Fourier, emplacement de mesure R=215mm

L'incertitude sur les mesures par fil chaud pouvant être importante, il faudra considérer avec prudence la reconstitution des composantes de vitesse, tout particulièrement celle qui ne serait pas dominante. Il est donc nécessaire de garder à l'esprit que, en réalité, la faible composante tangentielle retrouvée pourrait être fictive. La méthode la plus immédiate pour évaluer la qualité des mesures effectuées est la reconstitution du débit à partir du profil de vitesse axiale et sa comparaison avec la valeur donnée par le système de mesure du débit. Le calcul par intégration à partir du profil de vitesse amène à une valeur de débit de 4.2kg/s qui ne s'écarte que de 0.5% environ de la valeur reportée en **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** et égale à 4.18kg/s.

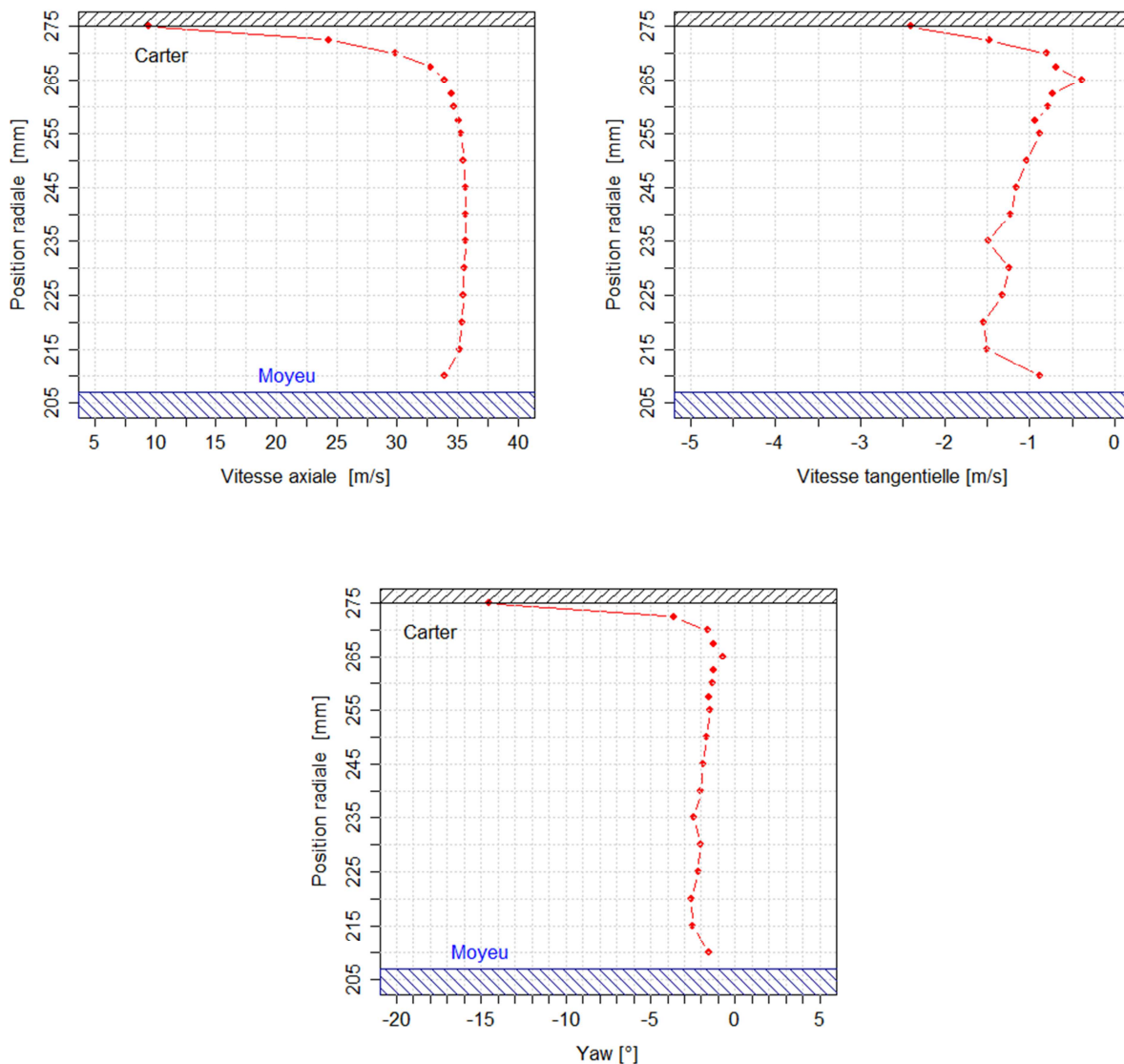


Figure 4-56 Profils radiaux des composantes de vitesses moyennes et de l'angle de lacet, débit proche du démarrage du décrochage tournant

4.4.4. *Champs de pression en moyenne de phase*

L'analyse des résultats emplacement par emplacement ne permet d'avoir qu'un point d'observation très localisé sur l'écoulement. On veut, à présent, fournir une représentation visuelle des structures spatiales se développant dans la machine. On complète, donc, l'étude des caractéristiques de l'écoulement avec la présentation des champs de pression calculés en moyenne de phase, en parfaite analogie avec ce qui a été illustré pour les régimes nominal et partiel. Pour les détails sur la technique de dépouillement mise en place on renvoie au paragraphe 4.2.4. Les Figure 4-57 et Figure 4-58 reportent les champs de pression pariétale et les écarts type correspondants pour quatre positions rotor-redresseur, les mêmes qui avaient été sélectionnées pour les deux régimes de fonctionnement précédents. Les représentations temporelles ainsi que les spectres fréquentiels ont démontré la forte similarité entre le régime proche du démarrage du décrochage et le régime partiel traité dans le paragraphe précédent. Les champs de pression de Figure 4-57 confirment le rapprochement. Les deux régimes de fonctionnement sont en effet peut-être trop proches pour que l'on puisse apprécier clairement l'évolution du comportement de la machine approchant les conditions de décrochage. L'un des objectifs premiers de ce travail de thèse étant de fournir une caractérisation des écoulements lors du démarrage du décrochage tournant, on se limitera ici à discuter l'aspect le plus marquant vis-à-vis de ces conditions particulières de fonctionnement. Il s'agit de la zone intense de dépression que l'on a associé au tourbillon jeu dont on sait qu'il peut jouer un rôle dans le déclenchement du décrochage tournant (Vo et al., 2008).

On se réfère tout particulièrement au constat de la présence d'une zone dépressionnaire dans la section amont de la roue mobile qui a été supposée être la marque d'un phénomène bien particulier qui serait connecté au déclenchement du décrochage tournant par un précurseur de type « spike ». De nouveau, pour ce troisième point de fonctionnement, cette structure dépressionnaire est détectée très clairement, comme le montrent les champs de pression de la Figure 4-57. On considère le champ de pression en haut à droite de la Figure 4-57 et le champ d'écart type correspondant en Figure 4-58. On remarque, tout d'abord, le niveau de dépression particulièrement intense dans cette configuration rotor-stator ; de plus, on assiste à la disparition, presque totale, de la région à forte valeur d'écart type qui différencie la zone occupée par le tourbillon de jeu de tout le reste du champ.

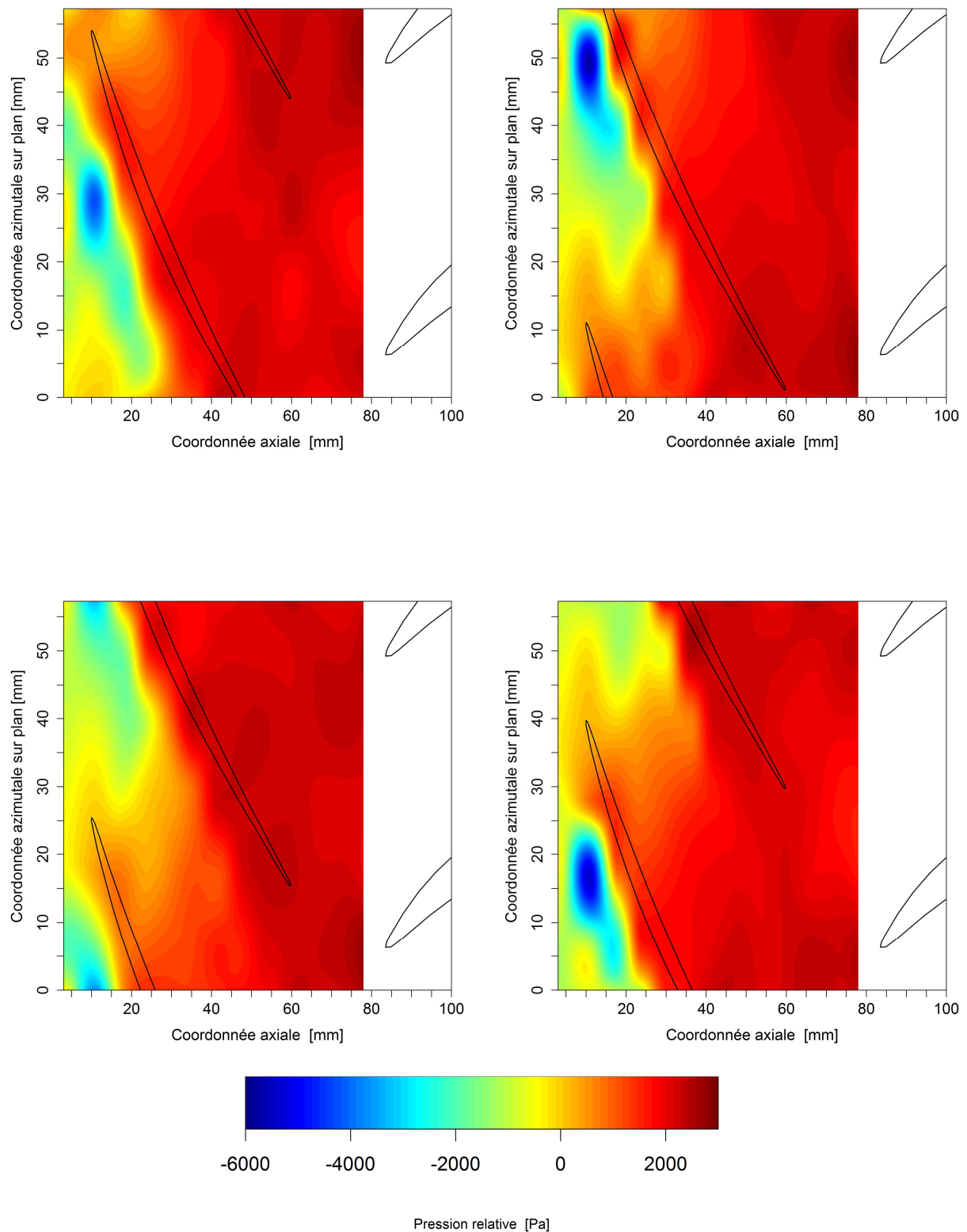


Figure 4-57 Champs de pression statique pariétale au carter en moyenne de phase, débit proche du démarrage du décrochage tournant. Temps entre deux aubages successifs $\Delta t = 1/1600$ s. a) $t = 0\Delta t$, b) $t = 0.25\Delta t$, c) $t = 0.5\Delta t$, d) $t = 0.75\Delta t$.

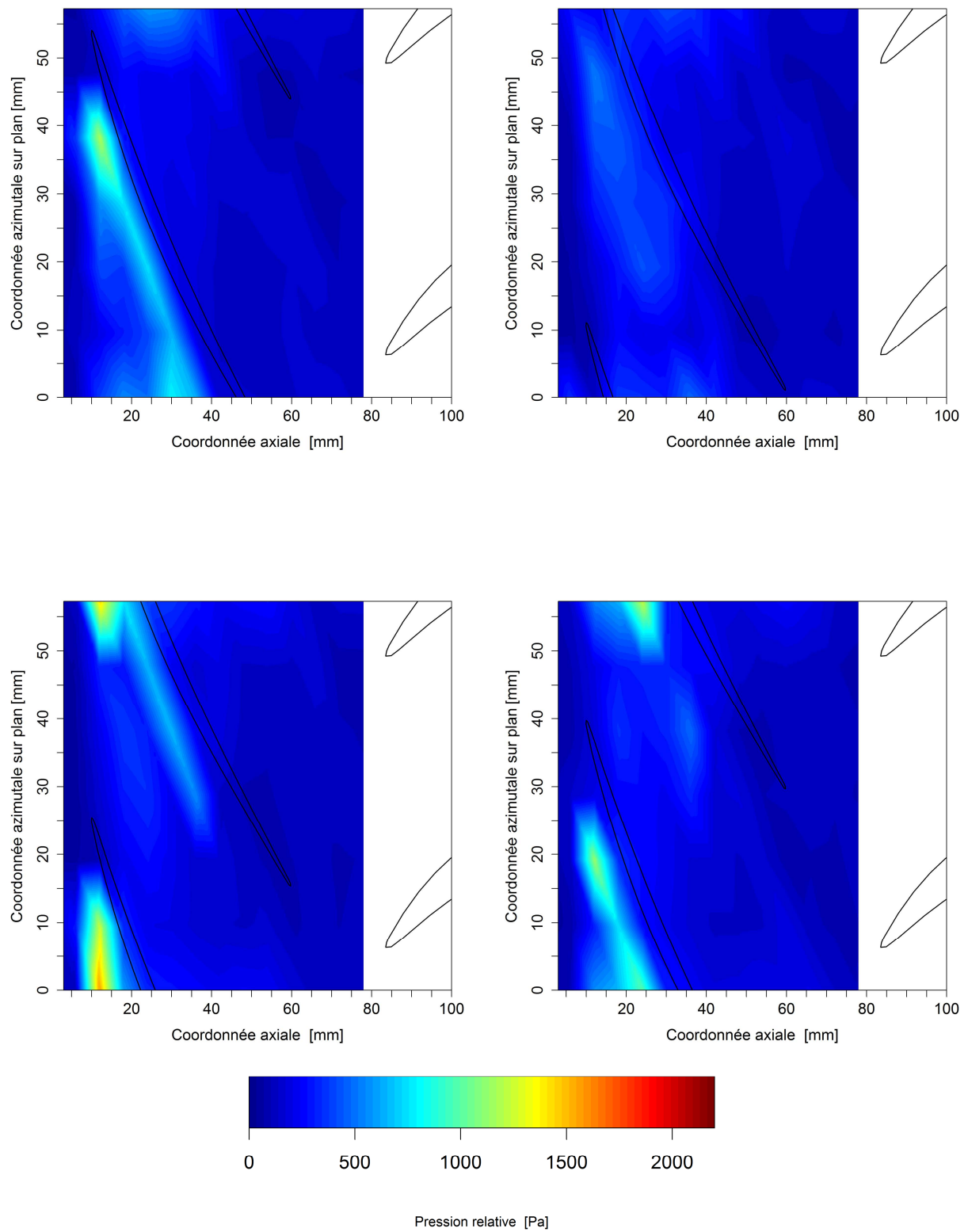


Figure 4-58 Écarts type relatifs aux champs de pression de Figure 4-57

4.5. Synthèse

Ce chapitre présente des résultats obtenus par :

- des mesures de pression pariétale obtenues sur une fenêtre de mesure couvrant l'ensemble d'un canal inter-aubages de la roue,
- et des sondages par anémométrie par fil chaud en amont de la roue.

Ces expériences ont été menées pour trois débits : le débit nominal, un débit partiel proche du démarrage du décrochage tournant et le débit dit critique vis-à-vis de ce phénomène. Les analyses des résultats ont été menées au travers des évolutions temporelles des signaux, de leurs spectres, d'analyse statistique (moyenne, écart-type) et de moyennes de phases réalisées sur les signaux de pression. Notons que cette dernière technique de post-traitement a permis de donner des images des champs de pression pariétaux pour plusieurs débits et plusieurs positions relatives de la roue par rapport au diffuseur.

Les phénomènes les plus marquants mis en évidence par ces différentes techniques sont les suivants :

- L'effet du passage des aubages qui est visible et qui domine les spectres quel que soit le débit, l'emplacement de mesure ou le type de signal (pression ou vitesse) étudié.
- L'effet du tourbillon de jeu qui se traduit :
 - o Une trace très nette sur les champs de pression obtenus en moyenne de phase. Sur ces représentations des résultats, il est également utile de noter que la trajectoire du tourbillon de jeu est clairement influencée par le point de fonctionnement de la machine et que celle-ci devient de plus en plus tangentielle quand le débit diminue. Au débit critique on note que cette structure atteint presque le bord d'attaque de l'aubage suivant, ce qui, d'après la littérature, semblerait indiquer que ce compresseur doit avoir un précurseur de déclenchement des instabilités de type spike, ce qui sera confirmé dans les résultats présentés dans le chapitre suivant.
 - o par une augmentation des écarts type des signaux de pression à proximité du bord d'attaque de la roue, sachant que leurs valeurs méritent une analyse plus approfondie .

A ces phénomènes principaux s'ajoutent trois effets secondaires :

- Des effets potentiels, qui sont de plus en plus intenses quand le débit diminue mais qui restent confinés à une zone correspondant au dernier tiers de la corde de l'aube de la roue mobile ;
- Un phénomène basse fréquence, identifié aux alentours de 8Hz, présent quel que soit le débit et l'emplacement de mesure considéré, qui est probablement lié à une fréquence propre du système ;
- Une chute de pression statique, apparaissant pour les débits partiels, dans la zone occupée par le tourbillon de jeu associée à une combinaison des effets de sur-incidence au bord d'attaque de l'aubage et, éventuellement, d'une perte de pression totale locale. Le poids relatif de ces deux effets est, dans l'état actuel des résultats obtenus, difficilement évaluable.

5. Fonctionnement en régime instable

5.1. Introduction au chapitre

Le chapitre précédent, dédié à la caractérisation du comportement des écoulements en régime stable, constitue la référence pour la comparaison de l'analyse du fonctionnement en conditions d'instabilité imminente et établie. Dans ce chapitre, une distinction importante sera faite entre les régimes de fonctionnement en décrochage tournant complètement développé et la phase de démarrage du phénomène.

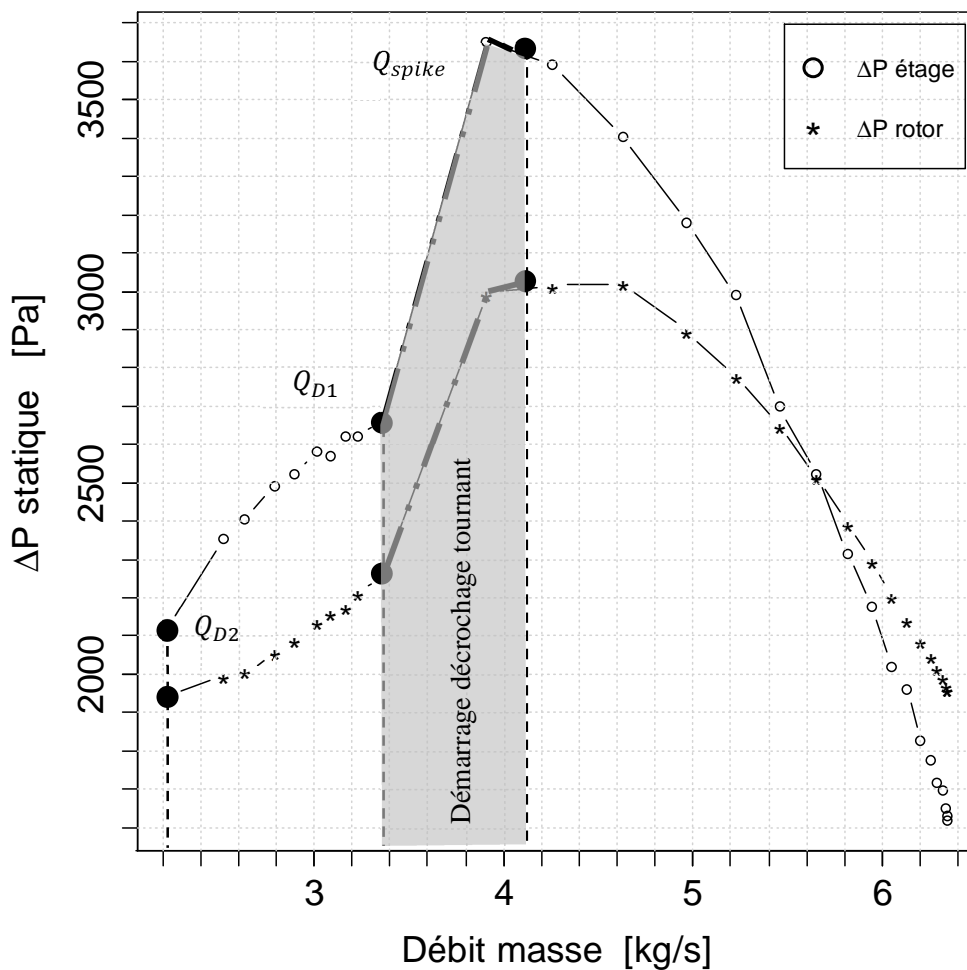


Figure 5-1 Courbe de performance: points de fonctionnement explorés du déclenchement des instabilités au régime décroché complètement établi

Il est à noter que le décrochage tournant dans le compresseur axial CME2 se développe pour des points de fonctionnement stabilisés ; autrement dit le débit moyen ainsi que la valeur de la surpression restent en moyenne constants. Il a semblé intéressant de connaître l'évolution de la configuration du décrochage en fonction du débit traversant la machine. Pour ce faire, deux points de fonctionnement différents ont été retenus.

Avec la nomenclature adoptée en Figure 5-1 :

- * Q_{D1} , valeur de débit pour le premier point de fonctionnement stabilisé après la transition entre régime stable et régime décroché;
- * Q_{D2} , minimum de débit permis par la vanne de réglage.

Le transitoire entre le régime stable et le régime instable est la phase pendant laquelle les phénomènes avant-coureurs du décrochage tournant se manifestent. Une attention particulière a donc été réservée à ces conditions de fonctionnement car leur compréhension est d'une importance capitale dans le développement de systèmes de contrôle et de retardement du phénomène du décrochage tournant. L'apparition des phénomènes précurseurs a été déclenchée par la fermeture progressive et forcée de la vanne de réglage du débit. On remarquera que cette procédure de manipulation du banc amenant le déclenchement des instabilités n'est pas l'unique possible ; elle doit être prise en compte surtout quand l'objectif est la comparaison avec d'autres résultats disponibles dans la littérature. Lors du déclenchement des acquisitions, les conditions de fonctionnement sont figées au débit indiqué par Q_{spike} en Figure 5-1. La vanne est ensuite fermée progressivement jusqu'à que la machine atteigne les conditions de décrochage complètement établi. On souligne que afin de garantir la répétabilité de la procédure de déclenchement du décrochage, la vitesse de fermeture de la vanne ainsi que le point de fonctionnement de départ (en termes de grandeurs corrigées) ont été les mêmes pour toutes les mesures. La région marquée en gris sur la courbe de performance de Figure 5-1 donne la plage de débits concernée par le transitoire régime stable/régime décroché.

Ce chapitre présentera dans un premier temps les résultats obtenus dans la transition entre régime normal et régime décroché et dans un second temps ceux obtenus en régime décroché. Les résultats présentés aux deux débits décrochés étant très similaires, cette seconde partie se concentrera sur l'étude du débit Q_{D1} (Les résultats obtenus pour le débit Q_{D2} sont renvoyés à l'annexe 7.3). L'analyse proposée dans ce chapitre s'appuiera substantiellement sur des mesures de pression instationnaires pariétales réalisées au niveau de l'étage grâce au support de mesure avec lequel le lecteur aura désormais une certaine familiarité (chapitre 3). Des résultats en vitesse viendront compléter l'étude du régime décroché ; on rappelle, à ce sujet, qu'à cause de l'accident évoqué au chapitre 4.2.3, la campagne fil chaud, en régime instable, se limite à une unique position de sondage en entrée de rotor à la coordonnée radiale la plus proche du moyeu.

Dans les deux paragraphes qui constituent ce chapitre ont fera appel à deux types d'outils d'analyse. Cette analyse démarrera par une observation localisée des grandeurs, en s'appuyant sur la représentation temporelle du signal, l'analyse spectrale de Fourier et celle en temps fréquence selon la technique des ondelettes. Ensuite, par le biais de techniques de calcul de champ par moyenne de phase, on proposera un aperçu visuel sur le comportement spatial de la pression moyenne lors du fonctionnement instable du compresseur.

5.2. Déclenchement du décrochage tournant

5.2.1. Analyse dans le domaine temporel

Il est important, au sujet de la phase transitoire entre régime stable et régime décroché, de bien clarifier la signification du vocabulaire employé. On rappelle que ce que l'on entend par précurseur du décrochage tournant correspond à un comportement particulier que l'on peut relever dans l'analyse des grandeurs physiques décrivant les écoulements, telles que la pression et la vitesse. En conséquence, on n'associe pas forcément à un précurseur une structure physique bien déterminée, tel que un tourbillon, et on n'établit pas non plus nécessairement les relations causes à effets, expliquant l'origine des perturbations observables dans l'écoulement.

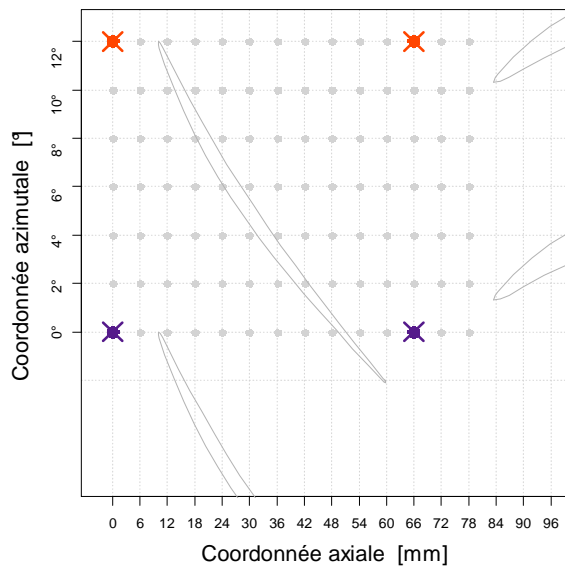


Figure 5-2 Grille des points de mesure, détection du précurseur

La configuration, la plus communément utilisée dans la caractérisation des précurseurs, est certainement la disposition de plusieurs points d'observation au niveau de la section d'entrée du rotor, opportunément distribués en azimut. La nature des phénomènes précurseurs que l'on recherche à capturer explique le fréquent recours à ce type de configuration de mesure. On n'oubliera pas qu'il s'agit, en effet, de phénomènes présentant la particularité de se propager tangentiellement, tout autour du carter. De plus, selon nombre d'études (Camp, et al., 1998) (Deppe, et al., 2005), (Dobrzynski, et al., 2007), (Garnier, et al., 1991) (Gourdain, 2005), les structures physiques associables aux précurseurs seraient confinées à une région très proche du carter. C'est la raison

pour laquelle un des moyens de mesure le plus adapté dans la caractérisation de ce type de phénomène est le capteur de pression instationnaire pariétale. Le support de mesure utilisé est la fenêtre de logement pour capteurs instationnaires miniatures. Par rapport à la configuration à plusieurs points de mesure repartis sur la circonférence, le point de vue adopté est clairement différent. En effet, la nécessité de rationaliser le positionnement des instruments de mesure a conduit à placer les 4 capteurs disponibles par couples, à la hauteur du bord d'attaque et de fuite des aubages du rotor. Les emplacements retenus sont marqués en Figure 5-2, en rouge les positions d'azimut 12° et en pourpre celles d'azimut 0°.

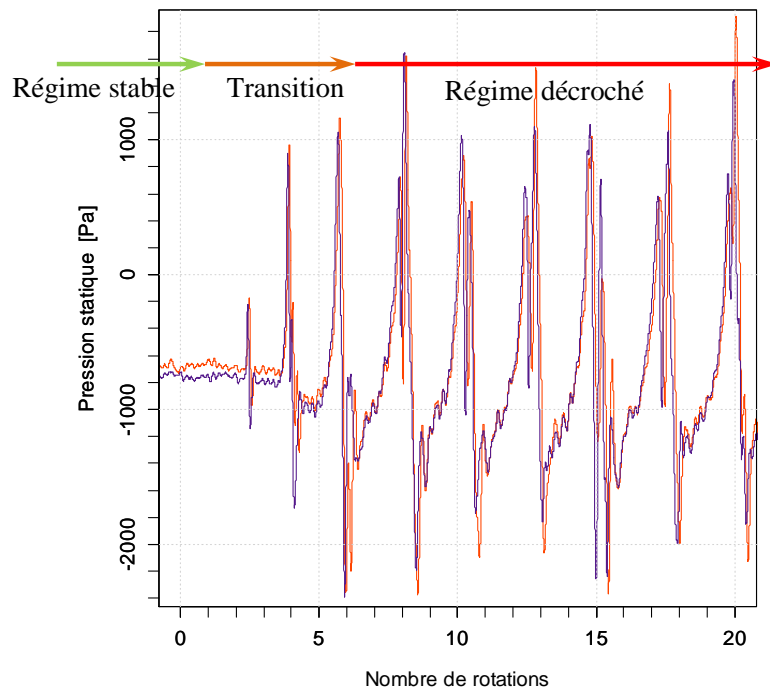


Figure 5-3 Démarrage du décrochage : comparaison signaux de pression pour les emplacements 3mm-0°(en pourpre) et 3mm-12° (en rouge)

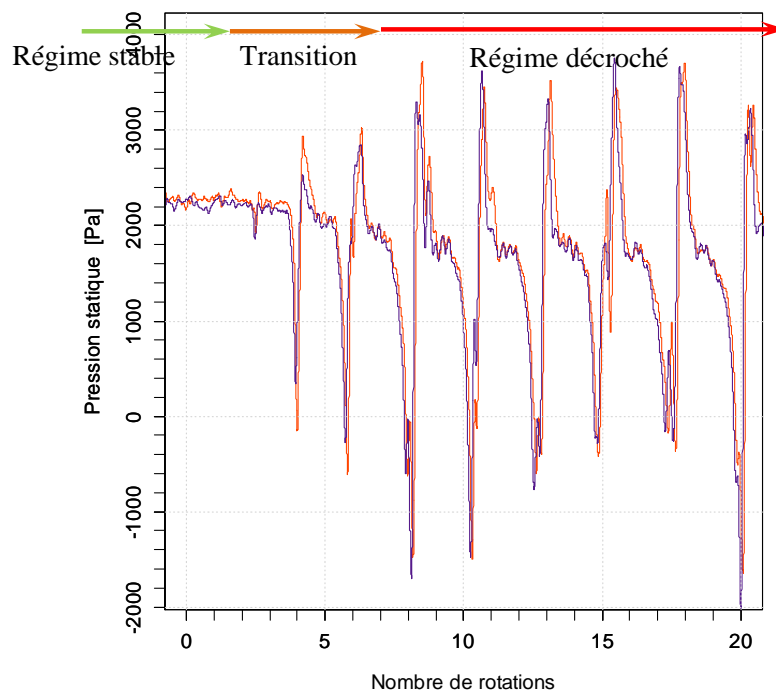


Figure 5-4 Démarrage du décrochage : comparaison signaux de pression pour les emplacements 69mm-0°(en pourpre) et 69mm-12° (en rouge)

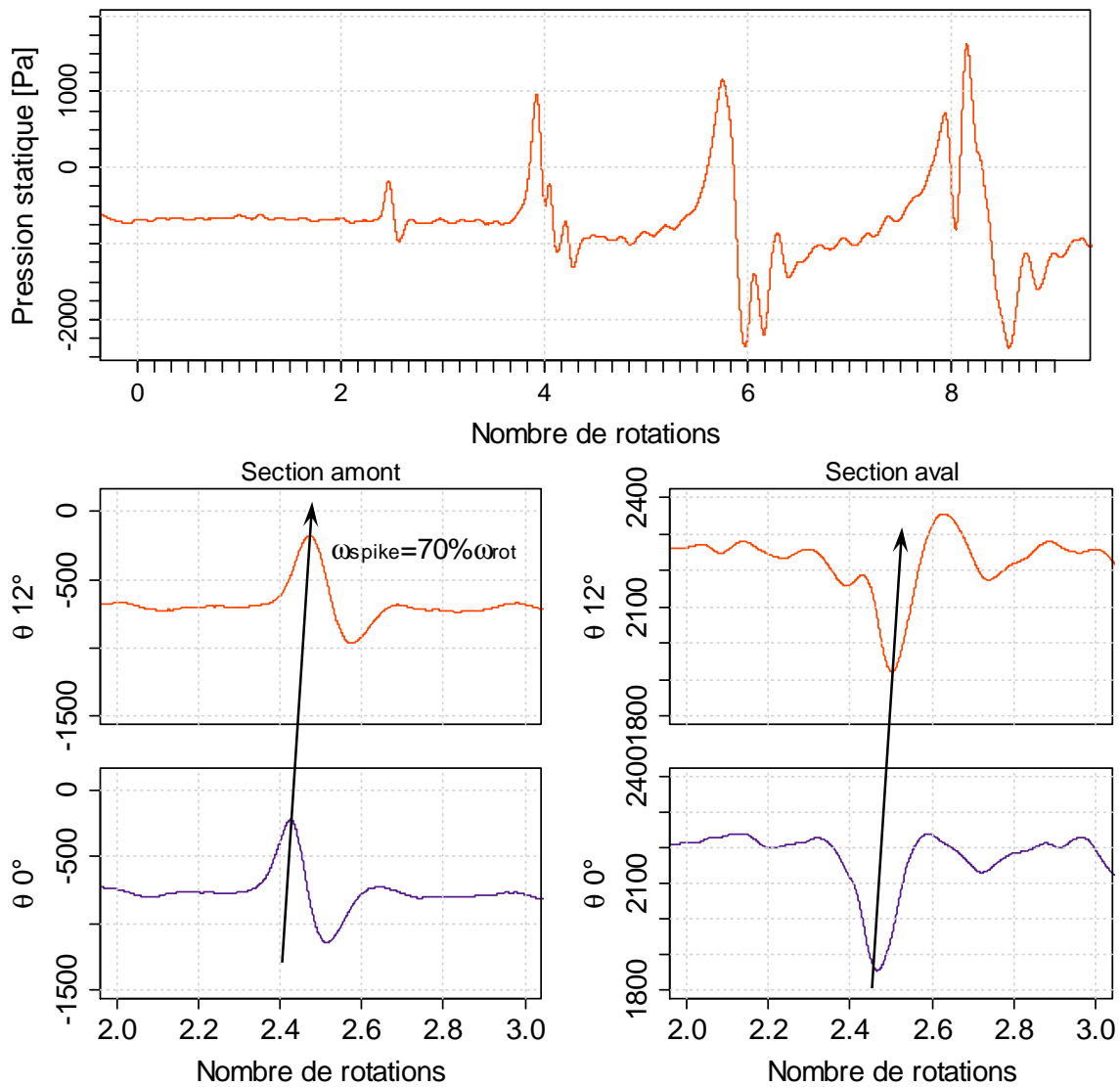


Figure 5-5 Démarrage du décrochage: estimation de la vitesse de propagation du précurseur

Les acquisitions ont été effectuées avec une fréquence d'échantillonnage de 50 kHz, correspondant à 30 points de mesure par passage d'aubage. La Figure 5-3 et la Figure 5-4 montrent un exemple de la transition du régime stable au régime perturbé par l'établissement du phénomène du décrochage tournant. Les signaux ont été lissés par l'application d'un filtre de Butterworth de 3^{ème} ordre avec une fréquence de coupure de 250Hz. Le paramétrage du filtre a permis de dépolluer le signal de toute fluctuation haute fréquence et de mettre ainsi en lumière les seules perturbations caractérisant le régime de fonctionnement instable. Les deux figures proposent une comparaison des signaux par couple, selon la coordonnée axiale. Que l'on considère la section d'entrée (Figure 5-3) du rotor ou la section de sortie (Figure 5-4), la transition d'un comportement stable au décrochage complètement établi est évidente.

Pendant 2,5 rotations de la roue environ, le comportement du compresseur est encore stable et le signal filtré se maintient à une valeur presque constante, puis une fluctuation soudaine émerge dans le tracé. Au fur et à mesure que le débit est réduit la fluctuation gagne en amplitude et en durée temporelle (et par conséquent en étalement spatial). Au bout de 7 rotations environ, elle se stabilise et acquiert la périodicité qui, comme l'on décrira dans le paragraphe suivant, caractérise la configuration à cellule unique du décrochage tournant dans le compresseur. Suivant la littérature, les précurseurs du décrochage tournant se manifestent au niveau de la section d'entrée de la roue tournante. On focalise donc l'attention sur le graphique de Figure 5-3, proposant une vue synoptique sur les allures des signaux acquis au niveau de la même coordonnée axiale mais pour deux emplacements azimutaux différents.

Les signaux présentent un degré de similarité très élevé, pas simplement dans leur allure globale, mais également au niveau de la plus petite échelle temporelle accessible après le filtrage. Une légère atténuation de l'amplitude se fait enregistrer, par endroit, au niveau de l'emplacement de mesure d'azimut 0° (marqué en pourpre). Bien que d'appréciation malaisée dans cette représentation, il existe un décalage temporel entre les deux signaux : l'emplacement d'azimut 0° affiche les fluctuations de pression avant qu'elles ne soient perçues par le capteur décalé de 12°. Ce constat trouve facilement son explication physique : les fluctuations de pression doivent être associées à des phénomènes se propageant en direction azimutale dans le sens de rotation de la machine. Si la vitesse de propagation de la toute première fluctuation est de lecture difficile, on peut, d'ores et déjà, constater que le phénomène du décrochage, dans sa phase stabilisé, se propage avec une périodicité bien plus basse que la fréquence de rotation de la roue. Un agrandissement de la plage temporelle incluant la première fluctuation est proposé en Figure 5-5. Respectivement en colonne de gauche et de droite sont reportés les signaux groupés par coordonnée axiale. Graphiquement, on peut estimer la vitesse de propagation du phénomène en question ; elle s'élève à 70% de la vitesse de rotation du compresseur. De la Figure 5-5 on peut également apprécier la durée de la perturbation et, en couplant cette information avec la vitesse de propagation, reconstituer l'étalement circconférentiel :

$$\Delta\theta = \omega_{spike}/\Delta t \cong 72^\circ = 6 \text{ passages d'aubage} \cdot \quad 5-1$$

Par analogie avec les descriptions disponibles en littérature (Camp, et al., 1998), on a identifié dans cette première fluctuation de pression le phénomène précurseur de type « oscillation à pic » (couramment appelé « spike »). On rappellera que Camp et Day (1998) décrivaient ce type de précurseur comme étant une cellule de décrochage tournant en devenir. Le processus de développement graduel du décrochage à partir d'une sorte de cellule au stade embryonnaire est clairement suggéré par l'allure des signaux en Figure 5-3. La nature propagatrice du phénomène est également confirmée ainsi que l'ordre de grandeur de sa vitesse de propagation et de son étalement spatial.

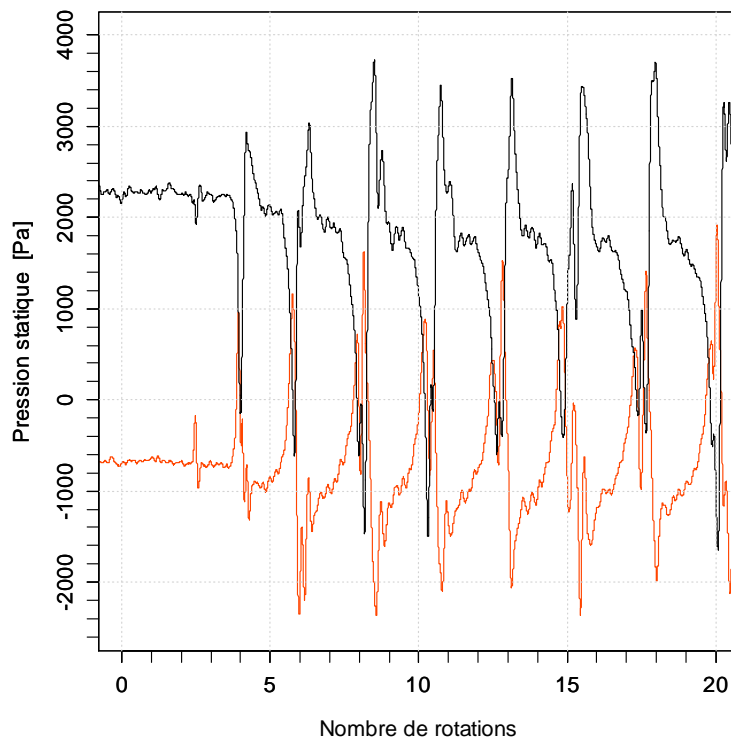


Figure 5-6 Démarrage du décrochage : comparaison des signaux de pression pour les emplacements 3mm-12° (en rouge) et 69mm-12° (en noir)

Dans le cas du compresseur CME2, la manifestation du précurseur au niveau de la section d'entrée de la machine est accompagnée par une perturbation du signal de pression en sortie de roue. La Figure 5-4 montre la comparaison entre les deux emplacements de mesure situés au bord de fuite des aubages rotoriques. En parfaite analogie avec ce qui a été observé en entrée de machine, les deux signaux présentent un niveau de similarité très élevé, avec une amplitude légèrement plus faible pour le signal de coordonnée azimutale 12°. En outre, le suivi temporel permet d'apprécier l'établissement graduel d'une perturbation cyclique de forte amplitude qui, comme l'on verra dans les paragraphes à venir, est la marque du phénomène du décrochage : on peut, d'ores et déjà, affirmer que la zone d'influence du décrochage tournant occupe entièrement l'encombrement axial du rotor. Ce qui différencie le comportement en sortie de roue de celui en entrée, est l'inversion des phases de montée et chute de la pression qui caractérisent les perturbations ; la Figure 5-6 rend compte de cette « opposition de phase », juxtaposant deux signaux de même coordonnée azimutale. L'analyse de ce comportement sera discutée dans le paragraphe 5.3.2. La Figure 5-5 reporte en colonne de droite un agrandissement de la plage temporelle d'apparition de la toute première fluctuation de pression. Le déphasage temporel entre les deux signaux de coordonnées azimutales différentes est exactement le même mesuré au niveau de la section amont : le phénomène, engendrant la perturbation de pression aval, se propage tangentiellement à 70% de la vitesse de rotation de la machine, de la même façon que le précurseur détecté à la section d'entrée. La durée temporelle de la perturbation et, par conséquent, son extension circonférentielle ne diffèrent pas de celles du signal en entrée.

La fluctuation se propage dans le sens de rotation de la machine : elle apparaît d'abord au niveau de l'emplacement azimutal 0° , marqué en pourpre dans la colonne de droite de Figure 5-5. Il est intéressant également d'observer que la perturbation en sortie de roue se manifeste avec un décalage temporel de approximativement 0.034 rotations, équivalent à 1 passage d'aubage. Les caractérisations des écoulements en sortie de roue lors de l'émergence du précurseur sont moins communes que celles proposées pour la section d'entrée. On rappelle ici que l'émergence du précurseur de type « spike » semble être associée (Vo, et al., 2008) à une signature qui correspond à une remontée de pression à l'amont qui s'accompagne d'une chute de pression à l'aval comme on l'observe aussi dans notre cas dans la Figure 5-5. Bien que le rapprochement entre ce phénomène décrit en littérature et la fluctuation de pression observée dans le cas d'étude ne soit pas évident, on peut tout de même affirmer que le précurseur, dans ses causes ou ses effets, n'est pas un phénomène confiné à la section d'entrée du rotor.

5.2.2. Analyse temps-fréquence

Dans le cas du compresseur CME2 le précurseur du décrochage n'est pas un phénomène périodique. Dans l'objectif d'acquérir le plus d'informations possible sur le phénomène, il a été, par conséquent, indispensable de faire appel à des méthodes de traitement n'écartant pas la dimension temporelle. Une des méthodes à laquelle il a été fait le plus recours dans ce travail est certainement la transformée de Fourier. Or, bien qu'elle soit un outil incontournable dans l'analyse du comportement fréquentiel global, elle n'est pas à même de fournir une quelconque information sur la composition spectrale instantanée ; il est donc utile d'introduire ici un outil mathématique permettant de corrélérer les domaines temporel et fréquentiel. On peut ainsi essayer de décomposer le signal temporel en une somme de sous-signaux, chacun représentant une échelle temporelle différente ; le signal originel se retrouve ainsi départagé en un signal

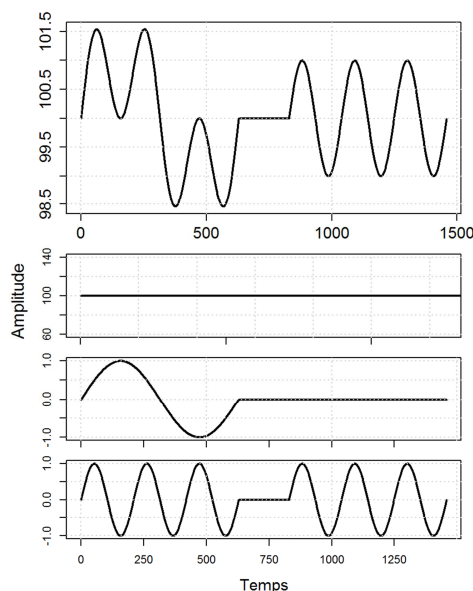


Figure 5-7 Décomposition d'un signal complexe selon la méthode de la transformée par ondelette

de fond (la valeur moyenne par exemple) auquel on vient superposer les échelles des fluctuations.

Pour mieux comprendre la signification d'échelle temporelle, une représentation de la procédure de décomposition est donnée en Figure 5-7. Une fois la valeur moyenne soustraite, le signal est décomposable sur deux échelles, chacune desquelles isolant une classe fréquentielle de phénomènes. On peut souligner que cette décomposition, contrairement à celle opérée par une transformée de Fourier classique, permet de détecter les instants pendant lesquels une classe fréquentielle est plus ou moins sollicitée. L'outil mathématique qui repose sur ce principe est appelé transformée par ondelettes. La décomposition est obtenue par une procédure de corrélation du signal d'origine avec un ensemble de

fonctions, générées par dilation et contraction d'une fonction particulière, désignée ondelette mère. La

fonction adoptée à titre d'ondelette mère, dans les transformées qui seront présentées par la suite, est la fonction de Morlet (Addison, 2002), définie comme suit :

$$\psi(t) = \pi^{-0.25} (e^{i2\pi f_0 t} - e^{-(2\pi f_0)^2/2}) e^{-t^2/2} \quad 5-2$$

Il s'agit d'une onde sinusoïdale complexe modulée par une enveloppe gaussienne où f_0 est la valeur de la fréquence de pic du spectre de la fonction elle-même et qui a été choisi égal à 0.894 dans les traitements présentés dans ce travail de thèse; une représentation graphique de la fonction de Morlet est donnée en Figure 5-8. À partir de cette ondelette mère, on construit l'ensemble de fonctions d'analyse, chacune correspondante à une échelle temporelle différente, en introduisant le paramètre de dilatation a , le paramètre de localisation b et une fonction de pondération dépendante du paramètre a . La forme générale d'une ondelette dérivée peut être exprimée de la façon suivante :

$$\psi_{a,b}(t) = p(a) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) \quad 5-3$$

Les échelles d'analyse du signal sont générées par variation du paramètre de dilatation, tandis que le glissement de la fenêtre d'analyse (alias de la fonction elle-même) le long de la coordonnée temporelle est géré par le paramètre de localisation. Le glissement de la fonction d'analyse le long du signal rend compte de l'habileté de cette transformée, outre à fournir un suivi temporel de la composition spectrale du signal, à capturer des phénomènes très localisés dans le temps.

Il est aisé de comprendre que la décomposition du signal d'origine est d'autant plus fidèle que le nombre d'échelles de décomposition est important, idéalement infini. Dans les applications réelles, le nombre d'échelles départagées représente, bien évidemment, un compromis entre le niveau de résolution souhaité et les ressources que l'on veut y investir. Les résultats reportés en Figure 5-9 représentent le module au carré de la transformée résolue sur 16 échelles, opportunément réparties dans la plage des fréquences 0-25000Hz (fréquence de Nyquist-Shannon égale à 50000Hz). Cependant la lecture des valeurs indiquées ne doit se faire que jusqu'à 10kHz, compte tenu du filtre appliqué.

Les Figure 5-9 et Figure 5-10 affichent la décomposition spectrale du signal acquis pendant le démarrage du décrochage, en amont et en aval du rotor. L'analyse a été limitée à 50 rotations complètes de la roue, couvrant la dernière phase de

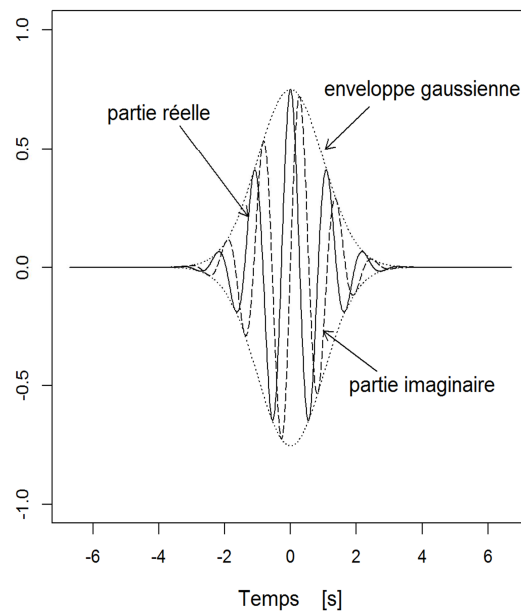


Figure 5-8 Fonction de Morlet, $f_0 = 0.894$

comportement stable, la montée en amplitude de la perturbation de pression pendant le déclenchement du décrochage jusqu'à l'établissement complet du régime décroché. Ces tracés de contours fournissent une réelle vision de synthèse ; de plus, leur comparaison permet d'apprécier les différences entre la section d'entrée et de sortie, avec un regard autre que celui du simple signal de pression. On focalise tout d'abord l'attention sur les résultats obtenus à la section d'entrée.

Le passage des aubages, associé à la fréquence de 1600Hz environ, constitue une sorte de « note » de fond constamment présente à laquelle d'autres fréquences particulières s'ajoutent pour créer la composition propre du régime spécifique analysé. Le cas emblématique est représenté par le régime décroché complètement développé que l'on peut reconnaître dans la plage temporelle débutant à la 22^{ème} rotation. Les détails de l'analyse seront discutés dans les paragraphes suivants dédiés aux régimes décrochés; on se limitera ici à souligner, la composition assez claire du signal de pression dans cette plage temporelle. À la fréquence de passage des aubages se superposent deux autres fréquences constamment présentes, identifiables dans les bandes rouges autour de 21Hz et 42Hz ; on note également des phénomènes localisés, représentés par les spots à haute amplitude d'un niveau fréquentiel de 150Hz environ. La structure du tracé de contour d'une transformée par ondelettes lors de l'émergence d'une perturbation localisé dans le temps est différente. C'est le cas de la fluctuation de pression identifiée comme le précurseur du décrochage tournant.

On se situe à présent dans la plage temporelle allant de la 15^{ème} rotation à la 22^{ème} environ, correspondant à la transition du régime stable au régime décroché. Le détail qui attire l'attention, avant la stabilisation de la structure du décrochage, est l'émergence d'un spot de moyenne-haute amplitude dans le tracé de contours qui correspond à l'apparition du précurseur de type « spike » (zone circonscrite en orange dans le tracé temporel) ; en Figure 5-11 en est proposée une vue de détail, à une fréquence de l'ordre de 300 Hz. Il est à noter que la notion de fréquence n'a pas beaucoup de sens lorsqu'il s'agit d'un phénomène qui n'est détecté qu'une seule fois, tel que le précurseur de type spike dans le compresseur CME2 (et du point d'observation particulier considéré). Dans ce cas, la valeur de la fréquence associée est en réalité l'inverse de l'étendue temporelle du phénomène observé (Addison, 2002). Le cœur de cette zone à forte amplitude présente un étalement temporel équivalent à celui du précurseur et égal à $\Delta t_{spike} = 0.178rot = 0.00336s$. La fréquence à laquelle il apparait est l'inverse de cette durée.

$$\Delta t_{spike} = 0.178rot = 0.00336s \cong 1/300 s \quad 5-4$$

De par sa nature, de perturbation de faible amplitude et de courte durée du champ de pression, un précurseur de type « spike » se révèle très difficilement détectable. Une des difficultés non résolues à ce jour est la mise en place de techniques de détection efficace de ce type de phénomène. La transformée par ondelette montre clairement son habilité dans ce sens. Le phénomène précurseur est saisi au niveau d'un niveau fréquentiel bien identifié par une valeur conséquente du coefficient de la transformée.

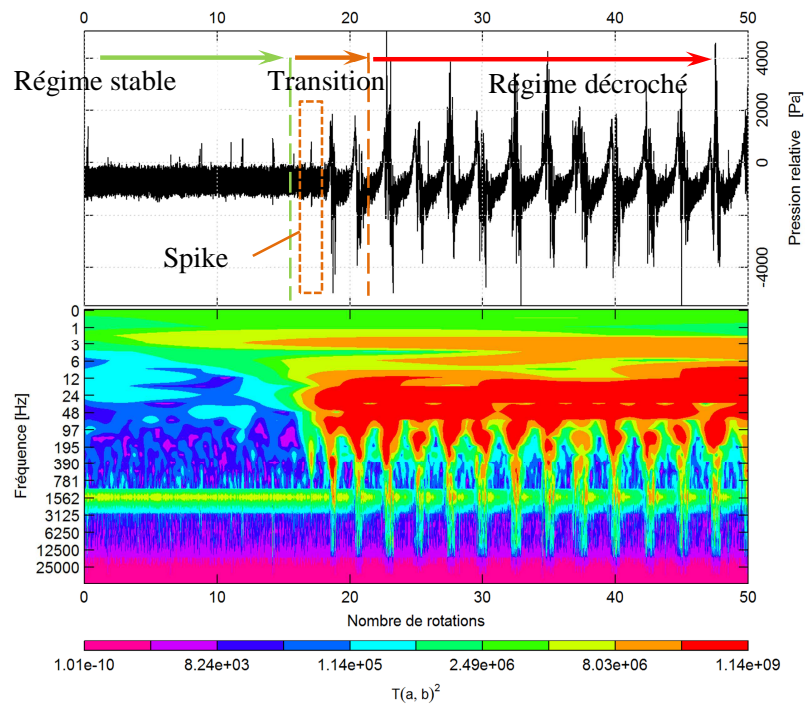


Figure 5-9 Transformée par ondelettes, transitoire entre régime stable et décroché, emplacement de mesure 0mm-12°

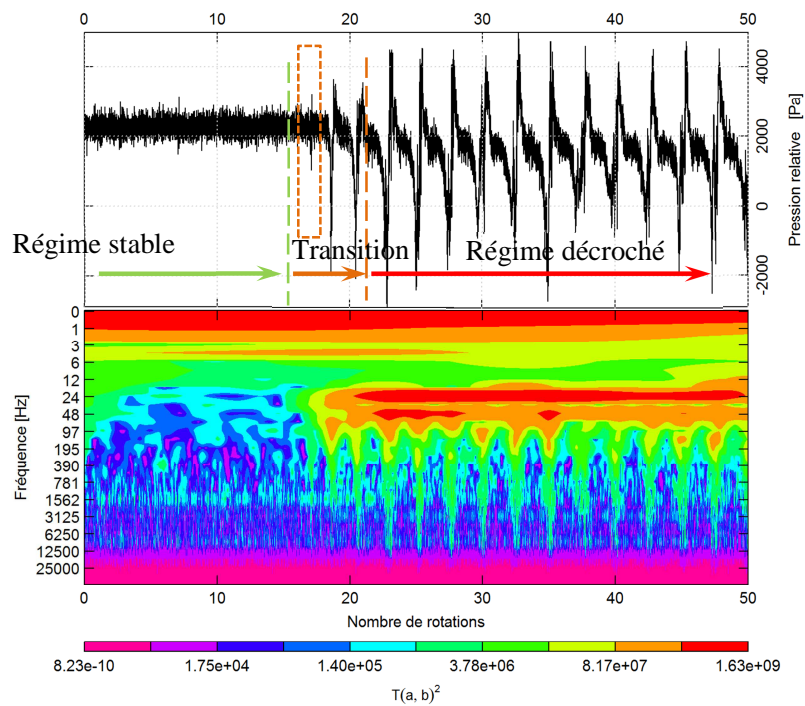


Figure 5-10 Transformée par ondelettes, transitoire entre régime stable et décroché, emplacement de mesure 66mm-12°

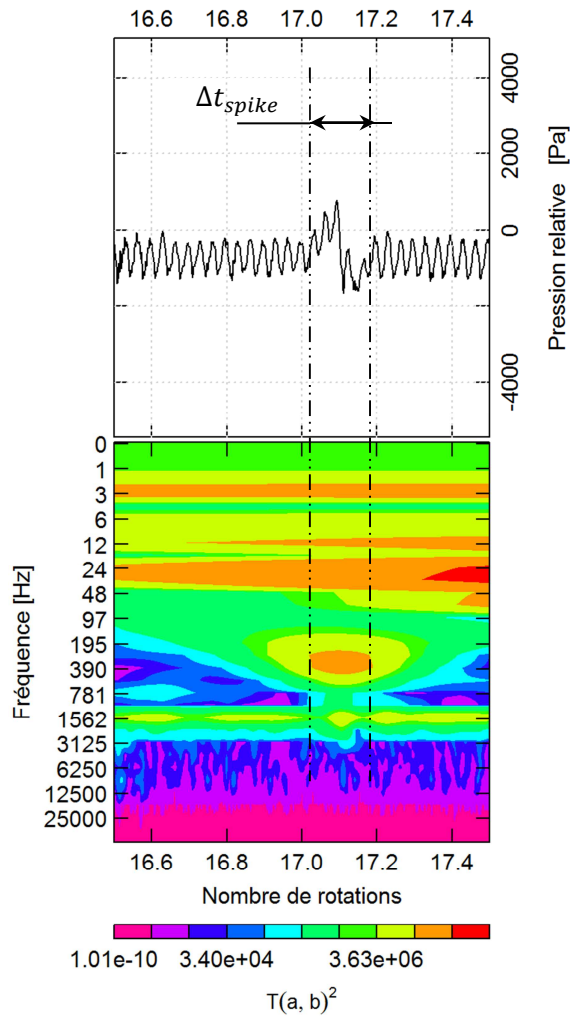


Figure 5-11 Transformée par ondelette, zoom sur le précurseur, emplacement de mesure 0mm-12°

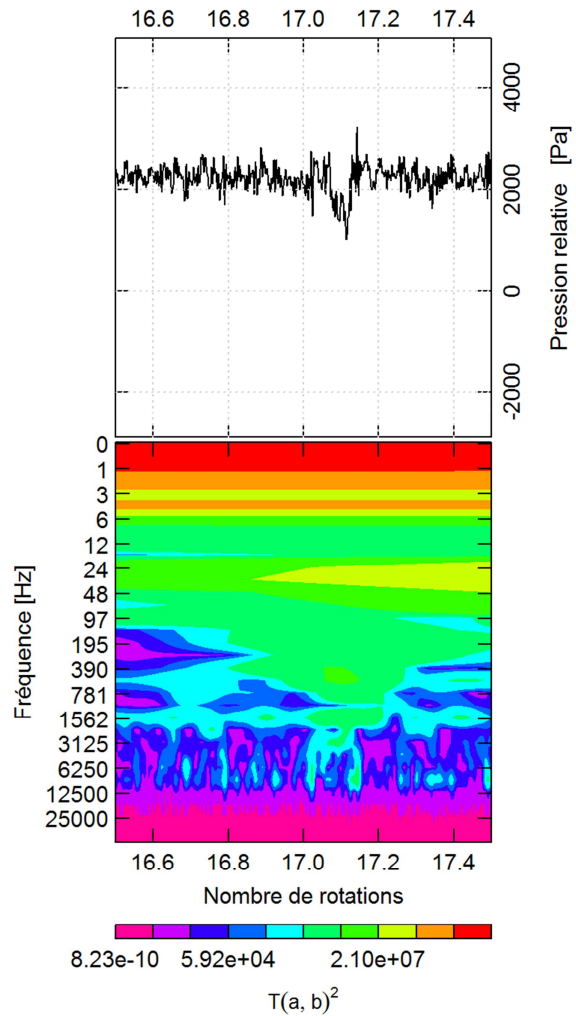


Figure 5-12 Transformée par ondelette, zoom sur la première fluctuation de pression, emplacement de mesure 66mm-12°

Si l'on observe le signal de pression en fonctionnement normal du compresseur, comme par exemple Figure 5-9, avant l'apparition du spike, on constate l'émergence répétitive de fluctuations rapides. Or, contrairement au précurseur, ces fluctuations ne sont pas visibles nettement dans le tracé de contours de la transformée par ondelettes ; cela amène à constater la capacité de la transformée par ondelettes à filtrer l'information du « bruit » et à démarquer la présence de cette structure particulière. Dans ce sens, par rapport à une technique de seuillage classique sur le signal temporel, la transformée par ondelettes présente un réel potentiel pour la mise en place de méthodes de détection efficaces du déclenchement du décrochage tournant.

Regardons maintenant la section de sortie de la roue mobile. Le tracé de contours de Figure 5-10 propose la transformée par ondelettes pour un signal acquis simultanément à celui présenté en Figure 5-9. Le tracé est nettement moins explicite que le précédent. La marque du passage des aubages n'est plus si nette

qu'auparavant ; la fréquence associée n'est pas soulignée par la bande horizontale à amplitude uniforme qui caractérise les phénomènes périodiques.

La périodicité du décrochage est correctement saisie, mais, à différence de la section amont, l'amplitude de la première harmonique est fortement atténuée. Un autre trait distinctif de ce tracé est la présence d'une composante basse fréquence non-négligeable, absente en section d'entrée. Cette composante est la représentation de la valeur moyenne de la pression. Les représentations temporelles de Figure 5-4 et Figure 5-5 avaient déjà mis en lumière l'apparition d'une fluctuation avant l'instauration du décrochage simultanément au précurseur en section d'entrée. On la retrouve en section de sortie, dans le tracé obtenu dans le tracé de la transformée par ondelettes Figure 5-12.

5.2.3. Champ de pression en moyenne de phase

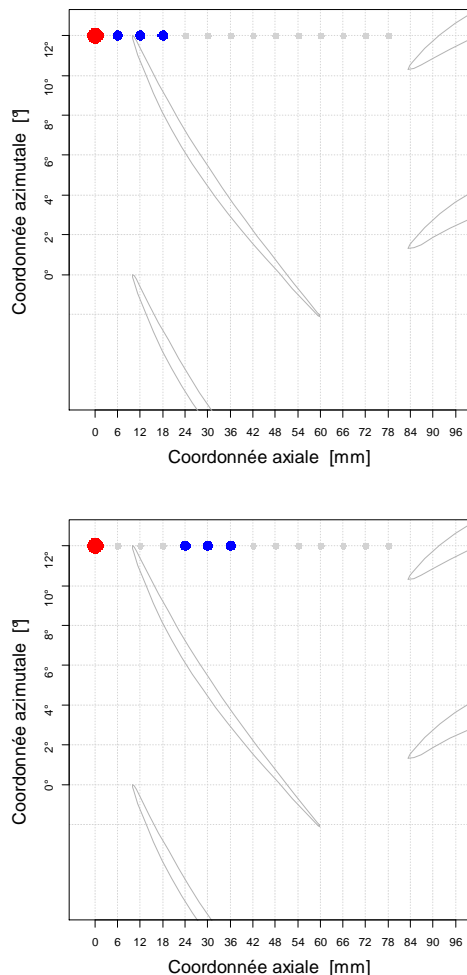


Figure 5-13 Grille de points de mesure pour les champs en moyenne de phase lors de l'apparition du précurseur du décrochage tournant

De même que dans le cas des régimes de fonctionnement stables, on a recours à des méthodes de calcul de moyenne de phase afin d'extraire les aspects déterministes du champ de pression lors de l'apparition du précurseur. Le support de mesure demeure la fenêtre instrumentée en capteurs miniature ENDEVCO 8507C. De nouveau, seuls 4 capteurs ont été utilisés pour les manipulations.

La fréquence d'acquisition a été fixée au maximum possible, s'élevant à 50kHz et permettant d'avoir 30 échantillons par passage d'aubage. La gestion des capteurs a requis les mêmes attentions que dans le cas des mesures en régime stable. Le capteur occupant l'emplacement de mesure marqué en rouge dans les grilles de Figure 5-13 a été installé pour toutes les expériences tandis que les autres ont été déplacés séquentiellement afin de couvrir une rangée horizontale entière. La Figure 5-13 suggère la façon avec laquelle l'acquisition des différents emplacements de mesure ont été regroupés : au total, 5 configurations successives ont été nécessaires pour couvrir les 14 emplacements. Le déclenchement de la transition vers le régime complètement décroché a été répété 100 fois pour chaque ensemble de mesure ; cette procédure a amené à cumuler 100 acquisitions différentes de la transition vers le décrochage pour chaque emplacement de

mesure. On rappelle que le précurseur, dans la machine sous étude, n'est absolument pas un phénomène périodique. Une quantité de manipulations conséquente a donc été nécessaire afin d'assurer un nombre d'échantillons suffisant au calcul statistique.

Un algorithme original a dû être implémenté afin d'utiliser la technique de moyenne de phase à partir de la forme sous laquelle les données ont été acquises. Deux aspects principaux décrivent les lignes directrices du code :

- * la synchronisation des signaux obtenus à partir d'acquisitions non-simultanées ;
- * la sélection des enregistrements à inclure dans le calcul de la moyenne ;

Le schéma de Figure 5-14 résume les phases principales de l'algorithme élaboré. L'objectif étant celui d'extraire les aspects déterministes d'un phénomène reproductible, la simultanéité des acquisitions n'était pas une réelle contrainte. La synchronisation a été basée sur la détection du précurseur au niveau de l'emplacement de mesure de référence ; on rappelle, d'ailleurs, que c'est pour cette raison que le signal au niveau de l'emplacement marqué en rouge en Figure 5-13 a été acquis pendant toutes les acquisitions. On observe également que la procédure de synchronisation ne s'appuie pas sur les signaux bruts mais bien sur leur version filtrée, afin de diminuer l'influence du passage des aubages dans cette procédure. Un filtre de type Butterworth de 3^{ème} ordre a été appliqué avec une fréquence de coupure de 250Hz, permettant d'amortir sensiblement l'effet du passage des aubages. On souligne que, contrairement à la procédure de synchronisation, le calcul des valeurs moyennes a été réalisé à partir des enregistrements bruts et non pas des leurs versions filtrées.

On distingue deux phases principales dans l'algorithme :

- * le choix du « précurseur le plus représentatif », c'est à dire la forme de perturbation la plus fréquemment rencontrée (partie colorée en rouge en Figure 5-14),
- * la sélection des enregistrements à inclure dans le calcul du champ de pression moyenne (partie colorée en vert en Figure 5-14).

Quelle que soit la phase de l'algorithme considérée, la procédure débute par le filtrage des 100 signaux acquis au niveau de l'emplacement de référence (marqué en rouge en Figure 5-14). Dans le travail proposé ici, on ne s'intéresse qu'à un intervalle temporel centré sur l'apparition du précurseur; la deuxième étape du traitement est donc celle d'extraire des enregistrements les fenêtres temporelles incluant la fluctuation de pression associée au précurseur.

La toute première étape de la procédure de calcul est, comme on vient de l'expliquer, la sélection du « précurseur le plus représentatif ». Il est important de définir ce que l'on entend par cette expression. Le déclenchement du décrochage ne se produit pas exactement de la même manière à chaque manipulation. Il a, par contre, été observé que, dans le 70% des cas environ, le processus de transition vers le décrochage complètement établi se reproduit de façon très similaire ; en particulier, les fluctuations qui précèdent la stabilisation du régime décroché présentent les mêmes caractéristiques.

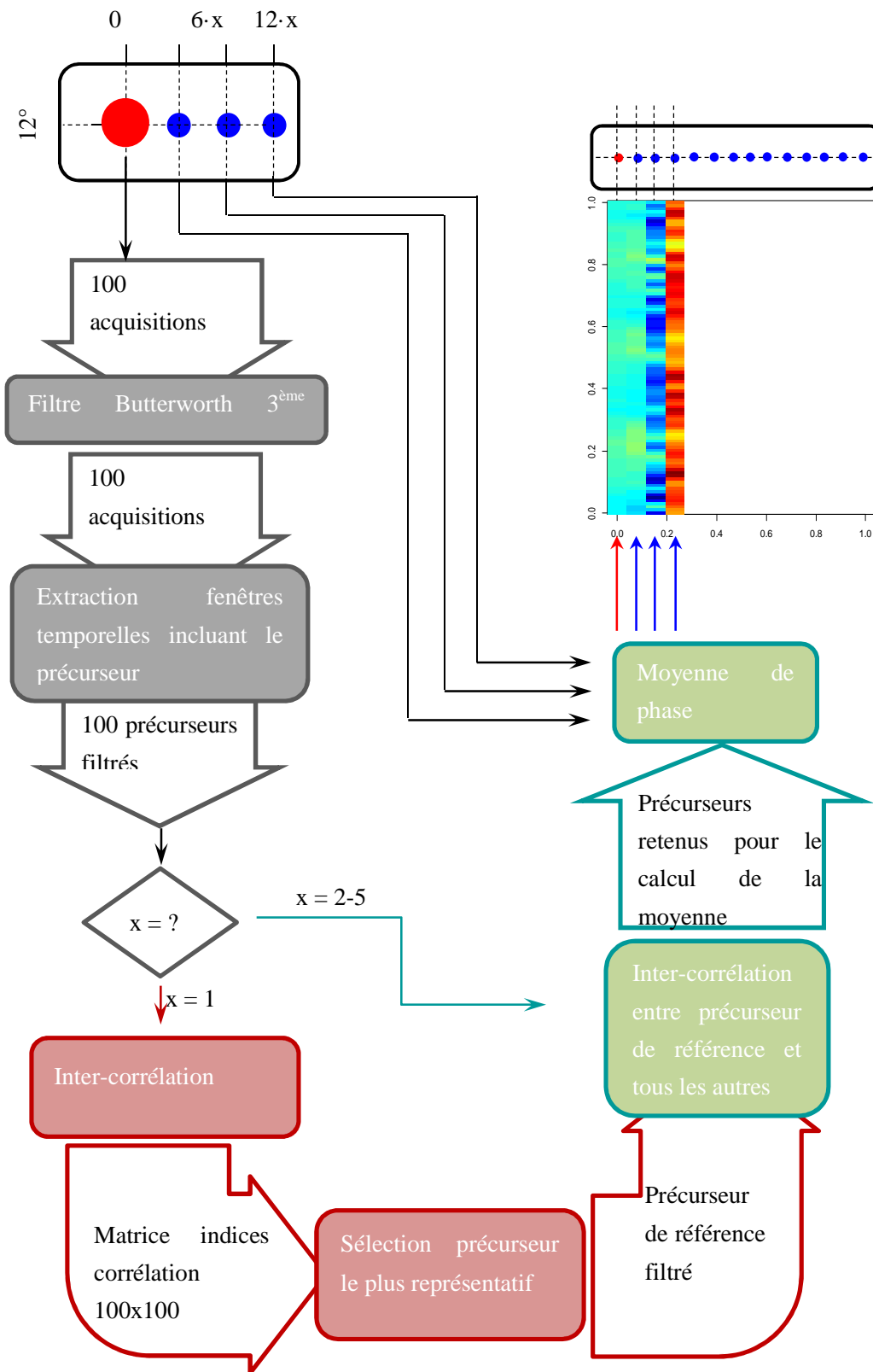


Figure 5-14 Schéma logique simplifié de l'algorithme de calcul du champ de pression en moyenne de phase pendant l'émergence du précurseur du décrochage tournant

De ce qu'il a été discuté dans les paragraphes précédents, on sait que le phénomène précurseur possède une nature propagatrice. On doit donc considérer que ce que l'on observe en un point de mesure figé n'est qu'un stade bien particulier du développement du phénomène précurseur.

La procédure de sélection du précurseur de référence (le plus représentatif) est appliquée aux 100 signaux du premier groupe d'emplacements acquis simultanément (positions axiales : 0-6-12-18mm). Les fenêtres temporelles incluant les « spikes » ont été corrélées les unes avec les autres afin de déterminer leur niveau de ressemblance. Cette procédure a amené à constituer une matrice d'indices de corrélation permettant de reconnaître facilement le « spike » qui se corréle le mieux avec les autres. La Figure 5-15 montre le précurseur retenu comme référence. Le graphique en haut de la figure reporte la version filtrée de la fenêtre temporelle contenant le « spike » tandis que le tracé en bas de l'image situe le précurseur dans son contexte de développement.

Comme dit précédemment, la forme de précurseur sur laquelle on va focaliser cette analyse représente un stade de vie particulier de ce phénomène de nature évolutive. On observe tout d'abord que le phénomène présente une certaine ampleur, s'étalant sur quelques canaux interaube ; cette caractéristique corrobore l'idée qu'il s'agit d'un stade de développement bien particulier et que le phénomène a son origine dans un autre secteur azimutal de la machine. On fait aussi remarquer qu'aucune autre perturbation sensible n'apparaît dans l'historique de pression avant la perturbation identifiée comme étant le précurseur. Cela permet d'affirmer que le processus de formation et/ou développement du précurseur est très rapide. Étant donné qu'on voit cette structure qu'une seule fois avant l'établissement du décrochage tournant, on peut affirmer que sa durée de vie est inférieure à 2 tours de la circonférence de la machine. Si l'on supposait la vitesse de propagation constante, dès sa naissance, et égale à 70% de celle de la machine sa durée de vie serait donc inférieure à 3 rotations de la roue. Si l'on était capable d'estimer le taux de croissance du « spike », tout en le supposant constant, on serait à même de déterminer son lieu d'apparition. Toutefois, les positions azimutales des capteurs disponibles sont trop rapprochées pour en permettre une estimation fiable.

La deuxième phase importante de l'algorithme est représentée par la sélection des enregistrements à inclure dans le calcul de la moyenne. La méthode d'évaluation du niveau de ressemblance est encore une fois basée sur un calcul de corrélation : le « spike » de référence est comparé à tous les autres enregistrements du phénomène, vus du même emplacement de mesure, c'est-à-dire l'emplacement de coordonnée axiale 0mm (marqué en rouge en Figure 5-13 et Figure 5-14). Le pourcentage d'enregistrements retenus s'élève à environ 70%. En Figure 5-16 sont reportés des exemples de fenêtres de signal incluant le « spike » au niveau de l'emplacement de référence : bordés en rouge les enregistrements à retenir dans le traitement et en noir un exemple de processus à écarter de par sa dissimilitude.

Une fois sélectionnés les échantillons de précurseur suffisamment similaires, on procède au calcul statistique par moyenne de phase. La procédure décalque de très près ce qui a été mis en place pour les champs de pression en régime stable. Il est rappelé que ce que l'on entend par phase est un instant particulier du phénomène étudié, dans le cas présent un instant de la fenêtre temporelle incluant le

précurseur. Le nombre de phases distinctes dans le traitement correspond au nombre d'échantillons acquis dans la fenêtre temporelle. Après avoir synchronisé correctement les séquences d'enregistrements retenues, on calcule, emplacement par emplacement, les valeurs moyennes de chacune des phases. Afin de rendre le résultat plus agréable à la lecture on a interpolé les valeurs calculées sur un maillage plus fin. Le résultat ainsi obtenu est montré en Figure 5-17. La durée de la fenêtre d'observation, représentée sur l'axe des ordonnées, correspond au temps d'une rotation complète de la roue. La période représentée inclut le moment d'apparition du précurseur et le laps temporel la précédant. On rappelle que la propagation du phénomène se fait dans le même sens de rotation que la roue, contrairement au déploiement du temps. La perturbation apparaît soudainement à 0.0013s et ses effets sur la pression persistent pendant 0.004s, ce qui équivaut à 7.1 passages d'aubage. De plus, en considérant sa vitesse de propagation on peut facilement reconstituer l'étalement azimutal de la région perturbée, égal à 5 canaux interaubages. On remarque l'allure sinusoïdale des lignes iso-valeur : la région haute pression et celle en basse pression se projettent respectivement vers l'amont et l'aval de la roue.

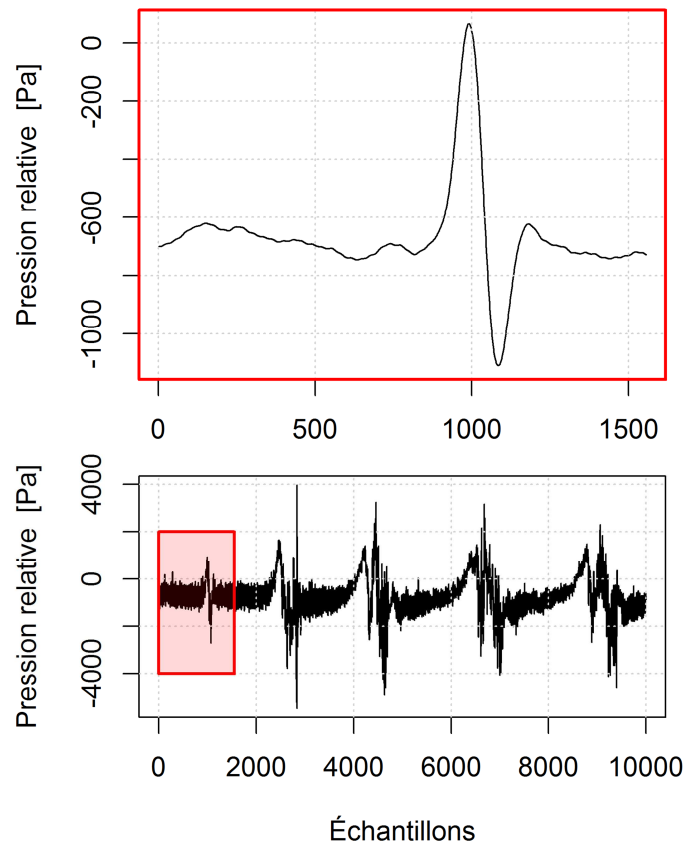


Figure 5-15 Précurseur de référence dans la procédure de sélection des enregistrements à inclure dans le calcul de moyenne de phase

Le tracé laisse supposer que les effets de la perturbation ne sont pas confinés à la région occupée par la roue mais qu'ils s'étendent tant vers le stator que bien loin à l'amont du rotor. Au niveau de la coordonnée

temporelle 0.0017s le champ de pression retrouve les caractéristiques qui lui étaient propres juste avant l'apparition de la perturbation. La surpression dans les plages temporelles pré et post-précurseur s'élève à 3200Pa environ, avec une distribution axiale de la pression tout à fait équivalente.

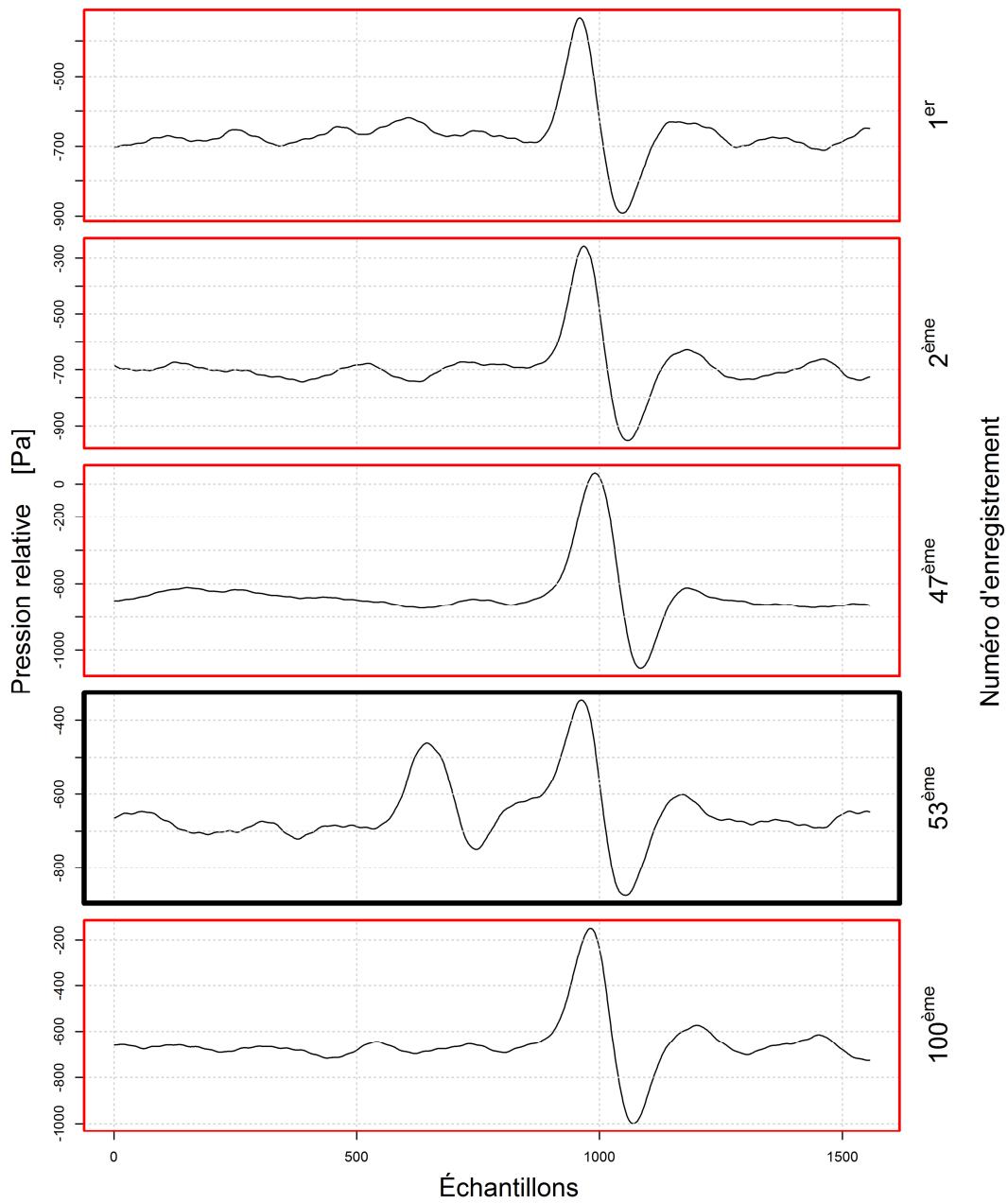


Figure 5-16 Exemples d'enregistrements de précurseur.

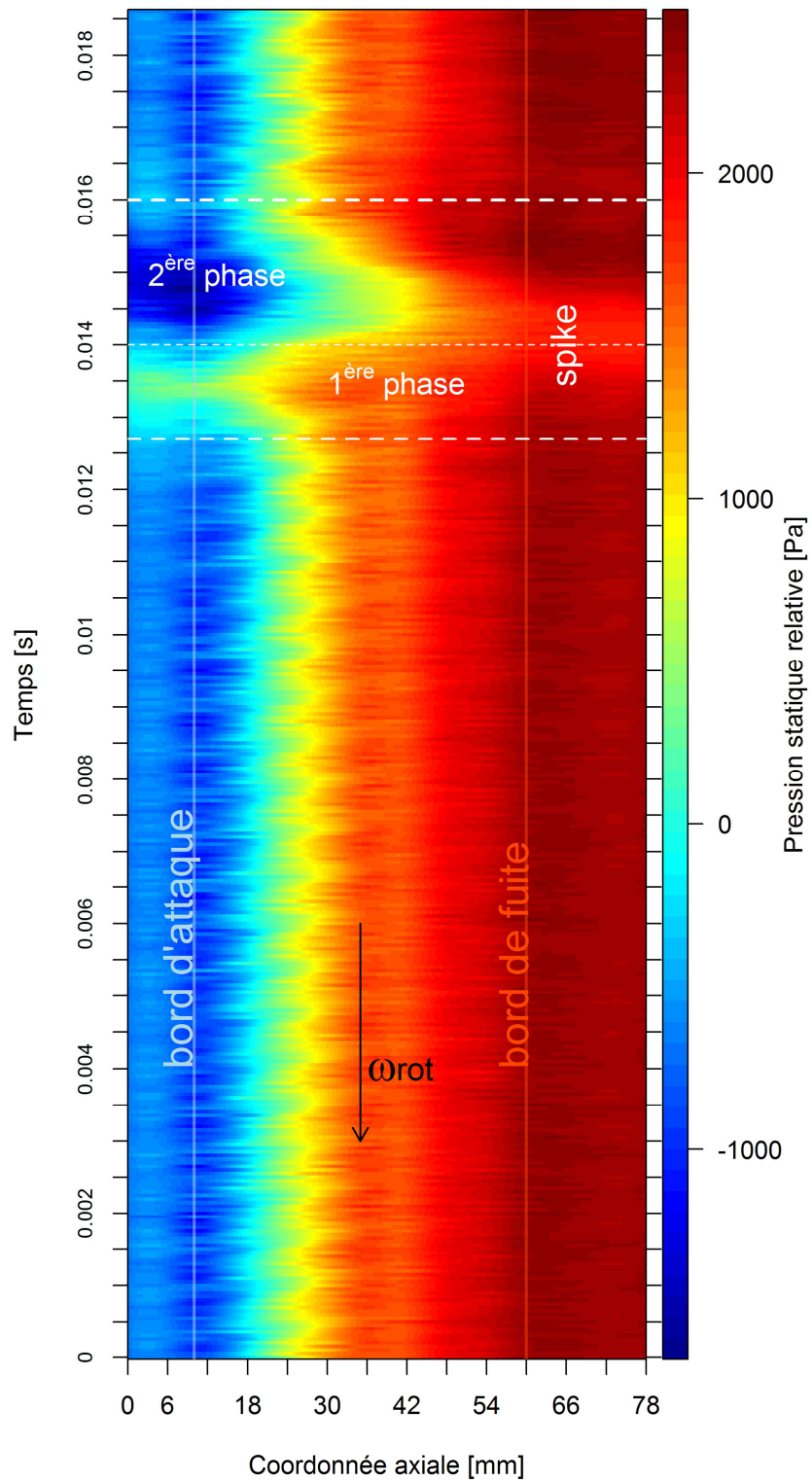


Figure 5-17 Champ de pression statique pariétale au carter, en moyenne de phase, pendant l'émergence du précurseur

Pendant la phase d'apparition du « spike » on assiste à une distorsion du champ de pression. Par rapport à la valeur moyenne de la surpression entre le bord d'attaque et le bord de fuite, celle correspondant à une première phase liée à l'apparition du « spike » donne une surpression nettement plus faible. Cette modification de différence de pression est à la fois due à une augmentation de la pression statique en entrée et à une diminution de celle en sortie, typique de la signature habituelle rencontrée lors d'un « spike ». La 2^{ème} phase de la perturbation est, elle, caractérisée par une chute simultanée de la pression en entrée et en sortie, mais avec une différence de pression entrée sortie de niveau comparable à la valeur « hors perturbation ». La variation de distribution de la surpression pendant l'apparition du précurseur, fait comprendre que bien qu'il s'agit d'un phénomène localisé dans le temps, il est en mesure d'affecter les performances locales de la machine.

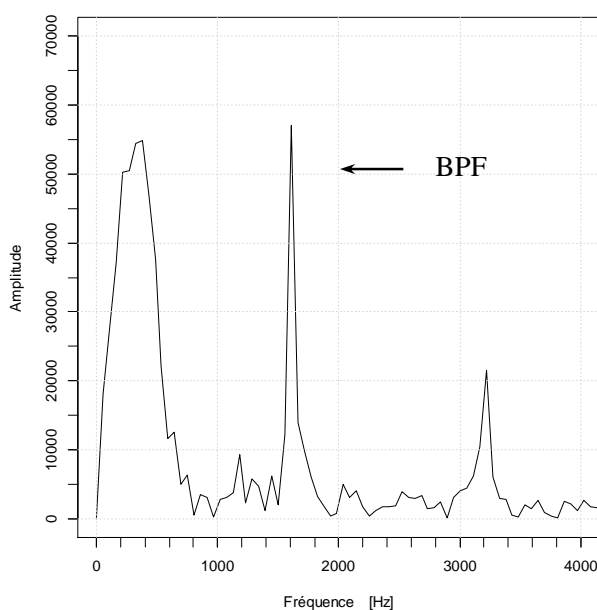


Figure 5-18 Analyse spectrale champ de pression, emplacement de mesure 24mm

Le champ calculé est soumis, tout le long de la période affichée, par une fluctuation régulière ayant une période proche de celle du passage des aubages. Par une analyse spectrale basique on peut déterminer la fréquence et par conséquent l'origine de cette fluctuation. On applique la transformée de Fourier sur les valeurs calculées pour chaque emplacement axial de mesure. Quelle que soit la coordonnée analysée, le résultat est invariant. À titre d'exemple, on propose en Figure 5-18 le tracé du module de la transformée pour la coordonnée axiale 24mm. L'analyse spectrale capture clairement la fréquence de passage des aubages, confirmant de cette manière l'origine de la fluctuation apparaissant dans le champ. La présence de

perturbations haute fréquence dans le résultat obtenu s'explique par la non-convergence du calcul statistique due au nombre limité d'échantillons « précurseur » disponibles.

5.3. Régime décroché : point de fonctionnement Q_{D1}

5.3.1. Analyse dans les domaines temporel et fréquentiel

Après avoir étudié la phase transitoire d'installation du décrochage tournant, l'attention sera portée dans la suite de l'étude sur l'analyse des écoulements en régime complètement décroché. Deux débits de fonctionnement différents ont été étudiés :

- * Q_{D1} , marquant le premier point de fonctionnement stabilisé en régime décroché après la transition régime stable/régime décroché ;
- * Q_{D2} , indiquant le plus petit débit auquel il est possible d'alimenter le compresseur et correspondant encore à un point de fonctionnement en régime décroché.

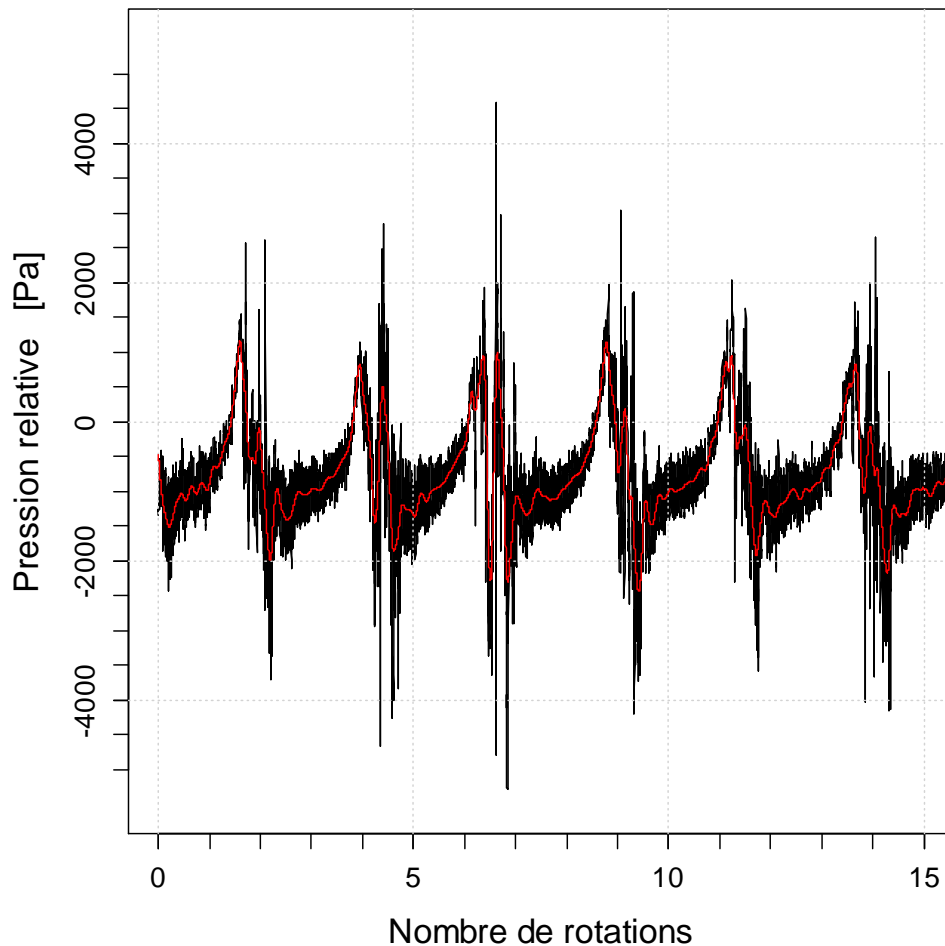


Figure 5-19 Signal de pression en régime décroché. Point de fonctionnement Q_{D1} , emplacement de mesure $0\text{mm}-12^\circ$

Les résultats obtenus aux deux débits étant très similaires, l'attention sera concentrée, dans ce paragraphe, aux données obtenues pour le plus grand débit Q_{D1} . Les données relatives au débit Q_{D2} sont disponibles

dans l'annexe 7.3. La Figure 5-19 reporte l'allure du signal de pression acquis en amont du rotor, plus précisément au niveau de l'emplacement souligné en rouge en Figure 5-13. Superposé au signal brut est donnée le même tracé filtré pour le débarrasser des composantes haute fréquence. Ce qui est montré en Figure 5-19 n'est qu'un extrait d'une acquisition sur plusieurs milliers de rotations.

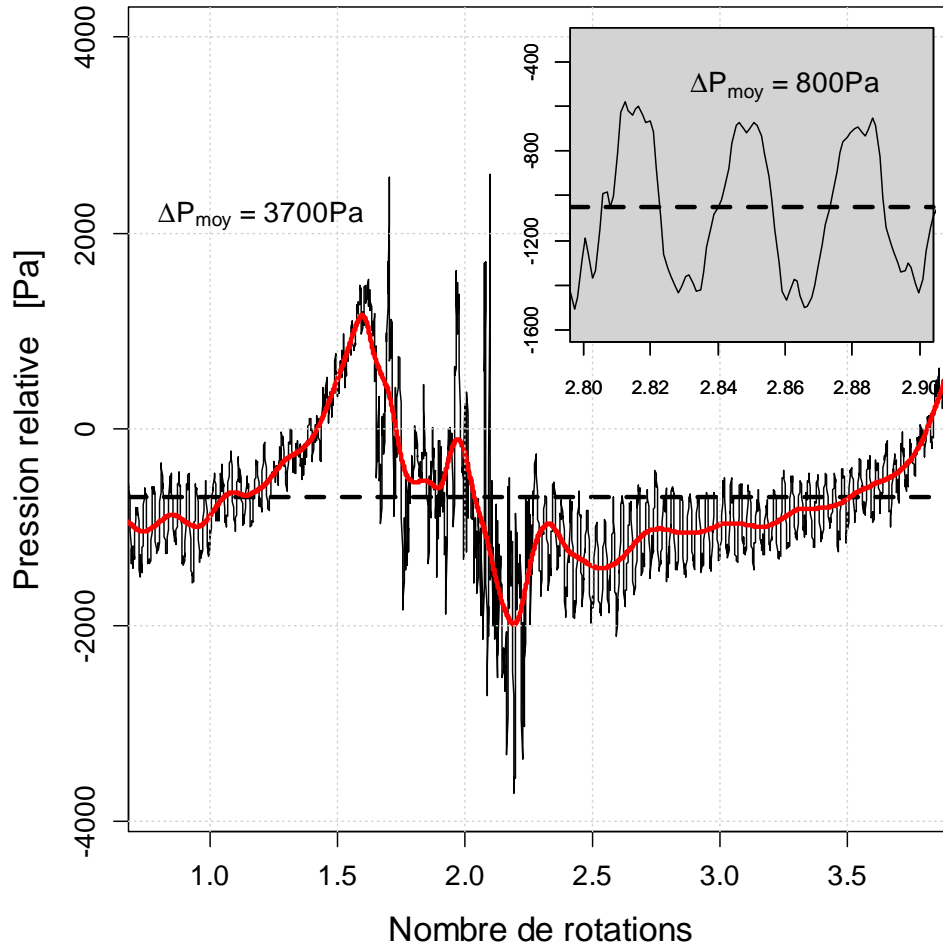


Figure 5-20 Cycle de décrochage. Point de fonctionnement Q_{D1} . Comparaison fluctuation due au décrochage et au passage des aubages

Tout au long de l'enregistrement le signal est affecté par des fluctuations cycliques très régulières tant dans la forme que dans la fréquence de reproduction. Une période quelconque parmi celles affichées dans l'extrait de Figure 5-19 peut être, par conséquent, considérée représentative d'un cycle de décrochage. L'amplitude de la fluctuation est très importante, approximativement 5 fois supérieure à celle produite par le passage d'aubage, comme on peut constater sur l'agrandissement proposé en Figure 5-20.

On analyse le comportement de la pression pendant un cycle-type en suivant son évolution temporelle. Au fur et à mesure que le niveau moyen de pression augmente, l'empreinte du passage des aubages s'estompe cédant la place à des fluctuations de pression de nature plus chaotique.

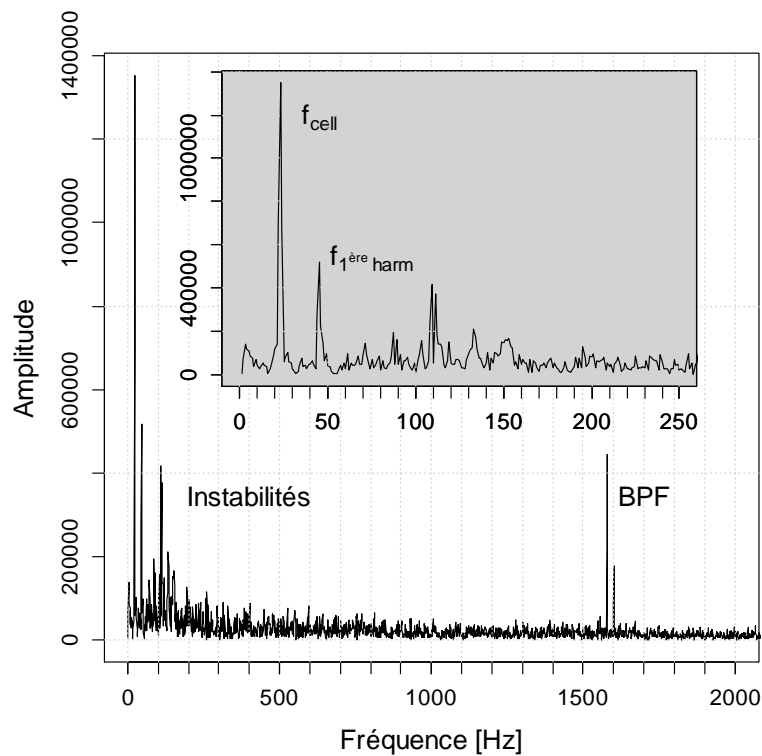


Figure 5-21 Transformée de Fourier en régime décroché. Point de fonctionnement Q_{D1} , emplacement de mesure 0mm-12°

Plusieurs phases successives de comportement sont appréciables en observant la version filtrée du signal lors du passage de la perturbation : le signal de pression présente deux oscillations avant qu'un comportement « normal » se rétablisse 1.5 rotation plus tard. La perturbation de pression que l'on vient de décrire constitue la trace d'une cellule de décrochage tournant vue par des mesures pariétales. On rappelle que l'on entend par cellule la zone de l'écoulement occupant un ensemble d'aubages adjacents simultanément affectés par un fort décollement de la couche limite. Ce qui donne l'appellation de tournant au phénomène est son attitude à se déplacer en direction tangentielle. La Figure 5-19 et la Figure 5-20 permettent de reconnaître le caractère lent du phénomène : la perturbation de pression persiste pendant 1.5 rotations de roue et elle se manifeste à l'endroit de mesure avec une périodicité de 2.4 rotations environ. En appliquant au signal acquis un traitement par transformée de Fourier, on peut aisément accéder à la fréquence exacte de répétition du phénomène. En Figure 5-21 est proposé le résultat de l'analyse spectrale. Comme il avait été déjà fait dans le cas des régimes de fonctionnement stables, la transformée de Fourier a été calculée sur des portions de signal selon la méthode du fenêtrage. Pour plus de détail sur la modalité de calcul, le lecteur pourra se référer au chapitre précédent, paragraphe 4.2.1. La figure reporte le module des coefficients complexes de la transformée sur une plage fréquentielle englobant les composantes significatives. On peut ainsi vérifier que la fréquence propre au passage des aubages est capturée correctement autour de 1600Hz, même dans des conditions de forte perturbation telles que celles caractérisant le régime décroché. Les fréquences présentant les plus hauts coefficients de Fourier se situent

dans une plage assez étroite limitée aux très basses fréquences ; un agrandissement en est proposé dans l'encadré de Figure 5-21.

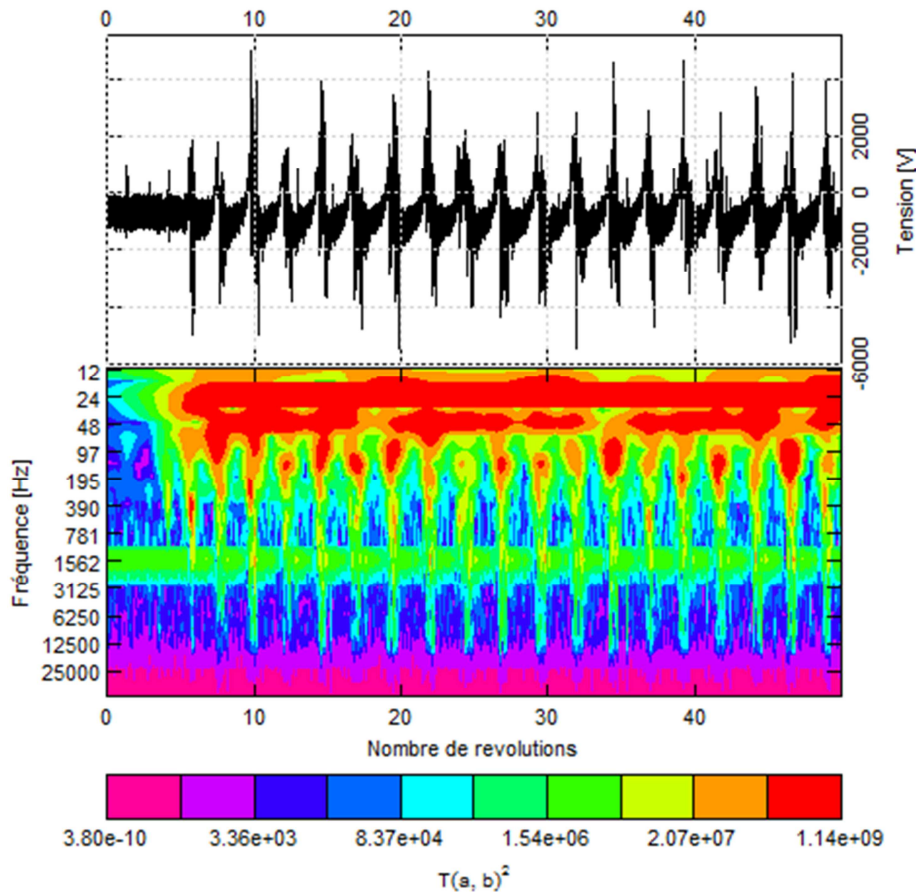


Figure 5-22 Transformée par ondelettes en régime décroché. Point de fonctionnement Q_{D1} , emplacement de mesure 0mm-12°

La fréquence plus fortement sollicitée est celle associée au cycle de décrochage tournant, s'élevant à 21.8Hz ; Suit, par ordre d'amplitude, la 1^{ère} harmonique autour de 43Hz. Une caractéristique particulière du spectre est à relever : dans un intervalle centré autour de la fréquence 125Hz, on peut observer un rehaussement localisé du spectre.

Afin de tenter de comprendre l'origine de cette bande de fréquence, on a essayé de déterminer dans quelles périodes temporelles les fréquences appartenant à cette bande apparaissent. L'outil le plus à même de fournir ce genre d'information est la transformée par ondelettes. On reprend l'enregistrement utilisé dans le traitement du précurseur, au paragraphe 5.2.1. Il s'agit, on rappelle, du signal acquis au niveau de l'emplacement de mesure situé en amont du rotor, tout en haut à gauche de la grille représentée en Figure 5-2. On se concentre à présent sur l'intervalle temporel englobant le régime décroché complètement développé, correspondant au débit de fonctionnement étudié dans ce paragraphe. En Figure 5-22 on reporte les résultats du traitement sur 50 rotations, incluant la transition entre régime stable et décroché.

Comme il avait été déjà observé auparavant, la transformée capte correctement la fréquence fondamentale ainsi que la première harmonique du décrochage tournant, respectivement autour de 21Hz et 43Hz.

L'aspect qui attire l'attention, en vue de l'information recherchée, est la présence de spots à haute amplitude se manifestant au moment du passage de la cellule de décrochage et positionnées autour de 125 Hz. L'agrandissement de Figure 5-23 rend claire l'origine de cette fréquence. Il a déjà été souligné comment, dans sa globalité, la perturbation engendrée par la cellule de décrochage résulte de la composition d'une séquence de « sous-fluctuations ». La bande de fréquences, propre aux spots auxquels on s'intéresse, trouve une correspondance directe avec l'écart temporel de ces « sous-fluctuations ». Le cas de la fréquence centrale de la bande est mis en avant en Figure 5-23, à titre d'exemple : on peut remarquer comment sa valeur correspond exactement à l'inverse de l'écart temporel entre les deux pics principaux constituant la perturbation de la cellule de fluide décroché. La bande de fréquence apparaissant autour de 125Hz est donc clairement liée aux fluctuations composant la structure globale de la perturbation due au décrochage.

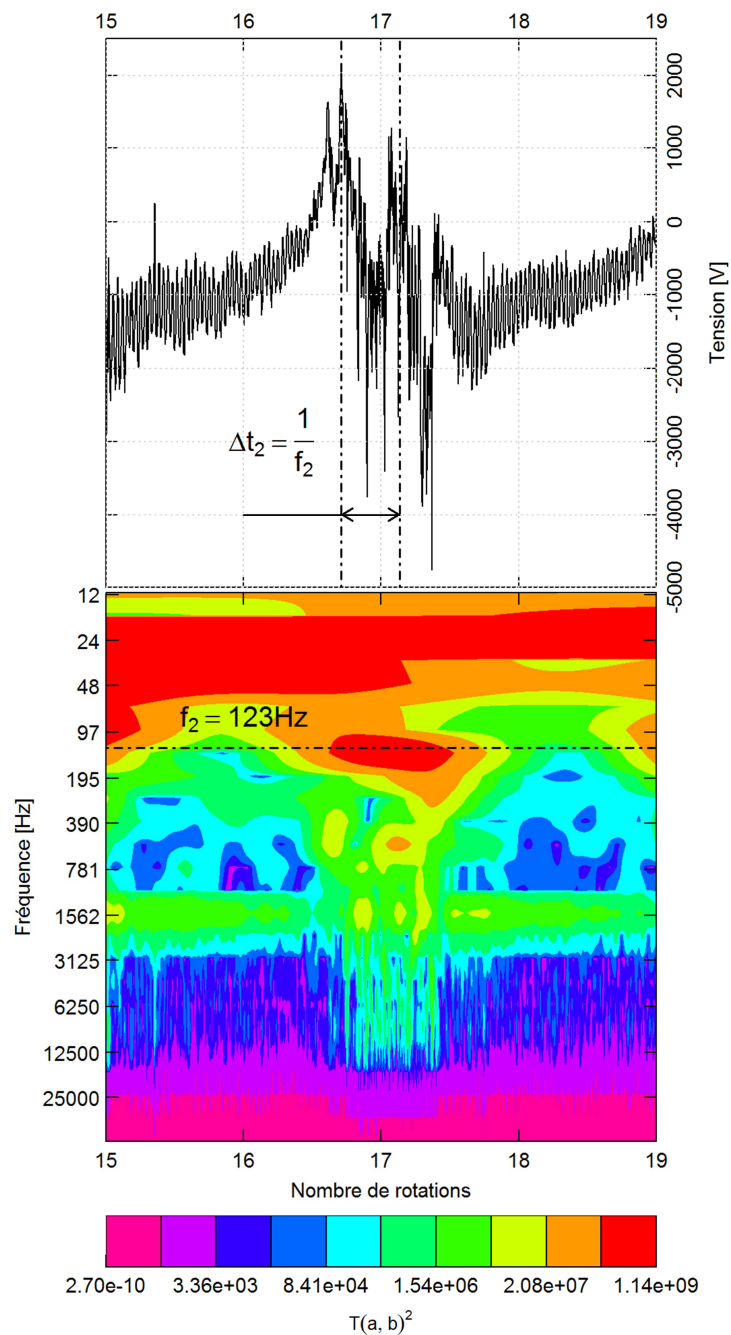


Figure 5-23 Transformée par ondelettes. Agrandissement sur un cycle de décrochage. Débit de fonctionnement Q_{D1}

Les informations données par l'amplitude des spectres et le traitement temps-fréquence ne permettent pas à eux seuls de définir la configuration de décrochage se développant dans la machine. La première question qui se pose concerne le nombre de cellules tournant simultanément autour de la machine. On peut

tout d'abord observer que la fréquence retrouvée pour le phénomène est en soi très faible et que sa valeur respecte de très près l'ordre de grandeur donné en littérature pour des configurations de décrochage à cellule unique (Gourdain, 2005). On est, par conséquent, amené à penser que la configuration de décrochage s'installant dans le compresseur sous étude est à cellule unique. Cette hypothèse a été validée par calcul d'interspectre, en croisant les analyses spectrales de deux emplacements de mesure situés en amont de la roue pour les positions azimutales les plus éloignées (emplacements de mesure à la coordonnée 0mm en Figure 5-2). On considère deux signaux temporels, $s_1(t)$ et $s_2(t)$, issus de deux positions de mesure écartées d'un angle β . On suppose, afin de simplifier le problème, que les deux signaux soient descriptibles comme des fonctions trigonométriques :

$$s_1(t) = \cos(n\omega t) \quad s_2(t) = \cos(n(\omega t + \beta)) \quad 5-5$$

On en calcule les transformées de Fourier respectives puis l'interspectre défini comme suit:

$$I(f) = F_1(f) \times \overline{F_2(f)} \quad 5-6$$

Avec :

- * $F_1(f)$, la transformée de Fourier de $s_1(t)$;
- * $\overline{F_2(f)}$, le conjugué de la transformée de Fourier de $s_2(t)$.

La phase de l'interspectre associée est égale à :

$$\phi = \arctan \frac{\text{Im}(I(\omega/2\pi))}{\text{Re}(I(\omega/2\pi))} = n \cdot \beta \quad 5-7$$

On voit de cette expression comment il est possible de retrouver la valeur de multiplicité n d'un phénomène de fréquence $\omega/2\pi$ par simple calcul d'interspectre entre deux emplacements de mesure écartés d'un angle connu et égal à β . Dans notre application, on considère $s_1(t)$ et $s_2(t)$ comme étant les fonctions qui décrivent le comportement de la pression en régime décroché, et n le nombre qui représente le nombre de cellules tournant simultanément. En Figure 5-25 est reporté le résultat du calcul d'interspectre entre les deux positions de mesure précédemment identifiées. La valeur de la phase correspondante à la fréquence caractéristique du décrochage s'élève à -10° environ ; la valeur négative du déphasage est cohérente avec l'analyse de l'interspectre puisque ce dernier compare les valeurs entre 12° et 0° , cet ordre de comparaison étant dans le sens opposé à la direction de propagation du phénomène.

La valeur de déphasage calculée suggère que la configuration de décrochage se compose d'une seule

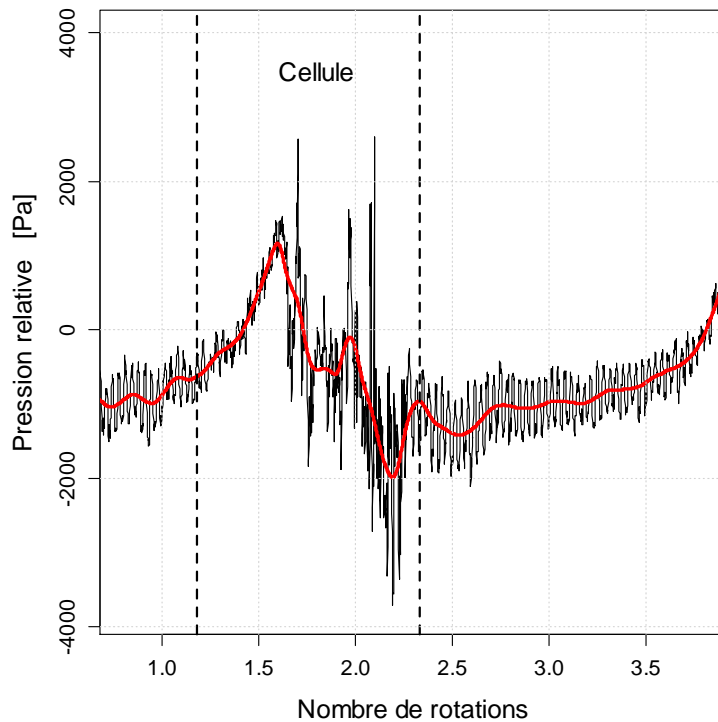


Figure 5-24 Durée temporelle de la perturbation de pression associée au passage d'une cellule de décrochage tournant

cellule. À confirmation de la valeur trouvée, il est précisé que le calcul a été appliqué également à deux signaux acquis simultanément en sortie de roue (emplacements de mesure de droite en Figure 5-13). La Figure 5-26 montre que l'analyse conduite en section de sortie identifie de façon encore plus nette la multiplicité associée au phénomène du décrochage.

La valeur de phase trouvée à la fréquence de 21.8Hz est cette fois-ci exactement égale à l'écartement angulaire entre les emplacements de mesure, à savoir 12 Hz ; ce qui confirme ainsi la configuration de décrochage à cellule unique. L'évaluation de la vitesse de propagation de la cellule permet de reconstituer son étalement azimuthal. On considère comme durée de la perturbation la plage temporelle entre les deux lignes verticales reportées dans le tracé de Figure 5-24. Avec une durée de 1.145 rotations, correspondant à 0.0216s, et une vitesse de propagation de $2\pi f_{cell} = 2\pi \cdot 21.8 = 137rad/s$, l'extension azimuthale de la cellule peut être estimée de la façon suivante :

$$\Delta\vartheta = \Delta t \cdot \omega_{cell} = 0.0216 \cdot 137 = 2.96rad \cong 14 \text{ canaux interaubage} \quad 5-8$$

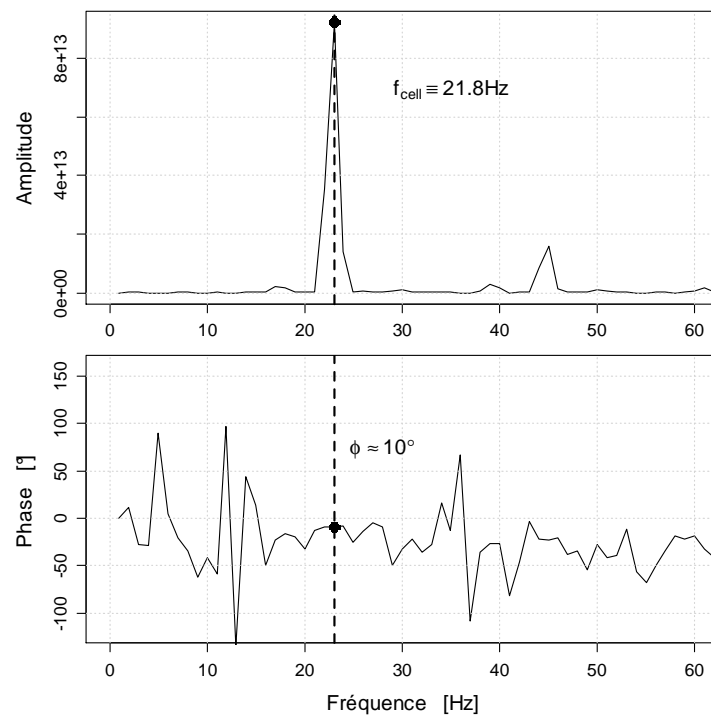


Figure 5-25 Interspectre entre les emplacements de mesure 0mm-12° et 0mm-0°. Débit de fonctionnement Q_{D1}

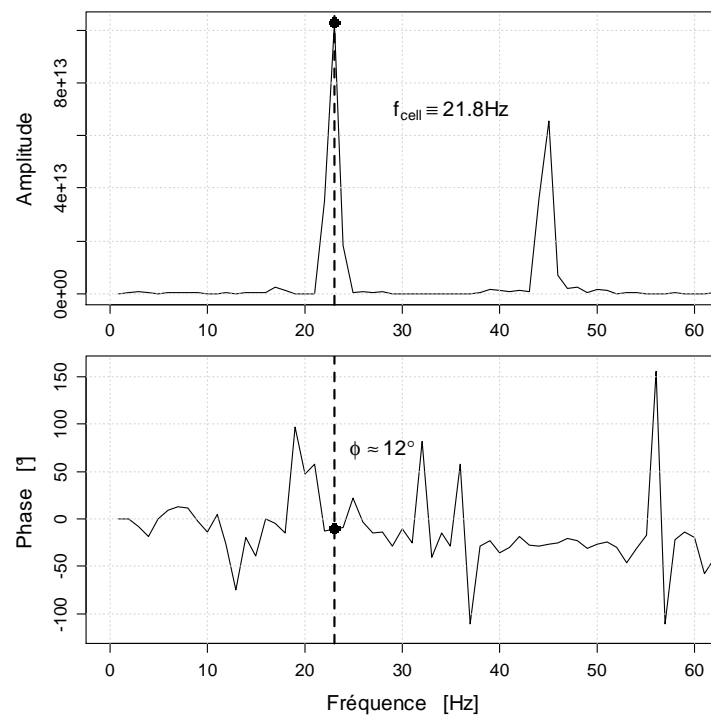


Figure 5-26 Interspectre entre les emplacements de mesure 69mm-12° et 69mm-0°. Débit de fonctionnement Q_{D1}

La cellule de fluide décollé occupe un secteur angulaire approximativement égal à 47% de la roue. Les considérations faites jusqu'ici sont issues de l'analyse des données relatives à la pression à la paroi. On peut compléter la caractérisation de la configuration de décrochage en considérant les mesures faites par sondages fil chaud.

La Figure 5-27 et la Figure 5-28 permettent de localiser proprement l'emplacement de mesure. L'emplacement correspondant au sondage est marqué en rouge en Figure 5-27. C'est exactement le même qui a été exploité pour les explorations en régime stable. Un deuxième point est indiqué en noir, au niveau de l'emplacement situé à 27°; il s'agit de l'emplacement réservé à un capteur de pression instationnaire ENDEVCO 8507C qui y a été logé afin de pouvoir recaler les informations de vitesse par rapport aux mesures de pression.

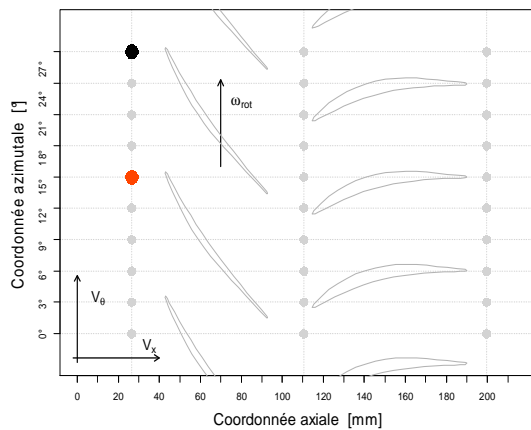


Figure 5-27 Emplacements de mesure utilisés pour les sondages

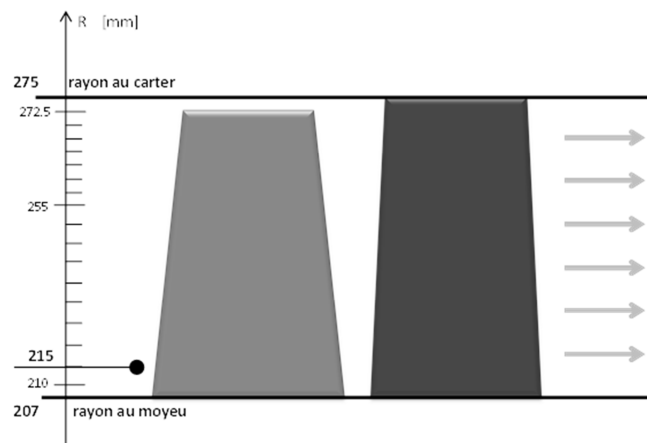


Figure 5-28 Position radiale des sondages en régime décroché, débit de fonctionnement Q_{D1}

Les mesures fil chaud ont permis de constater que la perturbation engendrée par le décrochage n'est pas confinée à la zone proche du carter mais elle s'étale radialement jusqu'au pied de l'aubage. Le tracé de la composante axiale de la vitesse, proposé en Figure 5-29, montre clairement la présence d'une perturbation de grande amplitude, se répétant régulièrement tous les 2.5 rotation environ. Le passage dans le domaine fréquentiel permet de mieux estimer la périodicité du phénomène vu par le signal de vitesse : l'agrandissement de la plage basses fréquences de Figure 5-30 pointe comme fréquence à plus haut niveau d'amplitude 21.8Hz, exactement la même valeur retrouvée par traitement du signal de pression.

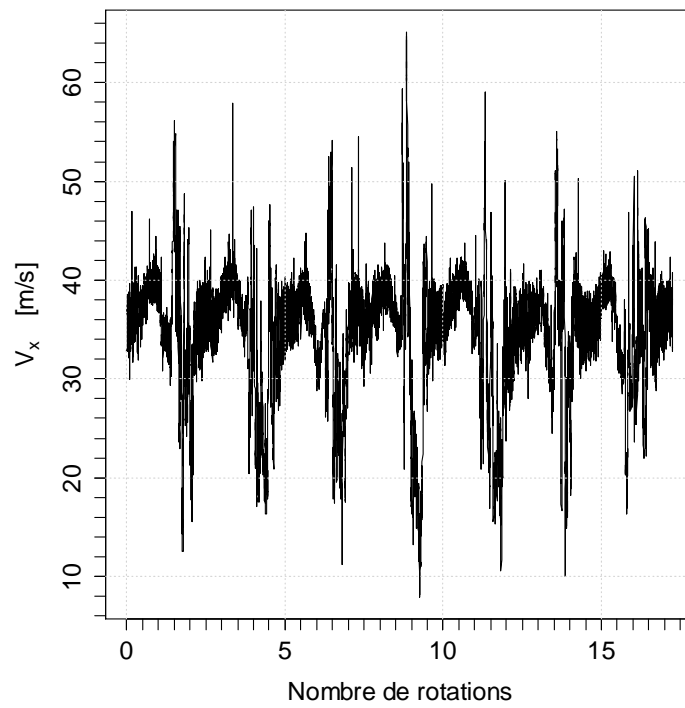


Figure 5-29 Composante axiale de la vitesse en régime décroché. Débit de fonctionnement Q_{D1}

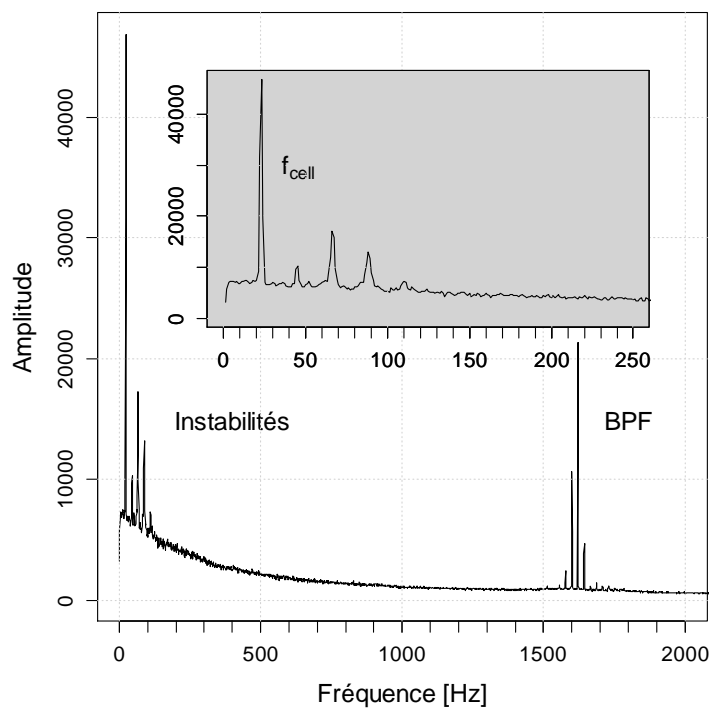


Figure 5-30 Transformée de Fourier de la composante axiale de la vitesse. Régime décroché, débit de fonctionnement Q_{D1} .

En suivant le même raisonnement vu dans le cas du signal de pression à la paroi, on peut calculer l'étalement azimuthal de la cellule dans la région proche du moyeu : l'ampleur du secteur angulaire occupé par la perturbation s'élève à 14 canaux interaubages, comme vu précédemment. Les aspects discutés

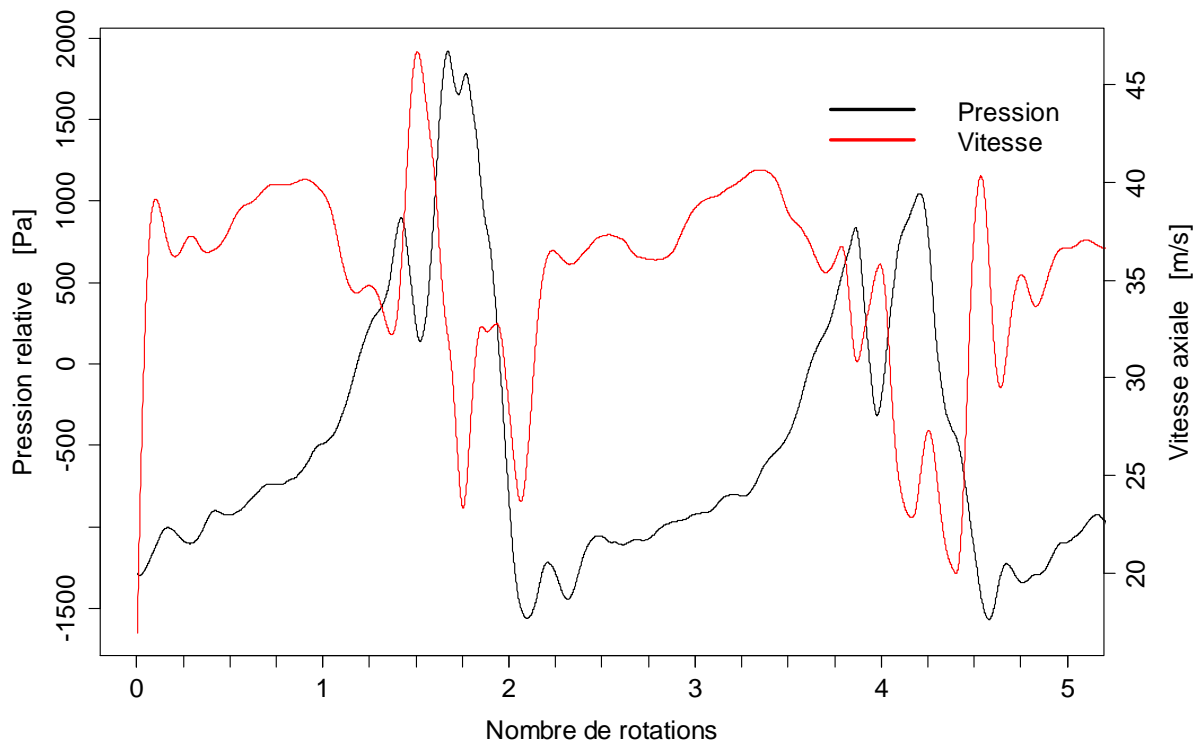


Figure 5-31 Comparaison des signaux de pression pariétale au carter et de la vitesse axiale proche du moyeu en régime décroché. Débit de fonctionnement Q_{D1}

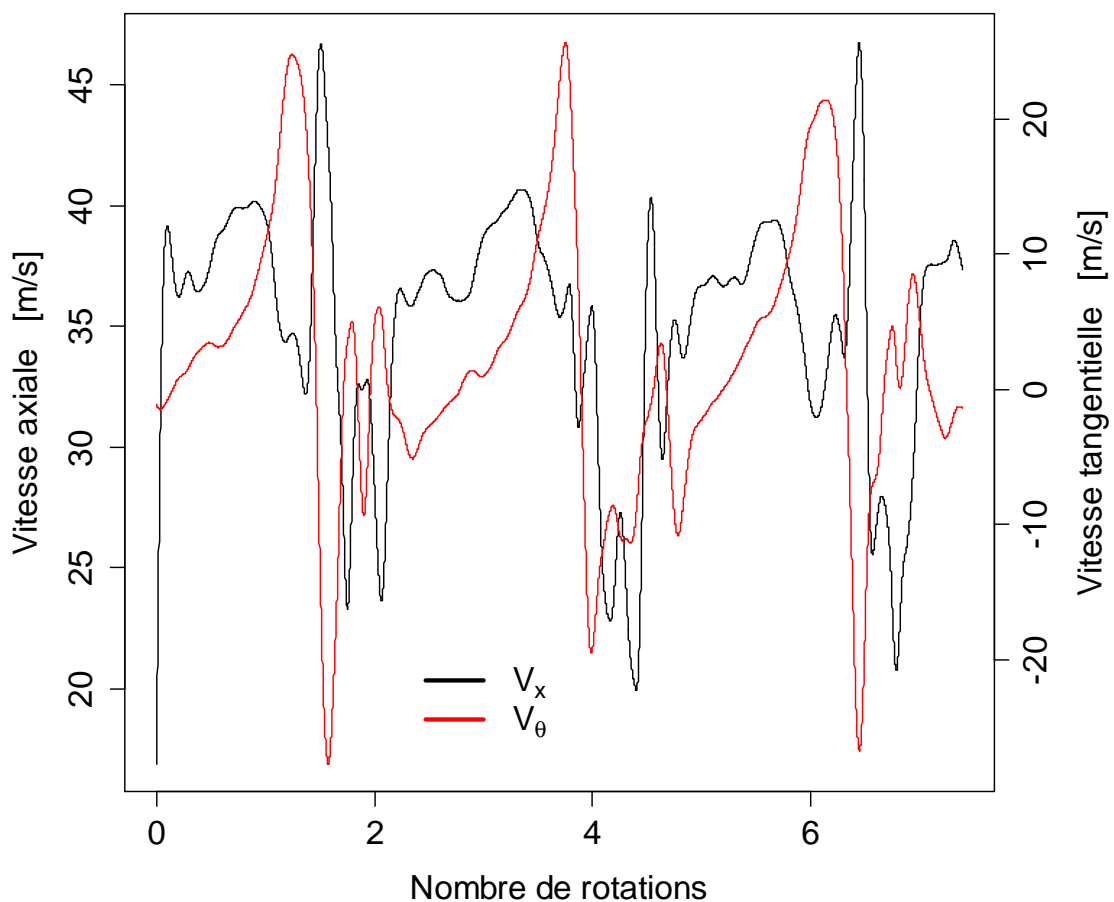
jusqu'ici amène à affirmer que le phénomène du décrochage tournant présente une certaine uniformité structurelle en direction radiale.

La Figure 5-31 présente les signaux de pression et de vitesse axiale nettoyés des hautes fréquences sur quelques périodes. On souligne que les emplacements de mesure pour la pression et la vitesse sont écartés entre eux de 12° en azimuth. L'objectif est ici celui de comparer entre eux des instants équivalents. Pour ce faire, on suppose que la perturbation engendrée par le passage de la cellule « devant » le moyen de mesure soit essentiellement indépendante de la position azimuthale de ce dernier, autrement dit, on suppose que la cellule conserve ses caractéristiques pendant sa propagation. Sous cette hypothèse les deux signaux peuvent être recalés facilement en faisant glisser la coordonnée temporelle de l'un des deux du temps nécessaire à la cellule pour parcourir la distance angulaire entre les deux emplacements de mesure. Dans le cas spécifique de Figure 5-31 le signal de pression a été anticipé par rapport à celui de vitesse de la quantité :

$$\Delta t = \frac{\Delta\theta}{\omega_{cell}} = \frac{0.209}{137} s = 0.0015s \cong 2.3 \text{ passages d'aubage} \quad 5-9$$

Les deux signaux sont présentés sous forme filtrée afin d'en faire ressortir le plus nettement possible les seules composantes basse fréquence. Le filtre appliqué est, à nouveau, un Butterworth de 3^{ème} ordre avec une fréquence de coupure de 250Hz. On peut apprécier de ces tracés la nature composée de la perturbation, tant en pression qu'en vitesse : des phases de montée et descente de la grandeur physique s'alternent pour former la structure globale de la perturbation.

De façon générale, on peut affirmer que la succession des phases pour la pression et la vitesse est inversée: lorsque l'une enregistre un pic montant l'autre manifeste une forte chute. La corrélation des informations en vitesse et en pression doit se faire avec précaution car les deux grandeurs ont été mesurées au niveau de coordonnées radiales bien écartées. Il est cohérent avec la nature du phénomène analysé d'interpréter ces



fluctuations comme des zones de stagnation et d'accélération de l'écoulement s'alternant entre elles. La superposition des composantes axiale et tangentielle de la vitesse, montrée en Figure 5-32, ajoute des éléments de compréhension sur la dynamique du phénomène. Le tracé met en lumière la forte corrélation existante entre les deux composantes. À une forte variation de la vitesse axiale correspond toujours un important changement du module de la vitesse tangentielle. Dans une zone qu'on peut estimer être la frontière finale de la cellule décrochée, il y a toujours une forte augmentation de la vitesse tangentielle

associée à une chute de la vitesse axiale. Le comportement des vitesses observé sur la courbe Figure 5-32 est tout à fait cohérent avec l'explication classique du mécanisme du décrochage tournant donnée en Figure 5-33. On se réfère donc à l'explication théorique détaillée du phénomène proposée au paragraphe 2.3 du chapitre bibliographique. On rappelle, en particulier, que la masse de fluide décollé, constituant la cellule de décrochage, agit comme un obstacle au passage du fluide ; les lignes de courant en entrée de machine, face à la cellule de fluide décroché, sont fortement déviées de la direction axiale et acquièrent l'allure montrée dans le schéma représentant l'étage de compression en Figure 5-33. On rappelle, également, que le sens de propagation de la cellule, dans le repère relatif, est contraire à celui de rotation de la machine. Par conséquent, il faudra faire attention à la signification des fluctuations enregistrées pendant le passage de la cellule et à la chronologie des événements :

- * Ce qui est saisi en premier dans le signal est la phase de « ré-attachement » de l'écoulement (cas aube A en Figure 5-33) ; pendant cette phase les lignes de courant présentent une claire déviation dans le sens de rotation de la machine. La vitesse tangentielle est alors fortement positive et l'angle d'incidence diminue créant les conditions favorables au ré-attachement de la couche limite sur l'extrados de l'aube.
- * Seulement quelques passages d'aube plus tard, le signal capture la phase de « propagation du décollement » (cas aube D). Les lignes de courant sont cette fois-ci déviées dans le sens contraire à celui de rotation du compresseur. L'angle d'incidence augmente, par rapport aux conditions « normales » à ce débit de fonctionnement ; la dégradation des conditions d'attaque sur les aubages du rotor est responsable du décollement de l'écoulement.
- * L'intervalle temporel entre les deux phases est à associer au secteur rotorique occupé par la cellule de fluide décollé.

Il est intéressant de remarquer que la vitesse axiale n'est nulle en aucune phase du phénomène ; on peut, par conséquent, affirmer que les zones de décollement n'obstruent pas complètement les canaux rotoriques, au moins au niveau du secteur radial le plus proche du moyeu. L'évolution de la composante axiale de la vitesse suggère des réflexions sur la distribution azimutale du débit. On peut donc affirmer que, au niveau de la section proche du moyeu, la distribution de débit n'est pas axisymétrique : l'écoulement tend à privilégier le secteur du rotor côtoyant la zone de propagation de la cellule (aube D). Si l'on accepte de voir dans la pression pariétale une image du comportement moyen de l'écoulement sur une étendue radiale entière, on pourrait étendre la conclusion sur la distribution du débit sur toute la hauteur de l'aube. Il est, en effet, à remarquer que, juste avant la cellule (coordonnées azimutales entre 0 et 1rad de la Figure 5-37), dans la zone de propagation du décollement, on observe une forte dépression qui correspond à une grande valeur de l'énergie cinétique et donc de la pression dynamique.

Cette discussion sur la topologie du décrochage tournant va être affinée dans le paragraphe suivant par l'analyse des cartes de pression au carter, obtenues par moyenne de phase sur le décrochage tournant.

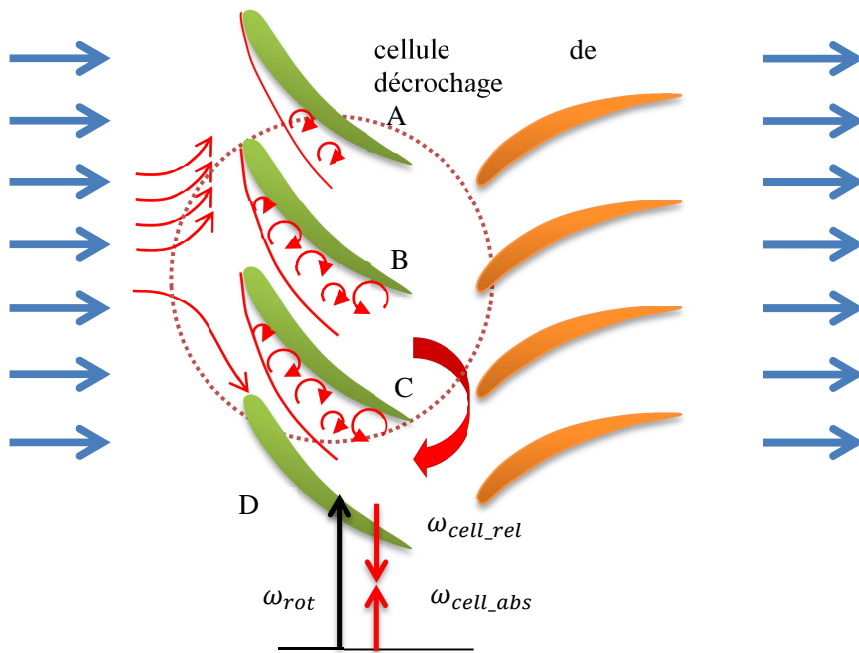
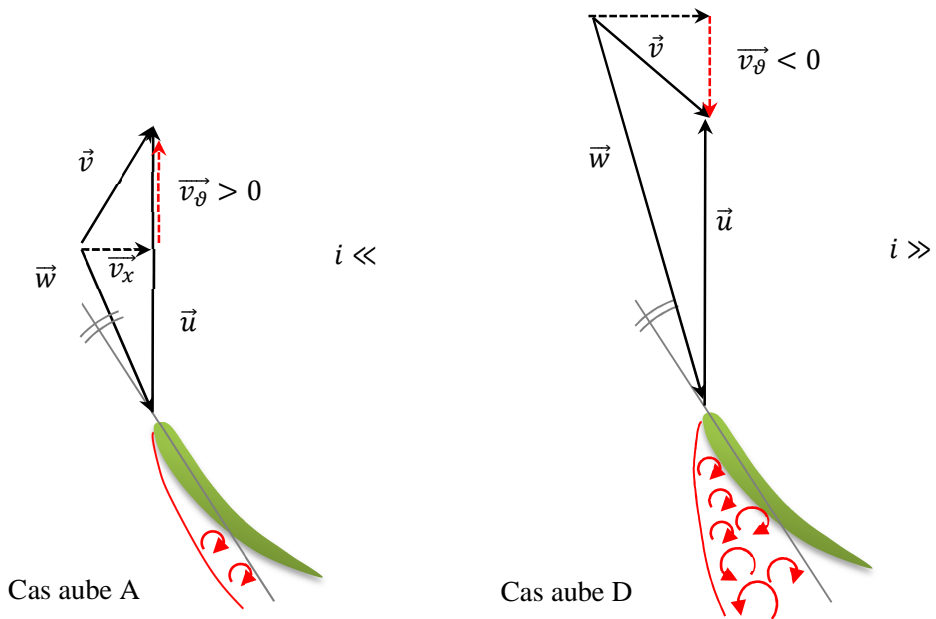


Figure 5-33 Déformation des triangles de vitesse en entrée de machine en régime décroché.

5.3.2. Champs de pression en moyenne de phase

De façon analogue à ce qui a été présenté dans le cas des régimes stables et dans le cas du précurseur, une procédure d'extraction des caractéristiques moyenne du champ de pression lors d'un cycle de décrochage

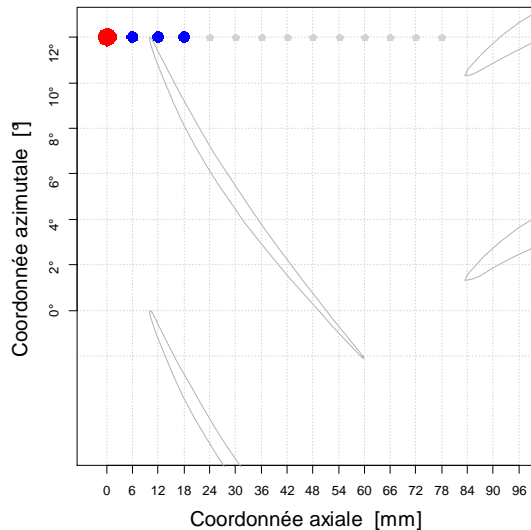


Figure 5-34 Grille emplacements de mesure en régime décroché, coordonnée azimutale 12°

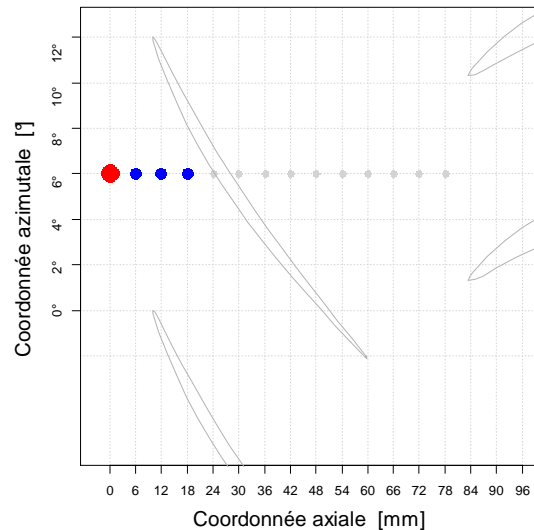


Figure 5-35 Grille emplacements de mesure en régime décroché, coordonnée azimutale 6°

tournant a été mise au point. Pour ce faire, on a, à nouveau, fait appel à une technique de calcul de moyenne de phase. Deux points principaux suffisent à décrire les spécificités de la procédure utilisée en régime décroché :

- * Seules deux rangées azimutales de capteurs ont été utilisées sur les 14 disponibles dans la fenêtre de support ; les Figure 5-34 et Figure 5-35 permettent de situer les emplacements de mesure par rapport au stator. On fait remarquer que l'exploitation des informations issues d'une rangée azimutale précise amène à reconstituer le champ de la grandeur étudiée pour une position relative rotor-stator bien spécifique.
- * Les enregistrements ont été découpés en sous-périodes correspondantes à des cycles complets de décrochage. Le signal de référence pour cette opération, ainsi que de synchronisation des différentes périodes, est une version filtrée d'un cycle de propagation de la cellule de fluide décollé. On rappelle que les deux opérations de tronçonnement et de synchronisation se font à partir des informations acquises au niveau de l'emplacement de référence, marqué en rouge en Figure 5-34 et Figure 5-35

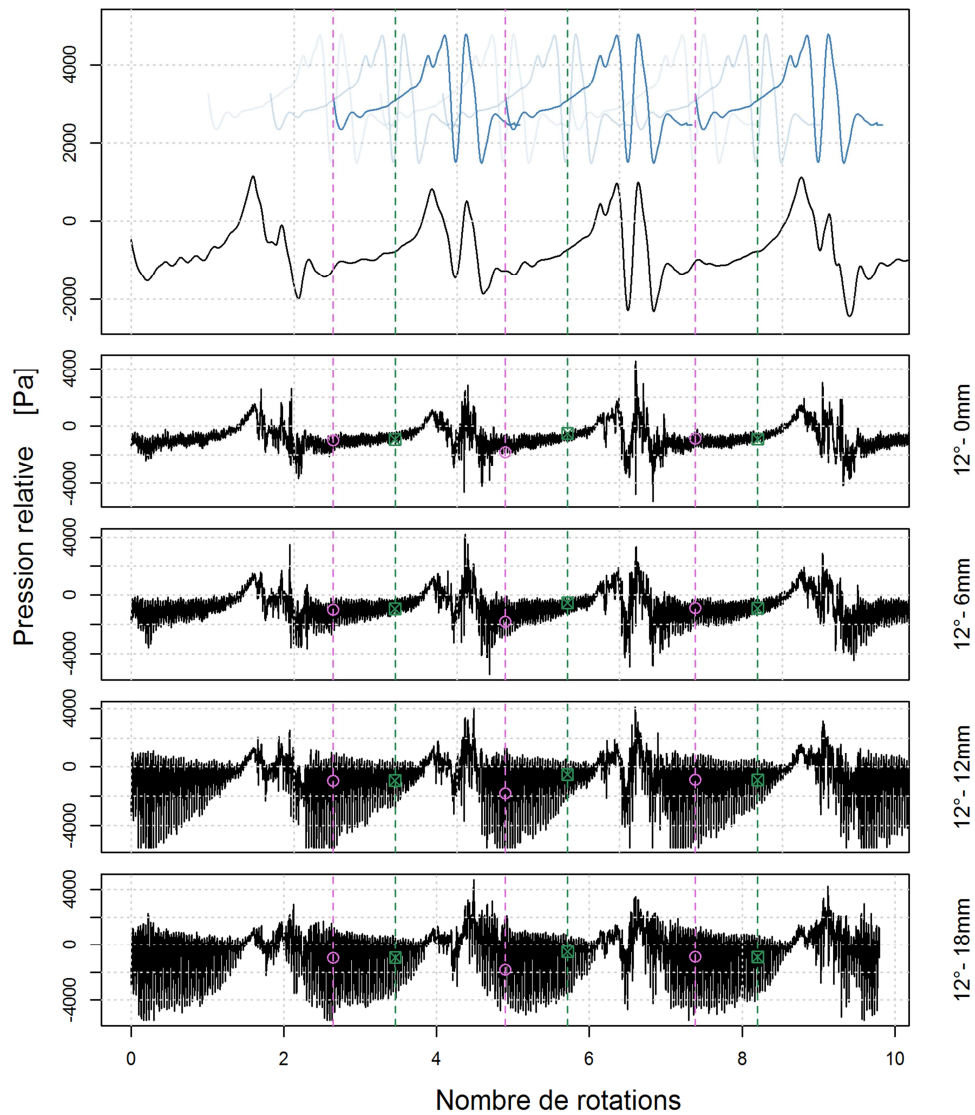


Figure 5-36 Représentation de la procédure de repérage de phase pour le calcul des champs en moyenne de phase

Les détails de la procédure de calcul ne seront pas repris dans ce paragraphe, vue la nette ressemblance avec l'algorithme appliqué en régime de fonctionnement stable. On se limite ici à fournir au lecteur un rappel graphique, donné en Figure 5-36, synthétisant les étapes suivantes :

- * tronçonnement et synchronisation des sous-périodes par corrélation avec le cycle de référence ;
- * repérage des valeurs à inclure dans le calcul de la valeur moyenne de chacune des phases emplacement par emplacement.

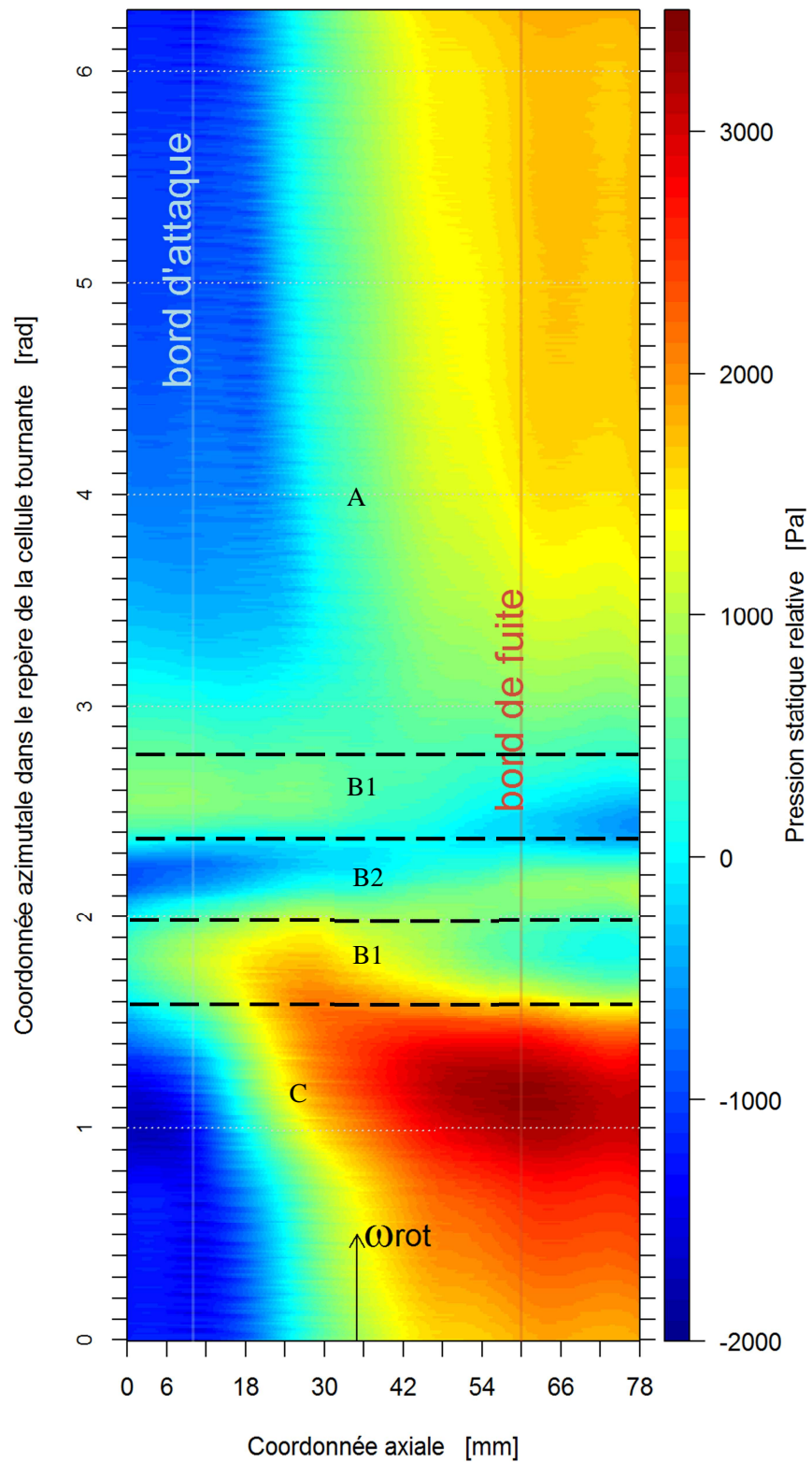


Figure 5-37 Champ de pression statique pariétale au carter, en moyenne de phase en décrochage tournant, débit Q_{D1} , coordonnée azimutale 12°

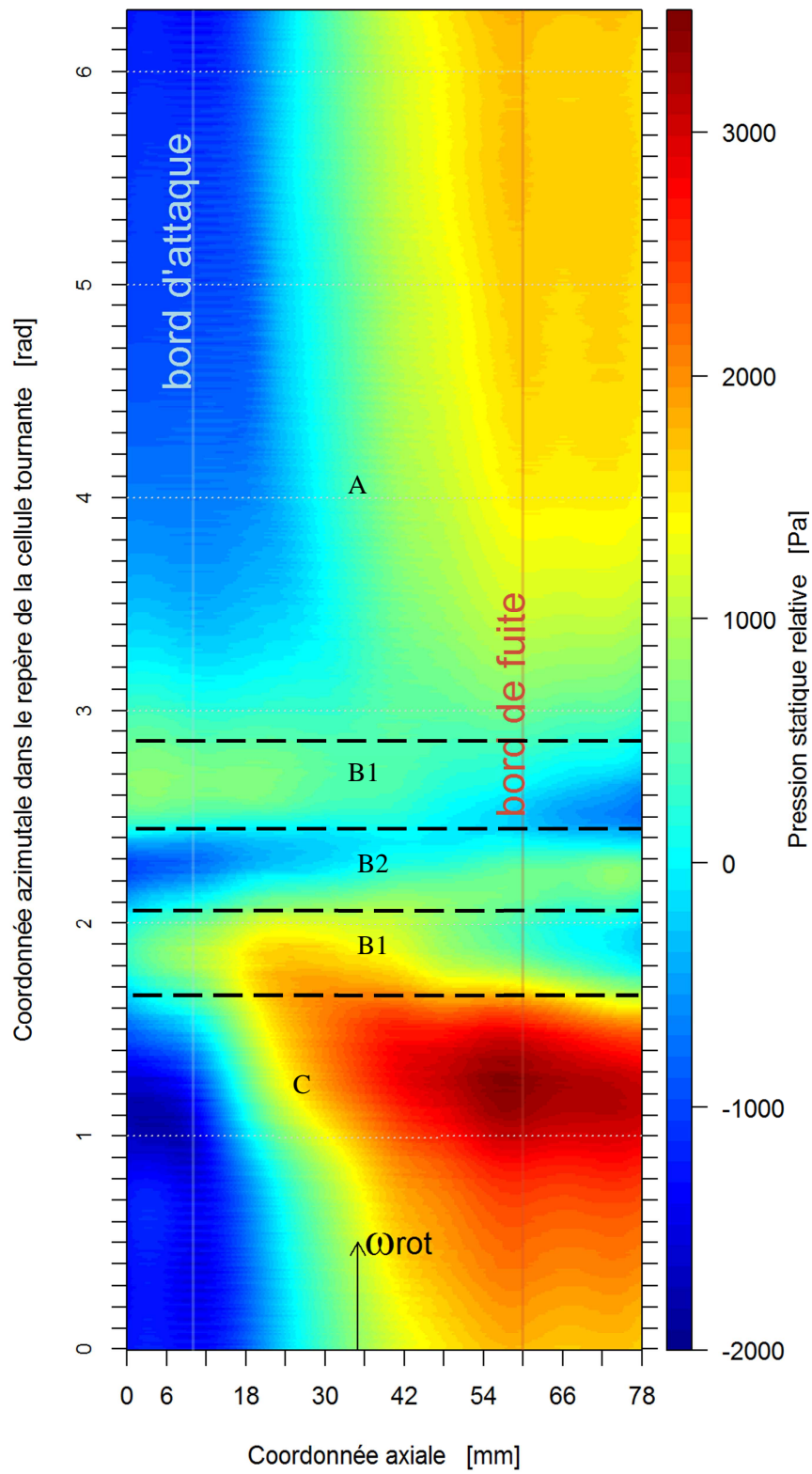


Figure 5-38 Champ de pression statique pariétale au carter, en moyenne de phase en décrochage tournant, débit Q_{D1} , coordonnée azimutale 6°

Les résultats du traitement pour la rangée azimutale faisant face au redresseur (12°) et pour celle se situant à la mi-ouverture du canal (6°) sont reportés respectivement en Figure 5-37 et en Figure 5-38. Les champs représentent une période complète de décrochage tournant, incluant le passage de la cellule de fluide décroché ainsi que les phases qui la précèdent et la suivent. Le champ a été positionné dans un repère solide au phénomène étudié. Le choix de l'ordonnée correspond à une évolution temporelle du signal passant devant la rangée de capteurs utilisée pour la procédure de moyenne de phase des résultats. Il a été ici fait l'hypothèse que le phénomène tourne autour de la roue sans que son allure ne soit affectée, en moyenne. On peut alors, afin d'avoir une image de la répartition du champ de pression autour du compresseur en régime décroché, remplacer le temps, en ordonnée, par une coordonnée azimutale calculé en multipliant le temps par la vitesse de propagation angulaire du phénomène.

Les lignes de positionnement du bord d'attaque et de fuite des aubages du rotor, ainsi que le sens de rotation de la machine, sont reportés sur le tracé de contours comme repère de lecture. De façon générale, quel que soit la configuration de mesure considérée, les champs apparaissent répartis en trois régions de comportement principales, d'étalement circonférentiel et de gradient de pression différents. Le secteur noté A, qui s'étend sur à peu près la moitié de la circonférence de la roue représente la zone qui n'est pas affecté du tout par le décrochage tournant. Dans cette zone, la pression ne présente pas de variation dans les directions tangentielles et la surpression fournie par la roue est également constante.

La zone B est la zone qui attire particulièrement l'attention. Elle présente de fort gradient de pression dans la direction tangentielle, que ce soit en amont et en aval. Il s'agit de la zone la plus affectée par le décrochage tournant. Ce secteur angulaire se répartit lui-même en trois régions distinctes :

- Deux zones, notés B1, d'étendue tangentielle comparable, de l'ordre de $0,4$ rad, c'est-à-dire environ deux canaux inter aubages. Ces zones se caractérisent par des niveaux de pression plus élevés à l'amont de la roue. L'analyse de la Figure 5-31 montre que cela correspond à des zones où la vitesse axiale est faible. Il s'agit donc de régions où les canaux inter-aubages sont partiellement obstrués par la zone de décollement. Pour confirmation de ceci, on constate également que ces deux zones sont aussi les zones où la performance de la roue est la plus dégradée avec une surpression statique négative, ce qui traduit probablement un niveau de perte important.
- La zone B2, comprise entre les deux zones précédentes. Ici, au contraire, la pression statique est à son minimum en entrée de roue. Ceci peut être lié à un niveau de vitesses plus élevée en entrée et donc des canaux inter aubages moins affectés par le décollement : on constate d'ailleurs que la surpression statique fournie par la roue est redevenue positive dans cette zone.

La zone C, tout en bas de la Figure 5-37 et de la Figure 5-38 correspond au contraire à une région, où la performance de la roue de la machine, exprimée en terme de surpression statique est la meilleure, avec près de 1000Pa de plus que dans la zone non affectée par le décrochage tournant. Ceci pourrait s'expliquer par de meilleures conditions d'attaque de l'écoulement sur les aubages du rotor. Il est enfin à noter, que

les canaux inter-aubages contenus dans cette zone sont ceux, vu le sens de propagation de la cellule, qui seront les prochains à voir le passage du décollement.

Enfin, en ce qui concerne l'influence du redresseur, on peut affirmer qu'elle est quasi-inexistante en moyenne lorsqu'on est en régime de décrochage tournant. En effet, les figures 5-37 et 5-38 sont presque parfaitement superposables.

5.4. Synthèse

Le chapitre qui vient de se conclure propose une discussion des caractéristiques de l'écoulement s'établissant dans le compresseur CME2 lors du fonctionnement instable. Deux conditions particulières ont été analysées, la phase transitoire, marquant la perte de stabilité, et le régime décroché complètement établi. Le cadre d'observation adopté sur l'écoulement, dans les deux cas, est essentiellement lié à la mesure de pression pariétale au niveau de l'étage de compression. Une unique position radiale de sondage par anémométrie par fil chaud appuie l'analyse du régime de fonctionnement décroché. La définition des caractéristiques fondamentales des phénomènes sous étude, telles que leur vitesse de propagation ou leur étalement azimutal, a été réalisée par méthodes de traitement classiques. On rappelle, tout particulièrement, le recours régulier au tracé temporel des signaux, bruts ou filtrés, ainsi qu'à la transformée de Fourier. En complément des informations issues de cette approche plutôt standard l'analyse temps fréquence a apporté des éléments sur le comportement instantané des phénomènes. L'apport novateur de l'étude consiste dans l'extraction du comportement moyen de l'écoulement lors de la manifestation d'une perturbation cohérente, telle que celle engendrée sur la pression par le précurseur du décrochage ou par le décrochage lui-même. La technique mise au point est basée sur une méthode de calcul de moyenne par phase qui a été adaptée, d'une part aux spécificités du déroulement des mesures, d'une part à la nature propre du phénomène.

Les investigations réalisées en phase transitoire ont ainsi permis de confirmer l'existence d'un phénomène avant-coureur du décrochage tournant de type « spike ». L'étude des champs de pression en comportement stable, présentée au chapitre précédent, avait permis d'observer le comportement du tourbillon de jeu avec l'approchement des conditions de décrochage. En particulier, sa trajectoire apparaissait tendre vers l'alignement avec la section d'entrée du rotor au fur et à mesure que les conditions critiques, vis-à-vis de la stabilité, étaient approchées. Faisant référence à l'étude de Vo et al. (2008), ce comportement particulier du tourbillon de jeu serait à associer au déclenchement du décrochage tournant par précurseur de type « spike ». Les résultats obtenus dans le cas spécifique du compresseur CME2 supportent clairement cette théorie.

L'étude dédiée au précurseur ne se limite pas à une confirmation d'éléments déjà connus mais elle présente des points d'originalité qui en fondent l'intérêt. Le premier élément particulièrement digne d'attention réside dans les potentialités d'utilisation du traitement temps fréquence selon la méthode de la transformée par ondelettes pour le traitement du « spike » rencontré dans le compresseur CME2. Ainsi, la transformée par ondelette présente des réelles potentialités dans la mise au point d'outils efficaces pour la détection du déclenchement imminent du décrochage tournant. Le deuxième élément d'originalité du

travail réalisé sur le précurseur est à rechercher dans la procédure mise en œuvre pour la résolution des champs en moyenne de phase. Plusieurs difficultés ont dûes être solutionnées lors de l'implémentation de la méthode, parmi lesquelles, la non-simultanéité des séries d'enregistrements et la sélection des évènements précurseurs en fonction de leur niveau de ressemblance. Les résultats obtenus ont permis, par comparaison des champs de pression moyenne en régime décroché complètement établi et lors du spike, d'apprécier la différence des étendues spatiales et de la signature au niveau des pressions. La perturbation du champ pendant la manifestation du précurseur est assimilable à une version réduite, tant en intensité qu'en étalement spatial, de celle captée lors d'un cycle de décrochage. L'observation spatiale des phénomènes corrobore ce qui était suggéré par l'évolution temporelle du signal en un point lors de l'établissement de l'instabilité : le précurseur de type « spike » serait une cellule de décrochage tournant en devenir, autrement dit une cellule embryonnaire de fluide décollé.

À partir de cette perturbation de faible intensité on assiste à l'établissement du régime décroché complètement établi. On rappelle que pour l'étage de compression CME2 le régime de décrochage correspond à des conditions de fonctionnement stable, pour lesquelles le débit et la surpression moyens reste constants. L'étude spectrale du signal de pression et de vitesse en entrée de rotor a permis de définir la configuration de décrochage. Quel que soit le débit de fonctionnement (deux débits ont été étudiés) le décrochage se manifeste sous la forme d'une unique cellule de fluide décollé s'étalant, très probablement, sur toute la hauteur de l'aubage et occupant approximativement 7 canaux interaubages du rotor. Le phénomène apparaît se propager tangentiellement dans la même direction que la roue mais avec une fréquence de rotation égale au 40% de celle de la roue. Plus de détail sur la structure de la cellule ont été mis en valeur par le recours au traitement temps fréquence par transformée par ondelettes. Le spectre calculé à partir du signal de pression en entrée de roue affichait une sollicitation particulière au niveau d'une bande fréquentielle centrée autour de 125Hz environ. Le tracé du contenu fréquentiel instantané (par transformée par ondelettes) a permis le décryptage de ce comportement, mettant en évidence la corrélation entre la bande de fréquence sollicitée et la présence de sous fluctuations composant la perturbation globale associée au décrochage.

La complexité de la structure de la cellule de décrochage est également relevée par les champs de pression pariétale en moyenne de phase, calculés sur une période entière de décrochage. La corrélation avec les informations en vitesse, issues des mesures par anémométrie à fil chaud au moyeu, donne des éléments d'éclaircissement sur les phases structurant la perturbation. Il a été, ainsi, possible de détecter la présence d'une zone fortement débitante, située entre les deux régions de comportement reconnues en littérature, la région de « ré-attachement de l'écoulement » et celle de « propagation du décollement ».

6. Conclusion

La thèse présente une analyse expérimentale des instabilités apparaissant à débit partiel dans un compresseur axial à basse vitesse. Il s'agit du premier projet scientifique sur le sujet conduit par l'équipe de recherche en turbomachine du Laboratoire de Mécanique de Lille. Le banc AX200 et le compresseur axial CME2, originellement propriété de l'Université Pierre et Marie Curie de Paris, ont été installés au centre Arts et Metiers de Lille en 2008. Un rééquipement partiel du banc a été nécessaire pour sa remise en service, ainsi que le développement de supports de mesure adaptés aux objectifs scientifiques de la thèse. Deux fenêtres d'installation d'instruments de mesure ont été ainsi conçues au cours de la thèse : la première permet d'avoir accès à la pression pariétale au niveau du rotor, la seconde garantit un accès pour des mesures de vitesse en entrée et en sortie de l'étage et entre les deux roues. L'étude expérimentale a eu pour objet différents régimes de fonctionnement du compresseur que l'on peut classer selon leur positionnement par rapport la courbe de performance : on distingue ainsi trois débits en fonctionnement normal, le débit nominal et deux débits partiels, la phase de transition entraînant la chute de performance et un régime en décrochage tournant complètement établi.

Plusieurs types de post-traitement ont été appliqués en fonctions des objectifs spécifiques atteints. Des techniques plutôt classiques d'analyse fréquentielle et de traitement de signaux ont permis d'accéder à une première caractérisation du comportement des écoulements dans les différents régimes. À côté de cette approche classique, l'emploi et la mise au point de techniques de traitement plus particulières marque l'originalité de ce travail de thèse. On se réfère ici tout particulièrement au traitement temps-fréquence et à l'implémentation de procédures de calcul de champ en moyenne de phase, adaptées aux différents phénomènes de cadencement considérés. La transformée par ondelettes, outil employé pour l'analyse temps-fréquence, a démontré une aptitude particulière à révéler la présence de structures cohérentes de nature transitoire ou instationnaire, et ceci malgré l'environnement fortement bruité. En ce qui concerne le développement des méthodes de calcul de champ moyen, un certain nombre de points marquants sont à mettre en avant. Les algorithmes ont du être adaptés à des configurations de mesure plus ou moins complexes. Le principal élément de difficulté était la non-simultanéité des enregistrements qui a été résolu par la mise au point d'une technique de synchronisation et recalage des signaux, basée sur des calculs d'inter-corrélation. Particularité propre à l'application aux régimes en fonctionnement instable, le calcul d'inter-corrélation a été effectué sur des versions filtrées des signaux afin de réduire le plus possible l'influence de phénomènes parasites haute fréquence tels que le passage des aubages. Le calcul de moyenne par phase se prête tout particulièrement au traitement de phénomènes périodiques ; lorsque l'on cherche à caractériser des comportements transitoire, tels que le précurseur du décrochage tournant, la procédure se trouve complexifiée par la gestion des nombreux enregistrements du même phénomène. Pour que la moyenne ait une réelle signification, il a fallu mettre au point une procédure efficace de sélection des événements suffisamment similaires pour être inclus dans le calcul du champ.

L'application de l'ensemble de traitements cités ci-dessus a permis d'esquisser l'évolution du comportement des écoulements avec le changement de régime de fonctionnement. Au régime nominal,

comme d'ailleurs pour tout point de fonctionnement en conditions stables, l'écoulement montre un caractère fortement périodique, rythmé par le passage des aubages. La prédominance de ce phénomène est aussi bien capturé par les spectres fréquentiels en pression qu'en vitesse et quelle que soit la position de mesure considérée. L'analyse fréquentielle a, en outre, révélé l'existence d'un phénomène basse fréquence, persistant avec le changement de débit et imputable à l'installation. Les profils des composantes de vitesse annoncent un écoulement essentiellement axial en entrée du rotor et très homogène sur la hauteur d'aube. Plusieurs champs en moyenne de phase ont été calculés pour une séquence de quatre positions relative rotor/redresseur. Les résultats ont mis en évidence la présence du tourbillon de jeu, structure particulièrement significative contribuant aux modes du démarrage du décrochage tournant.

Aux points de fonctionnement à débits partiels, bien que l'écoulement demeure dominé par le passage des aubages, les effets instationnaires apparaissent s'intensifier, en conséquence de l'augmentation de charge : l'augmentation du niveau des écarts type, associés aux champs de pression moyenne, en est une démonstration. Les résultats les plus intéressants viennent de l'observation du comportement du tourbillon de jeu. Le niveau de dépression qui l'identifie ainsi que sa trajectoire évoluent avec le changement de point de fonctionnement. Au fur et à mesure que le débit est réduit, la dépression s'intensifie et la trajectoire du tourbillon tend à s'aligner avec la section d'entrée de la roue. Suivant la théorie proposée par Vo et al. (2008), ce comportement spécifique de cette structure tourbillonnaire serait un indicateur du démarrage du décrochage tournant par précurseur de type « spike ».

L'étude réservée à la phase de transition entre régime stable et décroché a confirmé cette théorie. Dans l'étage de compresseur axial CME2 le décrochage tournant est annoncé par l'émergence d'une perturbation de faible amplitude se propageant tangentiellement, autour de la circonférence, avec une vitesse égale au 70% de celle de rotation de la machine. La perturbation s'étale sur un secteur azimutal d'environ 5 passages d'aubages et intéresse l'entière étendue axiale du rotor, de la section d'entrée à la sortie. La similarité de structure de champ entre le précurseur et la cellule de décrochage tournant suggère que, au moins dans le cas spécifique de l'étage CME2, le « spike » serait une cellule de décrochage en devenir. Un élément d'originalité dans l'étude du phénomène est apporté par l'analyse temps-fréquence. Le précurseur se manifeste, dans le tracé de la transformée par ondelettes, par une signature très nette au niveau de la valeur fréquentielle correspondant à l'inverse de la durée temporelle de la perturbation. Cette aptitude à signaler l'émergence de perturbations ponctuelles cohérentes fait de la transformée par ondelettes un outil prometteur dans le développement de techniques efficaces de détection du décrochage imminent.

Pendant la phase transitoire, la cellule embryonnaire de fluide décollé acquiert rapidement de l'ampleur, jusqu'à atteindre une structure définitive au niveau du premier point de fonctionnement en régime décroché complètement établi. En cette nouvelle condition de fonctionnement, bien que le passage des aubages demeure un phénomène bien visible dans les différents signaux, l'écoulement est dominé par une fluctuation basse fréquence de grande amplitude. La configuration de décrochage s'installant dans l'étage de compresseur CME2 est de type à cellule unique, occupant probablement toute la hauteur d'aube. Dans

le passage du stade embryonnaire à celui de structure complètement développée, la cellule ralentie sa vitesse de propagation, passant de 70% de la vitesse de rotation de la machine à 40% environ. La zone intéressée par la perturbation s'étale sur 7 canaux interaubages environ. Les champs de pression en moyenne de phase mettent en lumière la complexité de la structure de la zone perturbée. Trois sous-phases composent la structure globale de la perturbation ; les informations en vitesse disponibles en amont de la roue, en pied d'aubage, suggèrent l'interprétation du rôle de chacune de ces phases. La région qui la précède correspond à celle que l'on a défini de « ré-attachement de l'écoulement ». Elle est caractérisée, en entrée de roue par une forte déviation du courant dans le sens de rotation de la machine. Le secteur angulaire qui suit la zone fortement débitante est identifié comme étant le coté en propagation du décollement. Une forte déviation caractérise à nouveau l'écoulement en entrée de la roue mais cette fois-ci elle est dirigée dans le sens contraire à celui de rotation de la machine. La surpression réalisée dans le secteur de propagation de la cellule est particulièrement intense, presque le double de la valeur moyenne pour le point de fonctionnement.

Ce travail a permis de mettre en évidence certaines caractéristiques du comportement d'un compresseur axial rentrant en régime de décrochage tournant. En revanche, de nombreuses interrogations et pistes de travail pour le futur sont apparues à l'analyse des résultats synthétisés dans les paragraphes ci-dessus.

Ainsi, si l'expérience reste encore aujourd'hui le moyen indispensable pour la validation des résultats, on ne peut ignorer l'apport que représente de nos jours la simulation numérique. Celle-ci permet effectivement d'avoir accès à l'ensemble des grandeurs physiques sur le domaine complet étudié. Le compresseur axial CME2 est le support d'études de plusieurs équipes de recherche (notamment au CERFACS et à l'ONERA) pour la mise en place de nouveaux outils de simulation numérique et pour l'analyse de l'aérodynamique interne des compresseurs. Un des objectifs de cette thèse était de fournir à ces équipes des données leur permettant d'initialiser leurs calculs avec des conditions les plus proches de celles obtenues sur le banc expérimental. Ceci n'a pas pu être entièrement fait suite à un incident technique qui a nécessité l'arrêt et le démontage du banc d'essais. A très court terme, des expériences complémentaires consistant en des mesures par sondes 5 trous et fil chaud seront réalisés sur le banc pour différentes positions en amont de la machine et pour les points de fonctionnement étudiés dans cette thèse. A plus long terme, l'objectif pourrait être de compléter progressivement cette base de données afin de faire de la machine un cas d'étude avec une base de données la plus complète possible mises à disposition des numériciens.

Concernant les précurseurs du décrochage tournant, les résultats prometteurs sur la mise en évidence de la trace du « spike » dans les mesures de pression méritent d'être approfondis. Il serait intéressant d'essayer de suivre l'évolution du « spike » au cours du temps en instrumentant le compresseur sur toute sa périphérie et ne se limitant pas à des mesures au niveau de la fenêtre instrumentée. Par ailleurs, les résultats obtenus par des méthodes temps-fréquence et qui ont montré la signature très nette du précurseur dans ce type d'analyse doivent être développés afin de proposer une méthode rapide et efficace de prédiction de l'apparition des instabilités. Enfin, il a été observé que le « spike », sur cette machine se produit de manière assez répétitive (dans le sens où il apparaissait dans 70 % des cas au même endroit et

au même stade de développement). Ceci est probablement lié, et cela mérite d'être étudié de manière détaillée, soit à une configuration géométrique particulière de la machine, soit à un effet de la procédure employée pour faire entrer le compresseur en régime décroché. Toutefois, on pourrait également se servir de cette particularité du banc pour étudier de manière plus approfondie, avec des outils de mesures plus sophistiqués tels que la Vélocimétrie par Images de Particules, ce phénomène réputé apparaître de façon imprévisible.

Pour finir, il est très clair que le mécanisme de déclenchement de l'instabilité dans le compresseur CME2 est corrélé à l'existence d'un tourbillon de jeu. La tentation est donc grande d'essayer d'agir sur celui-ci afin de retarder l'apparition des instabilités et d'augmenter la marge de pompage de cette machine. C'est tout l'objet du projet ANR Numerrics, qui associe des équipes de recherche de l'ONERA, du Laboratoire de Mécanique de Lille, de l'Institut Jean Le Rond d'Alembert et de SNECMA, qui vient de démarrer et qui vise à développer des méthodes efficaces de contrôle actif de cette structure.

7. Annexes

7.1. Étalonnage d'une sonde à fils chauds croisés

7.1.1. Méthode d'étalonnage

La technique d'étalonnage adoptée reflète les hypothèses simplificatrices avancées sur les conditions de l'écoulement au niveau de la section de mesure et la nécessité d'une méthode simple et rapide tant dans son exécution que dans son exploitation en phase de post-traitement des mesures. La méthode retenue est basée sur une approche proposée originairement par Bradshaw (Bradshaw, 1971) et reprise et améliorée par plusieurs chercheurs dans la suite (Bruun, et al., 1990) et (Bruun, 1995). La procédure permet l'étalonnage simultané des deux éléments sensibles de la sonde mais sa validité est limitée à une plage de valeurs d'angles de lacet restreinte ; elle ne doit en effet se considérer fiable que lorsque les variations de direction de la vitesse en lacet ne dépassent pas les $\pm 20^\circ$. On adopte ici les conventions reportées en Figure 7-1 ; les deux composantes de vitesse accessibles à la mesure ont été nommées, avec référence à la nomenclature standard dans le domaine des turbomachines axiales, V_x étant la composante axiale (vitesse débitante) et

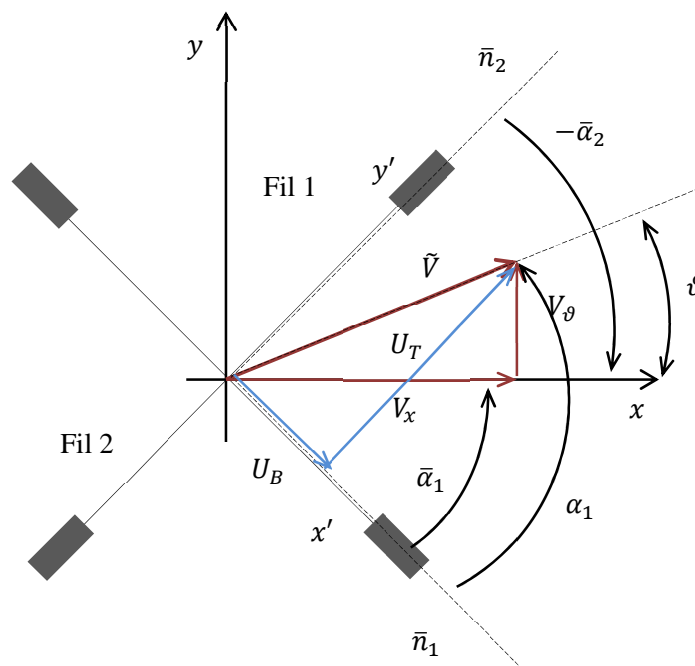


Figure 7-1 Système de coordonnées lié aux fils dans le cas de sonde à fils croisés

V_θ la composante tangentielle (vitesse dans le sens de rotation de la machine). L'étalonnage en vitesse, qui amène à la définition des lois de King pour chacun des deux fils, s'effectue directement avec les fils positionnés selon la configuration qui sera utilisé en phase de mesure. Dans le cas de sonde à fils croisés

perpendiculaires entre eux, comme en Figure 7-1, le positionnement idéal est celui permettant d'avoir un angle de 45° entre les fils et la direction moyenne de l'écoulement. En amont de l'étage de compression, en absence d'éléments pré-directeurs,

il n'est pas aberrant de considérer l'écoulement presque parfaitement axial. Si l'on repère cette direction avec la coordonnée x et la direction tangentielle avec la coordonnée y , le positionnement des éléments sensible revient à celui représenté en Figure 7-1.

On nomme $\bar{\alpha}_1$ et $-\bar{\alpha}_2$ les angles entre les normales aux fils et la direction axiale (abscisse) ; α_1 et α_2 définissent, quant à eux, le positionnement de la vitesse instantanée V par rapport aux normales.

Il est évident que dans cette configuration le signal en tension délivré par chaque fil est fonction des deux composantes de vitesse. On peut exprimer cela par :

$$\left. \begin{array}{l} E_1 = f(V_x, V_\vartheta) \\ E_2 = f(V_x, V_\vartheta) \end{array} \right\} \left. \begin{array}{l} E_1 = f(\tilde{V}, \vartheta) \\ E_2 = f(\tilde{V}, \vartheta) \end{array} \right\} \begin{array}{l} E_1 = f(\tilde{V}, \alpha_1, \bar{\alpha}_1) \\ E_2 = f(\tilde{V}, -\alpha_2, -\bar{\alpha}_2) \end{array} \quad 7-1$$

Il a été explicité précédemment comment relier la vitesse de refroidissement V_e aux composantes de vitesse dans le repère du fil (x', y'). On veut ici réécrire la loi de King en fonction des composantes de vitesse dans le repère du système physique (x, y). Avec référence à la Figure 7-1, on peut poser les équivalences suivantes :

$$\begin{aligned} V_{e1} &= \sqrt{U_{B1}^2 + k_1^2 U_{T1}^2} = \tilde{V} \sqrt{\cos^2 \alpha_1 + k_1^2 \sin^2 \alpha_1} = \tilde{V} f(\alpha_1) \\ V_{e2} &= \sqrt{U_{B2}^2 + k_2^2 U_{T2}^2} = \tilde{V} \sqrt{\cos^2 \alpha_2 + k_2^2 \sin^2 \alpha_2} = \tilde{V} f(\alpha_2) \end{aligned} \quad 7-2$$

On observera que la vitesse choisie comme référence (coefficient de sensibilité égal à 1) est ici la composante bi-normale et non pas la normale, qui est d'ailleurs dans l'environnement fluide étudié la composante négligeable du problème.

On peut ainsi exprimer le comportement du fil en fonction de la vitesse et de l'angle formé par celle-ci avec l'orientation du fil même :

$$\begin{aligned} E_{\alpha_1} &= A_1 + B_1 [\tilde{V} f(\alpha_1)]^{n_1} = A_1 + \hat{B}_1 \tilde{V}^{n_1} \\ E_{\alpha_2} &= A_2 + B_2 [\tilde{V} f(\alpha_2)]^{n_2} = A_2 + \hat{B}_2 \tilde{V}^{n_2} \end{aligned} \quad 7-3$$

Où le nouveau coefficient B inclut l'information angulaire ainsi que la sensibilité tangentielle du fil :

$$\hat{B}_1 = B_1 [f(\alpha_1)]^{n_1} \quad \hat{B}_2 = B_2 [f(\alpha_2)]^{n_2} \quad 7-4$$

La première étape de la phase d'étalonnage est celle de construire la loi de King dans la configuration de référence, c'est-à-dire lorsque $\alpha = \bar{\alpha}$. La procédure d'étalonnage en vitesse est tout à fait identique dans le

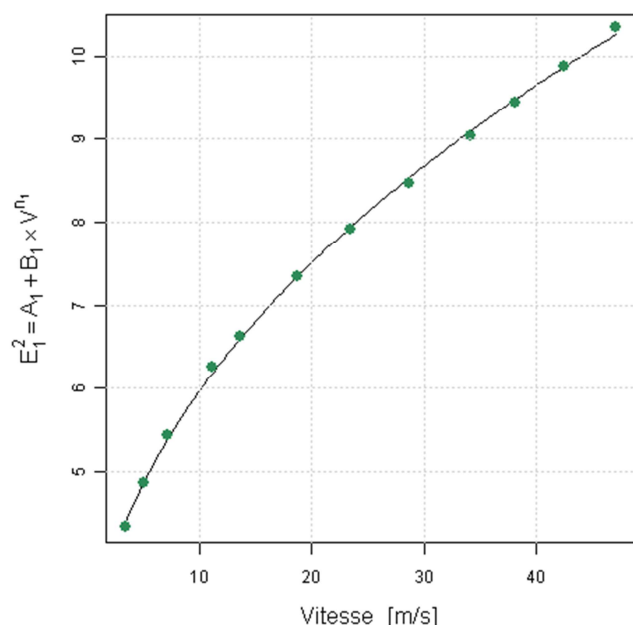


Figure 7-2 Courbe d'étalonnage en vitesse pour le fil 1 en Figure 7-1

cas des deux fils et elle amène à la définition des constantes A , $\hat{B}(\bar{\alpha})$ et n . En Figure 7-2 est reportée la réponse du fil 1 (Figure 7-1); en vert sont tracés les points d'étalonnage effectivement réalisés tandis qu'en trait continu noir est représentée la courbe de régression sous forme de loi de King.

Le coefficient de sensibilité tangentielle k peut être considéré constant tant que α ne s'écarte pas excessivement de $\bar{\alpha}$, $\pm 20^\circ$ (Bruun, et al., 1990). Son estimation est issue de l'étape d'étalonnage angulaire qui est conduite sur la plage $-35^\circ \leq \vartheta \leq +35^\circ$. Une courbe de réponse est reconstruite pour chaque valeur de α , gardant A et n constants et égaux aux valeurs calculées en position $\bar{\alpha}$ mais en extrayant le coefficient $\hat{B}(\alpha)$. On

introduit la grandeur E_α^* (Bruun, 1995) (Bruun, et al., 1990), ainsi définie:

$$E_\alpha^* = \left[\frac{E_\alpha^2 - A}{E_{\bar{\alpha}}^2 - A} \right]^{1/n} = \left(\frac{\hat{B}(\alpha)}{\hat{B}(\bar{\alpha})} \right)^{1/n} = \frac{f(\alpha)}{f(\bar{\alpha})} \quad 7-5$$

En introduisant l'expression de $f(\alpha)$ et $f(\bar{\alpha})$ dans l'équation précédente on observe qu'il est possible de la réorganiser sous la forme :

$$Y = aX \quad 7-6$$

avec la signification suivante des termes :

$$Y = E_\alpha^{*2} - 1 \quad X = E_{\bar{\alpha}}^{*2} \sin^2 \bar{\alpha} - \sin^2 \alpha \quad a = 1 - k^2 \quad 7-7$$

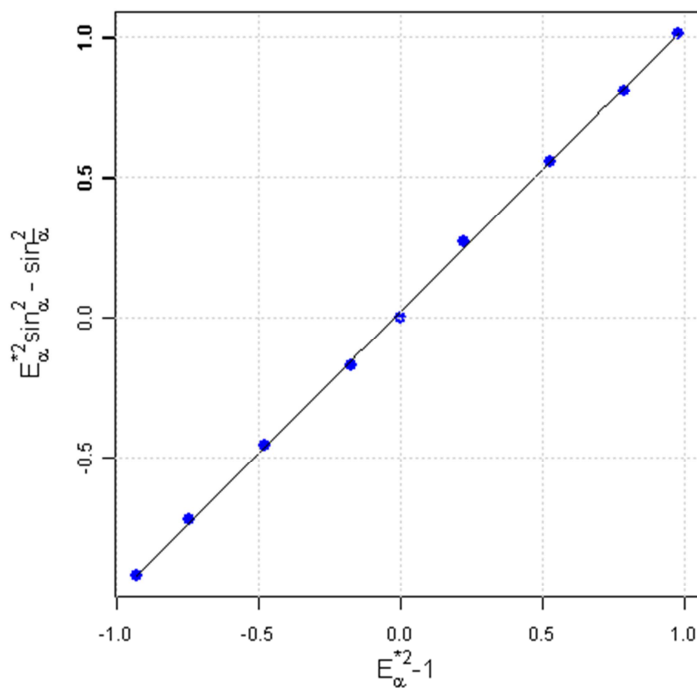


Figure 7-3 Courbe de régression pour l'évaluation du coefficient de sensibilité tangentielle k

Toujours avec référence au fil numéro 1, en Figure 7-1 est donnée une représentation de l'équation 7-6. Le coefficient directeur a permet l'évaluation du coefficient de lacet, égal, dans le cas montré, à 0.102.

Une fois effectuées l'étalonnage en vitesse et estimé le facteur de sensibilité tangentielle k la caractérisation du comportement des éléments sensibles est conclue.

7.1.1. Reconstruction des composantes de la vitesse

On est intéressé à reconstituer les composantes de vitesse dans le plan passant par les deux fils mais dans le repère du système physique (x, y) . Avec référence à la Figure 7-1, on établit les équivalences suivantes pour les vitesses dans le repère du fil :

$$\begin{aligned} U_B &= V_x \cos \bar{\alpha} - V_y \sin \bar{\alpha} \\ U_T &= V_x \sin \bar{\alpha} - V_y \cos \bar{\alpha} \\ U_N &= V_r \end{aligned} \quad 7-8$$

Les valeurs des vitesses de refroidissement V_{e1} et V_{e2} peuvent donc être exprimées en fonction des vitesses dans le repère du système, en substituant les expressions de U_B , U_T et U_N en 7-8. Cela amène aux deux équations suivantes :

$$V_{e1} = [V_x^2(\cos^2 \bar{\alpha}_1 + k_1^2 \sin^2 \bar{\alpha}_1) + V_\vartheta^2(\sin^2 \bar{\alpha}_1 + k_1^2 \cos^2 \bar{\alpha}_1) - V_x V_\vartheta(1 - k_1^2) \sin 2\bar{\alpha}_1 + h_1^2 V_r^2]^{1/2}$$

7-9

$$V_{e2} = [V_x^2(\cos^2 \bar{\alpha}_2 + k_2^2 \sin^2 \bar{\alpha}_2) + V_\vartheta^2(\sin^2 \bar{\alpha}_2 + k_2^2 \cos^2 \bar{\alpha}_2) + V_x V_\vartheta(1 - k_2^2) \sin 2\bar{\alpha}_2 + h_2^2 V_r^2]^{1/2}$$

On remarquera tout d'abord que la composante radiale V_r est considérée négligeable dans le problème étudié. La résolution d'un tel système d'équations n'est pas anodine, si non pas méthode numérique, à cause de la non-linéarité des expressions des vitesses de refroidissement des fils. Il a été choisi, pour des raisons de simplicité, d'employer une méthode de résolution directe du système. Une expansion en série de Taylor a été appliquée aux équations en 7-9 ; dans l'hypothèse de composantes fluctuantes faibles par rapport aux valeurs moyennes, l'expansion a été arrêtée au premier ordre. En définissant les fonctions $f(\bar{\alpha})$ et $g(\bar{\alpha})$ pour les deux fils:

$$\begin{aligned} f(\bar{\alpha}) &= (\cos^2 \bar{\alpha} + k^2 \sin^2 \bar{\alpha})^{1/2} \\ g(\bar{\alpha}) &= \frac{(1 - k^2) \cos^2 \bar{\alpha} \tan \bar{\alpha}}{\cos^2 \bar{\alpha} + k^2 \sin^2 \bar{\alpha}} \end{aligned} \quad 7-10$$

On peut synthétiser le résultat de l'expansion sous la forme :

$$\begin{aligned} V_{e1} &= f(\bar{\alpha}_1)[V_x - g(\bar{\alpha}_1)V_\vartheta] \\ V_{e2} &= f(\bar{\alpha}_2)[V_x + g(\bar{\alpha}_2)V_\vartheta] \end{aligned} \quad 7-11$$

Au détail de l'expansion en série de Taylor a été consacré l'annexe 7.2.

Par somme-différence membre à membre des deux expressions en 7-11 il est possible d'expliciter les composantes de vitesse V_x et V_ϑ :

$$V_x = \frac{[V_{e1}/f(\bar{\alpha}_1)]g(\bar{\alpha}_2) + [V_{e2}/f(\bar{\alpha}_2)]g(\bar{\alpha}_1)}{g(\bar{\alpha}_1) + g(\bar{\alpha}_2)} \quad 7-12$$

$$V_\vartheta = \frac{[V_{e2}/f(\bar{\alpha}_2)] - [V_{e1}/f(\bar{\alpha}_1)]}{g(\bar{\alpha}_1) + g(\bar{\alpha}_2)} \quad 7-13$$

Aux résultats obtenus, dans la gamme des vitesses intéressant la machine sous analyse, une incertitude de mesure de 5% sur le module de la vitesse et de 1.5° sur l'angle de lacet est à considérer.

7.2. Développement analytique des équations gérant l'anémométrie par fil chaud

7.2.1. Expressions simplifiées des vitesses de refroidissement dans le repère du système physique

On veut ici montrer comment extraire l'expression analytique des composantes de vitesses V_x et V_ϑ à partir des expressions des vitesses de refroidissement pour les deux éléments sensibles composant une sonde à fils croisés. On a pour les vitesses de refroidissement :

$$V_{e1} = [V_x^2 (\cos^2 \bar{\alpha}_1 + k_1^2 \sin^2 \bar{\alpha}_1) + V_\vartheta^2 (\sin^2 \bar{\alpha}_1 + k_1^2 \cos^2 \bar{\alpha}_1) - V_x V_\vartheta (1 - k_1^2) \sin 2\bar{\alpha}_1 + h_1^2 V_r^2]^{1/2} \quad 7-14$$

$$V_{e2} = [V_x^2 (\cos^2 \bar{\alpha}_2 + k_2^2 \sin^2 \bar{\alpha}_2) + V_\vartheta^2 (\sin^2 \bar{\alpha}_2 + k_2^2 \cos^2 \bar{\alpha}_2) + V_x V_\vartheta (1 - k_2^2) \sin 2\bar{\alpha}_2 + h_2^2 V_r^2]^{1/2}$$

La complexité de la résolution du système réside dans la non-linéarité des équations. Avec les hypothèses adéquates, le développement en série de Taylor permet de simplifier l'expression de la vitesse de refroidissement V_e . Dans l'hypothèse de \bar{V}_ϑ proche de zéro et de fluctuations, aussi bien selon x que ϑ , petites par rapport à \bar{V}_x , on pourra limiter l'expansion en série aux termes de premier ordre :

$$V_e = V_e|_{(\bar{V}_x, \bar{V}_\vartheta)} + \frac{dV_e}{dV_x}|_{(\bar{V}_x, \bar{V}_\vartheta)} (V_x - \bar{V}_x) + \frac{dV_e}{dV_\vartheta}|_{(\bar{V}_x, \bar{V}_\vartheta)} (V_\vartheta - \bar{V}_\vartheta) \quad 7-15$$

Le premier terme et les dérivées sont développés en détail en 7-16, 7-17 et 7-18 avec référence particulière à l'expression de la vitesse de refroidissement du fil numéro 1.

$$V_e|_{(\bar{V}_x, \bar{V}_\vartheta)} = [\bar{V}_x^2 (\cos^2 \bar{\alpha} + k^2 \sin^2 \bar{\alpha}) + \bar{V}_\vartheta^2 (\sin^2 \bar{\alpha} + k^2 \cos^2 \bar{\alpha}) - \bar{V}_x \bar{V}_\vartheta (1 - k^2) \sin 2\bar{\alpha}]^{1/2} \quad 7-16$$

$$\begin{aligned} \frac{dV_e}{dV_x}|_{(\bar{V}_x, \bar{V}_\vartheta)} &= \frac{1}{2} [\bar{V}_x^2 (\cos^2 \bar{\alpha} + k^2 \sin^2 \bar{\alpha}) + \bar{V}_\vartheta^2 (\sin^2 \bar{\alpha} + k^2 \cos^2 \bar{\alpha}) \\ &\quad - \bar{V}_x \bar{V}_\vartheta (1 - k^2) \sin 2\bar{\alpha}]^{-1/2} [2\bar{V}_x (\cos^2 \bar{\alpha} + k_1^2 \sin^2 \bar{\alpha}) \\ &\quad - \bar{V}_\vartheta (1 - k^2) \sin 2\bar{\alpha}] \end{aligned} \quad 7-17$$

$$\begin{aligned} \left. \frac{dV_e}{dV_\vartheta} \right|_{(\bar{V}_x, \bar{V}_\vartheta)} &= \frac{1}{2} \left[\bar{V}_x^2 (\cos^2 \bar{\alpha} + k^2 \sin^2 \bar{\alpha}) + \bar{V}_\vartheta^2 (\sin^2 \bar{\alpha} + k^2 \cos^2 \bar{\alpha}) \right. \\ &\quad \left. - \bar{V}_x \bar{V}_\vartheta (1 - k^2) \sin 2\bar{\alpha} \right]^{-1/2} [2\bar{V}_\vartheta (\sin^2 \bar{\alpha} + k^2 \cos^2 \bar{\alpha}) \\ &\quad - \bar{V}_x (1 - k^2) \sin 2\bar{\alpha}] \end{aligned} \quad 7-18$$

On introduit $f(\bar{\alpha})$, fonction de lacet, ainsi définie :

$$f(\bar{\alpha}) = (\cos^2 \bar{\alpha} + k^2 \sin^2 \bar{\alpha})^{1/2} \quad 7-19$$

Et on renomme les fluctuations des composantes de vitesse selon :

$$(V_x - \bar{V}_x) = v_x \quad \text{et} \quad (V_\vartheta - \bar{V}_\vartheta) = v_\vartheta \quad 7-20$$

On négligeant les termes dépendant de \bar{V}_ϑ , on arrive à l'expression simplifiée suivante pour la vitesse de refroidissement (on rappelle, ici référé au fil numéro 1):

$$V_e = \bar{V}_x + \frac{1}{2} \frac{1}{\bar{V}_x f(\bar{\alpha})} 2\bar{V}_x f^2(\bar{\alpha}) v_x - \frac{1}{2} \frac{1}{\bar{V}_x f(\bar{\alpha})} (1 - k^2) 2 \sin \bar{\alpha} \cos \bar{\alpha} v_\vartheta \quad 7-21$$

On réorganise les termes, en isolant la fonction de lacet :

$$V_e = f(\bar{\alpha}) \left[\bar{V}_x + v_x - \frac{(1 - k^2) \sin \bar{\alpha} \cos \bar{\alpha}}{f^2(\bar{\alpha})} v_\vartheta \right] \quad 7-22$$

On définit :

$$g(\bar{\alpha}) = \frac{(1 - k^2) \cos^2 \bar{\alpha}}{(\cos^2 \bar{\alpha} + k^2 \sin^2 \bar{\alpha})} \tan \bar{\alpha} \quad 7-23$$

Et on introduisant cette variable dans l'expression 7-22, on arrive finalement à l'expression simplifiée de la vitesse de refroidissement, que l'on peut expliciter pour chacun des deux fils .

$$\begin{aligned} V_{e1} &= f(\bar{\alpha}_1) [V_x - g(\bar{\alpha}_1) V_\vartheta] \\ V_{e2} &= f(\bar{\alpha}_2) [V_x + g(\bar{\alpha}_2) V_\vartheta] \end{aligned} \quad 7-24$$

7.2.2. Méthode d'explicitation des composantes de vitesse dans le repère du système physique

En partant des expressions des vitesses de refroidissement pour chacun des deux fils de la sonde par méthode somme-différence membre à membre on peut expliciter les composantes de vitesse dans le repère du système physique. On a pour les vitesses de refroidissement :

$$\begin{aligned} V_{e1} &= f(\bar{\alpha}_1)[V_x - g(\bar{\alpha}_1)V_\vartheta] \\ V_{e2} &= f(\bar{\alpha}_2)[V_x + g(\bar{\alpha}_2)V_\vartheta] \end{aligned} \quad 7-25$$

Par différence on peut extraire V_ϑ :

$$\frac{V_{e1}}{f(\bar{\alpha}_1)} - \frac{V_{e2}}{f(\bar{\alpha}_2)} = -(g(\bar{\alpha}_1)V_\vartheta + g(\bar{\alpha}_2)V_\vartheta) \quad 7-26$$

$$V_\vartheta = \frac{V_{e2}/f(\bar{\alpha}_2) - V_{e1}/f(\bar{\alpha}_1)}{g(\bar{\alpha}_1) + g(\bar{\alpha}_2)} \quad 7-27$$

Pour expliciter la composante axiale V_x , les expressions en 7-25 doivent être préalablement réarrangées de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{V_{e1}}{f(\bar{\alpha}_1)g(\bar{\alpha}_1)} &= \frac{V_x}{g(\bar{\alpha}_1)} - V_\vartheta \\ \frac{V_{e2}}{f(\bar{\alpha}_2)g(\bar{\alpha}_2)} &= \frac{V_x}{g(\bar{\alpha}_2)} + V_\vartheta \end{aligned} \quad 7-28$$

En écrivant la somme membre à membre on obtient V_x :

$$\frac{V_{e1}}{f(\bar{\alpha}_1)g(\bar{\alpha}_1)} + \frac{V_{e2}}{f(\bar{\alpha}_2)g(\bar{\alpha}_2)} = \frac{V_x}{g(\bar{\alpha}_1)} + \frac{V_x}{g(\bar{\alpha}_2)} \quad 7-29$$

$$V_x = \frac{[V_{e1}f(\bar{\alpha}_2)g(\bar{\alpha}_2)] + [V_{e2}f(\bar{\alpha}_1)g(\bar{\alpha}_1)]}{f(\bar{\alpha}_1)g(\bar{\alpha}_1)f(\bar{\alpha}_2)g(\bar{\alpha}_2)} \cdot \frac{[g(\bar{\alpha}_1) + g(\bar{\alpha}_2)]}{g(\bar{\alpha}_1)g(\bar{\alpha}_2)} \quad 7-30$$

7.3. Incertitudes de mesure

Grandeur	Incertitude	
Débit	1.5%	
Pression instationnaire	± 35Pa	
Vitesse	<i>Module</i>	<i>Angle</i>
	5%	1.5°

Tableau 7-1 Incertitudes de mesure

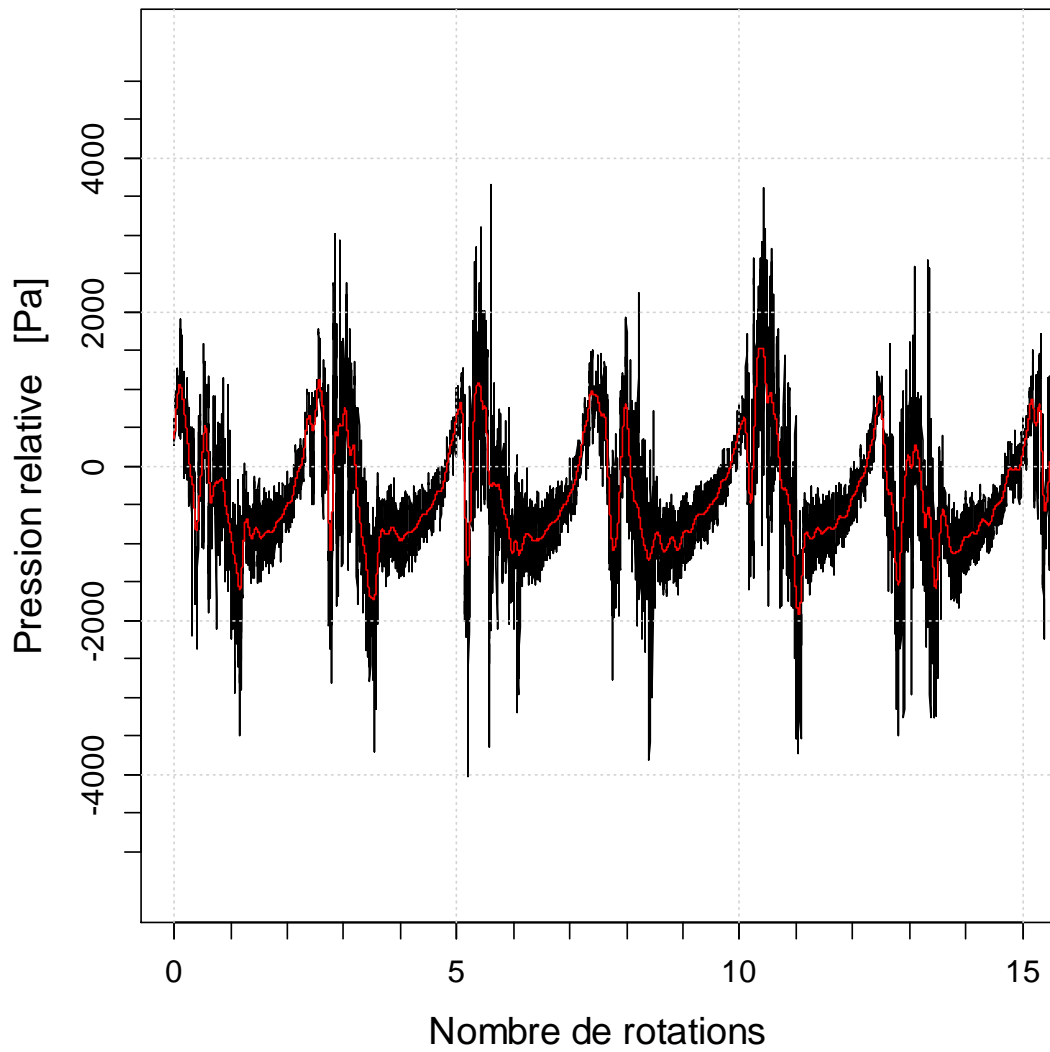
7.4. Résultats en régime décroché, débit de fonctionnement Q_{D2} 

Figure 7-4 Signal de pression en régime décroché. Point de fonctionnement Q_{D2} , emplacement de mesure 0mm-12°

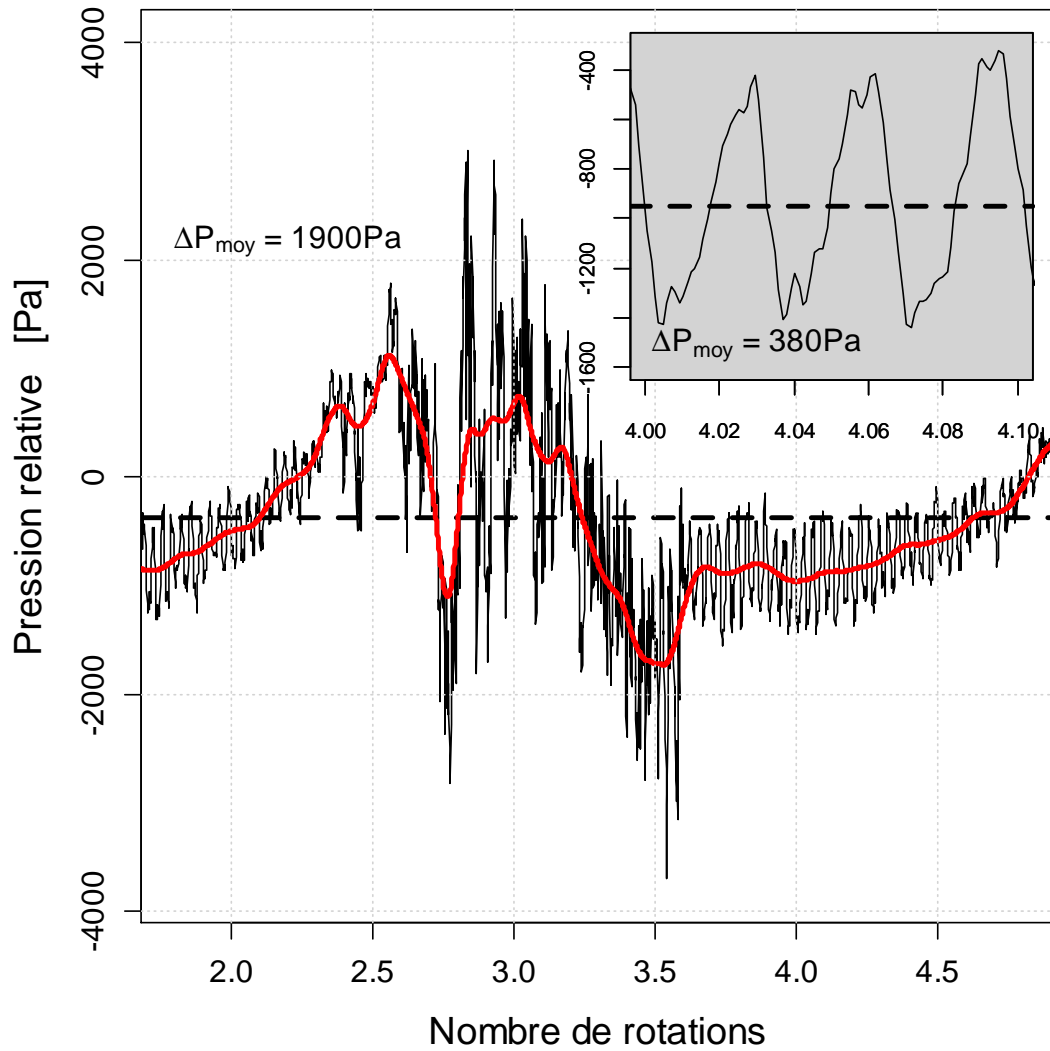


Figure 7-5 Cycle de décrochage. Point de fonctionnement Q_{D2} . Comparaison fluctuation due au décrochage et au passage des aubages

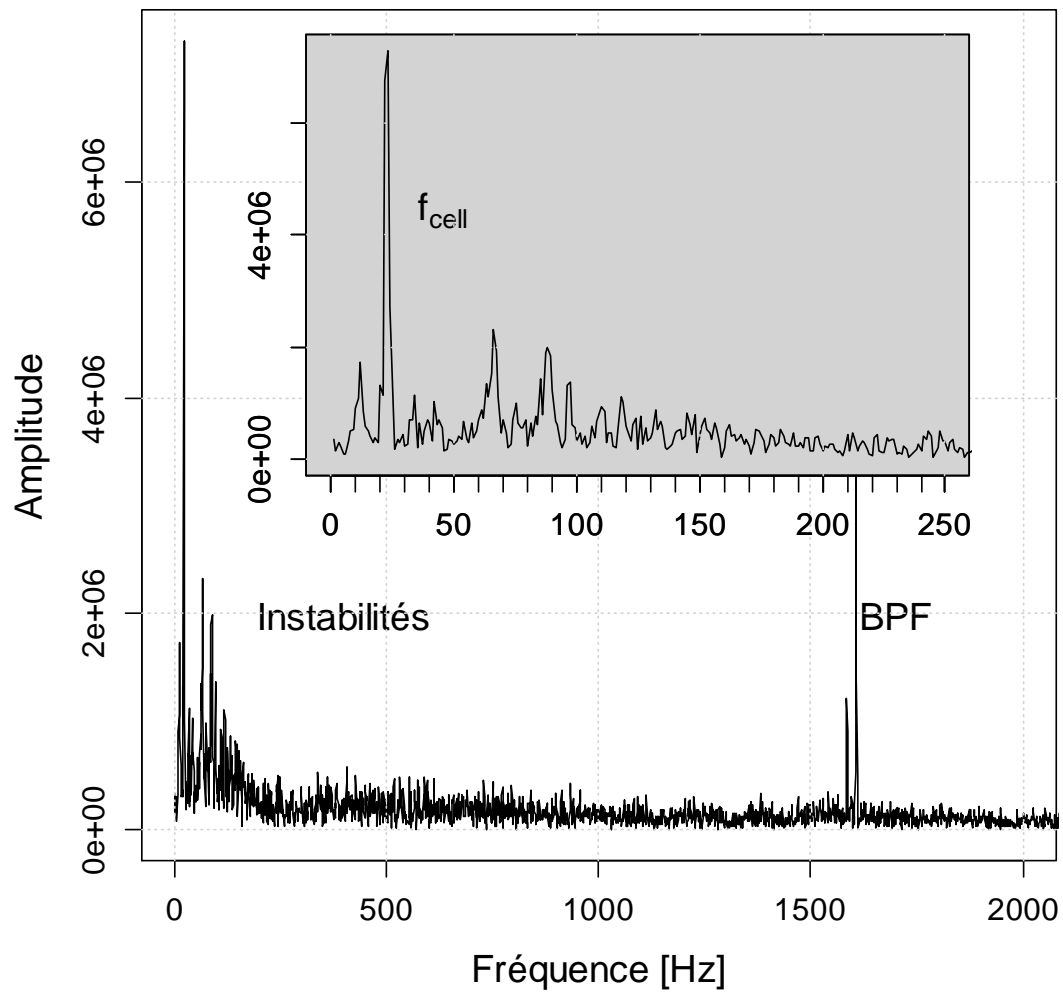


Figure 7-6 Transformée de Fourier en régime décroché. Point de fonctionnement Q_{D2} , emplacement de mesure 0mm-12°

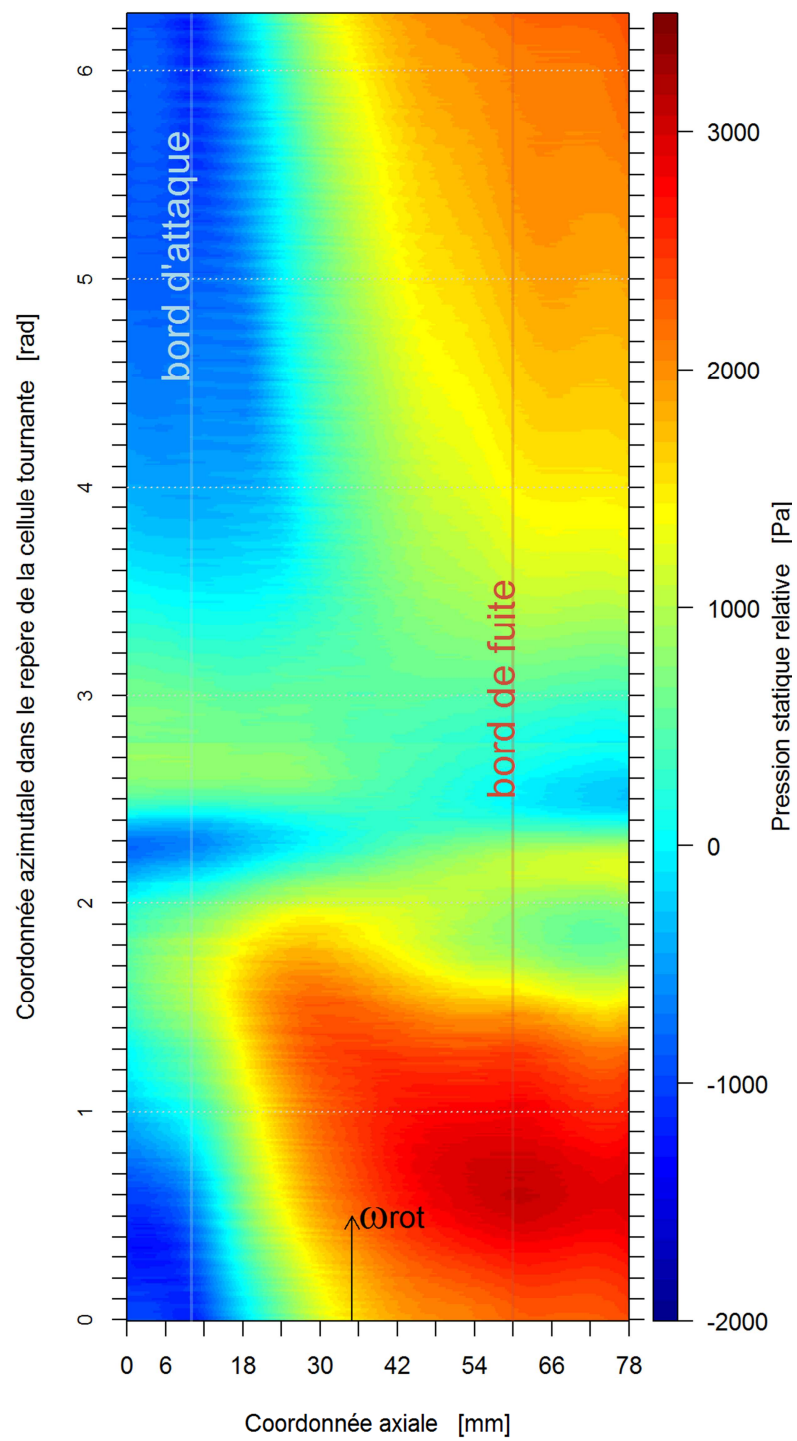


Figure 7-7 Champ de pression en moyenne de phase en décrochage tournant, débit Q_{D2} , coordonnée azimutale 12

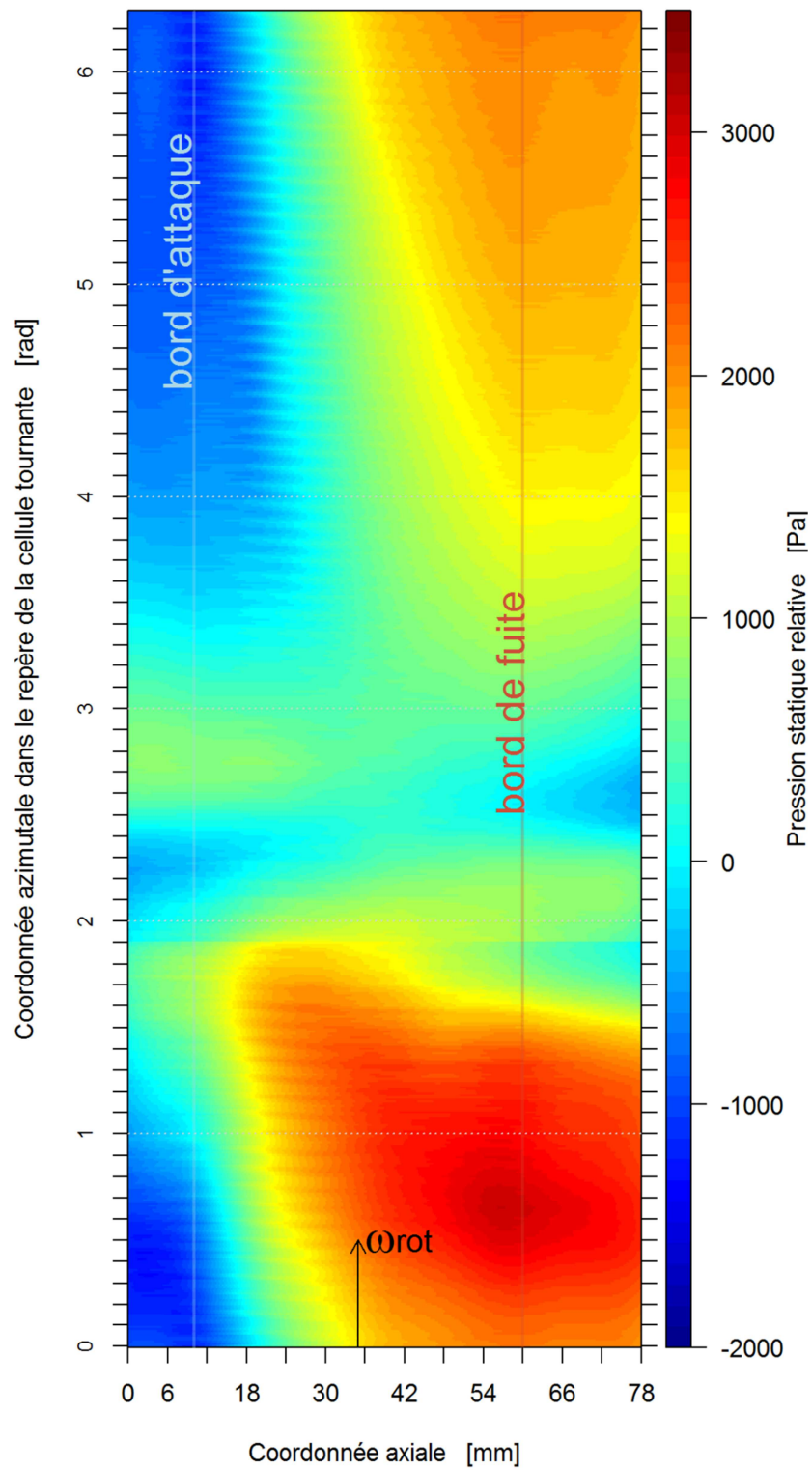


Figure 7-8 Champ de pression en moyenne de phase en décrochage tournant, débit Q_{D2} , coordonnée azimutale 6°

Références

Addison Paul, S The Illustrated Wavelet Transform Handbook: Introductory Theory and Applications in Science, Engineering, Medicine and Finance [Ouvrage]. - [s.l.] : Taylor & Francis, 2002.

Arnone Andrea [et al.] Numerical Prediction of Wake-Induced Transition in a Low Pressure Turbine [Conférence] // 14ème ISABE. - Florence : [s.n.], 1999.

Asch Georges et collaborateurs Les capteurs en instrumentation industrielle [Ouvrage]. - Paris : Dunod, 2010.

Bradshaw P. An Introduction to Turbulence and its Measurement [Ouvrage]. - Oxford : Pergamon Press, 1971.

Bruun H.H. [et al.] Calibration and Analysis of X Hot-Wire Probe Signal [Revue] // Measurement Science and Technology . - [s.l.] : IOPscience, 1990.

Bruun H.H. Hot Wire Anemometry - Principles and Signal Analysis [Ouvrage]. - [s.l.] : Oxford University Press, 1995.

Callot S. Analyse des mécanismes macroscopiques produits par les interactions rotor/stator dans les turbomachines [Rapport] : Thèse de Doctorat / Ecole Centrale de Lyon. - Lyon : [s.n.], 2002.

Camp T. et Day I.J. A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low Speed Axial Compressor [Revue] // ASME Journal of Turbomachinery. - 1998. - Vol. 120. - pp. 393-401.

Camp T. R. et Day I. J. A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor [Revue] // ASME Journal of Turbomachinery. - 1998. - Vol. 120. - pp. 393-401.

Cooley James W. et Tukey John W. An Algorithm for the Machine Calculation of Complex Fourier Series [Revue] // Mathematics of Computation. - 1965. - Vol. 19. - pp. 297-301.

Day I.J. [et al.] Stall Inception and Prospects for Active Control in Four High Speed Compressors [Revue] // ASME Journal of Turbomachinery. - 1999. - Vol. 121. - pp. 1-18.

Day I.J. et Cumpsty N.A. The Measurement and Interpretation of Flow within Rotating Stall Cells in Axial Compressors [Revue] // Journal of Mechanical Engineering Sciences. - 1978. - Vol. 20.

Day I.J. Stall Inception in Axial Flow Compressors [Revue] // ASME Journal of Turbomachinery. - 1993. - Vol. 115. - pp. 1-9.

Deppe A., Saathoff H. et Stark U. Spike Stall Inception in Axial Flow Compressors [Conférence] // European Turbomachinery Conference. - Lille : [s.n.], 2005.

Dobrzynski B., Saathoff H. et Kosyna G. Influence of the Rotor Tip Stagger Angle on Axial Compressor Inception. [Conférence] // Proceedings of the 7th European Conference on Turbomachinery. - Athens : [s.n.], 2007.

- Dring R.P. [et al.]** Turbine Rotor-Stator Interactions [Revue] // Journal of Engineering for Power / éd. ASME. - 1982. - Vol. 104(3). - pp. 729-742.
- Faure T,M [et al.]** Laser Doppler Anemometry Measurements in an Axial Compressor Stage [Revue] // Journal of Propulsion and Power. - 2001. - 3 : Vol. 17. - pp. 481-491.
- Garnier V. H., Epstein A. H. et Greitzer E.M.** Rotating Waves as a Stall Inception Indication in Axial Compressors [Revue] // ASME Journal of turbomachinery. - 1991. - Vol. 113. - pp. 290-301.
- Giles M.B.** Calculation of Unsteady Wake Rotor Interaction [Revue] // Journal of Propulsion and Power / éd. AIAA. - 1988.
- Gourdain Nicolas [et al.]** Simulation of Rotating Stall in a Whole Stage of an Axial Compressor [Revue] // Computers & Fluids / éd. Elsevier. - 2010. - Vol. 39. - pp. 1644-1655.
- Gourdain Nicolas** Simulation Numérique des Phénomènes de Décollement Tournant dans les Compresseurs Axiaux [Rapport] : Rapport de thèse / École Centrale de Lyon. - 2005.
- Gourdain Nicolas, Montagnac Marc et Boussuge Jean François** Numerical Simulation of an Axial Compressor with Non Axisymmetric Casing Treatment [Conférence] // Eucass Advances - Progress in Propulsion Physics. - Bruxelles : [s.n.], 2007. - Vol. 1.
- Greitzer E.M.** Flow instabilities in turbomachines [Revue] // Thermodynamics and Fluid Dynamics of Turbomachinery. - [s.l.] : The Hague, 1985. - Vol. 2.
- Hendricks G. J. [et al.]** Analysis of Rotating Stall Onset in High Speed Axial Flow Compressors [Revue] // AIAA Paper / éd. AIAA. - 1993. - 93-2233.
- Korakianitis T.** On the Prediction of Unsteady Forces on Gas-Turbine Blades [Revue] // Journal of Turbomachinery / éd. ASME. - 1992.
- McDougall N.M., Cumpsty N. A. et Hynes T.P.** Stall Inception in Axial Compressors [Revue] // ASME Journal of turbomachinery. - 1990. - Vol. 112. - pp. 116-125.
- Michon G,J, Miton H et Ouayahya N** Unsteady Off-Design Velocity and Reynolds Stresses in an Axial Compressor [Revue] // Journal of Propulsion and Power, AIAA. - 2005. - 6 : Vol. 21. - pp. 961-972.
- Oliveira G. L.** Analyse numérique de l'effet du défilement des sillages liés aux interactions rotor-stator en turbomachines [Rapport] : Thèse de Doctorat / Ecole Centrale de Lyon. - 1999.
- Ouayahya Nadir** Analyse expérimentale de l'entrée en décrochage tournant d'un compresseur axial [Rapport] : Rapport de thèse / Université de Paris 6. - 2006.
- Parker R.** Calculation of Flow Through Cascades of Blades Having Relative Motion and the Generation of Alternating Pressures and Forces due to Interaction Effects [Conférence] // Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers. - 1967.
- Pullan G. [et al.]** Origins and Structure of Spike-Type Rotating Stall [Revue] // Journal of Turbomachinery. - 2015. - Vol. 137. - pp. 051007/1-051007/11.

Schon Jean-Paul, Compte-Bellot Geneviève et Charnay Georges Anémomètres à fil ou à film chaud [Ouvrage]. - [s.l.] : Techniques de l'ingénieur, traité Mesures et Contrôle.

Sentker A. et Riess W. Experimental Investigation of Turbulent Wake-Blade Interaction in Axial Compressor [Revue] // International journal of heat and fluid flow. - 2000.

Stein A., Niazi S. et Sankar L. Computational Analysis of Stall and Separation Control in Centrifugal Compressor [Conférence] // Workshop on Goals and Technologies for Future Gas Turbine. - [s.l.] : Georgia Institute of Technology , 2000.

Vassilieff Nicolas Analyse de l'écoulement dans un compresseur axial par vélocimétrie laser tridimensionnelle [Rapport] : Rapport de thèse / Université de Paris VI. - 2001.

Vo Huu Duc, Tan Choon S. et Greitzer Edward M. Criteria for Spike Initiated Rotating Stall [Revue] // ASME Journal of Turbomachinery. - 2008. - Vol. 130. - pp. 011023/1-011023/9.

ETUDE EXPERIMENTALE DES ECOULEMENTS DANS UN ETAGE DE COMPRESSEUR AXIAL À BASSE VITESSE EN REGIME DE FONCTIONNEMENT INSTABLE

RESUME : La réduction de l'impact environnemental est aujourd'hui l'un des défis cruciaux de l'industrie aéronautique. La poursuite d'une moindre consommation des avions a conduit à concevoir des systèmes propulsifs en général, et des étages de compression en particulier, toujours plus compacts et chargés. Cette tendance dans la conception des moteurs est directement responsable de l'accentuation du caractère instationnaire des écoulements internes ainsi que de la favorisation dans l'émergence de phénomènes entraînant la perte de stabilité. L'étude expérimentale, conduite pendant ce projet de thèse, porte sur la caractérisation des écoulements dans un étage de compresseur axial en phase émergente et stabilisée du décrochage tournant, grâce à des mesures instationnaires de pression pariétale et de vitesse. L'étude doit son originalité à l'utilisation et au développement de techniques de post-traitement non-standard. La transformée par ondelettes se révèle être un outil particulièrement intéressant à la détection de structures cohérentes de brève durée, telles que le précurseur de type « spike » ainsi que les caractéristiques instantanées d'une cellule de décrochage tournant. A côté de cette approche d'analyse d'un signal localisé, différentes procédures de calcul de champs en moyenne de phase ont été mises au point, chacune adaptée aux spécificités du phénomène étudié et de la procédure expérimentale suivie. Il a été ainsi possible de suivre l'évolution des caractéristiques du champ de pression du régime nominal jusqu'à l'installation du décrochage tournant. L'alignement de la trajectoire du tourbillon de jeu avec la section d'entrée du rotor est associé au déclenchement du décrochage par précurseur de type « spike ». La comparaison entre les champs en phase transitoire et en décrochage établi, amène à affirmer que le précurseur n'est que le stade embryonnaire d'évolution du phénomène du décrochage. L'approche a, en outre, permis d'apprécier la complexité de la structure « interne » de la cellule qui apparaît comme la succession d'une phase de propagation de décollement, une zone fortement débitante à charge presque nulle et une phase de ré-attachement de l'écoulement.

Mots clés : compresseur axial, décrochage tournant, précurseur, mesures instationnaires

EXPERIMENTAL STUDY OF FLOWS IN A LOW-SPEED AXIAL COMPRESSOR STAGE IN INSTABLE REGIME

ABSTRACT: The reduction of the environmental impact is nowadays one of the crucial challenges of the aeronautic industry. The quest to lower the consumption of aircrafts has led to more compact and higher loaded engines in general, and especially compressor stages. This leads to an increase of the internal flow unsteadiness and to the occurrence of unstable phenomena. The experimental study, performed during this work, concerns the characterization of flows in an axial compressor stage during both the emergence of rotating stall and its stabilized phase, by means of unsteady pressure and velocity measurements. The originality of the work proposed resides in the use and the development of non-standard data processing methods. The wavelets transform reveals to be an interesting tool for the detection of short coherent structures, like the spike-type precursor as well as the instantaneous features of a rotating stall cell. Beside this local approach, different procedures for phase-locked field measurements were developed, according to the specification of each studied phenomenon and the experimental proceedings. Thanks to these methods, it was possible to highlight the pressure field evolution until the development of the rotating stall regime. The alignment of the tip leakage vortex with the rotor inlet section forecasts a spike type stall onset. The comparison between transitional phase and fully developed stall fields conducts to assert that the precursor represents only the embryonic stage of the rotating stall evolution. This approach led to appreciate the complexity of the internal structure of the cell that appears to be the succession of stall propagation phase, zero-loaded high flow rate region and reattachment phase.

Keywords : axial compressor, rotating stall, precursor, unsteady measurements

