



HAL
open science

Analyse expérimentale et numérique des écoulements à charge partielle dans les turbines Francis - Étude des vortex inter-aubes.

Sofien Bouajila

► **To cite this version:**

Sofien Bouajila. Analyse expérimentale et numérique des écoulements à charge partielle dans les turbines Francis - Étude des vortex inter-aubes.. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAI030 . tel-04344727

HAL Id: tel-04344727

<https://theses.hal.science/tel-04344727>

Submitted on 14 Dec 2023

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.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides Energétique, Procédés (MEP)**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Sofien BOUJILA

Thèse dirigée par **Thierry MAITRE**

préparée au sein du

Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI)
dans l'**École Doctorale Ingénierie - Matériaux, Mécanique,
Environnement, Energétique, Procédés, Production (I-MEP2)**

Analyse expérimentale et numérique des écoulements à charge partielle dans les turbines Francis – Étude des vortex inter-aubes

Thèse soutenue publiquement le **27 mars 2018**,
devant le jury composé de :

Monsieur Olivier MÉTAIS

Professeur des Universités, Grenoble INP, Président

Monsieur Farid BAKIR

Professeur des Universités, ENSAM Paris, Rapporteur

Monsieur Guy CAIGNAERT

Professeur Emérite, ENSAM Lille, Rapporteur

Monsieur Mohamed FARHAT

Professeur des Universités, EPFL (Suisse), Examineur

Monsieur Emmanuel FLORES

Ingénieur, General Electric Renewable Energy, Co-encadrant industriel

Monsieur Thierry MAITRE

Maître de Conférences, Grenoble INP, Directeur de thèse



Remerciements

Je souhaite remercier les membres du jury, qui ont accepté d'évaluer ces travaux de thèse et qui ont permis des discussions enrichissantes lors de la soutenance. Je remercie les rapporteurs, Farid Bakir et Guy Caignaert, ainsi que les examinateurs, Mohamed Farhat et Olivier Métais, ce dernier ayant également accepté de présider ce jury. Merci pour votre intérêt et vos questions à propos de mon travail.

Je te tiens à remercier mes encadrants, Thierry Maître, Emmanuel Flores, James Brammer, Thomas De Colombel et Claire Ségoufin, pour leur confiance et leur suivi tout au long de ce projet de recherche. Je remercie également les membres de mon comité de pilotage, Pierre Leroy, Farid Mazzouji et Olivier Métais.

Je remercie les équipes General Electric Renewable Energy (ex-Alstom Hydro), pour leur accueil, leur expertise et leur collaboration. Je souhaite remercier personnellement les personnes ayant pris du temps pour répondre à mes questions et m'aider à avancer dans mes recherches : Ane Menchaca, Josselin Guillozet, Agnès Rochas, Marine Jaconelli, Jean-Baptiste Moreau, Sophie Maj, Céline Garnier, Élise Mazauric, Frédéric Garcia, Anne Cuvillier, Paul Sacchi, Yann Laurant, François André, Florian Duparchy, Kai Wheeler, Mickaël Thibaud, Pierre-Yves Lowys, Renaud Guillaume, Gwenaël Hauet, André Colliard-Piraud, Joël Marin, Alexandre Duparchy, Marie-Josée Mullet, Michel Vanvolsem, Gilles Fontaine, Serge Thinon, Fanch Guerin, Éric Bolliet, François Bouloc, Fabien Vuitton, Yann Heratchian, Bachir Saadi, Eric Novais, Yves Bourchanin, Sylvain Desmarais, Jean-Bernard Houdeline, Myriam Lindeperg, Lee Lenhard, Danièle Radici, et ceux que j'aurais oubliés. Grâce à vous j'ai énormément appris.

Je remercie également les services administratif et informatique du LEGI, pour leur soutien essentiel au bon déroulement du projet.

Je remercie mes amis du LEGI, Alexandre, Yves, Lucas, Sylvia, Clément, Nathanaël, David, Jan, Markku, Boris, Michel, Christophe, François, Matthieu, Pedro, Guillaume, Antoine, Pierre et Camille, pour leur accueil et leur bonne humeur au quotidien.

Je remercie particulièrement Jean-Bastien, Flavia, Luqman, Louis, Céline, Stefan, Vincent, Geoffrey, Éloïse, Geoffrey, Pierre, Florian, Pierre-Emmanuel, Justine, Samuel, Bastien, Mickaël, Claire, Florent, Adeline, Thomas, Agathe, Amélie, Marine, Fayçal, Adrien, Julie, et Aldric, entre autres pour leur soutien, leur écoute, leur aide et leur patience tout au long de mon apprentissage.

Enfin, je tiens à remercier mes parents, mes soeurs, ma nièce et toute ma famille, pour m'avoir soutenu tout au long de mes études.

Sofien BOUJILA

Table des matières

Table des matières	v
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xv
Liste des symboles	xviii
1 Introduction	1
1.1 L'hydroélectricité dans le monde	2
1.2 Les centrales hydroélectriques et les turbines hydrauliques	3
1.3 Les turbines Francis	5
1.3.1 Les composants de la machine	5
1.3.2 Conversion énergétique au niveau de la roue	6
1.3.3 Performances et régimes de fonctionnement	8
1.3.4 Prédiction des performances et paramètres adimensionnels	10
1.3.5 Zone de fonctionnement continu	12
1.4 État de l'art sur les vortex inter-aubes de charge partielle	14
1.4.1 Présentation des vortex inter-aubes	15
1.4.2 Un phénomène peu considéré	16
1.4.3 Le regain d'intérêt pour ce phénomène	18
1.4.4 Impact sur la durée de vie des machines	24
1.4.5 Phénomènes physiques similaires	25
1.5 Objectifs de la thèse	27
1.6 Plan du mémoire	28
2 Essais sur modèles réduits	29
2.1 Introduction	30
2.2 Moyens expérimentaux	31
2.2.1 Plateformes d'essais	31
2.2.2 Modèles réduits et similitudes	32
2.3 Mesures	36
2.3.1 Quantification des performances	36
2.3.2 Quantification des fluctuations	37
2.3.3 Acquisition des mesures	40
2.4 Traitement des signaux	40
2.4.1 Traitements classiques pour l'analyse des signaux	40
2.4.2 Traitements avancés	44
2.5 Conclusion	46

3	Modélisation numérique des fluides	49
3.1	Introduction	50
3.2	Équations de conservation	50
3.3	Modélisation statistique de la turbulence	52
3.3.1	Formulation de Reynolds	52
3.3.2	Notion de viscosité turbulente	53
3.3.3	Modèle Shear Stress Transport (SST)	54
3.3.4	Modèle Scale Adaptative SAS-SST	55
3.3.5	Traitement de la paroi	56
3.4	Modélisation des écoulements multiphasiques	57
3.4.1	Généralités	57
3.4.2	Modèles homogènes	59
3.4.3	Modèle homogène à transport de taux de vide de CFX	60
3.5	Résolution numérique des équations	60
3.5.1	Méthode des volumes finis	61
3.5.2	Méthode de résolution du système algébrique	62
3.5.3	Gestion des interfaces entre domaines	64
3.6	Conclusion	65
4	Signatures spectrales et impact mécanique des phénomènes hydrauliques à charge partielle	67
4.1	Introduction	68
4.2	Comparaison de cinq modèles réduits existants	68
4.2.1	Présentation des différents modèles réduits	68
4.2.2	Grandeurs physiques comparées	70
4.2.3	Diagrammes en cascade	70
4.2.4	Phénomènes connus et leur signature fréquentielle	71
4.2.5	Phénomènes à charge très partielle	73
4.2.6	Résumé et discussion	80
4.3	Analyse du contenu fréquentiel de la géométrie B	80
4.3.1	Évolution de la puissance spectrale sur une prise de charge	81
4.3.2	Influence du nombre de Thoma	84
4.3.3	Influence de la chute prototype et de la vitesse unitaire	88
4.3.4	Résumé	93
4.4	Estimation de l'impact sur la durée de vie de la roue	94
4.4.1	Présentation du modèle d'endommagement par fatigue	94
4.4.2	Estimation des contraintes sur la roue prototype	97
4.4.3	Taux d'endommagement relatif à charge très partielle	99
4.5	Conclusion	101
5	Caractérisation expérimentale des vortex inter-aubes	103
5.1	Introduction	104
5.2	Présentation du modèle réduit instrumenté	104
5.2.1	Modèle réduit	104
5.2.2	Instrumentation	104
5.2.3	Dispositifs d'observation	106
5.3	Validation des mesures	109
5.3.1	Identification des fréquences non-hydrauliques	109
5.3.2	Influence de la chute sur les mesures	113
5.3.3	Choix de la chute et du traitement des signaux	113
5.4	Évolution des fluctuations lors d'une prise de charge	115
5.5	Évolution du contenu fréquentiel lors d'une prise de charge	118

5.5.1	Signatures large-bande de fréquences	118
5.5.2	Signatures basses fréquences	123
5.5.3	Signatures dans le repère fixe	126
5.6	Observations des vortex inter-aubes	128
5.6.1	Vortex inter-aubes naissants (OP1)	130
5.6.2	Vortex inter-aubes développés (OP2)	131
5.6.3	Avant augmentation brusque des fluctuations à charge très partielle (OP3)	132
5.6.4	Après augmentation brusque des fluctuations à charge très partielle (OP4)	134
5.6.5	Synthèse des observations	136
5.7	Conclusion	137
6	Modélisation numérique des vortex inter-aubes dans un seul canal de roue	139
6.1	Introduction	140
6.2	Prise de charge à la chute nominale	140
6.2.1	Présentation du modèle numérique	140
6.2.2	Convergence des résultats	145
6.2.3	Analyse des résultats	146
6.3	Modification de la condition de sortie	152
6.3.1	Cas considérés	152
6.3.2	Analyse des résultats	153
6.4	Conclusion	157
7	Modélisation numérique des vortex inter-aubes dans une roue complète	159
7.1	Introduction	161
7.2	Mise en place du nouveau modèle numérique	161
7.2.1	Géométrie	161
7.2.2	Conditions aux limites	162
7.2.3	Conditions initiales	162
7.2.4	Moyens de comparaison avec les essais expérimentaux	164
7.2.5	Estimation de la chute de calcul	164
7.2.6	Point de fonctionnement visé	165
7.3	Calcul 1 : étude préliminaire	167
7.3.1	Maillage	167
7.3.2	Paramètres de calcul	167
7.3.3	Convergence des résultats	169
7.3.4	Comparaison des résultats numériques aux données expérimentales	171
7.3.5	Comportement du modèle de turbulence dans la roue	178
7.3.6	Résumé	178
7.4	Étude de l'influence du maillage	180
7.4.1	Cadre de l'étude	180
7.4.2	Analyse des résultats	181
7.4.3	Résumé	183
7.5	Calcul 2 : Impact d'un maillage plus raffiné	184
7.5.1	Paramètres du calcul	184
7.5.2	Convergence des résultats	184
7.5.3	Comparaison des résultats numériques aux données expérimentales	185
7.5.4	Résumé	192
7.6	Modélisation de la cavitation dans la roue à charge très partielle	193
7.6.1	Utilisation du modèle homogène de cavitation de CFX	193
7.6.2	Champ de pression monophasique et potentiel du modèle de cavitation	194
7.6.3	Résumé	198
7.7	Conclusion	199

8 Conclusion et perspectives	201
8.1 Conclusion	202
8.1.1 Les vortex inter-aubes, phénomène hydraulique de charge partielle	202
8.1.2 Impact mécanique des vortex inter-aubes	203
8.1.3 Réduction de la durée de vie des machines à charge partielle	204
8.1.4 Prédiction des fluctuations de pression à charge partielle	204
8.2 Perspectives	205
8.2.1 Études expérimentales	205
8.2.2 Études numériques	206
8.2.3 Approches complémentaires	206
Bibliographie	209
A Références du chapitre 4	217
B Données expérimentales complémentaires au chapitre 5	219
B.1 Points de fonctionnement analysés	220
B.2 Prise de charge à la chute nominale hors cavitation	220
B.2.1 Évolution de l'amplitude crête-à-crête des fluctuations hors cavitation	220
B.2.2 Évolution du contenu spectral des fluctuations hors cavitation	223
B.3 Influence de la cavitation à charge très partielle	229
C Compléments pour la modélisation numérique des VIA	233
C.1 Calculs des performances d'une turbomachine avec CFX	234
C.1.1 Calculs des pertes de charge hydraulique	234
C.1.2 Calculs de la chute interne	236
C.2 Définition du critère Q	237
C.3 Calculs de l'écoulement dans la roue complète	237
C.3.1 Points de fonctionnement de référence	237
C.3.2 Convergence de la pression à chaque pas de temps	238
C.3.3 Comparaison des spectres expérimentaux et numériques	239
C.3.4 Fréquences numériques non identifiées sur le capteur CA2	247
C.4 Retours d'expérience sur le modèle de cavitation de CFX	247
D Articles de conférence	249
IAHR 2016	250
SimHydro 2017	260
Résumé	272

Table des figures

1.1	Données statistiques sur la production d'hydroélectricité dans le monde [54] . . .	2
1.2	Données statistiques sur la production d'électricité dans les pays de l'OCDE [55]	3
1.3	Principe de fonctionnement d'une centrale hydroélectrique [26]	4
1.4	Les différents types de turbines en fonction de la chute et du débit [87]	4
1.5	Principaux composants d'une turbine Francis	6
1.6	Plan méridien et plan aube-à-aube (gauche) [77] et leur représentation en 3D (droite) [66]	7
1.7	Triangles de vitesses en entrée et en sortie de roue [28]	7
1.8	Bilan de puissance au niveau de la roue [24]	8
1.9	Bilan de puissance détaillée pour une turbine hydraulique [24]	9
1.10	Profils de vitesse en sortie de roue en fonction de la charge [28] : les composantes $C_{\theta 2}$ et $C_{z 2}$ sont respectivement tracées en rouge et en vert ($C_{r 2}$ est négligée) . . .	10
1.11	Positions schématiques des différents phénomènes qui limitent la zone de fonctionnement continu classique d'une turbine Francis	14
1.12	Exemple de vortex inter-aubes de charge partielle [45]	15
1.13	Vortex inter-aubes naissants et développés vus en sortie de roue [95]	16
1.14	Exemples de marques d'érosion de cavitation associées aux VIA dans des roues de turbines Francis [45, 36]	17
1.15	Vue globale des pics de pression relevés sur l'aube de la roue en fonction de la fréquence ramenée à la fréquence de rotation de la roue f/n et du débit Q/Q_{opt} [38]	18
1.16	Exemples de fissures d'aubes de turbines Francis basse chute (photo Alstom) [38]	18
1.17	Volume de vapeur dans la roue obtenu avec trois différents maillages [84]	20
1.18	Directrices spéciales permettant l'observation de l'entrée de la roue [91]	20
1.19	Comparaison entre les VIA expérimentaux et numériques vus depuis l'entrée de la roue : iso-surface de l'invariant de vitesse (en bleu clair) et iso-surface de la fraction volumique de vapeur égale à 50% (en violet) [85]	21
1.20	Comparaisons des fluctuations de pression sur une aube (extrados/sortie/ceinture) et leur spectre correspondant [64]	23
1.21	Comparaisons des fluctuations de pression (à droite) sur une aube à l'extrados (en haut) et à l'intrados (en bas) et leur spectre correspondant (à gauche) : mesures (en noir), avec le modèle SST (en bleu) et avec le modèle SAS-SST (en rouge) [85]	23
1.22	Exemple de vortex marginal « chantant » [65]	25
1.23	Modifications spectrales du bruit d'un vortex marginal, mesuré par un hydrophone, sans perturbation (à gauche et en pointillés) et avec perturbation (à droite et en trait plein) [73]	26
1.24	Représentation des modes propres 0, 1 et 2 d'un vortex cavitant [13]	26
2.1	Exemple de plateforme d'essais chez GE Renewable Energy [3]	31
2.2	Positions des sections de références, des axes et des prises de pression sur un modèle réduit	34

2.3	Variation du nombre de Thoma en fonction de l'altitude de référence choisie, lorsque la similitude de Froude n'est pas respectée	35
2.4	Deux exemples de directrices de mesure [24]	38
2.5	Exemple de position pour les capteurs de fluctuations de pression (parties fixes) [24]	38
2.6	Exemple d'aube instrumentée en capteurs de pression [40]	39
2.7	Problème de continuité du signal aux bords de l'intervalle de mesure T et technique de fenêtrage	42
2.8	Périodogramme moyenné	43
2.9	Représentation des composantes à 0 et 1 diamètre nodal de la SHD appliquée à 4 capteurs du cône de l'aspirateur [17]	45
2.10	Exemple de décomposition par bandes de fréquences ($n = 4$)	46
3.1	Classification des modèles de turbulence [87]	51
3.2	Représentation 2D d'un maillage structuré : noeuds, éléments, volumes de contrôle considérés par CFX et points d'intégration	61
3.3	Critères de qualité pour un maillage structuré [18]	61
3.4	Procédure de résolution simplifiée de CFX [7]	63
4.1	Vue méridienne des différentes géométries comparées	69
4.2	Capteurs de pression embarqués sur l'aube 1 de la roue B	69
4.3	Fluctuations de pression liées à la torche et à la résonance de charge partielle dans le cône B	72
4.4	Fluctuations de pression liées aux interactions rotor-stator dans l'entrefer E	72
4.5	Comparaison des déformations dynamiques sur $[0 - 30]f_0$	74
4.6	Comparaison des fluctuations de pression dans l'entrefer sur $[0 - 16]f_0$	75
4.7	Comparaison des déformations dynamiques sur $[0 - 5]f_0$	77
4.8	Comparaison des fluctuations de pression dans l'aspirateur sur $[0 - 5]f_0$	78
4.9	SHD des fluctuations de pression dans l'aspirateur E sur $[0 - 5]f_0$	79
4.10	Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC1	81
4.11	Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC1	83
4.12	Déformations dynamiques mesurées par PB_S1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC1	83
4.13	Écoulement en sortie de roue à $0.31\varphi_{opt}(H_{nom}, \sigma_{plant})$	84
4.14	Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC2 (hors cavitation)	85
4.15	Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC2 (hors cavitation)	85
4.16	Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 98]f_0$	87
4.17	Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 98]f_0$	87
4.18	Écoulement en sortie de roue lors de la dérive de sigma à $0.32\varphi_{opt}$	88
4.19	Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 98]f_0$ lors de PDC3	89
4.20	Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 106]f_0$ lors de PDC4	89
4.21	Modification du triangle de vitesses à l'entrée de la roue entre PDC3 (cas a) et PDC4 (cas c)	90
4.22	Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 98]f_0$ lors de PDC3	92
4.23	Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 106]f_0$ lors de PDC4	92
4.24	Essai de fatigue : chargement cyclique et nombres de cycles avant rupture	95
4.25	Application de l'algorithme <i>Rainflow</i> à un cas simple [10]	96
4.26	Schéma de la mesure par jauge de déformation	97
4.27	Contraintes dynamiques estimées pour la roue prototype sur 10 tours	99
4.28	Résultats de la méthode <i>Rainflow</i> appliquée aux 4 points de fonctionnement considérés	101

5.1	Roue du modèle réduit avant instrumentation	105
5.2	Positions des capteurs de pression dans les parties fixes du modèle réduit	105
5.3	Positions des capteurs embarqués sur la roue instrumentée	106
5.4	Abscisses curvilignes en vue méridienne et quadrillage de la roue instrumentée	107
5.5	Directrices de visualisation, endoscope et caméra rapide utilisés	108
5.6	Vue en coupe du positionnement de l'endoscope dans le modèle CAO de la machine	108
5.7	Colline de rendement du modèle réduit instrumenté dans les conditions standards	110
5.8	Spectres des déformations dynamiques de J1_S1 pour différentes chutes d'essais au point Re_A	111
5.9	Spectres du couple sur l'arbre pour différentes chutes d'essais au point Re_A	111
5.10	Premiers modes propres de la roue, à l'échelle prototype, en air [19] : l'échelle de couleur correspond à la déformation de la roue	112
5.11	Spectres du couple sur une des directrices de mesure pour différentes chutes d'essais au point Re_B	113
5.12	Évolution de l'amplitude crête-à-crête des fluctuations en fonction de la chute d'essais	114
5.13	Spectres des fluctuations au niveau de la roue pour différentes chutes d'essais au point Re_B	114
5.14	Amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression lors de la prise de charge	116
5.15	Amplitudes crête-à-crête des déformations dynamiques lors de la prise de charge	117
5.16	Déformations dynamiques sur l'aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 30]f_0$	119
5.17	Déformations dynamiques sur l'aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 70]f_0$	119
5.18	Fluctuations de pression sur l'aube 1 (Entrée-Intrados) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 30]f_0$	121
5.19	Fluctuations de pression sur l'aube 2 (Entrée-Extrados) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 30]f_0$	121
5.20	Spectres des fluctuations au niveau de la roue pour différentes chutes d'essais au point Re_C	122
5.21	Déformations dynamiques sur l'aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$	124
5.22	Déformations dynamiques sur l'aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$	124
5.23	Fluctuations de pression sur l'aube 1 (Entrée-Intrados) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$	125
5.24	Fluctuations de pression sur l'aube 2 (Entrée-Extrados) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$	125
5.25	Fluctuations de pression dans l'entrefer à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 16]f_0$	127
5.26	Fluctuations de couple au niveau du distributeur à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 16]f_0$	127
5.27	Fluctuations de pression dans le cône de l'aspirateur à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$	128
5.28	Écoulement à l'aval de la roue $0.71\varphi_{opt}$	129
5.29	Vue de l'écoulement dans la roue à OP1	130
5.30	Vue de l'écoulement dans la roue à OP2	131
5.31	Cavitation par pompage à OP2	131
5.32	Vue de l'écoulement dans la roue à OP3	132
5.33	Écoulement proche de P1_S2 pour plusieurs tours de roue successifs à OP3	133
5.34	Comparaison des fluctuations de pression de P1_S2 entre OP2 (en bleu) et OP3 (en vert)	134
5.35	Vue de l'écoulement dans la roue à OP4	134
5.36	Évolution de l'écoulement inter-aubes à OP4 entre 2 tours de roue	136
6.1	Domaine de calcul : directrice (bleu) et roue (orange)	141
6.2	Maillage structuré de la directrice et de l'aube	141
6.3	Conditions aux limites du domaine de calcul	142
6.4	Colline de rendement du modèle réduit B dans les conditions standards	144
6.5	Impact de l'erreur d'estimation de la chute nette sur le point de fonctionnement calculé	146

6.6	Évolution de la chute interne et des pertes dans la roue au cours de la prise de charge	147
6.7	Contours de pression normalisée p_{norm} sur $[0.4; 1]\varphi_{opt}$	148
6.8	Iso-critère $Q = 1000 \text{ s}^{-2}$ colorée par la vorticité axiale normalisée $\omega_z \text{ norm}$ sur $[0.4; 1]\varphi_{opt}$	148
6.9	Lignes de courant amont (bleu) et aval (rouge) proche du plafond de roue sur $[0.4; 1]\varphi_{opt}$	149
6.10	Contours de pression normalisée p_{norm} sur $[0.4; 0.55]\varphi_{opt}$	150
6.11	Iso-critère $Q = 1000 \text{ s}^{-2}$ colorée par la vorticité axiale normalisée $\omega_z \text{ norm}$ sur $[0.4; 0.55]\varphi_{opt}$	151
6.12	Lignes de courant amont (bleu) et aval (rouge) proche du plafond de roue sur $[0.4; 0.55]\varphi_{opt}$	151
6.13	Lignes de courant provenant de la surface de sortie du domaine, colorées par la vitesse normalisée C_{norm} pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$	154
6.14	Lignes de courant amont (bleu) et aval (rouge) proche du plafond de roue pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$	155
6.15	Iso-critère $Q = 1000 \text{ s}^{-2}$ colorée par la vorticité axiale normalisée $\omega_z \text{ norm}$ pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$	155
6.16	Contours de pression normalisée p_{norm} pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$	156
6.17	Contours de pression normalisée p_{norm} et lignes de courant provenant de la surface de sortie du domaine, colorées par la vitesse normalisée C_{norm} pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$	157
7.1	Domaine de calcul	162
7.2	Conditions aux limites pour les 3 domaines et l'extension en aval	163
7.3	Méthodologie suivie pour les calculs URANS	163
7.4	Reproduction des prises et capteurs de pression au niveau du domaine de calcul	164
7.5	Reproduction du quadrillage d'entrée de roue tracé sur le modèle réduit	165
7.6	Position du point de fonctionnement visé et des points obtenus par calculs	166
7.7	Maillage structuré de la directrice et de l'aube	168
7.8	Maillage structuré de l'aspirateur	168
7.9	Rappel des observations réalisées sur modèle réduit à OP4 (chapitre 5, section 5.6.4)	171
7.10	Calcul 1 : �coulement moyen dans la roue	171
7.11	Calcul 1 : �coulement instantané dans la roue	172
7.12	Calcul 1 : �cart-type du champ de pression	173
7.13	Calcul 1 : amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression	174
7.14	Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue (P1_S2 et P1_P1), de l'entrefer (CA3) et du cône (CA7)	176
7.15	Calcul 1 : iso-surface du critère Q colorée par la fonction de mélange σ_{SAS} (� gauche) et par le CFL (� droite)	178
7.16	Vue des 4 maillages testés (de gauche à droite : du moins au plus raffiné) [31]	180
7.17	Comparaison des maillages au plafond de la roue (� gauche) et des lignes de courant obtenues par calculs avec le maillage 3 (� droite) [31]	181
7.18	évolution des performances en fonction du nombre de noeuds	181
7.19	Comparaisons des iso-critère Q colorés par la vorticité pour les maillages 1 à 4 [31]	182
7.20	Comparaison des amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression en fonction du maillage (trait plein), par rapport aux mesures (en pointillés)	183
7.21	Calcul 2 : �coulement moyen dans la roue	185
7.22	Calcul 2 : �coulement instationnaire dans la roue	186
7.23	Calcul 2 : iso-surface du critère Q colorée par la fonction de mélange σ_{SAS} (� gauche) et par le CFL (� droite)	186
7.24	Calcul 2 : �cart-type du champ de pression	187

7.25	Calcul 1 : contours de pression : moyenne (en haut à gauche), écart-type (en haut à droite), instantanée (en bas à gauche) et lignes de courant moyennes à la surface d'un plan sous plafond de roue (en bas à droite)	188
7.26	Calcul 2 : contours de pression : moyenne (en haut à gauche), écart-type (en haut à droite), instantanée (en bas à gauche) et lignes de courant moyennes à la surface d'un plan sous plafond de roue (en bas à droite)	188
7.27	Calcul 1 et 2 : amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression	189
7.28	Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue (P1_S2 et P1_P1), de l'entrefer (CA3) et du cône (CA7)	191
7.29	Calcul cavitant : écoulement instationnaire non établi dans la roue au dernier pas de temps	194
7.30	Calcul 2 : conditions de cavitation par rapport aux essais sur modèle réduit . . .	195
7.31	Iso-surface de pression absolue égale à p_{vap} comparée aux observations (en haut à gauche)	197
7.32	Iso-surface de pression absolue égale à p_{vap} pour les maillages 1 à 4 (section 7.4) .	198
B.1	Amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression lors de la prise de charge à H_{nom} hors cavitation	221
B.2	Amplitudes crête-à-crête des déformations dynamiques lors de la prise de charge à H_{nom} hors cavitation	221
B.3	Comparaison de l'amplitude crête-à-crête des fluctuations de pression et des déformations dynamique en fonction du nombre de Thoma, pour différents capteurs de la roue, lors de la prise de charge à la chute nominale	222
B.4	Comparaison des signaux mesurés par P1_S2 à $0.36\varphi_{opt}$ à σ_{atm} et à σ_{plant}	222
B.5	Fluctuations de pression sur l'aube 2 (Entrée-Extrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$	224
B.6	Fluctuations de pression sur l'aube 1 (Entrée-Intrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$	224
B.7	Déformations dynamiques sur l'aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$	225
B.8	Déformations dynamiques sur l'aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$	225
B.9	Fluctuations de pression sur l'aube 2 (Entrée-Extrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$	226
B.10	Fluctuations de pression sur l'aube 1 (Entrée-Intrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$	226
B.11	Déformations dynamiques sur l'aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$	227
B.12	Déformations dynamiques sur l'aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$	227
B.13	Fluctuations de pression dans l'entrefer à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 16]f_0$	228
B.14	Fluctuations de couple au niveau du distributeur à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 16]f_0$.	228
B.15	Fluctuations de pression dans le cône de l'aspirateur à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$	229
B.16	Évolution du spectre de P1_S2 lors d'une dérive continue de σ	230
B.17	Évolution du spectre de P1_P1 lors d'une dérive continue de σ	230
B.18	Évolution du spectre de J40_S2 lors d'une dérive continue de σ	231
B.19	Évolution du spectre de J20_P3 lors d'une dérive continue de σ	231
C.1	Vue méridienne simplifiée d'une roue Francis	234
C.2	Triangle des vitesses	235
C.3	Calcul 1 : convergence de la pression à chaque pas de temps au niveau des points de monitoring	238
C.4	Calcul 2 : convergence de la pression à chaque pas de temps au niveau des points de monitoring	239

C.5	Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 16]f_0$. 240
C.6	Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 50]f_0$. 241
C.7	Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de l'entrefer et du cône	. 242
C.8	Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 16]f_0$. 244
C.9	Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 50]f_0$. 245
C.10	Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de l'entrefer et du cône	. 246
C.11	Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de CA2	247
C.12	Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de CA2	247

Liste des tableaux

2.1	Valeurs minimales des paramètres d'essais et de la taille des modèles de turbines Francis [24]	33
2.2	Grandeurs statistiques classiques	41
4.1	Caractéristiques des turbines comparées	68
4.2	Paramètres des prises de charge comparées	70
4.3	Paramètres des prises de charge pour la turbine B	81
4.4	Fréquences d'origine mécanique lors de PDC3 et PDC4	91
4.5	Taux d'endommagement par fatigue relatif pour 4 points de fonctionnement	100
5.1	Points de fonctionnement correspondant aux effets de chute	109
5.2	Évolution du nombre de Froude en fonction de l'échelle de la machine et de la chute nette	115
5.3	Points de fonctionnement correspondant aux observations	129
6.1	Paramètres utilisés pour calculer la prise de charge	143
6.2	Résidus normalisés pour chaque point de fonctionnement calculé	145
6.3	Quatre conditions considérées à la sortie du domaine de calcul	153
7.1	Nombre de noeuds par domaine et y^+ maximal correspondant	167
7.2	Calcul 1 : paramètres utilisés	169
7.3	Calcul 1 : points de fonctionnement visé et obtenu	169
7.4	Calcul 1 : répartition des pertes de charge par composant et chute interne (valeurs moyennes)	170
7.5	Calcul 1 : paramètres de traitement des signaux numériques	174
7.6	Nombre de noeuds des quatre maillages testés	180
7.7	Calcul 2 : paramètres modifiés par rapport au calcul 1	184
7.8	Calcul 2 : points de fonctionnement visé et obtenu	184
7.9	Calcul 2 : répartition des pertes de charge par composant et chute interne (valeurs moyennes)	185
7.10	Calcul 2 : paramètres de traitement des signaux numériques	189
7.11	Comparaison des différences de pression statique moyenne entre essais et calculs	196
A.1	Points de fonctionnement analysés au chapitre 4	217
B.1	Essais analysés lors de cette étude	220
C.1	Points de fonctionnement de référence	237

Liste des symboles

Lettres latines

\dot{D}	Taux d'endommagement par fatigue	-	-
\vec{C}	Vitesse absolue dans le repère de la turbine	m/s	LT^{-1}
\vec{U}	Vitesse d'entraînement	m/s	LT^{-1}
\vec{W}	Vitesse relative dans le repère de la roue	m/s	LT^{-1}
CFL	Nombre de Courant	-	-
D_2	Diamètre de référence de la roue	m	L
E	Énergie hydraulique massique	J/kg	L^2T^{-2}
E_Y	Module d'Young	Pa	$ML^{-1}T^{-2}$
f_0	Fréquence de rotation de la roue	Hz	T^{-1}
Fr	Nombre de Froude	-	-
g	Accélération de la pesanteur	m/s^2	LT^{-2}
H	Charge hydraulique	mCE	L
H_b	Chute brute	mCE	L
H_d	Hauteur du distributeur	m	L
H_i	Chute interne	mCE	L
H_n	Chute nette	mCE	L
I_t	Intensité turbulente	%	-
k	Énergie cinétique turbulente	m^2/s^2	L^2T^{-2}
L_t	Longueur caractéristique de la turbulence	m	L
n_R	Vitesse de rotation de la roue	rpm	T^{-1}
n_{11}	Vitesse unitaire	rpm	T^{-1}
$NPSH$	Hauteur nette à l'aspiration	mCE	L
p	Pression statique	Pa	$ML^{-1}T^{-2}$
P_h	Puissance hydraulique disponible	W	ML^2T^{-3}
P_m	Puissance mécanique récupérée par la roue	W	ML^2T^{-3}
P_{LM}	Puissance mécanique dissipée dans les liaisons mécaniques de l'arbre de la turbine	W	ML^2T^{-3}
p_{vap}	Pression de vapeur saturante de l'eau	Pa	$ML^{-1}T^{-2}$
Q_1	Débit volumique à l'entrée de la turbine (HP)	m^3/s	L^3T^{-1}
Q_m	Débit volumique dans la roue	m^3/s	L^3T^{-1}
Q_{11}	Débit unitaire	m^3/s	L^3T^{-1}
Re	Nombre de Reynolds	-	-
s	Abscisse curviligne normalisée de l'entrée à la sortie de la roue	%	-
T_0	Période de rotation de la roue	s	T
T_m	Couple sur la roue	N m	ML^2T^{-2}
T_{11}	Couple unitaire	N m	ML^2T^{-2}

w	Abscisse curviligne normalisée du plafond à la ceinture de la roue	%	-
y^+	Distance adimensionnée à la paroi	-	-
z	Altitude	m	L
Z_R	Nombre d'aubes de la roue	-	-
Z_S	Nombre de directrices du distributeur	-	-

Lettres grecques

α	Fraction volumique de vapeur	-	-
η_h	Rendement hydraulique de la turbine	%	-
γ	Angle d'ouverture du distributeur	°	-
γ_{AVD}	Angle fluide en sortie des avant-directrices	°	-
μ	Viscosité dynamique de l'eau	Pa s	$ML^{-1}T^{-1}$
μ_t	Viscosité turbulente	Pa s	$ML^{-1}T^{-1}$
ν	Vitesse spécifique	-	-
ν_P	Coefficient de Poisson	-	-
ω	Taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente	s^{-1}	T^{-1}
Ω_R	Vitesse de rotation de la roue	rad/s	T^{-1}
ω_z	Vorticité axiale	s^{-1}	T^{-1}
ψ	Chute réduite	-	-
ρ	Masse volumique de l'eau	kg/m^3	ML^{-3}
σ	Nombre de Thoma	-	-
σ_{plant}	Nombre de Thoma équivalent au prototype	-	-
ε	Dissipation turbulente	m^2/s^3	L^2T^{-3}
φ	Débit réduit	-	-

Indices

1	Entrée de roue
2	Sortie de roue
BP	Section de référence basse pression de la turbine
HP	Section de référence haute pression de la turbine

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	L'hydroélectricité dans le monde	2
1.2	Les centrales hydroélectriques et les turbines hydrauliques	3
1.3	Les turbines Francis	5
1.3.1	Les composants de la machine	5
1.3.2	Conversion énergétique au niveau de la roue	6
1.3.3	Performances et régimes de fonctionnement	8
1.3.4	Prédiction des performances et paramètres adimensionnels	10
1.3.5	Zone de fonctionnement continu	12
1.3.5.1	Phénomènes hydrauliques identifiés	12
1.3.5.2	Limites de la zone de fonctionnement continu classique	13
1.4	État de l'art sur les vortex inter-aubes de charge partielle	14
1.4.1	Présentation des vortex inter-aubes	15
1.4.2	Un phénomène peu considéré	16
1.4.3	Le regain d'intérêt pour ce phénomène	18
1.4.3.1	Les modèles numériques utilisés et leurs influences	19
1.4.3.2	Meilleure compréhension de l'écoulement dans les canaux inter-aubes	20
1.4.3.3	Prédiction des fluctuations de pression sur les aubes de la roue	22
1.4.4	Impact sur la durée de vie des machines	24
1.4.4.1	Détermination d'un critère de limite en fatigue	24
1.4.4.2	Prédiction des contraintes sur prototypes	24
1.4.5	Phénomènes physiques similaires	25
1.4.5.1	Vortex marginaux cavitants	25
1.4.5.2	Modélisation hydroacoustique de la torche	26
1.5	Objectifs de la thèse	27
1.6	Plan du mémoire	28

Ce chapitre a pour but d'introduire le contexte de ce projet de recherche et de définir les notions qui seront utilisées tout au long de cette thèse (sections 1.1 à 1.3). Il se poursuit par un état de l'art sur les vortex inter-aubes, phénomène au centre de cette étude (section 1.4). Il se conclut par la définition des objectifs du projet (section 1.5) et la présentation du plan du mémoire (section 1.6).

1.1 L'hydroélectricité dans le monde

Au niveau mondial, la majorité de l'électricité produite à partir d'énergies renouvelables provient de centrales hydroélectriques. D'après les données statistiques de l'Agence *Internationale de l'Énergie*, l'hydroélectricité représentait 16% de la production mondiale d'électricité en 2015 [55]. Sur les 3978 TWh produits cette même année [54], la majorité est produite dans les pays de l'OCDE (*Organisation de Coopération et de Développement Économiques*) (figure 1.1). La Chine, en seconde position, a également connu une forte augmentation de sa production hydroélectrique ces 15 dernières années. Cette tendance est aussi présente dans les autres pays asiatiques.

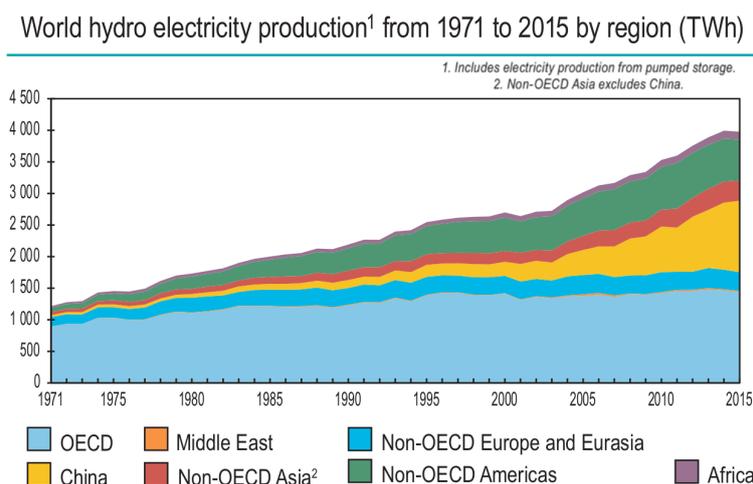


Figure 1.1 – Données statistiques sur la production d'hydroélectricité dans le monde [54]

La production d'hydroélectricité dans les pays de l'OCDE est stable. Elle représente 12.9% des 23.8% d'électricité produite à partir de sources d'énergies renouvelables en 2016, soit un peu plus de la moitié (figure 1.2a). La technologie mise en oeuvre est relativement mature par rapport à d'autres sources d'énergies. De plus, la majorité du potentiel hydroélectrique a déjà été exploité dans les pays de l'OCDE. Ainsi, le taux de croissance annuel pour cette source d'énergie renouvelable est de 0.7% seulement (figure 1.2b).

Dans le même temps, le solaire photovoltaïque et l'éolien fournissent respectivement 2.0% et 5.5% de l'électricité produite à partir de sources renouvelables. Elles sont les deux sources d'énergies avec le plus fort taux de croissance annuel, respectivement de 43.3% et de 21.4%. Ces sources d'énergie sont par nature fluctuantes. Ainsi, leur forte croissance s'accompagne de nouvelles problématiques au niveau du réseau électrique.

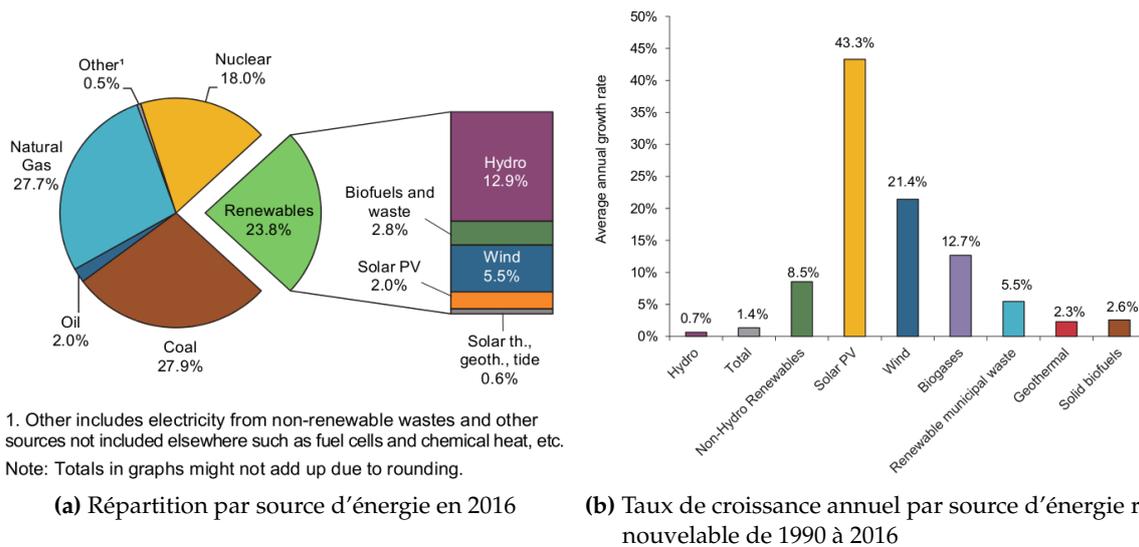


Figure 1.2 – Données statistiques sur la production d'électricité dans les pays de l'OCDE [55]

Pour pouvoir être stockée, l'électricité est nécessairement convertie en un autre vecteur d'énergie : chaleur, énergie potentielle (dans des stations de transfert d'énergie par pompage) ou énergie chimique (à l'aide de batteries), etc... L'introduction d'énergies intermittentes sur le réseau électrique nécessite de pouvoir ajuster les autres moyens de production : pour préserver l'équilibre production/consommation, il faut lisser les fluctuations d'énergie sur le réseau. Or, les centrales hydrauliques peuvent répondre plus rapidement à des changements de consignes de production que les centrales thermiques classiques (nucléaires ou à énergies fossiles). L'hydroélectricité dispose ainsi d'un fort potentiel de régulation. Les opérateurs de centrales doivent donc faire preuve de plus de flexibilité pour compenser ces fluctuations d'énergie sur le réseau. Cela se répercute jusqu'aux fabricants de turbines hydrauliques, qui se doivent de fournir des machines dont les plages de fonctionnement sont amenées à être de plus en plus étendues.

1.2 Les centrales hydroélectriques et les turbines hydrauliques

Le principe de fonctionnement d'une centrale hydroélectrique est représenté sur la figure 1.3. Ce type d'installation exploite la différence d'énergie potentielle de pesanteur entre deux bassins amont et aval. Leur différence d'altitude est appelée *chute brute*. L'eau du bassin amont (ou *retenue*) transite dans des *conduites forcées* jusqu'aux unités de production. Ces dernières sont composées d'une turbine hydraulique et d'alternateur. Le fluide entraîne en rotation la roue de la turbine, convertissant ainsi l'énergie hydraulique en énergie mécanique. Cette énergie est transmise, via l'arbre principal de la roue, à l'alternateur synchrone, qui transforme alors l'énergie mécanique récupérée en énergie électrique. Des transformateurs élèvent enfin la tension pour que cette énergie soit transmise via le réseau de distribution. Les turbines hydrauliques sont classées en fonction de la chute et du débit disponibles au niveau de l'installation (figure 1.4).

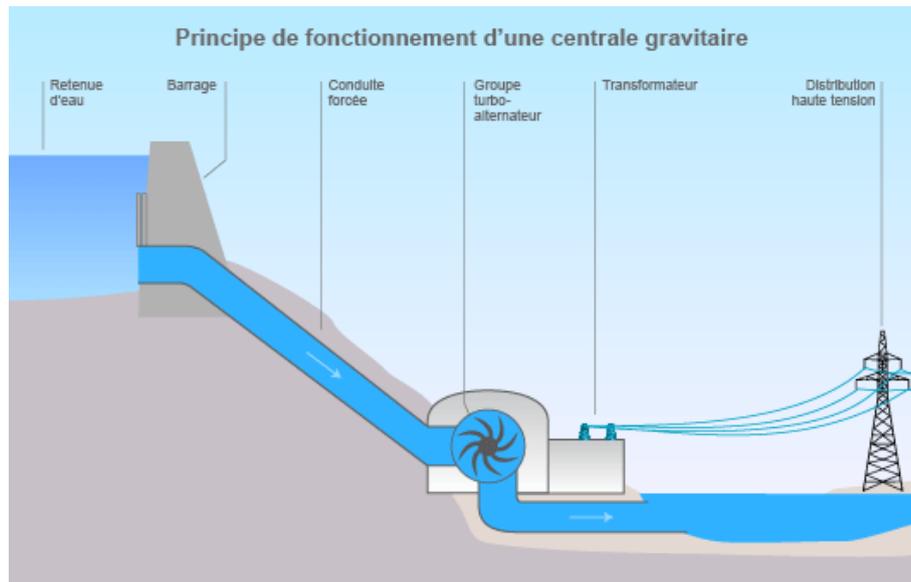


Figure 1.3 – Principe de fonctionnement d'une centrale hydroélectrique [26]

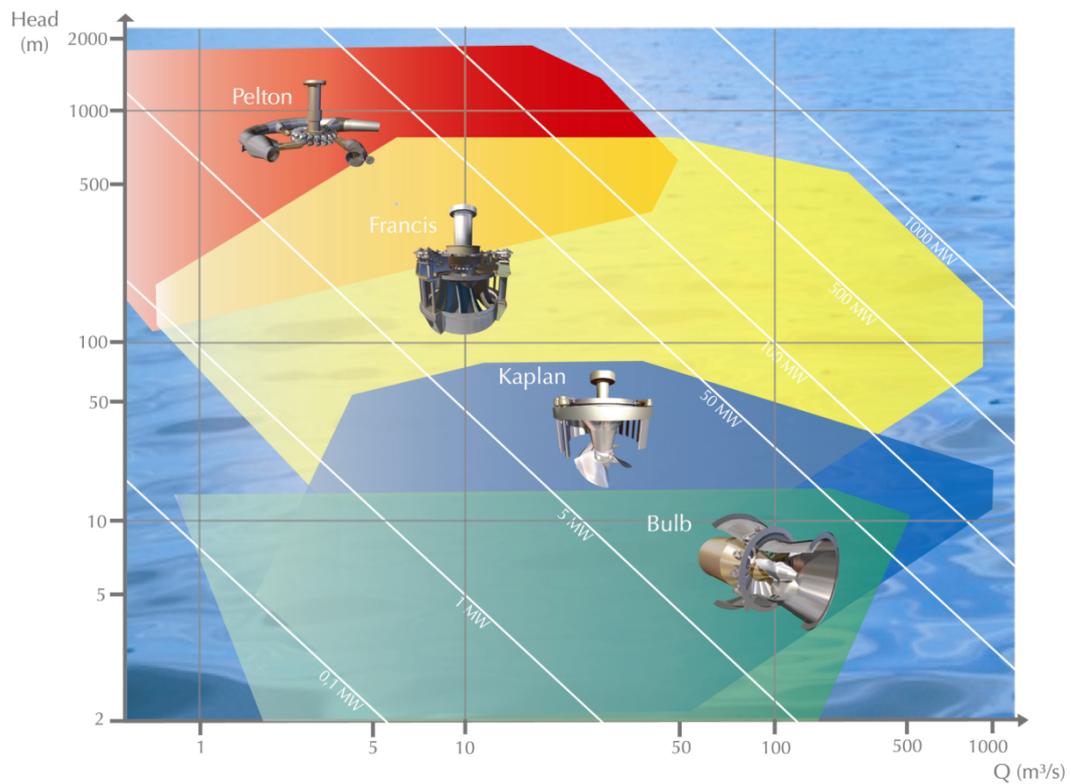


Figure 1.4 – Les différents types de turbines en fonction de la chute et du débit [87]

Les turbines hydrauliques sont classées en deux catégories, en fonction des conditions dans lesquelles se fait la conversion d'énergie (hydraulique à mécanique) :

- Turbines à action : La conversion d'énergie se fait à la pression atmosphérique. C'est notamment le cas des turbines *Pelton*. Dans ce cas, l'énergie hydraulique est disponible sous-forme d'énergie cinétique au niveau des jets issus des injecteurs.
- Turbines à réaction : L'énergie hydraulique est convertie en énergie mécanique par variation du moment cinétique du fluide qui traverse la roue. Ce n'est pas seulement l'énergie cinétique du fluide qui entre en jeu, mais également les différences de pression entre les deux faces d'une même pale ou aube de la roue. C'est le cas des turbines *Francis*, *Kaplan* et *Bulbe*.

Ce projet de recherche se concentre sur les turbines à réaction de type Francis, dont le fonctionnement est décrit dans la section suivante.

1.3 Les turbines Francis

Les turbines Francis sont utilisées dans les centrales dont la chute et le débit sont de niveau moyen (figure 1.4). C'est également le type de turbines le plus communément utilisées dans les centrales hydroélectriques.

1.3.1 Les composants de la machine

Du point de vue hydraulique, une turbine Francis est composée de cinq éléments principaux (figure 1.5) :

- La bêche : reliée à la conduite forcée qui transporte l'eau en provenance du bassin amont, elle a généralement une forme de spirale et a pour but d'alimenter la roue de la turbine de façon uniforme sur toute sa circonférence.
- Les avant-directrices : aubages fixes qui servent à la tenue mécanique de la bêche et qui dirigent le fluide vers le distributeur.
- Les directrices : aubages mobiles du *distributeur*, qui permettent de contrôler l'incidence de l'écoulement à l'entrée de la roue et le débit passant dans la turbine. Il s'agit du seul organe de commande des turbines Francis, dites *simple réglage*.
- La roue : composant mis en rotation par l'écoulement. Elle permet de convertir l'énergie hydraulique en énergie mécanique, qu'elle transmet à l'alternateur via son arbre principal. Les *aubes* de la roue sont fixes, contrairement à celles des roues de turbines Kaplan et Bulbe, dites *double réglage*.
- L'aspirateur : conduite de section globalement croissante, qui permet de récupérer l'énergie cinétique résiduelle en sortie de roue. En ralentissant l'écoulement, le niveau de pression augmente progressivement le long de la conduite. Pour les machines à axe vertical, l'aspirateur se décompose en trois parties (de l'amont vers l'aval) : le cône, le coude et la trompette (non représentée sur la figure 1.5). Enfin, l'eau est transportée vers le bassin aval de l'installation par le canal de fuite.

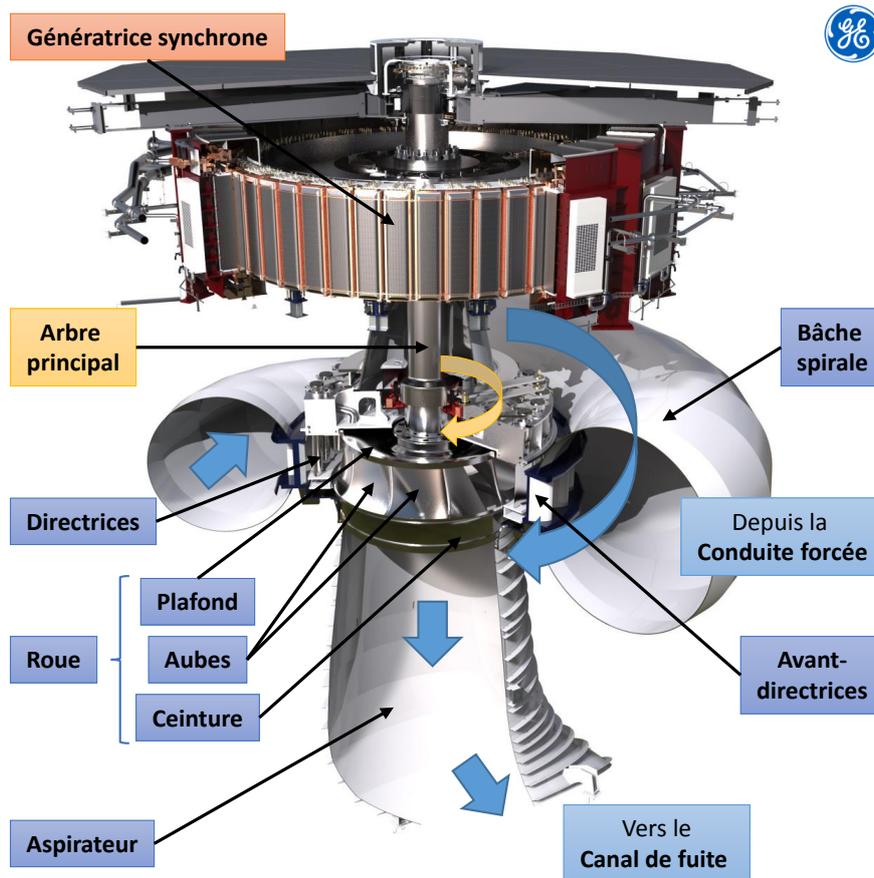


Figure 1.5 – Principaux composants d’une turbine Francis

1.3.2 Conversion énergétique au niveau de la roue

Dans les roues de turbines Francis, le fluide arrive du distributeur de façon radiale et quitte la roue de façon axiale pour rejoindre l’aspirateur. Le repère cylindrique (r, θ, z) classiquement utilisé est basé sur l’axe de rotation de la roue. Ainsi le champ de vitesse \vec{W} de l’écoulement dans la roue a trois composantes : une radiale \vec{W}_r , une tangentielle (ou azimutale) \vec{W}_θ et une axiale \vec{W}_z . L’analyse des turbomachines fait souvent appel à deux plans particuliers de la roue : le plan méridien et le plan aube-à-aube (figure 1.6). La composante méridienne \vec{W}_m du champ de vitesse est alors définie comme la somme vectorielle des composantes radiale et axiale.

L’analyse de l’écoulement à l’intérieur des roues de turbomachines se base classiquement sur la notion de *triangle de vitesses* (figure 1.7). Par composition des vitesses :

$$\vec{C}_i = \vec{W}_i + \vec{U}_i \quad \text{avec :} \quad \vec{U}_i = \vec{\Omega}_R \wedge \vec{r} \quad (1.1)$$

où \vec{C}_i est la vitesse du fluide dans le repère fixe du stator, \vec{W}_i est la vitesse dans le repère du rotor en rotation à $\vec{\Omega}_R$, \vec{U}_i est la vitesse d’entraînement et \vec{r} est le vecteur position (en coordonnées cylindriques). L’indice i vaut 1 en entrée de roue et 2 en sortie.

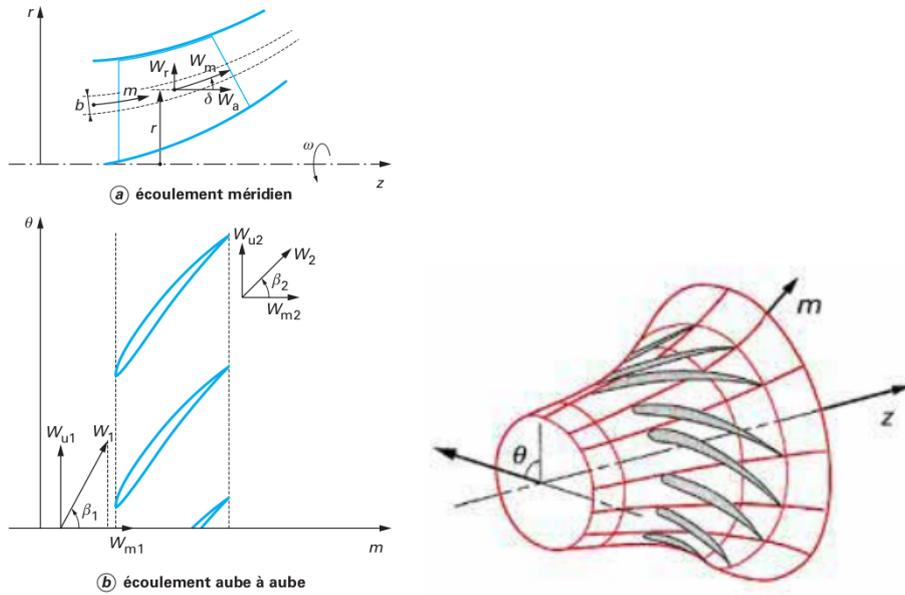


Figure 1.6 – Plan méridien et plan aube-à-aube (gauche) [77] et leur représentation en 3D (droite) [66]

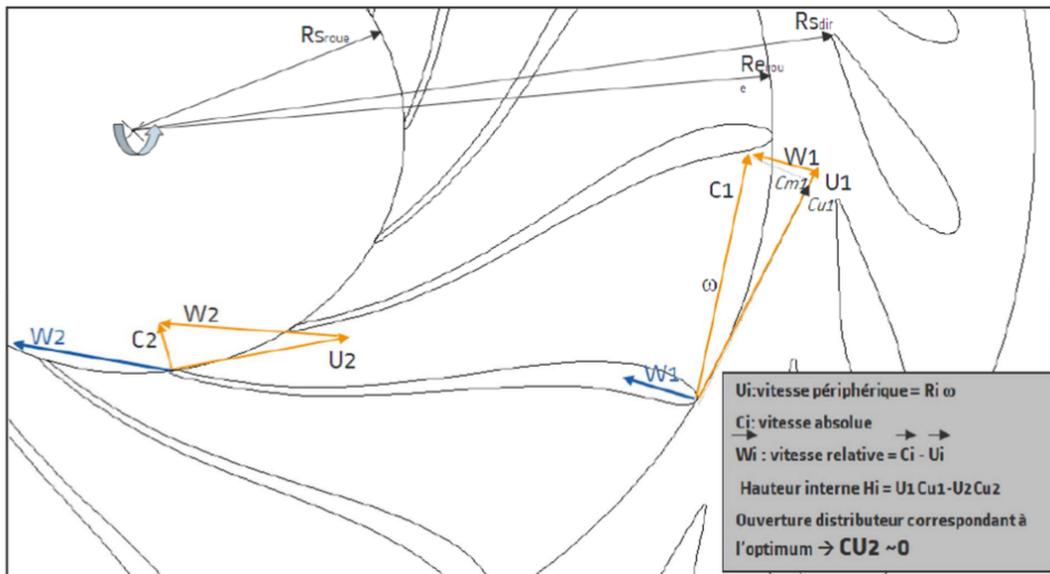


Figure 1.7 – Triangles de vitesses en entrée et en sortie de roue [28]

Dans le cadre de la théorie d'Euler (écoulement stationnaire d'un fluide parfait dans un rotor au nombre d'aubes infini), il est possible de relier les triangles de vitesses en entrée et en sortie de roue, au couple T_m exercé par le fluide autour de l'axe de la machine (voir par exemple [25]) :

$$T_m = \rho Q_m (R_1 C_{\theta 1} - R_2 C_{\theta 2}) \quad (1.2)$$

où ρ est la masse volumique de l'eau, R_i est le rayon à l'entrée ou à la sortie de la roue et Q_m est le débit volumique qui la traverse. La puissance mécanique ainsi récupérée par le rotor P_m (figure 1.8) vaut :

$$P_m = T_m \Omega_R = \rho g H_i Q_m \quad \text{d'où :} \quad H_i = \frac{U_1 C_{\theta 1} - U_2 C_{\theta 2}}{g} \quad (1.3)$$

où g est l'accélération de la pesanteur. H_i est appelée *chute interne* de la turbine et représente le travail récupéré par la roue à partir de l'écoulement qui la traverse.

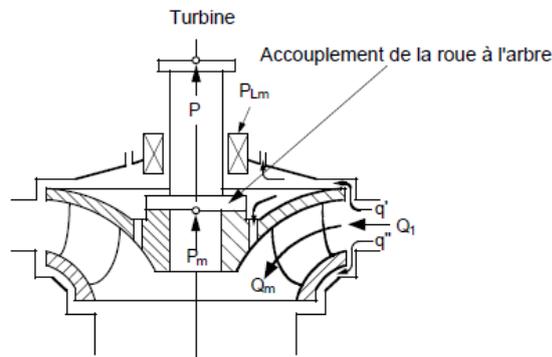


Figure 1.8 – Bilan de puissance au niveau de la roue [24]

1.3.3 Performances et régimes de fonctionnement

La différence de charge hydraulique entre l'entrée de la bêche et la sortie de l'aspirateur est appelée *chute nette*. Elle est différente de la chute brute en raison des pertes qui ont lieu en dehors de la machine, dans la conduite d'amenée et le canal de fuite. La chute nette est donc la charge hydraulique effectivement exploitable par les fabricants de turbines pour produire de l'énergie. La chute nette H_n et le débit qui traverse la turbine Q_1 permettent d'exprimer la puissance hydraulique disponible au niveau de l'écoulement :

$$P_h = \rho g H_n Q_1 \quad (1.4)$$

Une partie P_m de cette puissance est transférée à la roue : elle tourne à Ω_R [rad/s] (ou n_R [rpm]) sous l'influence du couple T_m (section 1.3.2). Le reste est perdu sous plusieurs formes (figure 1.9) : pertes de charge hydraulique, pertes volumétriques (débits de fuite) et pertes par frottements de disque (dans l'entrefer, entre les surfaces extérieures de la roue et les parois fixes).

Le rendement hydraulique de la turbine η_h est alors défini comme :

$$\eta_h = \frac{P_m}{P_h} = \frac{2\pi/60 n_R T_m}{\rho g H_n Q_1} \quad (1.5)$$

Une partie P_{LM} de la puissance P_m est dissipée dans les liaisons mécaniques de l'arbre de la turbine (paliers, joints, etc...). Le reste de cette puissance est fourni à l'alternateur (figure 1.9).

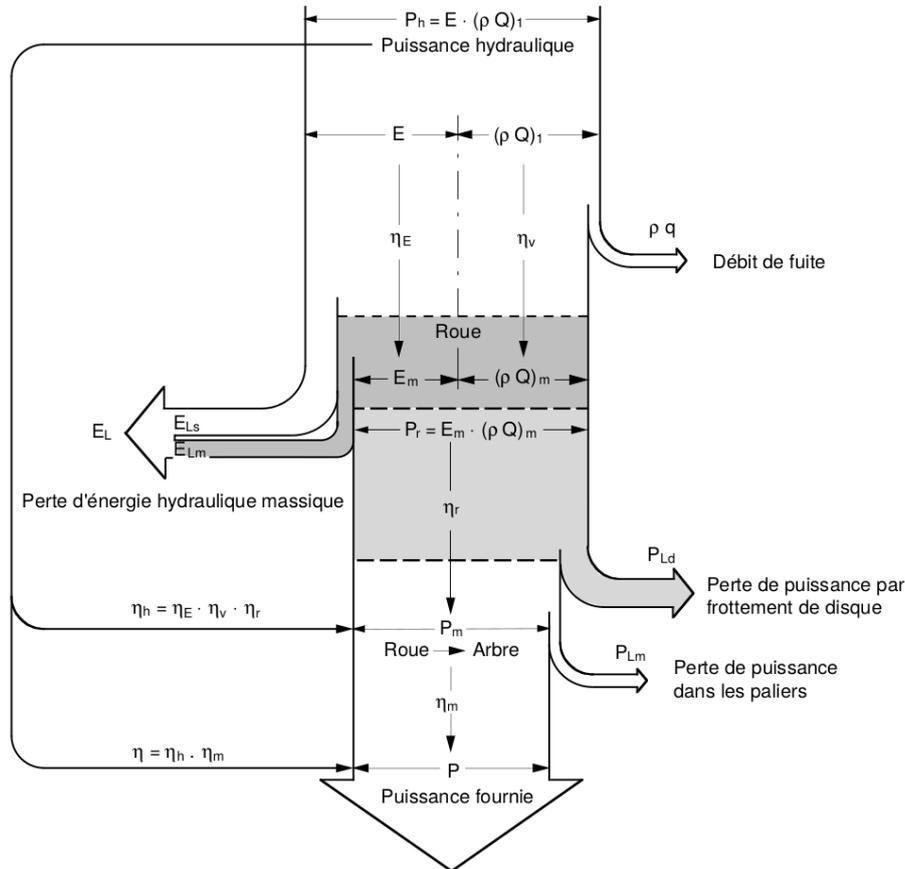


Figure 1.9 – Bilan de puissance détaillée pour une turbine hydraulique [24]

Un *point de fonctionnement* est défini par l'ouverture du distributeur γ , la chute H_n , le débit Q_1 et la vitesse de rotation de la roue n_R . Ces quatre paramètres ne sont pas indépendants : un point de fonctionnement est entièrement déterminé par trois de ces paramètres. Le triplet (γ, H_n, Q_1) est le plus souvent choisi, car la vitesse de rotation de la machine est fixée par la génératrice synchrone. L'écoulement en amont de la roue dépend de l'ouverture du distributeur. Le travail récupéré par la roue varie, puisque les angles fluides en entrée changent. Cela implique également une modification des angles fluides en sortie de roue. Il en va de même pour le rendement de la turbine.

Le tracé des différentes valeurs du rendement hydraulique η_h de la machine en fonction de la chute H_n et du débit Q_1 est appelé *colline de rendement*. Elle représente les performances de la turbine selon les conditions de fonctionnement. Il existe un point d'opération privilégié, pour lequel la somme des pertes dans la machine est minimale. Le rendement est alors maximal et le point de fonctionnement correspondant est appelé *coeur de la colline*, ou *Best Efficiency Point (BEP)*. Lors de la conception d'une turbine Francis, l'exploitant de centrale spécifie la *zone de*

fonctionnement continu de la machine. Le fabricant se doit de garantir son bon fonctionnement dans les conditions d'implantation propres à la centrale à laquelle la machine est destinée. En général, le coeur de la colline est conçu pour être proche de la zone de fonctionnement, afin d'optimiser la production d'énergie dans les différentes conditions d'opération requises par le client. Avec les nouveaux besoins du marché, la zone de fonctionnement continu des turbines devient de plus en plus étendue. Les machines sont donc amenées à être utilisées dans des conditions de moins en moins optimales, loin de leur point de meilleur rendement (section 1.4).

Lors d'une *prise de charge*, la chute au niveau de la machine reste quasi-constante, alors que le débit varie en fonction de l'ouverture du distributeur. Pour une prise de charge donnée, le rendement passe par une valeur maximale η_{opt} à un débit Q_{opt} donné. Les points de fonctionnement pour lesquels le débit est inférieur ou supérieur à Q_{opt} sont dits respectivement à *charge partielle* (*partial load*) ou à *forte charge* (*high load*). Pour un point de fonctionnement à proximité du coeur de la colline, la quasi-intégralité du moment cinétique du fluide est récupérée par la roue. La composante tangentielle du champ de vitesse en sortie de roue $C_{\theta 2}$ est alors quasi-nulle et l'écoulement est majoritairement axial, comme le montre la figure 1.10. À charge partielle, le moment cinétique non récupéré par la roue se retrouve dans l'écoulement de l'aspirateur et la composante tangentielle $C_{\theta 2}$ est alors dans le sens de rotation de la roue. À forte charge, cette composante est dans le sens inverse.

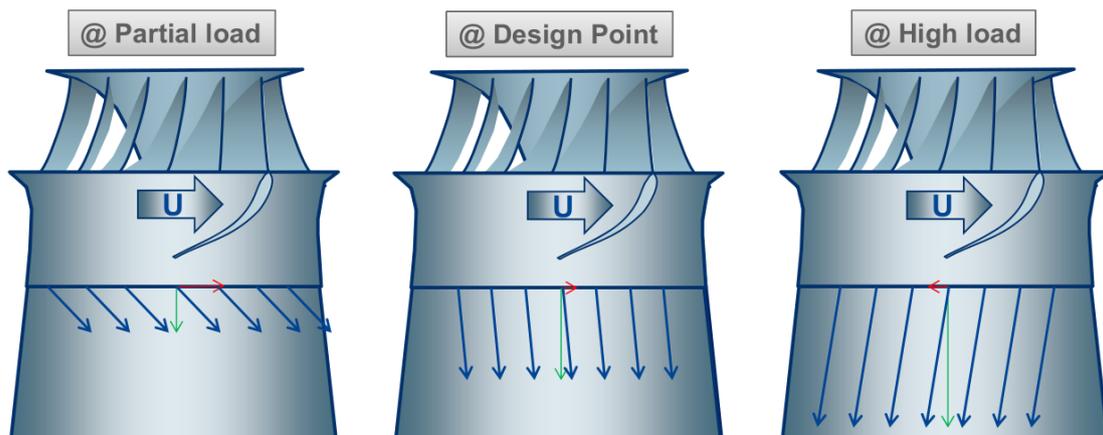


Figure 1.10 – Profils de vitesse en sortie de roue en fonction de la charge [28] : les composantes $C_{\theta 2}$ et $C_{r 2}$ sont respectivement tracées en rouge et en vert ($C_{r 2}$ est négligée)

1.3.4 Prédiction des performances et paramètres adimensionnels

Lors de la conception d'une turbine, il est nécessaire de s'assurer qu'elle réponde au cahier de charges exprimé par le client, notamment pour ce qui est de la production d'énergie. Comme les conditions de fonctionnement sont propres à chaque centrale, chaque machine est en général un prototype, dont il faut prédire les performances et le comportement.

Dans ce but, des essais sur modèles réduits sont mis en place (chapitre 2). Ces modèles réduits sont, autant que possible, en similitude avec leur prototype correspondant. Pour prédire les performances d'un prototype, la colline de rendement de son modèle réduit est représentée en fonction d'autres paramètres que la chute et le débit. Un point de fonctionnement est alors

décrit par un même triplet de paramètres pour les deux machines, du moment qu'elles sont en similitude. En pratique, la similitude géométrique est systématiquement assurée et l'angle d'ouverture du distributeur γ est identique pour le modèle réduit et son prototype.

Deux paramètres adimensionnels sont donc définis par combinaison de la chute, du débit et de la vitesse de rotation [24]. La *chute réduite* ψ et le *débit réduit* φ sont définis comme :

$$\psi = \frac{2gH_n}{U_2^2} \quad \text{et} \quad \varphi = \frac{Q_1}{U_2 S_2} \quad (1.6)$$

où S_2 est la section de passage à la sortie de roue, dont le diamètre de référence est D_2 . Pour les turbines, le diamètre de référence est pris en sortie de roue [24]. Dans la pratique, les fabricants utilisent plutôt, soit le *facteur de vitesse* n_{ED} et le *facteur de débit* Q_{ED} (équation 1.7), soit la *vitesse unitaire* n_{11} et le *débit unitaire* Q_{11} (équation 1.8).

$$n_{ED} = \frac{n_R D_2}{\sqrt{gH_n}} \quad \text{et} \quad Q_{ED} = \frac{Q_1}{D_2^2 \sqrt{gH_n}} \quad (1.7)$$

$$n_{11} = \frac{n_R D_2}{\sqrt{H_n}} \quad \text{et} \quad Q_{11} = \frac{Q_1}{D_2^2 \sqrt{H_n}} \quad (1.8)$$

Dans cette étude, la vitesse et le débit unitaires seront principalement utilisés. Bien que ces quantités ne soient pas adimensionnelles, elles sont considérées comme la vitesse et le débit qu'aurait une turbine de 1 m de diamètre sous 1 mCE de chute. La vitesse et le débit unitaires sont donc exprimés en [rpm] et en [l/s] respectivement. Cette convention sera utilisée par la suite. De la même façon, il est possible de considérer le *couple unitaire* T_{11} en [N m] :

$$T_{11} = \frac{T_m}{D_2^3 H_n} \quad (1.9)$$

Grâce à ces paramètres adimensionnels, il est possible de définir une *vitesse spécifique*, qui permet de classer les différents types de turbines (section 1.2). Elle dépend du point de meilleur rendement (ou coeur) de la turbine considérée. Plusieurs conventions sont utilisées en fonctions des auteurs. Les trois plus courantes sont N_s , n_q et ν [24, 72]. La vitesse spécifique ν sera utilisée pour cette étude :

$$\nu = \frac{\varphi_{BEP}^{1/2}}{\psi_{BEP}^{3/4}} \quad (1.10)$$

Parmi les turbines à réaction, une vitesse spécifique faible correspond à des machines dites *haute chute*. Elles sont plutôt de forme radiale, comme c'est le cas des turbines-pompes. Une vitesse spécifique élevée correspond à des machines *basse chute*, qui sont plutôt de forme axiale, comme dans le cas des turbines Kaplan ou Bulbe. Pour les turbines Francis, la vitesse spécifique ν va environ de 0.1 à 0.65 [72].

1.3.5 Zone de fonctionnement continu

Lorsqu'une turbine Francis est utilisée à un point d'opération éloigné du point du coeur, l'écoulement dans la roue n'est plus adapté, ce qui implique l'apparition de divers phénomènes hydrauliques impactant le fonctionnement de la machine. Selon ces conditions d'opération, différents types de fluctuations peuvent apparaître, notamment : des fluctuations de pression dans l'écoulement, des fluctuations de contraintes mécaniques sur les composants de la turbine et des fluctuations d'efforts et de puissance sur l'arbre principal. Cela représente un risque pour la longévité de la turbine et la stabilité de son fonctionnement. De plus, certains phénomènes cavitants représentent un risque d'usure prématurée par érosion de cavitation. Ainsi, la problématique principale pour les fabricants est de garantir l'intégrité de la machine dans l'intégralité de la zone de fonctionnement continu requise par l'exploitant. Au stade de conception, il est nécessaire d'être prédictif sur ces questions et une bonne compréhension de l'écoulement dans la machine est alors cruciale. Certains phénomènes hydrauliques bien identifiés (section 1.3.5.1) sont donc exclus de la zone de fonctionnement continu classique afin qu'ils n'endommagent pas la machine (section 1.3.5.2).

1.3.5.1 Phénomènes hydrauliques identifiés

Les phénomènes hydrauliques qui limitent la zone de fonctionnement classique des turbines Francis sont bien connus des fabricants, notamment parce qu'ils peuvent entraîner la formation de cavitation dans l'écoulement. Ces phénomènes sont présentés plus en détail dans [45, 12, 39, 38]. Cette section passe succinctement en revue ces différents phénomènes hydrauliques.

Cavitation d'entrée et de sortie

En fonction des variations de chute brute d'une centrale hydroélectrique lors de son exploitation (appelée *marnage*), l'incidence du fluide à l'entrée de la roue varie par rapport à sa valeur optimale. Si cette chute est en dehors de la plage de variation pour laquelle la turbine a été conçue, il peut s'ensuivre une mauvaise adaptation du fluide, qui entraîne la formation de poches de cavitation sur les aubes, ou la création de vortex attachés au niveau du bord d'attaque, dont le coeur peut caviter. Si la chute est trop élevée ou trop faible, ce phénomène est appelé respectivement *cavitation d'entrée extradados* ou *cavitation d'entrée intrados*.

Pour les plus fortes puissances, la vitesse de l'eau peut localement devenir importante, en particulier en sortie d'aubage. Ainsi la pression peut devenir localement trop faible à la sortie extradados des aubes. Il se forme alors de la *cavitation de sortie (à bulles séparées)*. Ce phénomène est très sensible aux conditions d'enfoncement de la machine et de la qualité de l'eau.

Phénomènes de torche dans l'aspirateur

Depuis plus de 20 ans, l'écoulement dans l'aspirateur coudé des turbines Francis est étudié de façon expérimentale et numérique. Les phénomènes qui s'y développent lors d'un fonctionnement hors nominal représentent un risque pour la stabilité et la régulation de la machine. Le projet FLINDT (pour *FLow Investigation in Draft Tubes*) est un exemple de projet de recherche

sur ces écoulements. Une revue générale des études réalisées est disponible dans [11]. Parmi les travaux visant à une meilleure compréhension de l'écoulement dans l'aspirateur, certaines études se sont concentrées sur la charge partielle, ainsi qu'au développement de la torche hélicoïdale [94, 1, 36, 43, 44]. Par ailleurs, l'aspirateur peut être responsable d'une part non négligeable des pertes hydrauliques dans des conditions de fonctionnement hors nominal. Ces études participent donc à l'amélioration de ce composant.

Aujourd'hui, de nouveaux outils ont été développés afin de permettre une analyse fine du phénomène lors des essais sur modèles réduits [32, 50, 17]. Ces données expérimentales ont servi à valider la qualité des simulations numériques faites à ce régime de fonctionnement. Il est ainsi possible de modifier la conception des machines pour réduire l'impact mécanique de la torche hélicoïdale [20].

Par ailleurs, la torche axiale de forte charge a également fait l'objet de plusieurs études. Plus d'informations sur ce phénomène sont disponibles par exemple dans [36, 71].

Interactions Rotor-Stator

Pour les machines radiales de hautes et moyennes chutes, les interactions entre le distributeur et la roue (appelées aussi *interactions rotor-stator*) peuvent devenir critiques, notamment pour les plus fortes charges. Ces phénomènes sont sources de fluctuations de pression, de vibrations et donc de sollicitations mécaniques pour les composants de la machine. Les fréquences en jeu dans ce genre de phénomènes sont des multiples de $Z_R f_0$ et $Z_S f_0$, où Z_R et Z_S sont respectivement les nombres d'aubages de la roue et du distributeur et où f_0 est la fréquence de rotation de la roue. Ainsi, ces phénomènes peuvent engendrer des dégradations matérielles de façon assez rapide, puisque ces fréquences deviennent relativement élevées, notamment par rapport à des phénomènes plus lents, tels que la torche, dont la fréquence est une fraction de f_0 seulement.

Les interactions rotor-stator sont bien connues au niveau des turbomachines et sont prises en compte lors de la conception [94, 49, 36].

1.3.5.2 Limites de la zone de fonctionnement continu classique

Pour une géométrie de turbine Francis donnée, les cavitations d'entrée limitent typiquement la plage de fonctionnement en termes de chute. Les limites en débit sont plutôt contraintes par la cavitation de sortie et la puissance de l'alternateur à forte charge, et les fluctuations de contrainte et de pression liées au développement de la torche hélicoïdale à charge partielle (figure 1.11).

Les phénomènes précédemment évoqués qui impactent la zone de fonctionnement continu usuelle sont compris et maîtrisés. Or, l'extension de cette plage de fonctionnement est liée à la formation d'autres phénomènes hydrauliques relativement méconnus. Ils font l'objet de la section suivante.

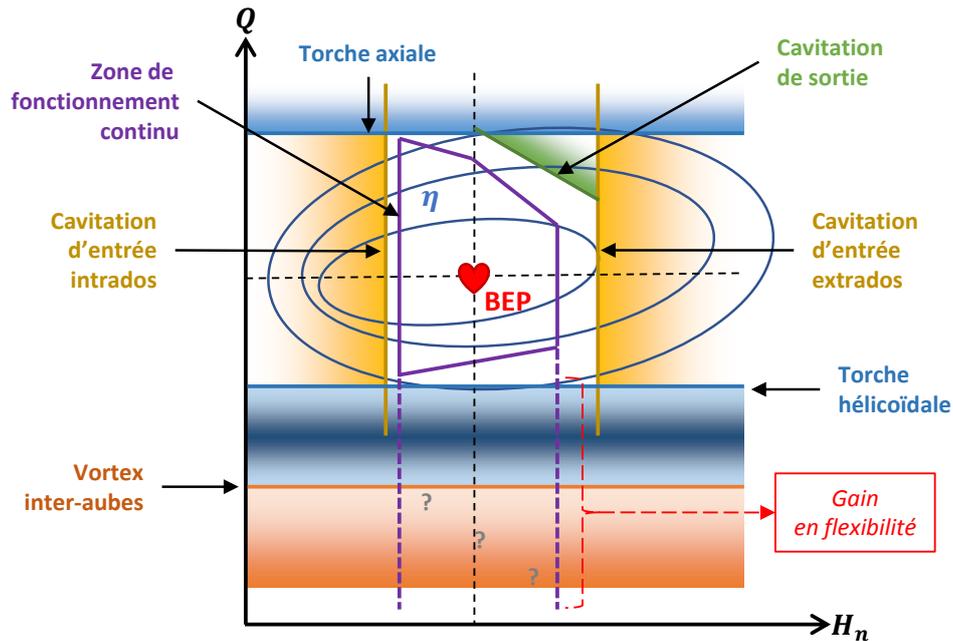


Figure 1.11 – Positions schématiques des différents phénomènes qui limitent la zone de fonctionnement continu classique d'une turbine Francis

1.4 État de l'art sur les vortex inter-aubes de charge partielle

L'extension des plages de fonctionnement des turbines Francis est requise pour répondre aux nouveaux besoins de flexibilité des exploitants de centrales hydroélectriques. Ainsi, les turbines Francis sont amenées à opérer à *charge très partielle* : un régime correspondant à des débits inférieurs à la limite de déstructuration de la torche hélicoïdale [36], qui se situe selon les machines à environ 50% à 60% du débit nominal. La méconnaissance de ces régimes de fonctionnement représente un risque pour les machines, car l'impact mécanique des phénomènes hydrauliques qui se développent alors n'est pas encore complètement maîtrisé.

Cette étude se concentre sur le fonctionnement continu des turbines. Le régime de couple nul ne sera donc pas considéré ici. Ce régime concerne plutôt le fonctionnement transitoire des machines, notamment le démarrage et l'arrêt des unités. Lorsque ces dernières sont déconnectées du réseau, le couple résistant appliqué par la génératrice sur l'arbre principal ne s'exerce plus. La turbine part alors en *emballement* : elle accélère jusqu'à ce que les pertes dans la machine dissipent toute la puissance de l'écoulement. Par ailleurs, ce régime peut s'avérer critique en cas de coupure du réseau lorsque le distributeur a une grande ouverture (forte charge) : la vitesse d'emballement peut alors devenir assez élevée, entraînant des contraintes mécaniques importantes dans toute la machine. À l'étape de conception, la courbe d'emballement (vitesse d'emballement en fonction de l'ouverture du distributeur) doit donc être estimée. Ce phénomène a par exemple été étudié par simulations numériques [52, 27].

Entre le régime de torche de charge partielle et celui de couple nul, l'écoulement dans la machine reste relativement peu connu, tout comme les différents phénomènes hydrauliques qui apparaissent alors. Les informations disponibles sur ces régimes ont d'abord été obtenues par

observation sur modèles réduits. À mesure que la charge diminue, l'écoulement dans l'aspirateur est de plus en plus tangentiel. Ainsi, la torche hélicoïdale ne parvient plus à garder sa structure et se décompose en plusieurs objets moins cohérents [36]. En ce qui concerne l'écoulement dans la roue, des *vortex inter-aubes* se forment et peuvent être observés à travers le cône généralement transparent des modèles réduits (figure 1.12). Cette thèse se concentre en particulier sur ce dernier phénomène.

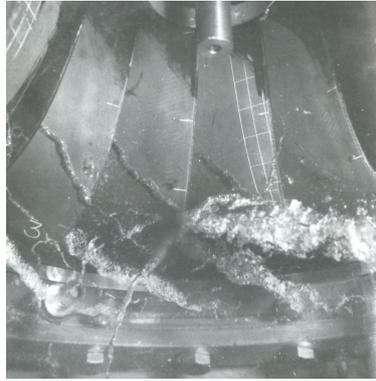


Figure 1.12 – Exemple de vortex inter-aubes de charge partielle [45]

1.4.1 Présentation des vortex inter-aubes

Les *vortex inter-aubes* (ou *VIA*) se forment lorsque le débit traversant la turbine est faible ou que la chute est trop élevée par rapport à la chute du coeur de la machine, selon les travaux de Escaler et al. en 2006 [39]. Ces tourbillons peuvent caviter, en raison de la dépression qui se forme en leur centre. La cavitation dépend notamment de l'enfoncement de la machine par rapport au bassin aval de la centrale. La vaporisation du fluide permet également l'observation du phénomène sur modèle réduit (figure 1.12). Dorfler et al. font la même affirmation que Escaler et al. en 2013, en prenant comme exemple une colline de rendement publiée par Voith Hydro en 1981, sur laquelle les différentes limites de cavitation sont placées [36]. Ils envisagent également la possibilité d'une fusion entre les limites des VIA d'une part, et de la cavitation d'entrée extradados d'autre part.

Les concepteurs de turbines Francis identifient, pour plusieurs prises de charge à des chutes différentes, les limites d'apparition des VIA à charge partielle, de la même façon que pour les phénomènes cavitants déjà identifiés (figure 1.11). Les observations se font à travers le cône transparent de l'aspirateur, à l'aide d'un stroboscope synchronisé sur la fréquence de rotation de la roue. Ainsi, seule la sortie des canaux inter-aubes est observable. La position exacte du phénomène est difficile à déterminer, en raison de la forme des canaux de la roue. Deux formes de VIA sont classiquement considérées. Elles sont par exemple explicitement mentionnées par Zuo et al. dans [95] :

- La limite de *vortex naissants (incipient)* : correspond au régime pour lequel des vortex apparaissent dans l'écoulement en sortie de 2 à 3 canaux inter-aubes.
- La limite de *vortex développés (developed)* : correspond au cas où des vortex sont présents dans tous les canaux de la roue.

En règle générale, les vortex naissants paraissent intermittents, c'est-à-dire non permanents et potentiellement différents d'un tour de roue à l'autre. Ceux-ci sont à opposer aux vortex développés, qui paraissent plus stationnaires et bien plus établis (figure 1.13).

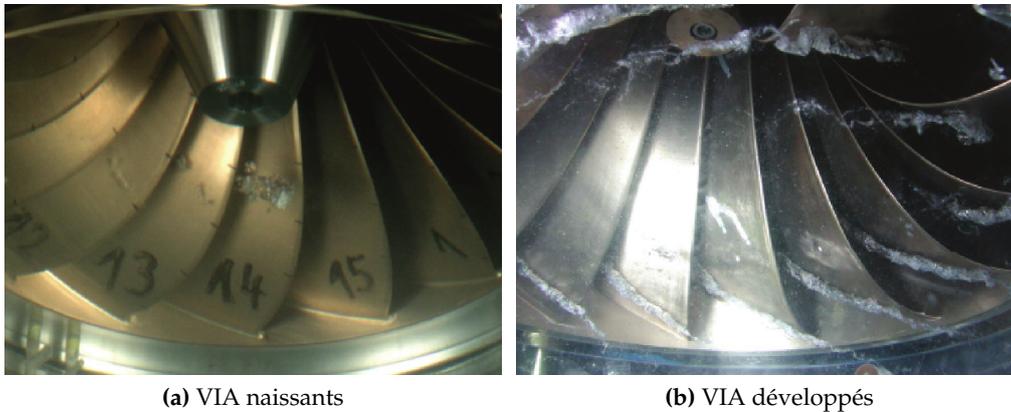


Figure 1.13 – Vortex inter-aubes naissants et développés vus en sortie de roue [95]

Pour répondre aux nouveaux besoins de flexibilité des turbines Francis, les études sur les VIA se sont multipliées à partir de 2013 (section 1.4.3). Auparavant, ce phénomène avait été relativement peu étudié, pour les raisons développées dans la section suivante.

1.4.2 Un phénomène peu considéré

Puisque les VIA apparaissent en dehors de la zone de fonctionnement continu standard, ce phénomène hydraulique a fait l'objet de peu de recherches avant 2013. En 1995, la charge très partielle était considérée comme « une zone de fonctionnement peu exploitée en raison du mauvais rendement de la machine » par Franc et al. [45]. Une dizaine d'années plus tard, Escaler et al. évoquent les VIA dans leur article sur la cavitation dans les turbines hydrauliques [39]. Cependant, ils prennent la décision de concentrer leur étude expérimentale sur les phénomènes cavitants « les plus importants », c'est-à-dire les cavitations d'entrée et de sortie, ainsi que le phénomène de torche. Ils excluent alors les VIA.

Auparavant, la formation des vortex inter-aubes était uniquement expliquée par la mauvaise incidence de l'écoulement en amont de la roue, notamment à proximité du plafond et de la ceinture [45, 39, 38, 36]. Cela s'est avéré conforme aux observations sur modèle réduit de Yamamoto et al. [90]. En effet, la dépendance du phénomène à la chute prototype montre que l'incidence en entrée de roue joue effectivement un rôle lors de la formation des VIA. Cependant, de précédentes observations réalisées en interne chez GE Renewable Energy montrent que cette incidence n'est pas l'unique facteur d'influence. En effet, des VIA ont été observés à proximité de l'arête de sortie des aubes, accrochés au plafond et en l'absence de marques de défaut d'incidence à l'entrée de la roue. Cela semble correspondre aux deux formes de vortex inter-aubes identifiées par Escaler et al. [39], selon que le vortex s'attache :

— au niveau des jonctions entre les bords d'attaque des aubes et le plafond.

ou

— sur le plafond et au milieu du canal inter-aubes (plutôt du côté extradados des aubes).

Dans tous les cas, ce phénomène dépend fortement de la forme hydraulique donnée à la roue lors de sa conception et du point de fonctionnement considéré.

Comme toutes les autres formes de cavitation dans les turbines hydrauliques, les VIA représentent un risque d'érosion de la roue (figure 1.14).

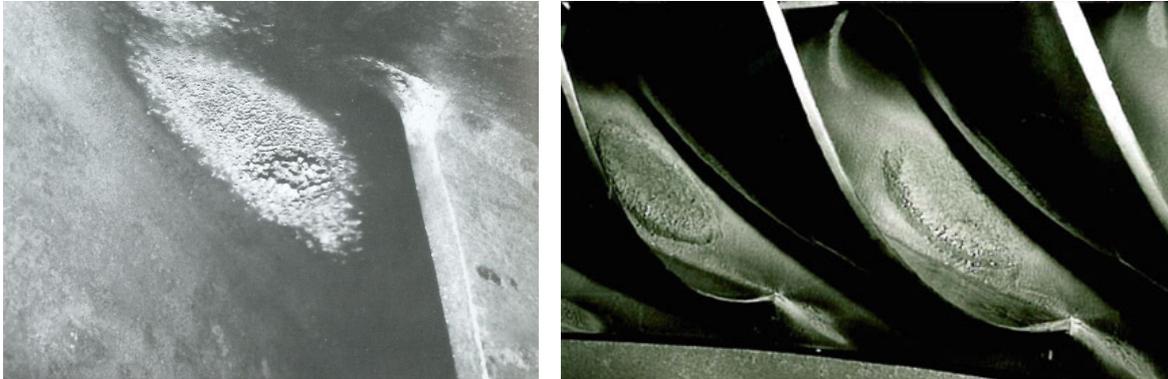


Figure 1.14 – Exemples de marques d'érosion de cavitation associées aux VIA dans des roues de turbines Francis [45, 36]

Les VIA ont également été identifiés comme des sources de bruits et vibrations. Escaler et al. évoquent des bruits large-bande de fréquences, qui sont donc plus susceptibles de faire entrer la machine en résonance mécanique [39]. Eremeev qualifie les VIA comme « bruyants » et « fluctuants » [38]. Il reporte également les résultats de campagnes de mesures effectuées sur une turbine Francis basse chute et son modèle réduit homologue par Farhat et al. [40] et par Lowys et al. [63]. Pour ce faire, des jauges de déformation, des accéléromètres et des capteurs de pression embarqués ont été utilisés. Parmi les différents résultats de ces études, les VIA ont été identifiés comme la source de fluctuations de pression et de contraintes sur les aubes des roues testées. L'amplitude du spectre des fluctuations de pression mesurées en milieu d'aube augmente à charge partielle, sur une gamme de fréquences allant de 8 à 12 fois la fréquence de rotation de la roue [63], que l'auteur qualifie de « non explorée jusqu'alors » (figure 1.15). Dorfler et al. qualifient les fluctuations de pression large-bande de fréquences liées aux VIA de stochastiques, ce qu'ils associent au caractère cavitant du phénomène [36]. Ces fluctuations aléatoires sont, selon les auteurs, liées aux différents temps de collapse de bulles de vapeur de tailles variables. Les spectres large-bande de fréquences qui en résultent peuvent alors s'étaler sur plusieurs décades. Cet intervalle est néanmoins bien plus grand que celui mesuré par Lowys et al. [63]. Dorfler et al. évoquent également les fluctuations de portance mesurées sur un profil hydraulique dans différentes conditions de cavitation. L'augmentation de la fréquence d'oscillations de la portance avec le nombre de Thoma σ est similaire à la tendance relevée par ces auteurs sur les VIA [36].

Bien que la charge très partielle ne fasse pas partie des zones de fonctionnement continu habituelles, plusieurs signes d'opération hors nominal peuvent être relevés sur prototypes : comme des traces d'érosion de cavitation [45, 36] (figure 1.14) et des fissures relevées sur les aubes de deux turbines Francis basse chute (figure 1.16). Cette catégorie de machines est d'ailleurs susceptible de développer plus rapidement des VIA à charge partielle [38]. En conséquence, de nouvelles façons de concevoir les roues Francis ont été développées, afin d'éviter ce type

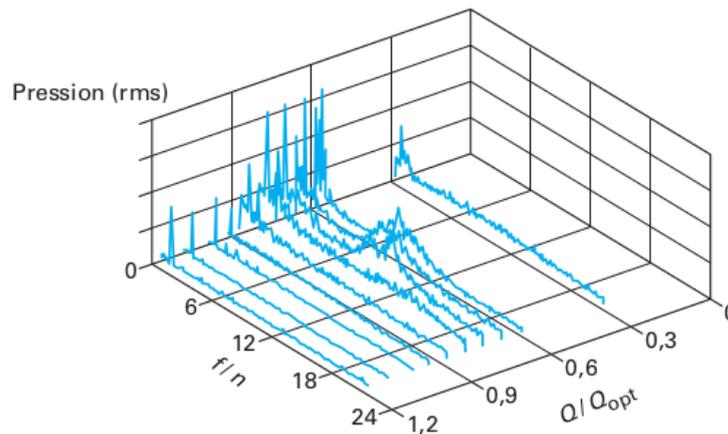


Figure 1.15 – Vue globale des pics de pression relevés sur l’aube de la roue en fonction de la fréquence ramenée à la fréquence de rotation de la roue f/n et du débit Q/Q_{opt} [38]



(a) Fissure à la jonction aube/ceinture

(b) Fissure à la jonction aube/plafond

Figure 1.16 – Exemples de fissures d’aubes de turbines Francis basse chute (photo Alstom) [38]

d’endommagements [38]. De plus, des technologies telles que l’injection d’air dans l’écoulement, ont été développées et permettent de réduire les vibrations dans la machine [83, 36].

1.4.3 Le regain d’intérêt pour ce phénomène

Avec les enjeux récents de flexibilité des turbines Francis, les vortex inter-aubes ont fait l’objet d’un regain d’intérêt entre 2013 et 2014. Il s’en est suivi une augmentation des projets de recherche à leur sujet, dont la présente thèse. La grande majorité de ces études utilisent de façon complémentaire les approches expérimentale et numérique : les mesures et les observations réalisées lors d’essais sur modèles réduits sont comparées aux résultats de simulations numériques des fluides (CFD). Ces deux approches seront plus amplement détaillées dans les chapitres 2 et 3 respectivement.

1.4.3.1 Les modèles numériques utilisés et leurs influences

Les modèles numériques utilisés par les différents auteurs concernent des machines complètes, de l'entrée de la bêche spirale à la sortie de l'aspirateur. Les maillages utilisés disposent d'environ 7.6 à 35 millions d'éléments [95, 92, 64, 85]. Des calculs stationnaires et instationnaires ont été réalisés par les différents auteurs. Une modélisation statistique de la turbulence est choisie pour simuler ce type d'écoulements complexes et turbulents :

- Le modèle $k - \varepsilon$ RNG de Yakhot et al. [88] est utilisé par [95, 96].
- Le modèle SST de Menter [67] est utilisé par [84, 93].
- Le modèle SAS-SST de Egorov et Menter [37] est utilisé par [64, 85, 92].

Alors que certains auteurs considèrent uniquement l'écoulement d'eau liquide dans la machine [95, 83, 84, 64, 93], d'autres modélisent la cavitation à l'aide du modèle homogène à transport de taux de vide de Zwart et al. [97], comme c'est le cas de [95, 96, 84, 85, 92]. Par ailleurs, Zuo et al. n'utilisent pas les paramètres standards de ce modèle [95, 96]. Ces derniers utilisent également la correction de viscosité turbulente de Reboud [76]. Ces choix de modélisation sont cruciaux, car les modèles de cavitation et de turbulence (ainsi que leurs différents paramètres) ne sont pas indépendants et interagissent entre eux [29].

Différents paramètres numériques ont été testés dans la littérature. Le maillage de la roue doit être très fin pour modéliser les VIA. En effet, environ 20 éléments sont préconisés pour discrétiser correctement le coeur d'un vortex par CFD [68]. Wack et al. effectuent différents tests sur leur modèle numérique de la turbine moyenne chute ($\nu = 0.27$) du projet *HYPERBOLE* [84]. Ici, les auteurs ont une approche instationnaire monophasique et utilisent le modèle SST. Le point de fonctionnement analysé correspond aux observations sur modèle réduit réalisées par Yamamoto et al. à environ 30% du débit nominal [92]. Sur un maillage de 11 millions d'éléments, Wack et al. montrent qu'un pas de temps équivalent à une rotation de la roue de 1° est nécessaire pour stabiliser le couple exercé par le fluide sur la roue. Ils testent également l'influence de trois conditions aux limites pour la surface de sortie de l'aspirateur :

- Sortie « classique » : l'écoulement ne peut que sortir du domaine de calcul par cette surface.
- Ouverture : cette fois au contraire, un flux dans les deux sens est permis au niveau de la surface de « sortie » du domaine de calcul.
- Modélisation de la cuve aval : consiste à inclure, dans le domaine de calcul, la cuve aval présente sur la plateforme d'essais utilisée.

Bien que cela change l'écoulement dans l'aspirateur, cela ne modifie ni le couple prédit par le calcul (qui reste surestimé d'environ 2%), ni la chute nette obtenue (sous-estimée d'environ 7%). Wack et al. utilisent ensuite le modèle de cavitation de Zwart et al. [97] et effectuent une influence de maillage sur le volume de vapeur prédit par calculs dans la roue. Avec des maillages de 11, 26 et 35 millions d'éléments, ils montrent que ce volume dépend fortement du raffinement utilisé pour la roue et de la capacité du modèle à prédire le bon champ de pression, notamment au coeur des VIA (figure 1.17). Même avec le maillage le plus raffiné, le volume de vapeur prédit par le modèle numérique demeure sous-estimé. Les vortex obtenus numériquement sont différents d'un canal à l'autre, ce qui est confirmé par les observations sur modèle réduit.

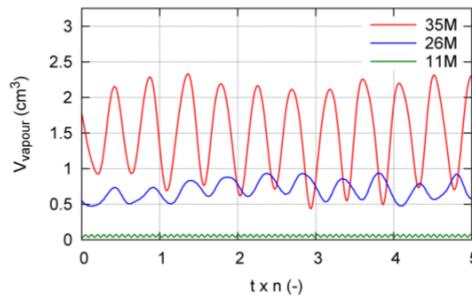


Figure 1.17 – Volume de vapeur dans la roue obtenu avec trois différents maillages [84]

1.4.3.2 Meilleure compréhension de l'écoulement dans les canaux inter-aubes

Un certain nombre de résultats qualitatifs ressortent également de ces différentes études et permettent de mieux comprendre les vortex inter-aubes.

Prédiction de la position et de la forme des VIA

Zuo et al. obtiennent par calculs stationnaires des limites d'apparition des VIA (naissants et développés) cohérentes avec les limites expérimentales de leur turbine Francis moyenne chute [95].

Wack et al. [85] ainsi que Yamamoto et al. [92] réalisent des calculs instationnaires à l'aide du modèle SAS-SST et du modèle de cavitation de Zwart. La position et la forme des VIA prédites numériquement sont cohérentes avec les observations réalisées sur modèle réduit, à l'aide de directrices instrumentées permettant de filmer l'entrée des canaux inter-aubes par caméra rapide (figure 1.18) [91].

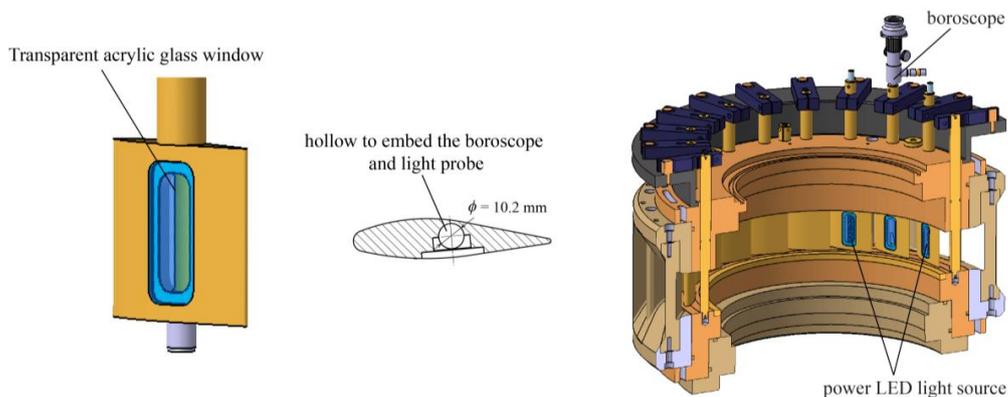


Figure 1.18 – Directrices spéciales permettant l'observation de l'entrée de la roue [91]

Néanmoins, cela soulève la question de la représentation des vortex dans un écoulement calculé par CFD. Plusieurs critères existent et impactent visuellement la forme des tourbillons obtenus par calculs. Un résumé des différents critères existants est proposé par Kolář [57]. Différents critères ont été appliqués aux VIA : la vorticité [95], l'invariant de vitesse (appelé aussi *critère Q*) [85, 92] et le *critère* λ_2 [93]. Puisque Wack et Yamamoto utilisent un modèle de cavitation, ils représentent également la partie cavitante des VIA à l'aide de la fraction volumique de vapeur prédite numériquement, appelée aussi *taux de vide* [85, 92].

Le choix du modèle de turbulence peut également impacter la cavitation des vortex obtenus par calculs CFD : Wack et al. comparent les modèles SST et SAS-SST aux mesures réalisées sur modèle réduit au point de fonctionnement étudié [85]. Le modèle SAS-SST prédit beaucoup plus de vapeur au niveau des VIA que le modèle SST. Par rapport aux observations, il y a un léger surplus de vapeur au niveau de l'accroche des vortex au plafond de la roue (figure 1.19). De plus, les vortex prédits numériquement semblent se condenser partiellement à mesure qu'ils s'éloignent du plafond, ce qui diffère de leurs observations. Au bout des vortex (en sortie de canal), le volume de vapeur est légèrement sous-estimé par rapport à l'expérimental, ce que les auteurs attribuent au manque de raffinement dans le domaine de l'aspirateur et à l'incapacité du modèle de cavitation à prendre en compte le collapse des structures. Le volume de vapeur prédit à l'aide du modèle SAS-SST au niveau des VIA reste cependant inférieur aux observations.

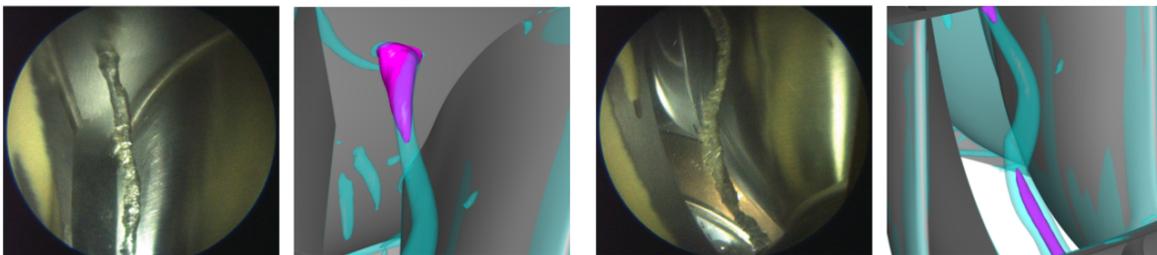


Figure 1.19 – Comparaison entre les VIA expérimentaux et numériques vus depuis l'entrée de la roue : iso-surface de l'invariant de vitesse (en bleu clair) et iso-surface de la fraction volumique de vapeur égale à 50% (en violet) [85]

Compréhension du phénomène

L'utilisation de modèles numériques permet un accès direct aux différents champs obtenus dans l'ensemble du domaine de calcul. Il est ainsi possible d'étudier plus en détail l'écoulement donnant lieu aux VIA, ce qui permet d'en avoir une meilleure compréhension.

Zuo et al. comparent les vortex obtenus par calculs instationnaires et ceux observés sur modèle réduit [96]. Deux types de vortex inter-aubes sont alors identifiés :

- les « *columnar vortices* » : tourbillons attachés au plafond, à proximité de l'arête d'entrée des aubes et dans le sens transverse à l'écoulement nominal.
- les « *streamwise vortices* » : tourbillons situés à l'intérieur des canaux, plutôt à proximité de la ceinture de roue et advectés par l'écoulement principal.

Les auteurs définissent ensuite un critère de stabilité pour ces vortex. Alors que le premier type de structure est stable, le second est instable et est également associé à des fluctuations de pression plus élevées [96].

Zhou et al. ont réalisé des observations par caméra rapide de l'écoulement à la sortie de la roue d'un modèle réduit [93]. Les auteurs identifient deux tendances chez les VIA. En ce qui concerne la position des vortex à la sortie de la roue : les vortex, initialement proches du plafond de la roue, ont tendance à se rapprocher de la ceinture lorsque la vitesse unitaire n_{11} ou le débit unitaire Q_{11} diminuent. En ce qui concerne la taille et la fréquence d'apparition de ces vortex, elles augmentent à mesure que le débit unitaire ou le nombre de Thoma σ diminuent.

À l'aide de simulations numériques (dont les paramètres ne sont pas détaillés dans [93]),

Zhou et al. mettent en évidence un écoulement de pompage à charge très partielle, de l'aspirateur vers la roue. Celui-ci remonte dans les canaux inter-aubes et interagit avec l'écoulement en provenance de l'amont, formant ainsi des vortex dans les canaux de la roue. Yamamoto et al. arrivent à la même conclusion : l'analyse des résultats numériques leur permettent de montrer que les VIA se forment à la rencontre entre les écoulements amont et aval dans les canaux inter-aubes [92]. Wack et al. identifient également le défaut d'incidence en entrée de roue et la recirculation de l'écoulement dans le cône de l'aspirateur, au point de fonctionnement étudié [85]. L'influence de cet écoulement de pompage en provenance de l'aval de la roue est ainsi une nouveauté par rapport aux connaissances publiées sur les VIA avant 2016.

1.4.3.3 Prédiction des fluctuations de pression sur les aubes de la roue

Ces études permettent également de produire des résultats quantitatifs. C'est en particulier le cas de fluctuations de pression au niveau de la roue.

Leur prédiction à l'aide d'outils numériques n'est pas simple. En 2014, Von Fellenberg et al. ont mis en place des simulations numériques instationnaires et monophasiques d'une turbine Francis complète à charge partielle [83]. Bien qu'ils obtiennent des vortex inter-aubes par calculs, ils ne parviennent pas à obtenir de fluctuations de pression particulières, caractérisant le phénomène. Les auteurs remettent alors en cause leur approche monophasique pour modéliser les VIA. Zuo et al. tentent aussi d'obtenir « les » fluctuations de pression liées aux VIA à l'aide de leur modèle numérique, sans autre précision sur celles-ci [96]. Cependant la validation de ces résultats demeure impossible, en l'absence de données expérimentales pour valider les signaux de pression issus de la simulation. Les approches expérimentale et numérique apparaissent ainsi particulièrement complémentaires et nécessaires l'une pour l'autre.

Cette double approche est également utilisée par Magnoli [64]. Un modèle réduit d'une turbine moyenne chute de Voith Hydro est équipé de 28 capteurs de pression : répartis sur 4 aubes instrumentées du fait des contraintes de conception, 12 sont à l'intrados, 12 sont à l'extrados et 4 sont situés sur la ceinture de la roue. Grâce à la position régulière des capteurs de pression sur les aubes, l'amplitude des fluctuations de pression est cartographiée pour trois points de fonctionnement différents. En ce qui concerne les VIA, le point de fonctionnement utilisé est à la chute nominale, à 77% du débit nominal et dans les conditions de cavitation du prototype. Par ailleurs, le débit de ce point paraît assez élevé pour que le régime soit qualifié de charge très partielle. Cela montre que l'apparition des phénomènes et leur développement sont très dépendants de la conception des turbines étudiées. Les mesures des fluctuations de pression sont comparées aux résultats de simulations instationnaires et monophasiques de la turbine complète (figure 1.20). Le maillage comporte 18 millions d'éléments et le modèle SAS-SST est utilisé. La comparaison du signal d'un des capteurs de pression avec les résultats numériques est encourageante. Cependant la résolution fréquentielle du spectre associé ne semble pas encore suffisante pour valider ces résultats.

Dans une autre étude, Wack et al. arrivent à la conclusion que le modèle SAS-SST permet d'obtenir plus de fluctuations de pression que le modèle SST, à la fois en termes d'amplitude et fréquences, notamment à la surface de la roue [85]. Il permet aussi de développer de plus

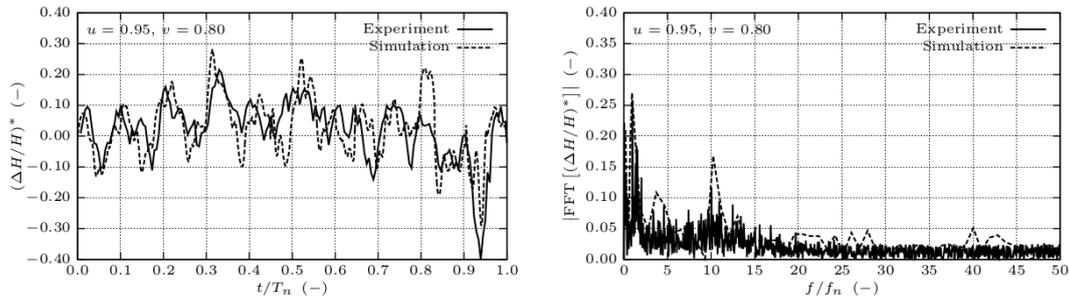


Figure 1.20 – Comparaisons des fluctuations de pression sur une aube (extrados/sortie/ceinture) et leur spectre correspondant [64]

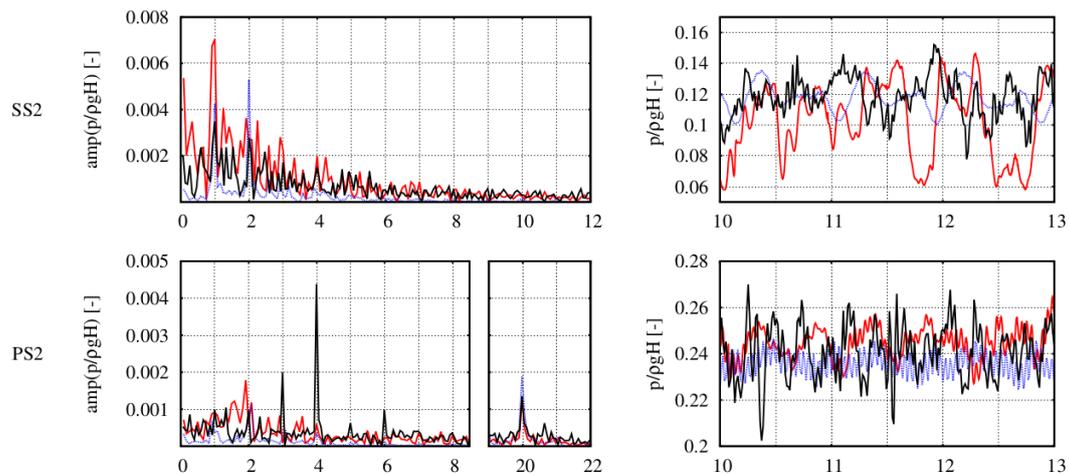


Figure 1.21 – Comparaisons des fluctuations de pression (à droite) sur une aube à l'extrados (en haut) et à l'intrados (en bas) et leur spectre correspondant (à gauche) : mesures (en noir), avec le modèle SST (en bleu) et avec le modèle SAS-SST (en rouge) [85]

larges bandes de fréquences, caractéristiques du fonctionnement à charge très partielle. Les comparaisons avec les mesures sur modèle réduit sont encourageantes, mais certaines fréquences expérimentales ne sont pas retrouvées numériquement et vice versa (figure 1.21). Wack et al. notent également que le niveau de pression statique dans l'entrefer obtenu par calculs est inférieur aux mesures. Ils en déduisent que les pertes dans la double-grille (avant-directrices et directrices) sont mal modélisées et que cela est à l'origine de la sous-estimation de la chute nette par CFD.

Bien que ces différents résultats numériques soient encourageants, la prédiction des fluctuations de pression à la surface des aubes à charge très partielle nécessite encore d'être améliorée. La prédiction du chargement dynamique appliqué à la roue est en effet nécessaire pour pouvoir effectuer des calculs par éléments finis de la structure, lors de son fonctionnement à ces régimes très sollicitants. La prédiction des fluctuations de pression est donc cruciale pour estimer la durée de vie des turbines Francis destinées à être opérées de façon « flexible », particulièrement à charge très partielle.

1.4.4 Impact sur la durée de vie des machines

L'estimation de l'impact d'un fonctionnement à charge très partielle sur la durée de vie de la machine est cruciale pour les fabricants. Dans ces régimes, les contraintes dynamiques augmentent, notamment au niveau des aubes de la roue [63]. Cela implique une hausse de l'endommagement par fatigue et un risque de défaillance prématurée de la structure (figure 1.16). Comme l'écoulement dans la machine est relativement peu connu, aucune étude ne permet de montrer que cette hausse est due exclusivement au phénomène de vortex inter-aubes. L'érosion de cavitation participe également à la dégradation prématurée des composants hydrauliques et à la réduction de durée de vie de la machine (figure 1.14).

Dans leur revue sur les mécanismes d'endommagement par fatigue dans les turbines hydrauliques, Liu et al. [62] identifient deux problématiques majeures : la détermination d'un critère de limite en fatigue représentatif pour les turbines, et la prédiction des contraintes exercées sur les machines réelles, à partir de données mesurées sur modèles réduits ou obtenus par simulations numériques.

1.4.4.1 Détermination d'un critère de limite en fatigue

Les machines sont soumises à des chargements complexes et instationnaires. Or, les paramètres caractérisant le comportement d'un matériau en fatigue sont obtenus par des essais statistiques de chargements relativement simples, sur des éprouvettes de forme standard. De plus, ces paramètres sont obtenus pour un type de chargement donné et non pour des chargements d'amplitudes et de fréquences variables au cours du temps. Les fabricants ont donc recourt à des hypothèses simplificatrices, telles que l'accumulation linéaire d'endommagement par fatigue de Miner [70] et la méthode de comptage de cycles de chargements *Rainflow* [10] (chapitre 4, section 4.4). C'est notamment le cas de General Electric [63], d'Andritz [53] et de Voith [79]. Enfin, au vu des hypothèses faites lors du dimensionnement des machines, un coefficient de sécurité est bien sûr appliqué. Avec le retour d'expérience, cela permet aux fabricants de fournir des turbines hydrauliques sûres dans la zone de fonctionnement continu prévue par le cahier des charges.

1.4.4.2 Prédiction des contraintes sur prototypes

Lors de la phase de conception, le comportement de la machine réelle doit être prédit, notamment au niveau mécanique. Pour cette raison, les essais sur modèles réduits instrumentés se sont historiquement développés [24]. De nos jours, l'approche numérique peut être envisagée, mais elle demeure encore limitée. Alors que la prédiction des chargements statiques sur prototypes est possible par transposition de résultats d'essais sur modèles réduits, et par calculs par éléments finis [63], il n'y a pas de consensus concernant l'application de cette même transposition aux contraintes dynamiques. Or, cette donnée est cruciale pour pouvoir estimer la durée de vie d'une machine, particulièrement à charge partielle.

Les données mesurées sur machines réelles sont rares, principalement à cause du coût que représente de telles instrumentations. En effet, les unités de production concernées doivent

être mises à l'arrêt et cela représente un manque à gagner pour les exploitants des centrales en question. Ainsi, les données mesurées sur prototypes sont précieuses et cruciales pour les fabricants. Elles permettent à la fois de définir des actions correctives sur les machines installées [38] et de concevoir de nouvelles machines plus flexibles, par retours d'expériences et par amélioration continue des techniques de conception des turbines Francis.

Du point de vue numérique, le verrou réside principalement dans la prédiction du chargement dynamique appliqué à la roue dans des conditions de fonctionnement dégradées, telles qu'à charge très partielle. En témoigne l'absence de comparaison concluante entre les fluctuations de pression sur les aubes prédites par simulations numériques et celles mesurées sur modèles réduits.

1.4.5 Phénomènes physiques similaires

D'autres phénomènes de vortex cavitants ont été étudiés dans la littérature et présentent des similarités avec les VIA. Il existe différents modèles analytiques pour décrire des vortex (dont notamment ceux de Rankine et Lamb-Oseen). Davantage de détails sur la cavitation liée à ces tourbillons sont présentés dans [45, 21]. D'autres études hydroacoustiques portent également sur les fluctuations de pression qui peuvent être générées par des vortex en présence de cavitation.

1.4.5.1 Vortex marginaux cavitants

Dans le secteur des hélices marines, des recherches sont menées sur les tourbillons marginaux qui se forment en bout de pales. Ces structures cavitantes peuvent avoir un impact sur le bruit généré lors du fonctionnement de ces hélices (figure 1.22).

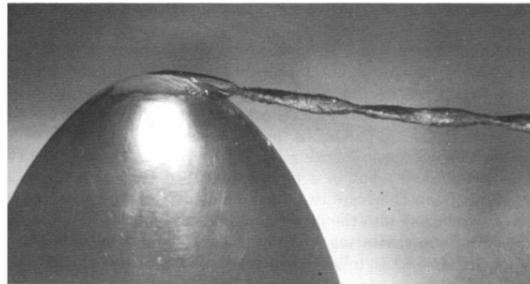


Figure 1.22 – Exemple de vortex marginal « chantant » [65]

À titre d'exemple, Pennings et al. ont étudié de façon expérimentale la déstabilisation des vortex marginaux d'une hélice en fonctionnement dans le sillage d'un navire, ainsi que le bruit généré [73, 74]. Pour ce faire, un modèle réduit de l'hélice étudiée est placée dans un canal hydraulique. Un dispositif permet de simuler le sillage du navire au niveau de ce canal. La figure 1.23 représente le spectre du bruit mesuré par un hydrophone, lorsque les vortex marginaux sont perturbés ou non par le sillage. Les mesures montrent une augmentation de l'amplitude du spectre sur une grande plage de fréquences. Ce comportement n'est pas sans rappeler la signature large-bande associée aux VIA (section 1.4.2).

Certaines fréquences du bruit généré par ces tourbillons marginaux sont associées aux déformations des vortex, en présence de cavitation et sans collapse. Par exemple, Bosschers a

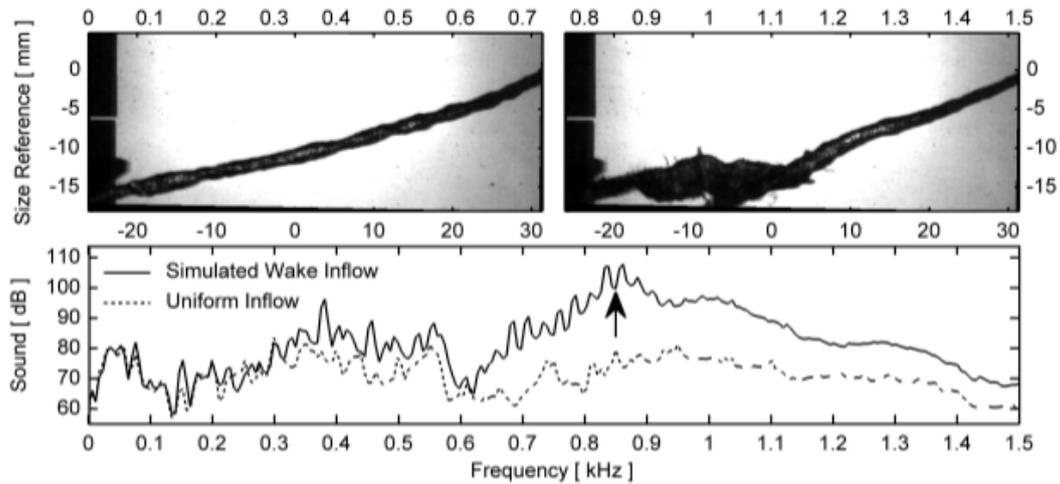


Figure 1.23 – Modifications spectrales du bruit d’un vortex marginal, mesuré par un hydrophone, sans perturbation (à gauche et en pointillés) et avec perturbation (à droite et en trait plein) [73]

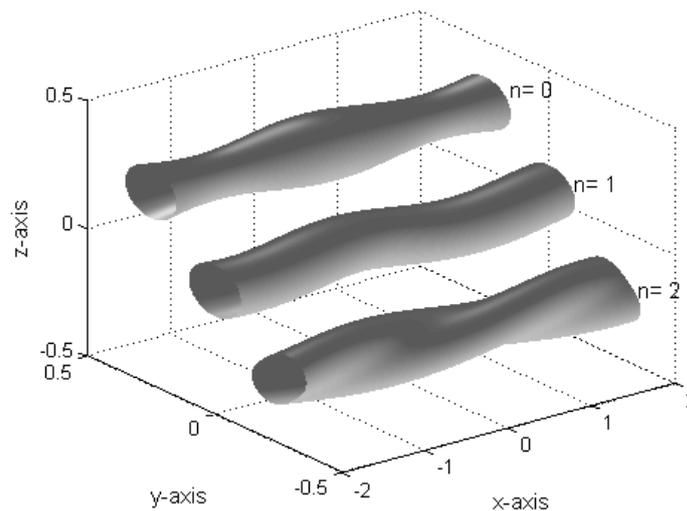


Figure 1.24 – Représentation des modes propres 0, 1 et 2 d’un vortex cavitant [13]

représenté les premiers modes propres des vortex prédits à l’aide d’un modèle analytique dans [13] (figure 1.24).

1.4.5.2 Modélisation hydroacoustique de la torche

La torche qui se forme dans l’aspirateur coudé des turbines Francis a été caractérisée au cours de plusieurs thèses du Laboratoire de machines hydrauliques (EPFL), dont notamment [1, 71, 59, 41]. Ces données ont notamment permis de mettre en place un modèle hydroacoustique du phénomène, dont les paramètres sont déterminés expérimentalement.

En termes de caractérisation expérimentale des VIA, une première estimation du volume cavitant a récemment été obtenue par traitement d’images par Yamamoto [89].

1.5 Objectifs de la thèse

Face aux besoins de flexibilité des opérateurs de centrales hydroélectriques, l'extension des plages de fonctionnement des turbines Francis est nécessaire, notamment à charge partielle. L'augmentation du nombre d'heures d'opération à ces régimes de fonctionnement représente un risque pour la durée de vie de ces machines simple réglage. En effet, les contraintes dynamiques exercées notamment sur la roue, augmentent dans ces conditions de fonctionnement, suite au développement de différents phénomènes hydrauliques. L'augmentation du taux d'endommagement par fatigue et des risques d'érosion liés aux phénomènes cavitants augmentent la probabilité de défaillance prématurée des machines et accélèrent les cycles de maintenance des unités de production. Depuis plus de 20 ans, la torche hélicoïdale de charge partielle a fait l'objet d'un grand nombre d'études. Le développement de nouveaux outils d'analyse [32] a permis de mieux étudier le phénomène hydraulique et ses conséquences [50, 17]. La bonne compréhension de la torche hélicoïdale permet aujourd'hui de mieux contrôler l'impact de ce phénomène sur la durée de vie des turbines [20].

Dans la continuité des études précédentes, GE Renewable Energy, acteur international du secteur de l'hydroélectricité, se doit d'améliorer la conception de ses turbines Francis, pour des charges de plus en plus partielles. Ainsi, les objectifs de cette thèse sont :

- mieux comprendre les écoulements dans les machines lors d'un fonctionnement à charge très partielle et étudier les phénomènes hydrauliques qui s'y développent. Il s'agit en particulier d'étudier l'un des phénomènes identifiés pour ce type de régime : les vortex inter-aubes.
- mieux comprendre l'impact mécanique de ces phénomènes sur les machines, notamment sur les aubes de la roue.
- estimer le risque de réduction de la durée de vie à charge partielle.
- déterminer dans quelle mesure il est possible de prédire le chargement dynamique exercé par l'écoulement sur la roue, c'est-à-dire prédire les fluctuations de pression sur les aubes.

Cette étude se base sur une double approche expérimentale et numérique, dont la complémentarité a déjà été démontrée dans les sections précédentes et qui est également mise en oeuvre au Centre mondial de Technologie de GE Renewable Energy, à Grenoble.

Au niveau expérimental, cette étude se base principalement sur des essais sur modèles réduits. Des mesures réalisées lors d'essais antérieurs à ces travaux de recherche ont été utilisées. Une campagne d'essais plus spécifique sur une roue instrumentée a également été réalisée.

Au niveau numérique, plusieurs modèles ont été mis en place pour simuler l'écoulement qui se développe à l'intérieur de différentes roues, à charge partielle. Dans une démarche industrielle, ces modèles ont progressivement gagné en complexité. Les simulations entreprises durant ce projet vont de calculs stationnaires monophasiques standards de l'écoulement dans un unique canal inter-aubes, à des calculs instationnaires cavitants de la roue complète.

1.6 Plan du mémoire

Après ce premier chapitre d'introduction sur le contexte et les objectifs de ces travaux de recherche, les chapitres 2 et 3 présentent respectivement les moyens expérimentaux et les modèles numériques utilisés. Les quatre chapitres suivants rassemblent les résultats de cette étude.

Le chapitre 4 présente une synthèse de l'analyse effectuée sur plusieurs modèles réduits de turbines Francis de GE Renewable Energy. Les différents types de signaux sont comparés afin d'identifier des signatures fréquentielles caractéristiques des phénomènes hydrauliques présents à charge partielle. La répartition de la puissance spectrale de ces signaux en fonction du régime de fonctionnement permet alors de déterminer l'importance de ces signatures. Certains paramètres d'influence sont également mis en évidence. Enfin, l'impact sur la durée de vie est estimé à partir des déformations dynamiques mesurées sur un des modèles réduits étudiés.

Le chapitre 5 présente les mesures et les observations effectuées lors d'une campagne d'essais spécifique réalisée sur un modèle réduit de turbine basse chute. À cette occasion, un dispositif d'observation a été spécialement conçu, afin de permettre l'observation des VIA par l'entrée de la roue. Les capteurs de pression et les jauges de déformation montés directement sur les aubes permettent de corréliser les fluctuations mesurées aux observations réalisées. Ces données servent également à la validation des résultats numériques présentés aux chapitres suivants.

Les chapitres 6 et 7 présentent deux études numériques réalisées sur deux roues différentes. Dans le chapitre 6, des calculs stationnaires de l'écoulement dans un seul canal inter-aubes sont réalisés. La géométrie utilisée correspond à l'une des roues présentées au chapitre 4. La prise de charge effectuée numériquement permet d'identifier les différents mécanismes qui entrent en jeu dans la formation des VIA. La mise en évidence de l'influence des conditions aux limites sur les résultats a conduit à l'ajout de l'aspirateur dans le domaine de calcul. Dans le chapitre 7, des calculs instationnaires de l'écoulement dans une roue complète sont effectués. La géométrie utilisée correspond à celle présentée au chapitre 5, afin de tirer avantage des mesures et observations ayant été réalisées lors de cette thèse. Les signaux de pression obtenus numériquement à la surface des aubes sont notamment comparés aux fluctuations mesurées sur le modèle réduit.

Enfin, le chapitre 8 conclut cette étude et présente les différentes perspectives du projet.

Chapitre 2

Essais sur modèles réduits

Sommaire

2.1	Introduction	30
2.2	Moyens expérimentaux	31
2.2.1	Plateformes d'essais	31
2.2.2	Modèles réduits et similitudes	32
2.2.2.1	Similitude géométrique	32
2.2.2.2	Similitudes hydrauliques	32
2.2.2.3	Similitude dynamique mécanique	35
2.3	Mesures	36
2.3.1	Quantification des performances	36
2.3.1.1	Mesures et détermination du rendement	36
2.3.1.2	Estimation des pertes dans l'aspirateur	37
2.3.1.3	Conditions de cavitation	37
2.3.2	Quantification des fluctuations	37
2.3.2.1	Efforts de manœuvre sur les directrices	37
2.3.2.2	Fluctuations de pression dans le repère fixe	38
2.3.2.3	Fluctuations au niveau de la roue	39
2.3.3	Acquisition des mesures	40
2.4	Traitement des signaux	40
2.4.1	Traitements classiques pour l'analyse des signaux	40
2.4.1.1	Outils statistiques	40
2.4.1.2	Analyse spectrale	41
2.4.2	Traitements avancés	44
2.4.2.1	Décomposition en harmoniques spatiales	44
2.4.2.2	Décomposition par bandes de fréquences et puissance spectrale partielle	44
2.5	Conclusion	46

2.1 Introduction

Chaque machine d'un ouvrage hydroélectrique doit être spécifiquement conçue pour couvrir la gamme de hauteur de chute et de débit associée au site. Ainsi, chaque conception est unique et la turbine à l'échelle 1 (installée sur site) est appelée *prototype*. Pour qualifier ses performances, des essais sont réalisés sur modèle réduit en respectant, autant que possible, les conditions de similitudes. Ces dernières sont nécessaires pour que les résultats du modèle soient transposables au prototype. La réduction d'échelle des modèles est très importante, puisqu'ils développent une centaine de kilowatts pour des prototypes pouvant atteindre plusieurs centaines de mégawatts.

En phase de conception et de développement, les essais modèles sont utilisés pour connaître avec précision les performances de la machine testée, dans la zone de fonctionnement continu prévue, mais également en dehors. À cette occasion, les fluctuations de différentes grandeurs physiques sont également mesurées, afin de caractériser le comportement de la machine. Certains phénomènes physiques potentiellement néfastes pour la machine sont observés, notamment les différentes formes de cavitation, dont les limites d'apparition sont repérées. L'objectif est de qualifier la capacité d'une turbine à répondre à un cahier des charges donné. Ainsi, les essais sur modèles réduits sont strictement encadrés par la Norme Internationale 60193 de la Commission Électrotechnique Internationale [24]. Ce code définit notamment les grandeurs physiques caractérisant le fonctionnement d'un modèle réduit, les méthodes de mesure, les conditions d'essais et les formules de transposition des performances au prototype.

Avec les progrès des moyens de calculs, la part de la simulation numérique des fluides (ou *CFD*) durant la phase de conception et de développement des composants de la turbine a tendance à augmenter. Il est ainsi possible d'être de plus en plus prédictif sur les performances et les caractéristiques principales des machines, avec des modèles dont le coût reste raisonnable (RANS et URANS principalement, voir chapitre 3). De plus, les simulations numériques permettent d'accéder directement aux champs de pression et de vitesse en n'importe quel point de la machine, ce qui permet une analyse plus fine des écoulements. Bien que la précision de ces simulations augmente, cela n'est toujours pas suffisant pour garantir le fonctionnement du prototype. En effet, les modèles numériques existants sont parfois mal adaptés face à la complexité des écoulements turbulents et diphasiques ayant lieu dans les machines.

Les essais sur modèles réduits sont donc aujourd'hui encore nécessaires, puisqu'ils demeurent une source fiable et complémentaire d'informations. Ils permettent la validation des simulations numériques et la vérification des performances des machines. Ils jouent également un rôle clé dans l'étude des conditions de fonctionnement hors nominal et des phénomènes complexes associés. Ils occupent donc une place importante dans la présente étude des écoulements à charge partielle dans les turbines Francis. L'objectif de ce chapitre est de présenter les essais sur modèles réduits et de définir les quantités qui seront largement utilisées tout au long de cette étude.

Les sections suivantes présentent les moyens expérimentaux utilisés lors des essais, les différents types de mesures qui sont faites et les traitements qui leur sont appliqués.

2.2 Moyens expérimentaux

2.2.1 Plateformes d'essais

Les modèles réduits sont testés sur des plateformes d'essais (figure 2.1), qui doivent répondre aux exigences du Code CEI 60193.

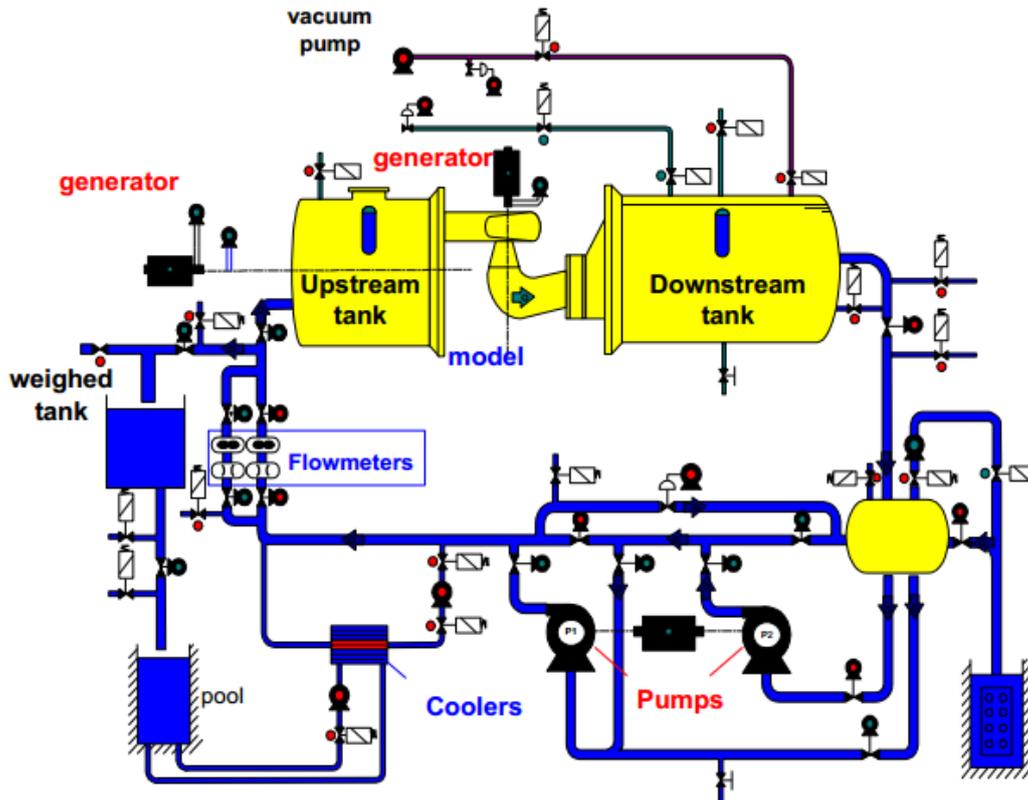


Figure 2.1 – Exemple de plateforme d'essais chez GE Renewable Energy [3]

Les principaux éléments du circuit hydraulique en boucle fermée (figure 2.1) sont :

- Deux réservoirs en amont et en aval du modèle réduit.
- Une unité de pompage, qui permet l'écoulement dans la boucle et qui fournit la chute d'essai.
- Une pompe à vide, qui permet de régler la pression à la surface libre de la cuve aval et donc le niveau de pression absolue dans le modèle (section 2.3.1.3).
- Une génératrice, qui permet entre autres de fixer la vitesse de rotation du modèle et de mesurer le couple fourni par celui-ci.
- Divers capteurs propres à la plateforme, qui permettent de mesurer les paramètres hydrauliques et mécaniques qui caractérisent les différents points de fonctionnement (section 2.3.1.1).

Ces plateformes d'essais permettent de tester les modèles réduits pour différents points d'opération. Pour un fonctionnement simple en sens turbine, le réglage de la vitesse de rotation de la (ou des) pompe(s) fixe la hauteur nette H_n entre l'amont et l'aval du modèle réduit. L'alimentation de la génératrice permet de régler la vitesse de rotation de la ligne d'arbre et de la roue n_R . Le cercle de vannage, commandé par vérins, permet le réglage de l'ouverture du distributeur γ , ce qui fixe alors le débit volumique Q_1 dans le circuit.

2.2.2 Modèles réduits et similitudes

Afin que les essais réalisés sur un modèle réduit soient bien représentatifs du fonctionnement de son prototype, certains paramètres de similitudes sont conservés. Les grandeurs physiques d'intérêt sont ensuite transposées du modèle à la machine réelle.

2.2.2.1 Similitude géométrique

La similitude géométrique des formes hydrauliques de la turbine est nécessaire : les dimensions du modèle réduit sont mises à l'échelle, afin de conserver les rapports de formes et les angles solides.

2.2.2.2 Similitudes hydrauliques

La *similitude hydraulique cinématique* entre modèle réduit et prototype permet de conserver les angles fluides dans l'écoulement. Dans ce cas, il est possible de relier les points de fonctionnement des deux machines d'échelle différente, à l'aide des variables adimensionnelles telles que la vitesse et le débit unitaires n_{11} et Q_{11} (chapitre 1, section 1.3.4). Les triangles de vitesses (figure 1.7) dans la roue prototype et celle du modèle réduit sont alors géométriquement semblables.

D'autres paramètres de similitude hydraulique interviennent également, dont notamment les nombres de Reynolds Re , de Thoma σ et de Froude Fr .

Similitude de Reynolds

Pour garantir la *similitude hydraulique dynamique*, le nombre de Reynolds doit être conservé entre le modèle et le prototype. Ce nombre caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses. Pour un écoulement pleinement turbulent et des surfaces hydrauliquement lisses, il est le principal facteur d'influence sur les pertes de charge par frottement. Dans le cas des turbines hydrauliques, il est défini comme :

$$Re = \frac{\rho U_2 D_2}{\mu} \quad (2.1)$$

où ρ et μ sont la masse volumique et la viscosité dynamique de l'eau et U_2 est la vitesse d'entraînement en sortie de roue, dont le diamètre est D_2 .

Cependant, ce nombre ne peut pas être conservé lors du changement d'échelle. En effet, les plateformes d'essais sont trop limitées en puissance pour pouvoir assurer la similitude de Reynolds. Par exemple, dans le cas de la turbine étudiée au chapitre 5, le nombre de Reynolds de la machine réelle vaut 1×10^8 , alors qu'il vaut 6×10^6 pour le modèle réduit (testé à une chute nette de 15 mCE). Pour respecter cette similitude, il faudrait que le modèle tourne à environ 15 000 rpm sous 3 300 mCE de chute, ce qui n'est clairement pas envisageable sur des modèles réduits de 350 mm de diamètre.

Le non-respect de la similitude Reynolds implique que le rapport, entre les pertes par frottement dans la machine et les pertes totales, est différent entre le modèle et le prototype. Ce

rapport est en général plus grand pour le modèle réduit et son rendement est donc inférieur à celui du prototype [24]. Afin de prendre en compte cela lors des essais, le code CEI établit une loi de transposition pour le rendement hydraulique. Elle permet de déterminer une correction $\Delta\eta_h$, qui est par convention calculée au point de meilleur rendement. Elle est ensuite appliquée sur toute la zone de fonctionnement garantie, tant que le rendement hydraulique de la turbine n'est « pas trop affecté par la cavitation » [24]. Cette loi de transposition est basée sur des comparaisons expérimentales entre différents modèles réduits et leurs prototypes homologues. Elle est valide lorsque le nombre de Reynolds, la chute nette (ou l'énergie hydraulique massique) et la taille de la roue sont supérieures aux valeurs minimales spécifiées dans la table 2.1.

Table 2.1 – Valeurs minimales des paramètres d'essais et de la taille des modèles de turbines Francis [24]

Paramètre	Symbole	Valeur minimale
Nombre de Reynolds	Re	4×10^6
Énergie hydraulique massique	$E = gH_n$	100 J kg^{-1}
Diamètre de référence	D_2	0.250 m

Cette influence du nombre de Reynolds sur les performances est appelée *effet d'échelle*, *effet de Reynolds*, ou encore *effet de chute* (chapitre 5, section 5.3).

Similitude de Thoma

Lors des essais sur modèles réduits, les limites d'apparition des principaux phénomènes cavitants qui se produisent au sein de l'écoulement sont déterminées (figure 1.11). Le nombre de Thoma σ utilisé pour caractériser les conditions de cavitation, est défini comme :

$$\sigma = \frac{NPSH}{H_n} \quad (2.2)$$

où la hauteur nette à l'aspiration $NPSH$ est définie comme la différence entre la charge hydraulique au niveau de la section de référence basse pression H_{BP} de la turbine (figure 2.2) et une charge de référence H_{ref} :

$$\begin{aligned} NPSH &= H_{BP} - H_{ref} & (2.3) \\ &= \left(\frac{p_{BP}}{\rho g} + z_{BP} + \frac{C_{BP}^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_{vap}}{\rho g} + z_{ref} \right) \\ &= \frac{(p_{BP} - p_{vap})}{\rho g} + (z_{BP} - z_{ref}) + \frac{Q^2}{2gS_{BP}^2} \end{aligned}$$

En général pour les turbines Francis, cette charge de référence est définie à partir de la pression de vapeur saturante de l'eau p_{vap} et de l'altitude du distributeur z_{ref} . Le niveau de pression absolue est contrôlé à l'aide de la pompe à vide de la plateforme. Le nombre de Thoma correspondant aux conditions de cavitation du prototype est appelé σ_{plant} .

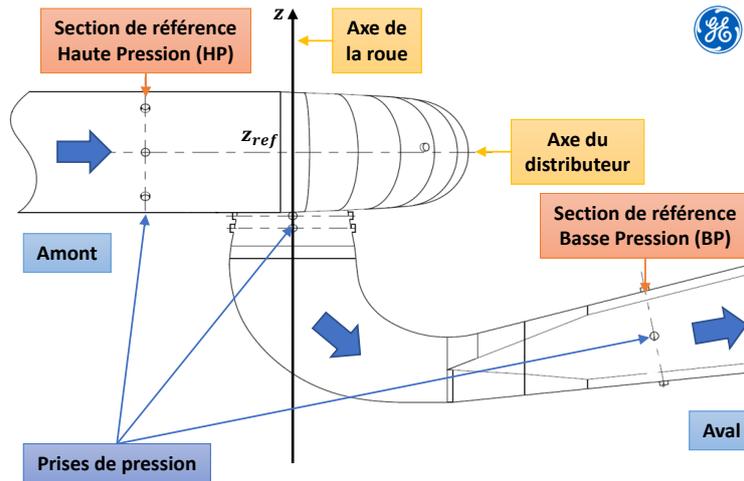


Figure 2.2 – Positions des sections de références, des axes et des prises de pression sur un modèle réduit

Similitude de Froude

Les écoulements dans les turbines Francis sont de nature diphasique, puisque des phénomènes cavitants se développent dans la machine en fonction des différents points de fonctionnement. Il est donc nécessaire de prendre en compte le nombre de *Froude*, qui caractérise le rapport entre les forces d'inertie et les forces de gravité dans l'écoulement. Dans le cas des turbines hydrauliques, il est défini comme :

$$Fr = \sqrt{\frac{E}{gD_2}} = \sqrt{\frac{H_n}{D_2}} \quad (2.4)$$

Le nombre de Froude a une influence sur la similitude de Thoma. En effet, la définition du nombre de Thoma fait intervenir, via le *NPSH*, une altitude de référence z_{ref} . La différence entre deux nombres de Thoma définis pour deux altitudes de référence différentes vaut :

$$\begin{cases} \sigma(z) = \frac{1}{H_n} \left[\frac{p_{BP} - p_{vap}}{\rho g} + (z_{BP} - z) + \frac{C_{BP}^2}{2g} \right] \\ \sigma_{ref} = \frac{1}{H_n} \left[\frac{p_{BP} - p_{vap}}{\rho g} + (z_{BP} - z_{ref}) + \frac{C_{BP}^2}{2g} \right] \end{cases} \implies \sigma(z) - \sigma_{ref} = -\frac{1}{Fr^2} \left(\frac{z - z_{ref}}{D_2} \right) \quad (2.5)$$

La similitude de Froude ne peut pas toujours être respectée lors des essais sur plateforme, car elle implique en général l'utilisation d'une chute inférieure à la limite fixée par la loi de transposition des performances en fonction du nombre de Reynolds (table 2.1). La chute choisie pour les essais est donc le plus souvent supérieure à la chute autorisant l'homologie de Froude avec le prototype, car il est primordial de respecter les conditions de transposition du rendement. Dans un tel cas, le nombre de Thoma est en homologie seulement à l'altitude de référence z_{ref} et non sur la totalité de la hauteur de la machine (figure 2.3). Cette distorsion de similitude de Froude doit être considérée lors des essais de cavitation, lorsque la hauteur de la roue est non négligeable devant la chute nette [24]. En effet, dans un tel cas, la taille relative de la cavitation par rapport à la machine n'est pas transposable entre un modèle réduit et son prototype. Pour

limiter la distorsion de Froude, il est préférable de choisir une altitude de référence proche des phénomènes cavitants qui sont considérés. Par exemple, dans le chapitre 5, les observations de cavitation sont réalisées à une chute de 10 mCE et à σ_{plant} égal à 0.26. Par conséquent, la différence du nombre de Thoma entre le modèle réduit et le prototype est de -0.02 et de $+0.04$ respectivement en haut et en bas des aubes. Ces écarts ne sont pas négligeables pour les formes de cavitation les plus sensibles.

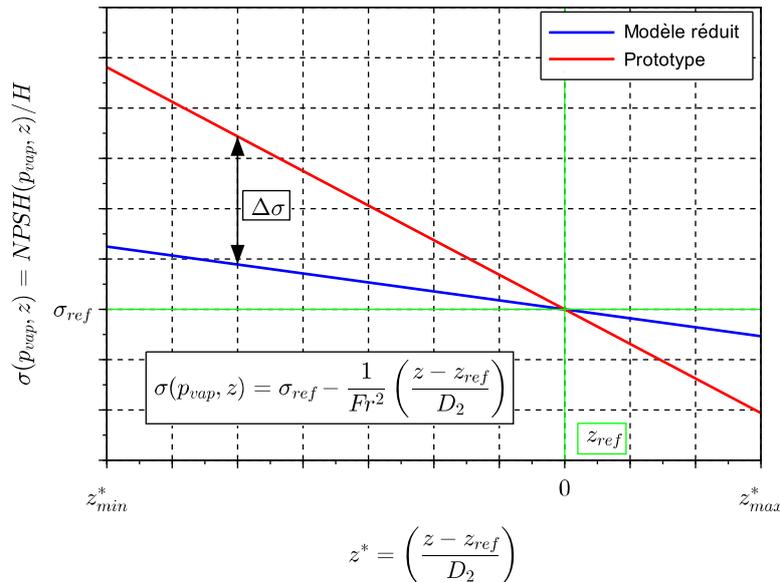


Figure 2.3 – Variation du nombre de Thoma en fonction de l’altitude de référence choisie, lorsque la similitude de Froude n’est pas respectée

Dans le cas où la similitude de Froude est respectée, les nombres de Thoma entre deux machines homologues sont égaux quelle que soit l’altitude de référence choisie. Ainsi, les isobares sont homologues entre le modèle réduit et son prototype et la taille des phénomènes cavitants par rapport aux dimensions de la machine se conserve.

2.2.2.3 Similitude dynamique mécanique

Les formes hydrauliques sont toujours en homologie entre le modèle réduit et le prototype. Lors de l’analyse des sollicitations mécaniques exercées sur la roue des turbines Francis (section 2.3.2.3), les mesures de contraintes dynamiques sur les aubes sont, entre autres, influencées par leurs liaisons mécaniques avec le plafond et la ceinture. Or, les contraintes de fabrication et d’assemblage ne sont en général pas les mêmes entre un prototype et son homologue de taille réduite. Par conséquent, ces liaisons mécaniques peuvent être différentes, sans que cela n’impacte l’écoulement (puisque les formes hydrauliques sont bien respectées). Ainsi, dans les chapitres 4 et 5, deux types de modèles réduits seront considérés.

Pour le premier, les aubes sont fabriquées séparément, puis assemblées avec la ceinture et le plafond. Ce type de modèle réduit à l’avantage de permettre une grande précision lors de l’usinage des surfaces hydrauliques, ce qui est nécessaire pour garantir la similitude hydraulique. Cependant, il représente moins fidèlement les jonctions mécaniques au niveau des aubes du

prototype, qui sont réalisées par soudage sur le plafond et la ceinture de la roue.

Un second type de modèle réduit a donc été développé afin de permettre à la fois la similitude hydraulique et la similitude dynamique mécanique avec le prototype. Les jonctions entre les aubes, le plafond et la ceinture sont, dans ce cas, plus représentatives des liaisons mécaniques de la roue prototype. Cependant, les modes propres et les fréquences associées ne sont pas en similitude avec la machine réelle, puisque que les matériaux utilisés ne sont pas les mêmes pour les modèles réduits et pour les prototypes. Leurs propriétés mécaniques ne sont donc pas identiques. Ainsi, le comportement dynamique mécanique d'un prototype est bien représenté par son modèle réduit, tant que ce dernier n'entre pas en résonance mécanique. Dans le cas contraire, la transposition n'est plus possible.

2.3 Mesures

Cette section présente les différents types de mesures réalisées lors des essais sur modèles réduits. La première partie concerne plutôt les mesures statiques, permettant de connaître les conditions de fonctionnement ainsi que les performances de la machine. La seconde partie se concentre sur les mesures de fluctuations qui seront utilisées dans le cadre de cette étude.

2.3.1 Quantification des performances

2.3.1.1 Mesures et détermination du rendement

Pour mesurer le rendement hydraulique du modèle réduit (équation 1.5), il faut déterminer la puissance hydraulique disponible au niveau de l'écoulement et la puissance mécanique récupérée par la roue. Sur les plateformes du laboratoire, la précision de cette mesure de rendement varie entre 0.2% et 0.25%.

Pour la puissance hydraulique disponible P_h (équation 1.4), il faut déterminer :

- le débit dans la boucle Q_1 : celui-ci est mesuré à l'aide de deux débitmètres placés en série. Cette mesure est doublée afin de s'assurer que la valeur fournie par le débitmètre principal ne dérive pas dans le temps.
- la chute nette H_n : les parties statique et dynamique sont déterminées séparément. La mesure de la chute statique se fait à l'aide d'un capteur de pression différentielle, connecté aux prises en paroi des deux sections de référence haute et basse pression (figure 2.2). Comme pour le débit, cette mesure importante est doublée (un deuxième différentiel est relié aux mêmes prises). La chute dynamique est estimée à partir du débit et des sections de passage des surfaces de référence (en faisant l'hypothèse d'un écoulement turbulent uniforme).
- la densité ρ : une sonde est utilisée pour déterminer la température dans le circuit fermé, afin de connaître les propriétés physiques de l'eau (qui dépendent au premier ordre de la température)
- l'accélération de la pesanteur g : sa valeur est corrigée en fonction des coordonnées géographiques du laboratoire d'essais.

Pour déterminer la puissance mécanique récupérée P_m (équation 1.3) il faut déterminer :

- la vitesse de rotation de la roue n_R : celle-ci est mesurée à l'aide d'un codeur placé sur la ligne d'arbre.
- le couple sur la roue T_m : celui-ci s'obtient à partir du couple en bout d'arbre T et du couple résistant dans la ligne T_{LM} (figure 1.8). Sur la plateforme, le stator de la génératrice est monté sur paliers hydrostatiques. En l'absence d'autre dispositif, le stator se mettrait à tourner avec son rotor lorsque ce dernier est soumis au couple T . Pour déterminer ce couple, c'est le moment résistant nécessaire à maintenir le stator fixe qui est mesuré. Cela se fait à l'aide d'un système de balance et de poids étalons, qui permettent de mesurer très précisément la majeure partie de ce moment résistant. Un capteur de couple est utilisé pour mesurer le moment résiduel nécessaire à équilibrer complètement le stator. Le couple résistant dû aux liaisons mécaniques de la ligne d'arbre T_{LM} , est mesuré à l'aide d'un dispositif spécial monté directement sur la ligne.

2.3.1.2 Estimation des pertes dans l'aspirateur

À charge partielle, l'aspirateur représente la principale source de pertes de charge hydraulique dans la machine. Pour caractériser ces pertes, la différence de pression statique moyenne en paroi entre le cône et la section de référence basse pression est mesurée à l'aide d'un capteur de pression différentielle (figure 2.2). La différence de pression dynamique est estimée comme précédemment, à l'aide des sections de passage et du débit. Par ailleurs, cette estimation des pertes peut être affinée en mesurant le profil de vitesse ou de pression totale à l'entrée de l'aspirateur.

2.3.1.3 Conditions de cavitation

Les conditions de cavitation sont déterminées à l'aide du nombre de Thoma (section 2.2.2.2). Pour l'évaluer, il faut estimer la hauteur nette à l'aspiration (équation 2.3). Un capteur de pression absolue est positionné au niveau de la section de référence basse pression, afin de mesurer p_{BP} . La pression dynamique est à nouveau estimée en faisant l'hypothèse que l'écoulement est turbulent et uniforme dans la section de référence basse pression.

2.3.2 Quantification des fluctuations

Au cours des essais sur modèles réduits, les fluctuations de plusieurs grandeurs physiques d'intérêt sont mesurées. En effet, certaines signatures fréquentielles sont révélatrices de phénomènes particuliers se produisant dans les machines lors de leur fonctionnement.

2.3.2.1 Efforts de manœuvre sur les directrices

L'écoulement exerce un couple sur les aubages du distributeur, autour de leur axe de rotation, qui doit notamment être pris en compte pour la conception du servomoteur du distributeur. Il est possible de monter des directrices spécialement conçues afin de mesurer ce couple au cours

des essais (figure 2.4). La mesure se fait à l'aide de jauges de déformation, qui permettent de relever les composantes statiques et dynamiques du couple.

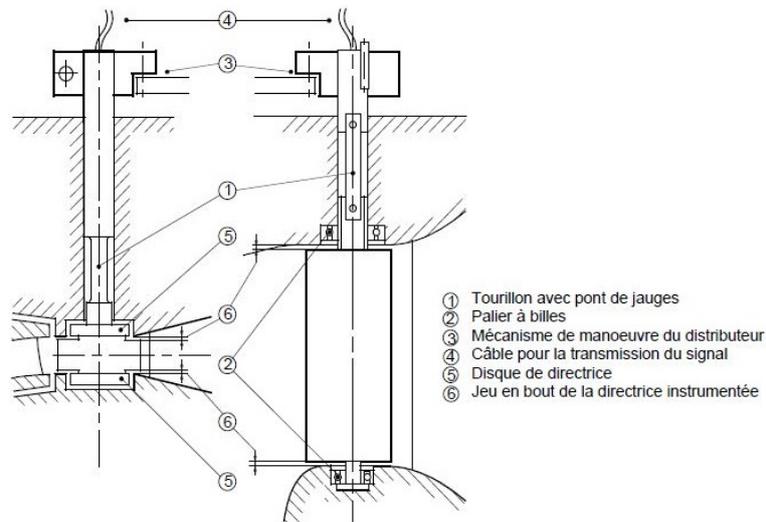


Figure 2.4 – Deux exemples de directrices de mesure [24]

2.3.2.2 Fluctuations de pression dans le repère fixe

Les modèles réduits sont équipés de capteurs de pression permettant de mesurer l'évolution des niveaux de fluctuations au cours des différents essais qui sont réalisés. Des capteurs piézoélectriques sont positionnés affleurant aux parois fixes du modèle réduit. Ce type de sonde de pression utilise la propriété de certains matériaux à produire une tension lorsqu'ils sont contraints mécaniquement (la piézoélectricité). La partie dynamique de la pression appliquée sur la surface sensible du capteur génère donc des variations de tension, qui correspondent aux fluctuations au niveau des parois du modèle réduit. La figure 2.5 représente un exemple de positions pour ces capteurs. Ils sont en général placés dans la bache, dans l'entrefer entre les directrices et la roue et dans l'aspirateur (au niveau du cône juste au-dessous de la roue et parfois dans le coude).

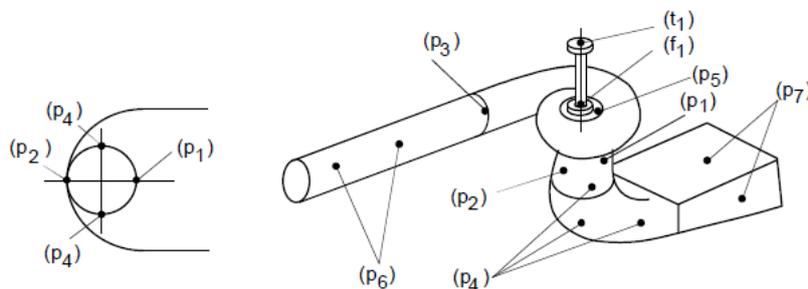


Figure 2.5 – Exemple de position pour les capteurs de fluctuations de pression (parties fixes) [24]

Les fluctuations de pression dans les parties fixes du modèle font la plupart du temps partie des requis demandés par le client commanditaire du projet. C'est pourquoi leur mise en place est quasi systématique lors des essais sur modèles réduits.

2.3.2.3 Fluctuations au niveau de la roue

Lors des essais de recherche et de développement, la roue du modèle réduit est également instrumentée (figure 2.6). L'objectif est de mesurer les fluctuations de pression en surface des aubes et les efforts mécaniques appliqués sur la roue.



Figure 2.6 – Exemple d'aube instrumentée en capteurs de pression [40]

En ce qui concerne le chargement mécanique, des jauges de déformation uniaxiales¹ sont utilisées. La mesure se base sur la variation de résistivité d'un matériau lorsqu'il est étiré ou comprimé. Deux méthodes peuvent être utilisées pour positionner les jauges. Elles sont collées soit directement sur les surfaces hydrauliques de la roue, soit dans des décaissements d'épaisseur contrôlée qui sont creusés au niveau des aubes. Bien que la première méthode soit préférable en termes de mécanique, c'est ici la seconde qui est utilisée, car moins intrusive du point de vue hydraulique. Ce type de capteur permet à la fois des mesures en statique et en dynamique. Les jauges sont positionnées proches des jonctions mécaniques entre les aubes, le plafond et la ceinture, où les contraintes dynamiques attendues sont maximales. En effet, les points de concentration de contrainte se trouvent en général au niveau des congés de raccordement.

Des capteurs piézorésistifs sont utilisés pour les mesures de pression à la surface des aubes. Leur principe de fonctionnement est similaire aux précédentes jauges. Ce type de capteurs est également placé affleurant aux parois des aubes (il y a donc un décaissement), afin que la surface sensible soit en contact avec le fluide. La pression au sein de l'écoulement vient s'appliquer sur une membrane, qui dispose d'un pont de jauges de déformation. En fonction de la pression dans l'écoulement, la membrane se déforme et modifie la résistivité du capteur. Il est alors possible d'en déduire la pression en paroi des aubes, à la fois en statique et en dynamique au cours des essais.

Des décaissements et des rainures sont prévus au niveau des roues instrumentées, pour pouvoir positionner les différents types de capteurs et leurs connexions, avec un minimum d'impact sur la forme des surfaces hydrauliques. Enfin, un système de télémessure sans fil est utilisé pour enregistrer les signaux issus de capteurs embarqués sur les parties tournantes du modèle réduit.

1. Elles sont aussi appelées « jauges de contrainte » par abus de langage.

2.3.3 Acquisition des mesures

Les mesures provenant des différents capteurs sont conditionnées, puis enregistrées au niveau d'une centrale d'acquisition. La fréquence d'échantillonnage utilisée vaut 2.4 kHz. L'analyse des signaux n'est donc possible que pour des fréquences inférieures à environ 1 kHz (théorème d'échantillonnage de Nyquist-Shannon). Cela représente, selon les points de fonctionnement testés, environ 70 à 100 fois la fréquence de rotation f_0 des roues de modèles réduits. Cette limite est bien supérieure aux signatures fréquentielles analysées dans cette étude, notamment celle associée aux VIA (chapitres 4 et 5). Les signaux ainsi obtenus sont ensuite traités.

2.4 Traitement des signaux

L'instrumentation présentée dans la section précédente est utilisée lors des essais pour mesurer les quantités physiques nécessaires à chaque étude. L'analyse des signaux ainsi obtenus est effectuée à l'aide d'outils mathématiques classiques, dont les définitions sont rappelées dans cette section. Par la suite, d'autres outils plus spécifiques, qui sont utilisés dans cette étude, sont également définis.

2.4.1 Traitements classiques pour l'analyse des signaux

2.4.1.1 Outils statistiques

Lors de l'analyse d'un signal échantillonné, l'hypothèse d'ergodicité est en général faite afin d'utiliser les outils statistiques classiques. Sous cette hypothèse, l'évolution d'un signal dans le temps est considérée comme une succession de réalisations d'une expérience aléatoire.

Soit $x(t)$ un signal réel. N valeurs $\{x_1, \dots, x_N\}$ de ce signal sont enregistrées au cours du temps T à la fréquence d'échantillonnage f_e . Il est alors possible de calculer les quantités statistiques standards pour cet ensemble de valeurs discrètes (table 2.2).

Pour quantifier le niveau de fluctuations en cours d'essais, la valeur crête à crête du signal correspondant est en général utilisée. Néanmoins, il suffit d'une seule valeur incohérente (parfois même sans lien avec le phénomène mesuré) pour que cette valeur augmente de façon non représentative. Pour éviter ce genre d'écueil, le calcul de cette grandeur est restreint à l'intervalle de confiance à 97% autour de la valeur moyenne, que l'on appelle *valeur crête à crête à 97%*. Cela revient à ne pas prendre en compte les 3% de valeurs aux extrémités de la plage de variation du signal. Ainsi, dans la suite du mémoire, le terme *valeur crête-à-crête* sera employé pour désigner cette valeur crête-à-crête à 97%..

La moyenne quadratique et l'écart-type peuvent également être utilisés pour quantifier le niveau de fluctuations des mesures. Ces quantités ont l'avantage de pouvoir être reliées à la puissance du signal fluctuant (section 2.4.2.2).

Table 2.2 – Grandeurs statistiques classiques

Nom	Symbole	Formule
Moyenne d'ensemble	\bar{x}	$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$
Moyenne quadratique	x_{rms}	$x_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i^2}$
Écart-type	x_{stdev}	$x_{stdev} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$
Valeur maximale	x_{max}	$\max(x_i), \forall i \in \llbracket 1; N \rrbracket$
Valeur minimale	x_{min}	$\min(x_i), \forall i \in \llbracket 1; N \rrbracket$
Valeur crête à crête	Δx_{pp}	$\Delta x_{pp} = (x_{max} - x_{min})$

2.4.1.2 Analyse spectrale

Bien que les signaux utilisés dans cette étude soient échantillonnés et donc discrets, la formulation continue est utilisée dans cette section, afin de présenter plus simplement les différentes notions de traitement du signal.

En régime établi, les signaux mesurés sont en général supposés périodiques et il est alors possible de les décomposer en séries de Fourier. Cela revient à décomposer le signal temporel en une somme de signaux sinusoïdaux d'amplitudes, de fréquences et de phases variables. Ces paramètres peuvent être déduits de la Transformée de Fourier $\hat{X}_T(f)$ du signal périodique $x(t)$, définie comme :

$$\hat{X}_T(f) = \int_{\mathbb{R}} x(t) \exp^{-i2\pi ft} dt \quad (2.6)$$

Le module de cette transformée est appelée *spectre* du signal et décrit l'évolution des différentes amplitudes en fonction de la fréquence.

Fenêtrage des signaux

Pour pouvoir appliquer la transformée de Fourier au signal mesuré sur un intervalle de temps T , celui-ci est supposé T -périodique. Or il y a très peu de chances pour que la première et la dernière valeur du signal mesuré soient égales et ce signal est donc discontinu (figure 2.7a). Or, la continuité fait partie des propriétés nécessaires pour pouvoir définir correctement la transformée de Fourier d'un signal, et son non-respect perturbe l'estimation du contenu fréquentiel des signaux mesurés.

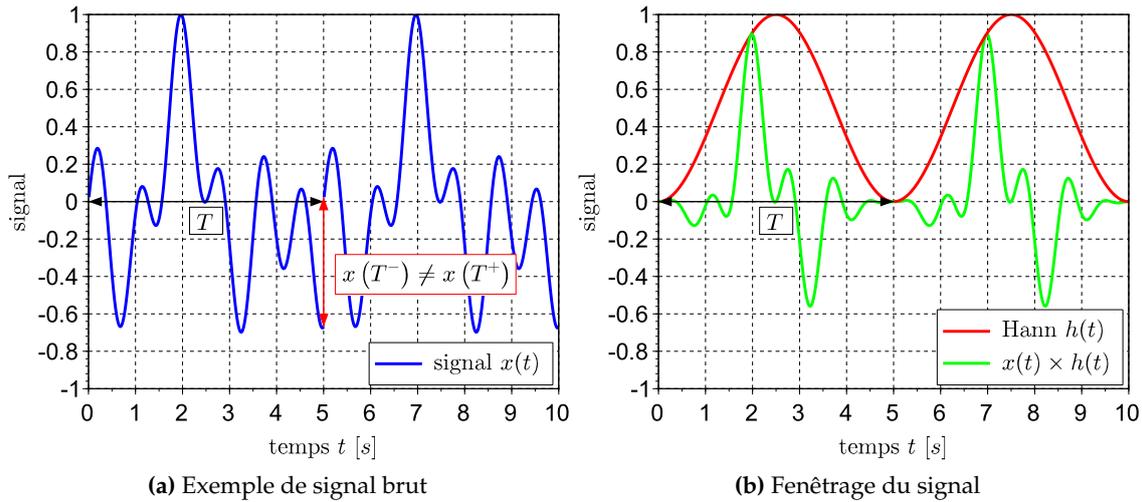


Figure 2.7 – Problème de continuité du signal aux bords de l’intervalle de mesure T et technique de fenêtrage

Afin de remédier à cela, le signal mesuré est multiplié par une fonction qui s’annule aux bords de l’intervalle de mesure $[0; T]$, appelée *fenêtre*. Le signal obtenu est alors bien T -périodique (figure 2.7b). Le fenêtrage entraîne néanmoins une nécessaire perte d’informations sur le signal aux bords de l’intervalle de mesure. Plusieurs types de fenêtres sont utilisées en traitement du signal et leurs performances varient d’une définition à l’autre. Pour l’étude des machines tournantes, c’est en général la fenêtre de *Hann* qui est utilisée [2] :

$$h(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \cos\left(2\pi \frac{t}{T}\right) & \text{si } t \in [0; T] \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.7)$$

Périodogramme moyenné

Pour limiter l’impact du bruit de mesure, la méthode du *Périodogramme moyenné* est utilisée. Le principe est de calculer les spectres du signal (fenêtré) sur plusieurs sous-intervalles de $[0; T]$, puis d’en faire la moyenne (figure 2.8). Cela permet de réduire l’importance du bruit sur le spectre final, en faisant ressortir les fréquences les plus stables au cours du temps. Cette méthode a deux paramètres importants : la longueur des sous-intervalles de temps et leur recouvrement.

La longueur des sous-intervalles T_{pm} est inversement proportionnelle à la résolution fréquentielle du spectre obtenu. Plus l’intervalle est long, plus la résolution est fine. Le recouvrement détermine le nombre de sous-intervalles n_{pm} nécessaires pour parcourir l’intégralité du signal sur $[0; T]$ et donc le nombre de spectres qui sont moyennés au cours de la méthode. Un fort recouvrement permet d’avoir plus de sous-intervalles et de réduire d’autant plus le biais induit par le bruit du signal. Pour un signal donné, il y a donc un compromis à trouver entre la taille des sous-intervalles et leur nombre, qui est fonction de la résolution souhaitée et du bruit de mesure.

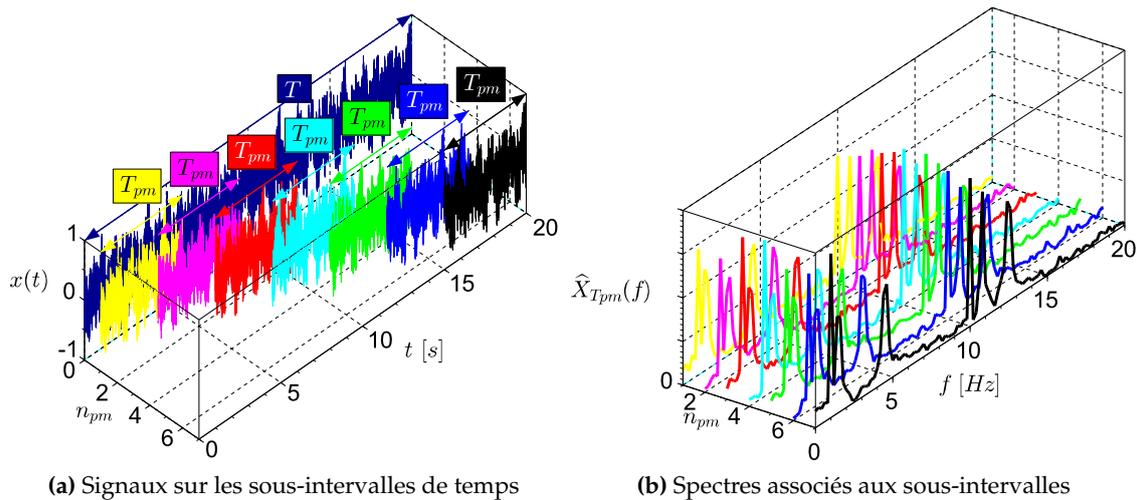


Figure 2.8 – Périodogramme moyenné

Les paramètres utilisés dans cette étude pour les mesures de fluctuations sont :

- un temps d’acquisition T de 20s.
- un sous-intervalle T_{pm} de 6.83s, ce qui donne une résolution fréquentielle inférieure à 2% de la fréquence de rotation de la roue pour tous les essais utilisés par la suite, conformément au code CEI [24].
- un recouvrement de 50%, ce qui donne 4 sous-intervalles entiers et compense le bruit de mesure de façon acceptable.

Filtrage

Lors de l’analyse des mesures expérimentales, certaines informations sont écartées. En effet, l’objectif des essais sur modèles réduits est de prédire le fonctionnement de la machine prototype. Dans ce cas, ce sont principalement les quantités transposables d’une échelle à l’autre qui sont traitées. Il est donc courant de filtrer certaines fréquences des signaux obtenus. Par exemple, les mesures d’efforts radiaux et axiaux sur la ligne d’arbre du modèle sont impactées par la fréquence du premier mode propre en torsion de celle-ci. Autour de cette fréquence, l’amplitude des efforts dynamiques augmente, du fait de la résonance mécanique. La ligne d’arbre étant différente sur prototype, ce phénomène n’aura alors pas le même impact que sur plateforme. Le spectre de la réponse mécanique de la structure sera donc différent au-delà de cette fréquence de résonance. L’analyse se concentre donc sur la partie transposable des efforts radiaux et axiaux et un filtre passe-bas est appliqué sur les signaux mesurés.

Dans d’autres cas, certaines fréquences particulières du spectre sont supprimées, en faisant appel à la déconvolution ou au retrait de la moyenne synchrone.

La déconvolution annule la composante du spectre pour des fréquences spécifiques. Elle est utilisée par exemple en cas de parasites électriques, afin de retirer les multiples de 50 Hz présents dans les mesures.

La moyenne synchrone est calculée en moyennant le signal mesuré sur un intervalle de temps donné. Dans le cas des fréquences liées au défaut d’équilibrage de la roue, la période

de la roue et ses différents harmoniques sont en général utilisés pour calculer les moyennes synchrones associées. Ces valeurs sont alors soustraites du signal mesuré, de sorte à supprimer l'information purement liée à l'équilibrage de la partie en tournante de la machine. L'avantage par rapport à la déconvolution est de ne pas annuler complètement la composante du spectre aux fréquences visées. Ces méthodes sont notamment appliquées aux mesures des capteurs embarqués, particulièrement impactées par la rotation de la roue. En effet, ce balourd est peu transposable puisqu'il peut avoir des origines mécaniques (équilibrage de la ligne d'arbre), hydrauliques (en lien avec l'écoulement, ce qui pourrait être non négligeable à charge partielle) ou électriques (défaut d'alignement de l'antenne de la télémessure).

2.4.2 Traitements avancés

2.4.2.1 Décomposition en harmoniques spatiales

L'analyse simultanée de mesures réalisées en différents points de la machine fournit des informations supplémentaires sur l'évolution des phénomènes présents dans l'écoulement, sans augmenter le coût de l'instrumentation. La *décomposition en harmoniques spatiales (SHD)* permet entre autres d'analyser des phénomènes tournants, tels que la torche de charge partielle [32, 17]. Elle permet de décomposer le champ de pression le long du périmètre d'une section du cône de l'aspirateur. Cette courbe définit une périodicité spatiale (et donc une fréquence), qui sert de base pour décomposer le champ de pression en séries de Fourier « spatiales ». Dans cette base de décomposition, une « fréquence spatiale » correspond à un *diamètre nodal*. Cette méthode permet également de déterminer le sens de variation de ce diamètre nodal le long de la courbe considérée.

Lors des essais sur modèles réduits, un nombre fini de mesures de pression est disponible en différents points répartis régulièrement en paroi d'une section du cône (sous la roue). Il est possible d'en déduire une décomposition en harmoniques spatiales disposant d'un nombre fini de termes (ce dernier dépend du nombre de capteurs utilisés). Ainsi, la composante de diamètre nodal nul du champ de pression, caractérise l'évolution des fluctuations en phase au niveau de la paroi de l'aspirateur (figure 2.9). La composante tournante à un diamètre nodal du champ de pression caractérise une évolution des fluctuations liée à un phénomène en rotation dans la section du cône considéré (figure 2.9). Enfin, la transformée de Fourier « classique » (c'est-à-dire en temps) est appliquée à chaque composante de cette décomposition en harmoniques spatiales (chapitre 4, section 4.2.5.3).

Cette méthode permet d'obtenir une double décomposition en espace et en temps des fluctuations de pression relevées par plusieurs capteurs situés dans une même section de mesure. Les définitions exactes ainsi que des exemples d'applications aux modèles réduits sont présentés dans [32, 17].

2.4.2.2 Décomposition par bandes de fréquences et puissance spectrale partielle

Lors de l'étude de phénomènes très cohérents (comme la torche de charge partielle), les différents signaux mesurés présentent une fréquence très précise d'amplitude élevée (et éventuel-

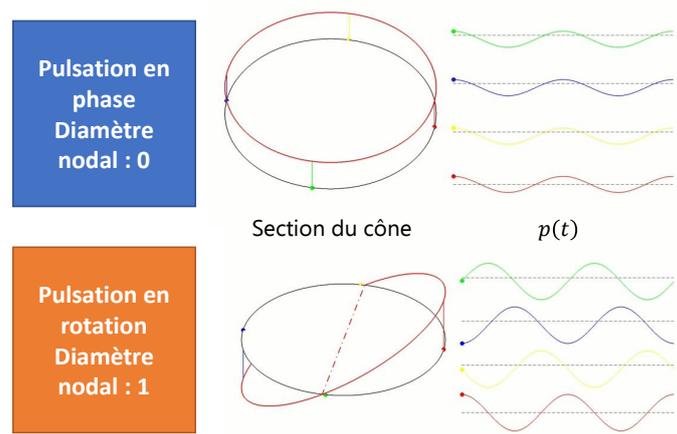


Figure 2.9 – Représentation des composantes à 0 et 1 diamètre nodal de la SHD appliquée à 4 capteurs du cône de l'aspirateur [17]

lement les harmoniques associés). Dans ce genre de cas, la fréquence en question se démarque fortement dans le spectre du signal et sera très représentative des fluctuations temporelles mesurées. Dans le cas limite d'un signal purement sinusoïdal, la valeur crête-à-crête du signal est proportionnelle à l'amplitude de la fréquence dominante.

Dans d'autres cas, il n'est pas possible de dégager de fréquences dominantes dans le spectre, bien que le niveau crête-à-crête du signal reste élevé. C'est notamment le cas des spectres « large-bande de fréquences » associés aux vortex inter-aubes (chapitre 1, section 1.4). Il s'agit alors de pouvoir identifier les intervalles de fréquences du spectre qui sont le plus à l'origine du niveau de fluctuations du signal mesuré (chapitre 4, section 4.3.1).

Dans le cadre des signaux de puissance moyenne finie, il est possible de définir la transformée de Fourier $\widehat{X}_T(f)$ d'un signal périodique $x(t)$ observé sur une période T , échantillonné à la fréquence f_e (équation 2.6). La puissance moyenne du signal $x(t)$ est alors définie comme :

$$P_x = \lim_{T \rightarrow \infty} P_T = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T |x(t)|^2 dt \quad (2.8)$$

D'après le théorème de Parseval, la puissance spectrale du signal se conserve entre les représentations temporelle et fréquentielle. Ainsi :

$$P_T = \frac{1}{T} \int_0^T |x(t)|^2 dt = \frac{1}{T} \int_{-f_e/2}^{f_e/2} |\widehat{X}_T(f)|^2 df \quad (2.9)$$

Si le signal $x(t)$ est réel, son spectre est une fonction paire et sa puissance spectrale peut être calculée sur \mathbb{R}^+ seulement :

$$P_T = \frac{1}{T} \int_{-f_e/2}^{f_e/2} |\widehat{X}_T(f)|^2 df = \frac{2}{T} \int_0^{f_e/2} |\widehat{X}_T(f)|^2 df \quad (2.10)$$

La densité spectrale de puissance $\gamma_{xx}(f)$ est définie comme :

$$\gamma_{xx}(f) = \frac{|\widehat{X}_T(f)|^2}{T} \quad (2.11)$$

Soit un ensemble de fréquences $\{f_1, \dots, f_n\}$ servant à délimiter $n+1$ sous-intervalles sur lesquels les puissances spectrales partielles du signal sont calculées (figure 2.10) :

$$P_T = \int_0^{f_1} 2\gamma_{xx}(f)df + \int_{f_1}^{f_2} 2\gamma_{xx}(f)df + \dots + \int_{f_n}^{f_e/2} 2\gamma_{xx}(f)df \quad (2.12)$$

Il est ainsi possible de comparer les puissances spectrales partielles à la puissance spectrale globale, qui est liée aux fluctuations du signal par :

$$P_T = \frac{1}{T} \int_0^T |x(t)|^2 dt \approx \frac{1}{T} \sum_{i=1}^N |x(t = i \times \delta t)|^2 \delta t = \frac{\delta t}{T} \sum_{i=1}^N |x(t_i)|^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x_i|^2 = x_{rms}^2 \quad (2.13)$$

où δt est l'intervalle de temps entre deux échantillons.

Un exemple d'utilisation de cette méthode est représenté sur la figure 2.10. Dans ce cas, l'amplitude du spectre du signal est 5 fois plus grande sur $[f_1; f_2]$ que $[f_3; f_4]$. Cependant, bien qu'associée à des amplitudes plus faibles, la puissance partielle sur $[f_3; f_4]$ (en magenta) est environ égale à celle sur $[f_1; f_2]$ (en cyan). Il ne faudrait donc pas négliger l'intervalle $[f_3; f_4]$ lors de l'analyse des fluctuations associé à ce spectre. Cette décomposition en puissances spectrales partielles sera largement utilisée aux chapitres 4 et 5.

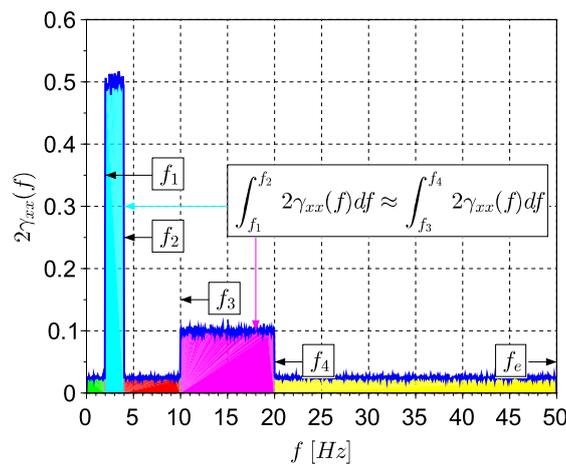


Figure 2.10 – Exemple de décomposition par bandes de fréquences ($n = 4$)

2.5 Conclusion

Les essais sur modèles réduits sont nécessaires pour comprendre le comportement des machines prototypes. Cependant, les contraintes de fonctionnement des modèles réduits font qu'il n'est pas toujours possible de fonctionner en similitude avec la machine réelle. En ce qui concerne le nombre de Reynolds, une loi de transposition normalisée est utilisée, afin de prédire le rendement prototype. En ce qui concerne les conditions de cavitation, la similitude de Froude n'est en général pas respectée. Par conséquent, la similitude de Thoma est uniquement valide à l'altitude de référence choisie.

Lors des essais, la plateforme et les modèles réduits sont instrumentés afin de pouvoir

mesurer les grandeurs physiques d'intérêt pour prédire le fonctionnement des prototypes. En particulier, les roues des modèles réduits sont équipées de capteurs pour mesurer les fluctuations de pression et les sollicitations mécaniques au niveau des aubes, notamment en condition de charge partielle.

Les signaux obtenus sont ensuite traités. Différentes techniques sont utilisées pour réduire le bruit de mesure et filtrer les informations non transposables au prototype. Pour aller plus loin lors de l'analyse, il est possible d'analyser simultanément plusieurs mesures et en déduire les propriétés spatiales des phénomènes hydrauliques ayant lieu dans la machine. Enfin, il est possible de décomposer les spectres des signaux, pour quantifier l'impact des signatures fréquentielles mesurées sur la puissance spectrale.

Les essais sur modèles réduits sont largement utilisés dans cette étude, notamment aux chapitres 4 et 5. Ils représentent une source fiable et complémentaire d'informations avec les simulations numériques, qui font l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Modélisation numérique des fluides

Sommaire

3.1	Introduction	50
3.2	Équations de conservation	50
3.3	Modélisation statistique de la turbulence	52
3.3.1	Formulation de Reynolds	52
3.3.2	Notion de viscosité turbulente	53
3.3.3	Modèle Shear Stress Transport (SST)	54
3.3.4	Modèle Scale Adaptative SAS-SST	55
3.3.5	Traitement de la paroi	56
3.4	Modélisation des écoulements multiphasiques	57
3.4.1	Généralités	57
3.4.2	Modèles homogènes	59
3.4.3	Modèle homogène à transport de taux de vide de CFX	60
3.5	Résolution numérique des équations	60
3.5.1	Méthode des volumes finis	61
3.5.2	Méthode de résolution du système algébrique	62
3.5.3	Gestion des interfaces entre domaines	64
3.6	Conclusion	65

3.1 Introduction

Les équations de conservation qui régissent la mécanique des fluides sont non-linéaires. Il est possible de trouver une solution analytique pour quelques cas simples, mais cela n'est en général pas possible pour des géométries industrielles, comme celles considérées dans cette thèse. Cela provient d'une part, de la complexité apportée par la géométrie et d'autre part, de la turbulence de l'écoulement qui nécessite l'utilisation de modèles physiques imparfaits. Ainsi, la simulation numérique des fluides permet de calculer des solutions approchées de ces équations.

Dans ce chapitre, les équations fondamentales de la mécanique des fluides sont rappelées. Ensuite, les modèles physiques pour la turbulence et pour les écoulements multiphasiques disponibles dans le code CFX sont présentés. Enfin, la méthode de résolution numérique des équations est succinctement décrite.

3.2 Équations de conservation

Contrairement à la mécanique classique où la masse et la quantité de mouvement sont liées aux corps étudiés, la mécanique des fluides adopte généralement une approche dite *Eulérienne* : l'écoulement est alors vu comme un milieu continu où sont définis des champs variant dans l'espace et le temps (vitesse, pression, densité, etc...). À l'échelle locale, le bilan de différentes grandeurs physiques est effectué dans un volume de contrôle infinitésimal appelé *particule fluide*. Les équations de conservation obtenues sont dites sous forme locale. Leur forme globale est obtenue en appliquant les principes de conservation sur un volume de contrôle de dimension finie.

Dans la suite de ce mémoire, l'écoulement incompressible d'un fluide newtonien sera considéré. Dans ce cas les équations régissant le mouvement du fluide sont appelés *équations de Navier-Stokes*. Seules les équations de conservation de la masse (équation 3.1) et de la quantité de mouvement (équation 3.2) sont considérées (sous forme locale). L'équation de l'énergie n'est pas prise en compte et l'écoulement est supposé isotherme. La convention d'Einstein sur la répétition des indices est utilisée. Dans un repère orthonormé, ces équations s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (3.2)$$

avec ρ la densité, u_i la composante de la vitesse considérée \vec{u} dans la direction x_i , p la pression statique, f_i la somme des forces volumiques qui s'applique sur la particule fluide et τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.3)$$

où μ est la viscosité dynamique.

Dans le cas des turbomachines, il est possible de considérer l'équation de la quantité de mouvement dans un repère tournant associé à la roue, en rotation autour de son axe fixe dans le repère fixe. Elle s'obtient à partir de l'équation 3.2 et de la composition des vitesses (équation 1.1). Dans le cas d'une rotation à vitesse constante, deux termes sources supplémentaires apparaissent dans l'équation, pour tenir compte des forces d'entraînement et de Coriolis. Sous forme vectorielle, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit alors :

$$\frac{\partial \rho \vec{W}}{\partial t} + (\vec{W} \cdot \nabla) \rho \vec{W} = -\vec{\nabla} p + \mu \Delta \vec{W} + \vec{f} - 2\vec{\Omega}_R \wedge \vec{W} - \vec{\Omega}_R \wedge (\vec{\Omega}_R \wedge \vec{r}) \quad (3.4)$$

Comme cela a été dit en introduction, il faut recourir à la simulation numérique des fluides (CFD) pour obtenir une solution approchée de ces équations. Les équations sont discrétisées en temps et en espace, puis résolues numériquement (section 3.5). Différents codes de calculs commerciaux ou open-source existent. Pour ce projet de recherche, le code *ANSYS CFX*, standard industriel pour les turbomachines hydrauliques, a été utilisé.

Les écoulements dans les turbomachines sont en général turbulents. Dans ce cas, la résolution numérique directe des équations de conservation (appelée aussi *DNS*) est trop coûteuse pour être utilisée [61]. Il est donc nécessaire de faire appel à des modèles de turbulence. Ils sont classés en fonction de leur coût et de la part de la turbulence qu'ils modélisent (figure 3.1). La simulation des grandes échelles (appelée aussi *LES*) consiste à résoudre explicitement les plus grandes échelles de l'écoulement et à modéliser l'influence des plus petites (celles inférieures à la taille de maille utilisée). Ce type de modèle peut aujourd'hui être appliqué à des cas industriels [35, 22, 87], mais nécessite encore de grands moyens de calcul. D'autres types de modèles, moins coûteux, sont donc plus fréquemment utilisés en industrie. Avec ces modèles statistiques de la turbulence (appelés aussi *RANS*), seul l'écoulement moyen est résolu. L'impact de la partie fluctuante sur la partie moyenne de l'écoulement est entièrement modélisé. Ce type de modèle est présenté plus en détail dans la section suivante.

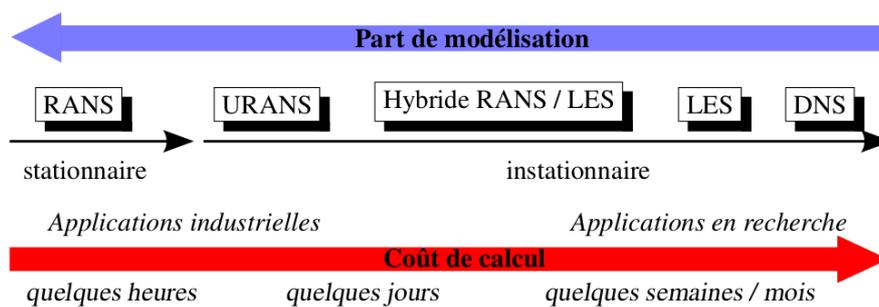


Figure 3.1 – Classification des modèles de turbulence [87]

3.3 Modélisation statistique de la turbulence

3.3.1 Formulation de Reynolds

La modélisation statistique de la turbulence se base sur la moyenne de Reynolds :

$$u_i = \langle u_i \rangle + u'_i \quad \text{et} \quad p = \langle p \rangle + p' \quad (3.5)$$

Les champs de vitesse et de pression sont décomposés en deux parties :

- une partie moyenne : représentée par l'opérateur $\langle \cdot \rangle$.
- une partie fluctuante : représentée par le signe ' (prime), dont la moyenne est nulle.

La valeur moyenne définie ici correspond à la moyenne statique du champ considéré. Dans les cas où l'écoulement est stationnaire, elle correspond alors à la moyenne temporelle (hypothèse d'ergodicité) :

$$u_i(\vec{x}, t) = \underbrace{\langle u_i \rangle(\vec{x})}_{\text{résolu}} + u'_i(\vec{x}, t) \quad (3.6)$$

Dans les cas où l'écoulement est instationnaire, la valeur moyenne peut évoluer au cours du temps. Elle correspond alors à une moyenne de phase et dépend du pas de temps utilisé :

$$u_i(\vec{x}, t) = \underbrace{\langle u_i \rangle(\vec{x}, t)}_{\text{résolu}} + u'_i(\vec{x}, t) \quad (3.7)$$

La moyenne de Reynolds est appliquée aux équations de Navier-Stokes présentées précédemment. Les modèles dits *RANS*, pour *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (ou *URANS* dans le cas de calculs instationnaires), sont composés des équations 3.8 et 3.9 ainsi obtenues :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \langle u_j \rangle \right) = 0 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial \rho \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle \right) = - \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\tau_{ij} - \rho \langle u'_i u'_j \rangle \right) + f_i \quad (3.9)$$

Par rapport à l'équation 3.2 initiale, un terme source supplémentaire $-\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ apparaît dans l'équation 3.9. Par homologie aux contraintes visqueuses τ_{ij} , ce terme est appelé *contrainte de Reynolds*. Il représente l'influence des petites échelles de la turbulence sur les grandes. Ce tenseur symétrique ajoute six nouvelles inconnues au système composé initialement de quatre équations et de quatre inconnues : le système n'est donc plus fermé. Ainsi, il est nécessaire de modéliser les contraintes de Reynolds.

Il existe plusieurs types de modélisation, dont notamment les modèles *RSM* (*Reynolds Stress Models*) et les modèles basés sur une quantité appelée *viscosité turbulente* (section 3.3.2). Selon le type de modèle RSM considéré, les contraintes de Reynolds sont calculées à partir de six équations algébriques ou de six équations de transport. Ces modèles permettent de tenir compte de l'anisotropie de la turbulence dans les écoulements complexes. Cependant, ils sont en général plus coûteux que les modèles basés sur la viscosité turbulente. De plus, l'expérience de GE Renewable Energy dans les calculs de turbines hydrauliques montre que les améliorations

apportées par les modèles RSM ne sont pas suffisamment significatives pour justifier ce surcoût [18]. Dans cette étude, les contraintes de Reynolds seront donc modélisées à l'aide de la viscosité turbulente.

3.3.2 Notion de viscosité turbulente

En régime laminaire, le transport de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans la direction transverse à l'écoulement fait intervenir la viscosité du fluide. L'augmentation de ces transferts en régime turbulent est ainsi modélisée par une augmentation artificielle de la viscosité [42]. Cette quantité supplémentaire est appelée *viscosité turbulente*. Les contraintes de Reynolds sont ainsi modélisées par homologie avec les fluides newtoniens (hypothèse de Boussinesq) à l'aide du champ de vitesse moyenne :

$$-\rho \langle u'_i u'_j \rangle = \mu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad \text{avec : } k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle \quad (3.10)$$

où k est l'énergie cinétique turbulente et μ_t est la viscosité turbulente à modéliser. Elle remplace les six inconnues du tenseur des contraintes de Reynolds. Cela correspond à une représentation isotrope de la turbulence.

Ainsi l'équation de transport de la quantité de mouvement devient :

$$\frac{\partial \rho \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle \right) = - \frac{\partial \langle p^* \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] + f_i \quad (3.11)$$

Avec :

$$\begin{cases} \mu_{eff} = \mu + \mu_t & : \text{Viscosité effective} \\ \langle p^* \rangle = \langle p \rangle + \frac{2}{3} \rho k & : \text{Pression corrigée} \end{cases} \quad (3.12)$$

Par analyse dimensionnelle [42], il est possible de montrer que :

$$\mu_t \propto \rho u_t L_t \quad (3.13)$$

où u_t et L_t sont respectivement des échelles de vitesse et de longueur représentatives de la turbulence dans l'écoulement. L'échelle de vitesse se base en général sur l'énergie cinétique turbulente k . Pour l'échelle de longueur, cela est moins trivial et les différents modèles RANS se différencient donc par leur façon de calculer L_t .

Dans le cas d'écoulements complexes, il est difficile d'évaluer directement u_t et L_t , qui sont alors obtenues par la résolution d'équations aux dérivées partielles. Les modèles sont donc classés en fonction du nombre d'équations de transport résolues pour évaluer μ_t . Par la suite, des modèles à deux équations seront utilisés. Ceux-ci sont présentés dans les deux sections suivantes.

3.3.3 Modèle Shear Stress Transport (SST)

Parmi les modèles de turbulence à deux équations, deux d'entre eux sont particulièrement connus. Le modèle $k - \varepsilon$ de Jones et al. [56] utilise deux équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation turbulente ε . Ce modèle a pour qualités d'être robuste et d'avoir été utilisé dans beaucoup d'applications différentes. Cependant, il ne permet pas de prédire correctement les décollements de couche limite et requiert, en proche paroi, l'utilisation de fonctions d'amortissement complexes pour traiter la sous-couche visqueuse (section 3.3.5).

Le modèle $k - \omega$ de Wilcox [86] utilise deux équations pour k et ω , appelée *fréquence caractéristique de la turbulence* ou encore *taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente*. La formulation de ce modèle permet de traiter plus simplement l'écoulement dans la couche limite. Il est également bien meilleur que $k - \varepsilon$ pour prédire les décollements dans les cas d'écoulements à gradient de pression adverse. Cependant, l'écoulement à l'extérieur de la couche limite prédit par ce modèle est très sensible aux conditions aux limites spécifiées, contrairement au modèle $k - \varepsilon$.

Modèle Baseline (BSL)

Le modèle BSL a été développé pour combiner les avantages des modèles $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ [67]. Celui-ci reprend la formulation du modèle de Wilcox, qu'il applique au modèle $k - \varepsilon$. La viscosité turbulente se calcule alors de la façon suivante :

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (3.14)$$

Le modèle utilise une fonction de mélange F_1 , allant de 0 en paroi, à 1 en dehors de la couche limite. Le système d'équation du modèle $k - \omega$ est multiplié par F_1 , alors que le système issu du modèle $k - \varepsilon$ est multiplié par $(1 - F_1)$. Ces deux systèmes enfin sont additionnés. Le système final est composé de deux équations pour k et ω . Les constantes du modèle BSL sont les combinaisons linéaires des constantes des deux modèles qui le composent, de la forme :

$$c = F_1 c_1 + (1 - F_1) c_2 \quad (3.15)$$

où les indices 1 et 2 font référence respectivement au modèle $k - \omega$ et $k - \varepsilon$.

Cependant ce modèle ne permet pas de prédire exactement la position et l'intensité des décollements de couche limite dans le cas de gradient de pression adverse. En effet, la viscosité turbulente est surestimée, car le transport de la contrainte de cisaillement turbulente n'est pas pris en compte [67].

Transport de contrainte de cisaillement turbulente

Pour corriger la surestimation de viscosité turbulente dans la couche limite, Menter propose le modèle SST (pour *Shear Stress Transport*), qui introduit un limiteur pour cette quantité dans le

modèle BSL précédemment décrit [67] :

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega; SF_2)} \quad \text{avec : } S = \sqrt{2 \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle} \quad (3.16)$$

où a_1 est une constante et S est l'invariant scalaire du tenseur des taux de déformation.

Dans l'équation 3.16 une seconde fonction de mélange F_2 est utilisée. Celle-ci est nulle loin de la paroi, afin que la viscosité turbulente retrouve sa formulation initiale (équivalente à l'équation 3.14). Elle vaut 1 en paroi, là où l'effet du limiteur est souhaité.

Le modèle SST s'adapte à la zone de l'écoulement qui est traitée pour utiliser le meilleur des deux modèles dont il est constitué. Il compense les défauts d'un modèle par les qualités de l'autre. Celui-ci est basé sur deux fonctions de mélange, qui sont cruciales pour la qualité des résultats obtenus.

Lors de la simulation de l'écoulement dans les turbines hydrauliques, en particulier dans la roue, une bonne représentation de l'écoulement proche paroi est nécessaire pour prédire correctement le champ de pression sur les aubes. Cela permet d'obtenir le bon couple sur la roue et d'estimer correctement les performances de la machine. La position des décollements est également nécessaire pour bien prédire les pertes de charge dans la machine. L'utilisation du modèle SST lors de calculs stationnaires est donc bien adaptée dans ce cas [18]. Ce modèle sera ainsi utilisé au chapitre 6 pour les calculs stationnaires. La section suivante se concentre à présent sur les calculs instationnaires.

3.3.4 Modèle Scale Adaptive SAS-SST

Lorsque les modèles RANS sont utilisés pour des calculs instationnaires, les fluctuations obtenues ne dépassent pas une fréquence limite, qui est bien inférieure à la limite théorique liée à la discrétisation spatiale et temporelle employée [68]. Le large spectre de la turbulence n'est pas reproduit correctement et seules les premières harmoniques sont accessibles par calculs URANS. Or, à charge partielle, certaines fluctuations de pression ont une signature fréquentielle composée de large-bande de fréquences relativement élevées (chapitre 4). L'utilisation de modèles URANS classiques n'est donc pas adaptée à la simulation de tels phénomènes.

Les modèles SAS (pour *Scale-Adaptive Simulation*) sont des modèles hybrides entre les modèles URANS et LES (figure 3.1). Ces modèles permettent de résoudre les plus grandes échelles de la turbulence lors de calculs URANS d'écoulements instables, en diminuant la viscosité turbulente dans les zones où ces instabilités se développent. Parmi eux, le modèle SAS-SST [37] se base sur le modèle SST (section 3.3.3). Un terme source Q_{SAS} est ajouté dans l'équation de transport du taux de dissipation spécifique ω :

$$Q_{SAS} = \max \left[\underbrace{\rho \zeta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L_t}{L_v K} \right)^2}_{(a)} - \underbrace{C_{SAS} \frac{2\rho k}{\sigma_\phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}; \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right)}_{(b)}; 0 \right] \quad (3.17)$$

ζ_2 , σ_ϕ et C_{SAS} sont des constantes du modèle. Avec cette formulation, l'échelle de longueur de

la turbulence L_t s'exprime comme :

$$L_t = \frac{\sqrt{k}}{c_\mu^{1/4} \omega} \quad \text{avec : } c_\mu = 0.09 \quad (3.18)$$

L_{vK} est la longueur de von Kármán définie comme :

$$L_{vK} = \frac{\kappa S}{|U''|} \quad \text{avec : } \kappa = 0.41 \quad (3.19)$$

S est l'invariant scalaire du tenseur des taux de déformation. U'' est la norme du laplacien du champ de vitesse. La longueur von Kármán est définie ainsi pour s'adapter au niveau d'instabilité de l'écoulement, afin d'ajuster dynamiquement les échelles de la turbulence résolues dans le calcul [68]. Dans les zones de l'écoulement où les instabilités sont fortes, la première partie du terme source (a) (équation 3.17) est prédominante [69]. La réduction de ω qui s'ensuit, entraîne une diminution de la viscosité turbulente (équation 3.14), diminuant ainsi la part des échelles de la turbulence modélisées. Dans les zones stables de l'écoulement, les deux termes (a) et (b) du terme source sont quasi-égaux et le modèle est alors équivalent au modèle SST [69].

Un limiteur est également utilisé pour la longueur de von Karman. Celui-ci est proportionnel au raffinement du maillage employé. Son objectif est d'empêcher la viscosité turbulente de prendre des valeurs trop faibles, ce qui conduirait à une mauvaise modélisation des plus petites échelles de la turbulence [37].

Ce modèle hybride est mieux adapté que le modèle SST pour les calculs instationnaires de l'écoulement dans la roue, en particulier en ce qui concerne les fluctuations de pression à charge partielle [64, 85]. Il représente la meilleure alternative parmi les modèles à deux équations pour les calculs URANS [18] et sera ainsi utilisé au chapitre 7 pour les calculs instationnaires.

3.3.5 Traitement de la paroi

L'adhérence du fluide en paroi implique la présence dans l'écoulement d'une zone de fortes variations du champ de vitesse, appelée *couche limite*. Dans cette zone, les contraintes en termes de maillage sont fortes, puisque que l'estimation du gradient de vitesse dépend de la taille de la première maille utilisée. De plus, une bonne prédiction de l'écoulement proche paroi est nécessaire pour la prédiction des performances des turbines hydrauliques [18].

La couche limite peut être décrite à l'aide des variables adimensionnelles suivantes :

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad \text{et} \quad u^+ = \frac{\langle U_t \rangle}{u_\tau} \quad \text{avec : } u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (3.20)$$

où y est la distance dans la direction normale à la paroi, $\langle U_t \rangle$ est la vitesse moyenne tangentielle à la paroi, u_τ est la vitesse de frottement à la paroi basée sur la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w .

La couche limite turbulente est classiquement décomposée en trois parties :

- Pour $y^+ < 5$: une zone appelée *sous-couche visqueuse*, où les effets visqueux sont prédominants par rapport aux effets d’inertie (laminaire). Dans cette zone, le profil de vitesse est linéaire :

$$u^+ = y^+ \quad (3.21)$$

- Pour $5 < y^+ < 30$: une zone intermédiaire appelée *zone tampon*.
- Pour $y^+ > 30$: une zone où le profil de vitesse est logarithmique :

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \quad \text{où } B \text{ est une constante.} \quad (3.22)$$

Deux approches sont alors possibles. La première consiste à modéliser le profil de vitesse à l’aide de *lois de paroi* basées sur cette description adimensionnelle de la couche limite. Cela permet d’utiliser des maillages moins raffinés aux parois du domaine. Cette approche est notamment employée avec le modèle de turbulence $k - \varepsilon$, dont la formulation pose des difficultés en paroi. La seconde approche consiste à calculer directement la couche limite. Cela nécessite un maillage beaucoup plus fin. Cette approche convient aux modèles de turbulence basés sur le modèle $k - \omega$, qui sont qualifiés de *bas-Reynolds*, en référence à la sous-couche visqueuse laminaire.

Dans CFX, une taille de première maille correspondant à un y^+ inférieur à 2 est recommandée lors de l’utilisation des modèles SST et SAS-SST. Le code dispose également de sa propre formulation de la loi paroi, qui est une extension de celle proposée par Launder [60]. Cette loi de paroi est automatiquement utilisée lorsque le maillage n’est pas suffisamment fin pour résoudre convenablement la couche limite.

3.4 Modélisation des écoulements multiphasiques

Lors du fonctionnement des turbines Francis, des structures cavitantes se forment dans l’écoulement. La prise en compte de ces phénomènes lors des calculs numériques nécessite l’utilisation de modèles multiphasiques, dont une présentation synthétique est faite dans cette section. Cette dernière est utile pour la discussion sur la modélisation de la cavitation menée au chapitre 7 (section 7.6).

3.4.1 Généralités

Les difficultés liées à la simulation numérique de la cavitation se regroupent sous trois principaux aspects [29] : la thermodynamique, la turbulence en présence de cavitation, la stabilité numérique. La cavitation est un phénomène complexe du point de vue thermodynamique. Le changement de phase se produit à un état hors équilibre qu’il est difficile de prendre en compte lors des calculs [48]. Certaines hypothèses utilisées sont mêmes en contradiction avec l’évolution thermodynamique de la cavitation (section 3.4.2). La présence de différentes phases dans l’écoulement et leurs interactions modifient également le niveau de turbulence. Par exemple, les termes sources liés à la compressibilité devraient être pris en compte dans les équations des

modèles de turbulence, mais ce n'est en général pas le cas. Enfin, la stabilité numérique de ces simulations est délicate. Les forts gradients de densité au niveau des structures diphasiques et la réduction locale du nombre de Mach, sont deux caractéristiques de la cavitation qui nécessitent la mise en œuvre de méthodes numériques particulières, par rapport aux codes monophasiques classiques.

Les écoulements diphasiques sont souvent divisés en deux catégories :

- les écoulements à phases séparées : où l'écoulement dispose d'une interface nette entre les deux phases, dont l'échelle de longueur est similaire à l'échelle caractéristique de l'écoulement.
- les écoulements à phases dispersées : où une des deux phases, dite *dispersée*, a une échelle caractéristique plus petite que l'autre phase, dite *porteuse* ou *continue*.

Dans le cas de la cavitation, l'écoulement est généralement considéré comme un écoulement à deux phases dispersées. La partie liquide du fluide est alors la phase continue et la partie gazeuse (ou vapeur) est la phase dispersée.

Une approche Eulérienne-Eulérienne est adoptée lors du calcul de ce type d'écoulements : la phase dispersée est quantifiée au niveau de chaque élément du maillage par sa fraction volumique (ratio entre le volume occupé par la phase et le volume de l'élément considéré). Cette approche est à opposer à l'approche Eulérienne-Lagrangienne, où la phase dispersée est composée de particules dont la position est suivie au cours du calcul.

Les différents modèles à phases dispersées sont classés en fonction du nombre d'équations considérées [29]. Pour les modèles à deux fluides, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont résolues pour chacune des deux phases. Il en va de même pour les équations du modèle de turbulence utilisé. Une équation supplémentaire est résolue pour la fraction volumique de la phase dispersée. Les interactions entre phases sont prises en compte par l'ajout de termes sources dans les équations. Ces interactions sont liées aux changements de phases (transferts de masse) ou sont d'ordre hydrodynamique (traînée, portance, tension de surface, etc...). Ils sont ajoutés en fonction de la complexité du couplage souhaitée. Bien que plus complet, le nombre d'équations de ce type de modèles est plus que doublé par rapport à un cas monophasique standard, ce qui signifie une augmentation du coût de calcul. De plus, le choix des termes sources représentant les interactions entre les phases n'est pas trivial et repose parfois sur des hypothèses très simplificatrices. Il est par exemple possible de considérer que la phase dispersée est composée de particules parfaitement sphériques lors de l'estimation des efforts de traînée exercés par la phase continue.

Il existe un autre type de modèle : les modèles à un fluide, ou modèles *homogènes*. Dans ces modèles, les équations de conservation sont résolues pour un fluide unique, le *mélange*, composé des deux phases considérées. La densité de ce mélange peut varier, conformément à sa composition. De par sa relative simplicité, ce type de modèles est souvent utilisé pour la simulation d'écoulement cavitant [48], ce qui est le cas dans CFX. La section suivante décrit plus en détail ce type de modèle.

3.4.2 Modèles homogènes

Dans les modèles homogènes, l'hypothèse d'équilibre cinématique est faite : il n'y a pas de vitesse de glissement entre les phases et elles partagent un champ de vitesse commun. L'équilibre mécanique est également supposé : les deux phases partagent alors le même champ de pression. Cela signifie que la phase dispersée réagit instantanément aux variations de pression de la phase continue [29]. Les deux phases partagent également les champs des quantités turbulentes. Dans le cas des codes incompressibles *étendus* (comme CFX), il reste alors à déterminer la densité (variable) du mélange à partir des champs de pression et de vitesse.

Soit α le champ de *fraction volumique* de la vapeur, défini comme :

$$\alpha = \frac{V_\alpha}{V} \quad (3.23)$$

où V_α est le volume occupé par la vapeur dans chaque élément, dont le volume total est V .

Par conservation du volume, α doit être compris en 0 et 1. La densité et la viscosité du mélange utilisées dans les équations de conservation sont liées à la fraction volumique de vapeur par les relations suivantes :

$$\rho_m = \alpha\rho_v + (1 - \alpha)\rho_l \quad (3.24)$$

$$\mu_m = \alpha\mu_v + (1 - \alpha)\mu_l \quad (3.25)$$

où les indices v et l correspondent respectivement aux propriétés des phases vapeur et liquide du fluide considéré.

Il existe deux types de modèles homogènes, qui diffèrent par leur façon d'estimer la densité du mélange ρ_m . La première catégorie de modèles utilise une loi d'état pour déterminer ρ_m directement à partir du champ de pression, qui est de la forme :

$$\rho_m = f(p - p_{vap}) \quad (3.26)$$

où p_{vap} est la pression de vapeur saturante de l'eau. Un des modèles les plus classiques est la loi barotrope sinusoïdale de Delannoy et Kueny [30]. La fraction volumique de vapeur est alors déterminée en inversant la relation 3.24. La seconde catégorie de modèles utilise une équation supplémentaire pour obtenir la fraction volumique de vapeur α , appelée *équation de transport de taux de vide* :

$$\frac{\partial \rho_v \alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho_v \alpha \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = \dot{m}_v \quad (3.27)$$

où le terme source \dot{m}_v est un taux de création/destruction de vapeur par unité de volume, en $[\text{kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}]$. Avec ce type de modèle, la fraction volumique de vapeur est considérée comme une quantité transportée par l'écoulement : l'équation 3.27 est ainsi une équation de conservation de la masse de vapeur dans le domaine de calcul. Cela permet de modéliser certains déséquilibres liés au changement de phase [23], contrairement à la première catégorie de modèle, pour laquelle ces changements de phases sont instantanés (car directement liés au champ de pression). La principale difficulté avec ces modèles à transport de taux de vide est la détermination du terme

source \dot{m}_v . Les différents modèles existants disposent souvent de plusieurs constantes, qui ne sont pas universelles et nécessitent un recalage [58, 78, 80, 81, 97]. Le modèle implémenté dans ANSYS CFX fait partie de cette dernière catégorie et celui-ci est décrit dans la section suivante.

3.4.3 Modèle homogène à transport de taux de vide de CFX

Le modèle de cavitation de CFX est un modèle homogène à transport de taux de vide [97, 7]. Le terme source de cette équation est basé sur l'équation de Rayleigh-Plesset, qui décrit l'évolution du rayon d'une bulle de vapeur sphérique dans un milieu liquide infini [45]. En négligeant la dérivée seconde du rayon au cours du temps et les termes liés aux effets visqueux et de tension de surface, l'équation 3.28 est obtenue :

$$\frac{dR_B}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_{vap} - p}{\rho_l}} \quad (3.28)$$

où R_B est le rayon de la bulle considérée.

Cette équation est généralisée au cas d'un écoulement à phases dispersées, avec un grand nombre de bulles, sans pour autant que les interactions entre bulles ne soient modélisées. Il est alors possible de relier la variation du rayon des bulles sphériques, à la fraction volumique de vapeur α et au taux de création/destruction de vapeur par unité de volume \dot{m}_v . Le rayon des bulles est ensuite approximé par le rayon des germes de cavitation R_{nuc} (pour *nuclei*) présents dans l'écoulement à une fraction volumique r_{nuc} . Le terme source est exprimé de deux façons différentes, selon que le fluide se vaporise ou se condense. La distinction se fait en fonction de la valeur de la pression p du mélange homogène par rapport à la pression de vapeur saturante p_{vap} . Lors de la vaporisation, le terme source est modifié afin de prendre en compte la diminution du nombre de germes au cours du changement d'état. Des constantes multiplicatives sont finalement ajoutées, ce qui permet d'aboutir à l'équation 3.29 pour l'expression du terme source :

$$\dot{m}_v = \begin{cases} F_{vap} \frac{3r_{nuc}(1-\alpha)\rho_v}{R_{nuc}} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_{vap} - p}{\rho_l}} & \text{si } p < p_{vap} \\ F_{cond} \frac{3\alpha\rho_v}{R_{nuc}} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p - p_{vap}}{\rho_l}} & \text{si } p > p_{vap} \end{cases} \quad (3.29)$$

où F_{vap} , F_{cond} , r_{nuc} et R_{nuc} sont les quatre constantes du modèle, qu'il faut déterminer. À cela s'ajoutent deux paramètres numériques supplémentaires. Le premier est le rapport maximal entre les densités des phases liquide et vapeur, qui est limité pour des raisons de stabilité numérique. Le second est le facteur de sous-relaxation utilisé lors de la résolution de l'équation de transport de taux de vide. Les valeurs par défaut de ces quatre constantes et ces deux paramètres numériques sont disponibles dans [6].

3.5 Résolution numérique des équations

Dans cette section, la méthode de résolution numérique des équations employée par le code CFX est décrite. Davantage d'informations sur ce sujet sont disponibles dans [7, 42].

3.5.1 Méthode des volumes finis

Dans ce code, la méthode des volumes finis est utilisée. Le domaine de calcul considéré est discrétisé en espace à l'aide d'un maillage, composé de nœuds délimitant des éléments (figure 3.2). Les inconnues des équations à résoudre sont calculées au niveau des nœuds du maillage. Des volumes de contrôle sont définis autour de chaque nœud, à l'aide du centre des éléments voisins.

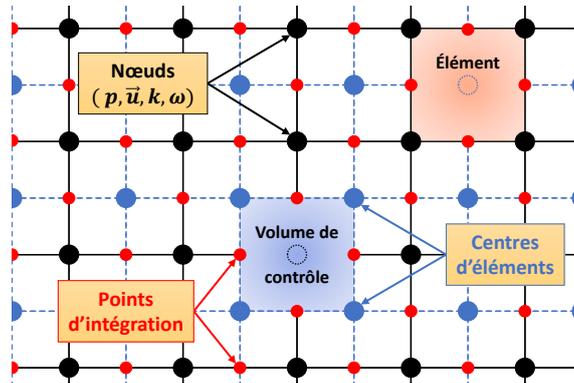


Figure 3.2 – Représentation 2D d'un maillage structuré : noeuds, éléments, volumes de contrôle considérés par CFX et points d'intégration

Par la suite, les maillages considérés seront structurés (chapitres 6 et 7). Différents critères permettent de quantifier la qualité d'un maillage, dont notamment l'orthogonalité, le taux d'expansion et le rapport d'aspect (figure 3.3). Le maillage structuré idéal est composé d'éléments cubiques, avec un taux d'expansion faible et rapport d'aspect proche de 1. L'utilisation d'un maillage de mauvaise qualité augmente les sources d'erreurs numériques et leurs risques de propagation dans le domaine de calcul [6].

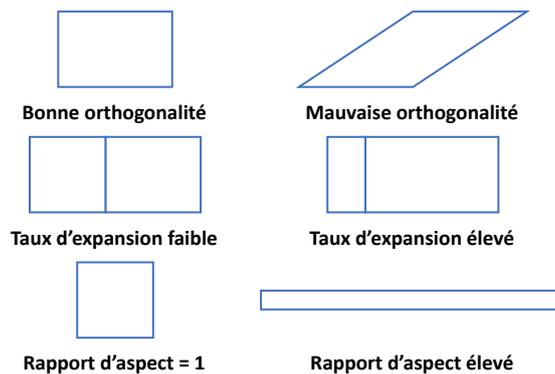


Figure 3.3 – Critères de qualité pour un maillage structuré [18]

Les équations considérées sont : la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, des grandeurs turbulentes k et ω , et éventuellement de la fraction volumique de vapeur. Celles-ci sont appliquées à chaque volume de contrôle, sous forme intégrale. La formulation des volumes finis est appréciée en mécanique des fluides, car elle permet d'assurer la conservation des grandeurs d'intérêt au niveau local (pour chaque volume de contrôle) et donc également au niveau global, sur tout le domaine de calcul. Les intégrales volumiques sont transformées en

flux à travers chacune des faces du volume de contrôle considéré. Ces intégrales sont estimées au centre de ces faces, appelés *point d'intégration* (figure 3.2). CFX utilise des fonctions de formes tri-linéaires pour évaluer les variables aux points d'intégration à partir de leur valeur aux nœuds du maillage. Celles-ci sont similaires à celles utilisées par la méthode des éléments finis.

Les termes instationnaires des équations sont discrétisés en temps à l'aide d'un schéma d'Euler décentré arrière d'ordre un ou deux. Les termes d'advection sont discrétisés en espace à l'aide d'un schéma décentré avant d'ordre 1 ou 2. Le code dispose aussi d'un schéma hybride appelé *High Resolution*. Celui-ci réalise un compromis entre la précision d'un schéma du second ordre et une solution sans les extrema locaux induits par le caractère dispersif des schémas d'ordre 2.

Lors de l'utilisation du modèle SAS-SST (section 3.3.4), un schéma centré du second ordre est utilisé pour discrétiser les termes d'advection des équations de conservation dans les zones instables de l'écoulement. Ce schéma moins dissipatif permet ainsi aux instabilités de se développer [69]. Dans les zones stables (où le modèle SST s'active), un schéma décentré avant est de nouveau utilisé. Pour faire la transition entre les deux zones de l'écoulement, CFX utilise une autre fonction de mélange σ_{SAS} , également employée pour les modèles hybrides de type *DES* (pour *Detached Eddy Simulation*). Plus de détails sur cette fonction de mélange sont disponibles dans [69]. Dans l'équation de transport pour tout scalaire ϕ , l'approximation du terme d'advection nécessite d'estimer la valeur de la variable aux points d'intégration ϕ_{ip} . La fonction de mélange σ_{SAS} est utilisée pour passer de façon continue de l'approximation avec un schéma décentré avant $\phi_{ip,U}$ (pour *Upwind*), à celle avec un schéma centré $\phi_{ip,C}$:

$$\phi_{ip} = \sigma_{SAS}\phi_{ip,U} + (1 - \sigma_{SAS})\phi_{ip,C} \quad (3.30)$$

La fonction σ_{SAS} vaut 1 dans les zones stables de l'écoulement, où un schéma décentré avant est souhaité. Elle vaut 0 dans les zones instables de l'écoulement, où le terme source Q_{SAS} du modèle SAS-SST s'active (équation 3.17) et où un schéma centré est alors nécessaire.

3.5.2 Méthode de résolution du système algébrique

À chaque pas de temps deux étapes sont effectuées par le solveur :

1. Pour chaque volume de contrôle, les équations non-linéaires considérées sont linéarisées. La matrice des coefficients du système algébrique à résoudre est ainsi obtenue.
2. Ce système algébrique est résolu.

La figure 3.4 représente la procédure suivie en cours de calculs (restreinte aux équations considérées dans cette étude).

Toutes les équations de conservation ne sont pas considérées simultanément. Le système hydrodynamique (masse et quantité de mouvement) est d'abord résolu, afin d'obtenir les champs de pression et de vitesse moyennes $\langle p \rangle$ et $\langle \vec{u} \rangle$: le code CFX est un solveur dit *couplé*. Puis, dans le cas où le modèle homogène à transport de taux de vide est considéré, l'équation de transport de la vapeur est résolue et la fraction volumique de vapeur α est obtenue. La densité



Figure 3.4 – Procédure de résolution simplifiée de CFX [7]

et la viscosité du mélange sont déduites de α à l'aide des équations 3.24 et 3.25. Enfin, le système d'équations du modèle de turbulence est résolu. À partir de l'énergie cinétique turbulente k et du taux de dissipation spécifique ω , la viscosité turbulente μ_t est évaluée (équation 3.14), ce qui permet de déterminer les contraintes de Reynolds (équation 3.10).

Dans le cas d'un calcul instationnaire, plusieurs itérations sont ainsi effectuées (boucle *interne*), avant que le pas de temps ne soit incrémenté et que la procédure ne recommence (boucle *externe*). Le nombre d'itérations par pas de temps est déterminé par l'utilisateur. Pour déterminer le pas de temps adéquat, il est nécessaire de tenir compte du nombre de *Courant*, noté CFL . Dans un cas monodimensionnel, il est défini comme :

$$CFL_{1D} = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \quad (3.31)$$

où Δt est le pas de temps, Δx la taille de l'élément du maillage (1D) et u la vitesse du fluide au niveau de l'élément considéré. Dans CFX, cette expression est généralisée aux cas tridimensionnels à l'aide du volume de l'élément considéré V et du débit massique le traversant \dot{m} :

$$CFL_{3D} = \frac{\rho\dot{m}\Delta t}{V} \quad (3.32)$$

Ce nombre permet de comparer les niveaux de filtrage induits par la discrétisation spatiale (maillage) et temporelle (pas de temps) lors des simulations numériques effectuées. Un CFL proche de 1 dans les zones instables de l'écoulement est conseillé lors de l'utilisation du modèle SAS-SST [68].

Dans le cas d'un calcul stationnaire, les termes temporels des équations considérées sont conservés dans le système algébrique résolu. Un pseudo pas de temps est alors utilisé par le solveur pour atteindre la convergence de façon plus physique. Dans ce cas, une seule itération est effectuée et le pas de temps est directement mis à jour. En ce sens, la convergence à chaque pseudo pas de temps n'est pas assurée et l'évolution de la solution numérique n'est pas une évolution temporelle à proprement parler. La valeur de ce pas temps peut être spécifiée directement par l'utilisateur et influe sur la vitesse de convergence du calcul. Il peut aussi être automatiquement estimé par le solveur (option appelée *auto timescale*). Dans ce dernier cas, CFX utilise la taille domaine et les conditions aux limites pour déterminer une échelle de longueur et une échelle de vitesse, sur lesquelles il se base pour définir le pas de temps du calcul.

3.5.3 Gestion des interfaces entre domaines

Lors de la simulation de turbomachines, au moins deux situations nécessitent l'emploi d'interfaces particulières.

La première est l'étape de conception de ce type de machines, où les performances sont estimées par calculs simplifiés du rotor. La géométrie de ce composant est mise à profit, afin de réduire le domaine de calcul (chapitre 6). Une seule aube ou pale est alors considérée, entourée de surfaces définies comme des périodicités (elles vont alors par paires). En choisissant cette modélisation l'utilisateur fait l'hypothèse que l'écoulement est identique dans chaque canal

inter-aubes du rotor, ce qui est une hypothèse forte dans certains cas. En fonction du maillage, deux cas se présentent pour ce type d'interface. Si les nœuds du maillage ne correspondent pas deux à deux, il est alors nécessaire d'interpoler les champs d'une des deux surfaces sur l'autre. Au niveau du code CFX, cela est géré par un algorithme particulier, appelé *General Grid Interface* ou *GGI*. Celui-ci s'assure de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de tout autre scalaire au niveau de l'interface [7]. Si les nœuds du maillage correspondent deux-à-deux, aucune forme d'interpolation n'est nécessaire. Ils seront simplement associés par paire lors du calcul.

La seconde situation nécessitant l'emploi d'interfaces est celle où le domaine de calcul contient à la fois des parties fixes et en rotation. Différents domaines sont alors définis (en fonction de leur vitesse de rotation) et sont séparés par des interfaces (chapitres 6 et 7). Trois modélisations sont possibles dans CFX, toutes basées sur l'algorithme *GGI* :

- *Frozen Rotor* : Avec ce modèle, la position du rotor par rapport au stator est fixe. Les interactions entre ces deux composants ne sont pas complètement modélisées. Si les deux domaines n'ont pas le même secteur angulaire, les flux sont pondérés en conséquence. Plutôt réservé aux simulations stationnaires, ce modèle permet de réduire le domaine considéré en fonction des périodicités du rotor et du stator et donc de réduire les coûts de calcul.
- *Stage (ou Mixing Plane)* : Par rapport au modèle précédent, les flux sont moyennés à l'interface (suivant θ dans le repère cylindrique de la roue). Seule la moyenne de l'écoulement en provenance du stator est transmise au rotor. Les interactions instationnaires ne sont donc pas modélisées. Ce modèle demande plus de ressources que le précédent.
- *Transient Rotor-Stator (ou Sliding Mesh)* : Ce modèle s'applique aux calculs instationnaires. À chaque pas de temps, la position relative du rotor par rapport au stator est mise à jour (figure 3.4). C'est également le cas pour les différents flux qui traversent l'interface, ce qui permet de prendre en compte les interactions rotor-stator. Cependant, il est nécessaire que les deux domaines aient le même secteur angulaire, ce qui fait de ce modèle le plus coûteux des trois.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, les équations classiquement considérées en mécanique des fluides ont été rappelées. En l'absence de solution analytique simple, la mise en place d'outils de calculs numériques est nécessaire, puisqu'elle permet d'obtenir des solutions approchées des écoulements dans des géométries complexes. Les modèles employés pour prendre en compte la turbulence et la cavitation sont nombreux. Une description synthétique de ces modèles a été faite, tout en se focalisant sur ceux mis en œuvre dans le code ANSYS CFX, qui est utilisé dans la suite de ce projet. Enfin, la méthode de résolution numérique employée par CFX a été présentée.

Ces modèles ont été utilisés afin de calculer les écoulements qui se développent dans les roues de turbines Francis lors d'un fonctionnement à charge partielle. Le chapitre 6 présente les résultats de simulations stationnaires effectuées avec un domaine de calcul simplifié, comprenant un seul canal hydraulique pour le distributeur et pour la roue. Pour la turbulence,

le modèle SST a été utilisé. Le distributeur et la roue ont été connectés par une interface de type *Stage*. Le chapitre 7 présente les résultats de simulations instationnaires effectuées sur un domaine de calcul comprenant le distributeur, la roue et l'aspirateur. Le modèle SAS-SST et des interfaces de type *Transient Rotor-Stator* ont été utilisés. Quelques calculs stationnaires, utilisant le modèle SST et des interfaces du type *Frozen Rotor*, ont également été nécessaires. Enfin, des calculs instationnaires diphasiques, utilisant le modèle de cavitation de CFX, ont été entrepris (section 7.6).

Chapitre 4

Signatures spectrales et impact mécanique des phénomènes hydrauliques à charge partielle

Sommaire

4.1	Introduction	68
4.2	Comparaison de cinq modèles réduits existants	68
4.2.1	Présentation des différents modèles réduits	68
4.2.2	Grandeurs physiques comparées	70
4.2.3	Diagrammes en cascade	70
4.2.4	Phénomènes connus et leur signature fréquentielle	71
4.2.4.1	Torche hélicoïdale de charge partielle	71
4.2.4.2	Interactions Rotor-Stator	72
4.2.5	Phénomènes à charge très partielle	73
4.2.5.1	Signatures large-bande de fréquences	73
4.2.5.2	Signatures dans l'entrefer	73
4.2.5.3	Signatures basses fréquences à charge très partielle	73
4.2.6	Résumé et discussion	80
4.3	Analyse du contenu fréquentiel de la géométrie B	80
4.3.1	Évolution de la puissance spectrale sur une prise de charge	81
4.3.2	Influence du nombre de Thoma	84
4.3.3	Influence de la chute prototype et de la vitesse unitaire	88
4.3.4	Résumé	93
4.4	Estimation de l'impact sur la durée de vie de la roue	94
4.4.1	Présentation du modèle d'endommagement par fatigue	94
4.4.1.1	Essais de fatigue et comportement matériau	94
4.4.1.2	Méthode <i>Rainflow</i> et nombres de cycles	95
4.4.1.3	Accumulation d'endommagement par fatigue	96
4.4.2	Estimation des contraintes sur la roue prototype	97
4.4.3	Taux d'endommagement relatif à charge très partielle	99
4.5	Conclusion	101

4.1 Introduction

L'extension des plages de fonctionnement passe par la compréhension de l'écoulement et des différents phénomènes pouvant impacter les turbines Francis à charge partielle. Certains phénomènes commencent à être connus (chapitre 1, section 1.3.5.1). D'autres, comme les vortex inter-aubes, commencent seulement à être étudiés, puisqu'ils n'étaient pas présents dans les zones de fonctionnement continu classiques des turbines Francis (chapitre 1, section 1.4).

Dans ce chapitre, les essais sur cinq modèles réduits instrumentés sont tout d'abord comparés. L'objectif est de dégager les principaux comportements de l'écoulement à charge partielle en identifiant les signatures spectrales communes au niveau des fluctuations de pression et des déformations dynamiques mesurées sur modèle réduit. Puis l'analyse se concentre sur une des géométries testées, afin d'identifier l'importance de ces signatures fréquentielles sur les niveaux de fluctuations mesurés. L'influence de certains paramètres physiques sur ces signatures est aussi étudiée. Enfin, un modèle d'endommagement par fatigue est défini afin d'estimer le risque associé à un fonctionnement continu à charge partielle. Une partie de ces résultats a également fait l'objet d'un article de conférence [16] (Annexe D).

4.2 Comparaison de cinq modèles réduits existants

4.2.1 Présentation des différents modèles réduits

Dans cette section, cinq modèles réduits sont comparés. Ils ont été précédemment testés au Laboratoire d'essais de GE Renewable Energy. La table 4.1 contient les caractéristiques des différentes turbines :

Table 4.1 – Caractéristiques des turbines comparées

Turbine	ν	Z_r	Z_s	Similitudes		Types de capteurs		
	[-]	[-]	[-]	Hydraulique	Dynamique mécanique	Pression (fixes)	Pression (embarqués)	Jauges de déformation
A	0.53	13	24	✓	✗	✓	✗	✓
B	0.39	15	24	✓	✗	✓	✓	✓
C	0.33	15	24	✓	✓	✓	✗	✓
D	0.23	30 ¹	24	✓	✓	✓	✗	✓
E	0.19	13	20	✓	✗	✓	✗	✓

Les cinq machines sont classées en fonction de leur vitesse spécifique ν (équation 1.10). Le nombre d'aubes de la roue Z_r et le nombre de directrices du distributeur Z_s varient d'un modèle à l'autre. La figure 4.1 représente la vue méridienne des différentes roues comparées. Les turbines basses chutes (ν élevées) se caractérisent par un petit diamètre d'entrée D_1 et une grande hauteur de distributeur H_d , contrairement aux machines hautes chutes (ν petites), pour lesquelles D_1 est plus grand et H_d est plus faible.

1. La turbine D est une turbine à aubes *splittées* (*splitter blades Francis turbine*), ce qui signifie que sa roue est composée d'une alternance de 15 aubes longues et 15 aubes courtes.

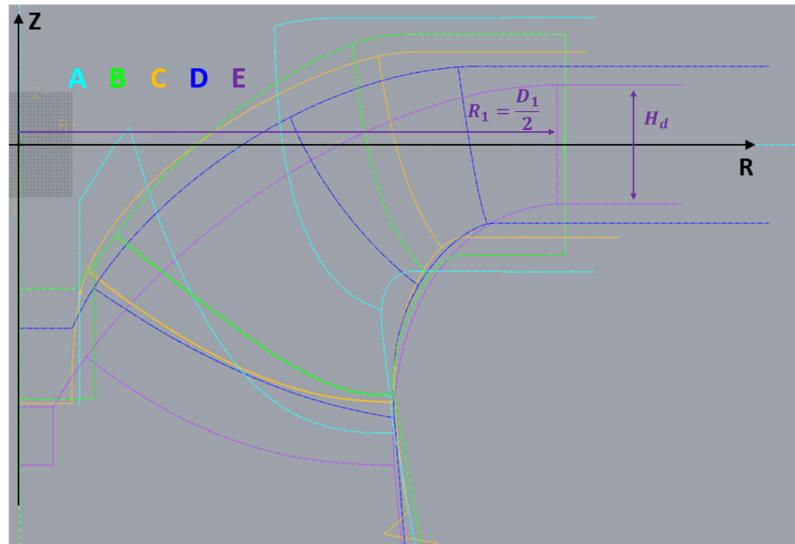


Figure 4.1 – Vue méridienne des différentes géométries comparées

Tous les modèles réduits comparés ici sont en similitude hydraulique avec leur prototype. De plus, les géométries C et D sont également en similitude dynamique mécanique (chapitre 2, section 2.2.2.3). En ce qui concerne l'instrumentation, toutes les machines sont équipées de capteurs de pression dans leurs parties fixes et de jauges de déformation sur les aubes de leur roue (chapitre 2, section 2.3.2). La géométrie B étant la plus récente, elle dispose en plus de deux capteurs de pression embarqués : un à l'entrée intrados et l'autre au niveau de la sortie extrados de son aube instrumentée (figure 4.2).

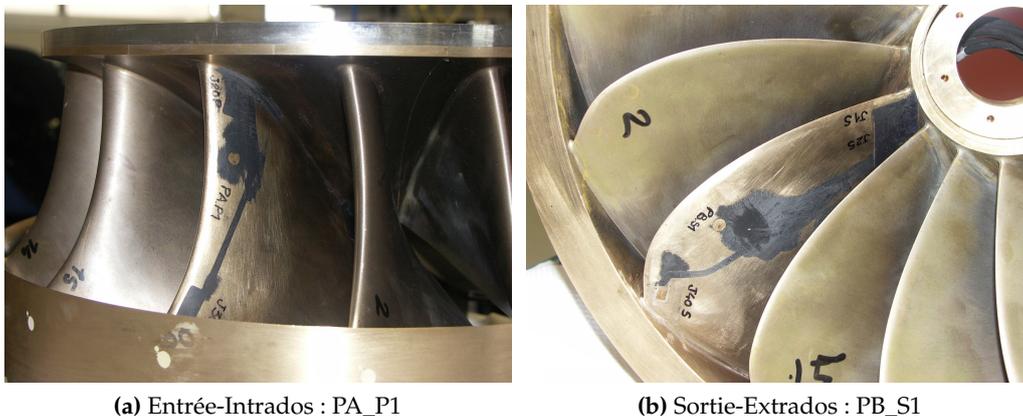


Figure 4.2 – Capteurs de pression embarqués sur l'aube 1 de la roue B

Pour chaque géométrie, la prise de charge à la chute nominale est considérée, dans les conditions de cavitation du prototype (table 4.2). Il est important de préciser qu'une prise de charge à la chute nominale signifie que la vitesse unitaire n_{11} est la même pour le modèle réduit et son prototype homologue opérant sous la chute nominale de la centrale où il est implanté. Cependant, la chute nette effectivement utilisée pour les essais d'un modèle réduit peut varier entre deux prises de charge dites à la chute nominale. La vitesse de rotation de la roue est alors différente pour ces deux prises de charge (équation 1.8).

Table 4.2 – Paramètres des prises de charge comparées

Turbine	n_{11} [rpm]	H_n [mCE]	σ_{plant} [-]
A	88.9	10	0.40
B	66.4	10	0.17
C	65.3	15	0.18
D	52.8	15	0.11
E	44.0	30	0.12

4.2.2 Grandeurs physiques comparées

Par la suite, l'évolution des fluctuations de pression et des sollicitations dynamiques au cours des prises de charge sont comparées. Trois types de mesures sont considérées : les déformations dynamiques des aubes et les fluctuations de pression à deux positions dans les modèles réduits. Les signaux utilisés sont issus des capteurs ayant été validés par les études internes précédemment réalisées sur les modèles réduits instrumentés [75, 4, 33, 34, 5].

En ce qui concerne les fluctuations de pression, deux comparaisons sont faites : l'une dans l'entrefer et l'autre dans l'aspirateur des cinq modèles réduits. Le capteur sélectionné est celui dont le signal brut a la plus grande amplitude crête-à-crête.

En ce qui concerne les déformations dynamiques des aubes, la jauge de déformation la plus sollicitée de chaque modèle réduit est sélectionnée pour la comparaison. Le critère utilisé est également l'amplitude crête-à-crête des signaux bruts mesurés sur les prises de charge. Pour les géométries C et D, la présence de tourbillons de von Kármán en bout d'aubes a nécessité de filtrer les signaux à l'aide d'un filtre passe-bas. Ce phénomène apparaît lorsque la réalisation des bords de fuite des aubes n'est pas suffisamment précise. Bien que très énergétique, ce phénomène est connu et n'est donc pas pris en compte. Les fréquences de coupure choisies pour les roues C et D sont respectivement $25f_0$ et $31f_0$, f_0 étant la fréquence de rotation du modèle réduit.

La réponse mécanique d'une aube est le résultat du chargement hydraulique qui lui est appliqué. Ainsi, les déformations relevées par les jauges représentent une information globale sur l'écoulement dans la roue. À l'inverse, les mesures de pression sont reliées à l'évolution locale du champ, à proximité des capteurs situés en paroi. Les déformations dynamiques les plus importantes se retrouvent en général vers le bord de fuite des aubes, là où l'épaisseur est relativement réduite. C'est le cas des géométries considérées ici : pour tous les modèles réduits, la jauge choisie est positionnée en sortie-plafond de la roue, à l'exception de la géométrie B pour laquelle la jauge la plus sollicitée se trouve en sortie-ceinture. Néanmoins, les différences avec les autres jauges situées en sortie-plafond de ce modèle réduit sont faibles. Pour les cinq modèles instrumentés, les jauges se trouvent à une distance allant de 6% à 12% de la longueur des aubes à partir du bord de fuite.

4.2.3 Diagrammes en cascade

L'analyse de l'évolution du contenu spectral des fluctuations de pression au cours d'une prise de charge fait appel à des *diagrammes en cascade* [24]. Ils seront souvent utilisés au cours

des chapitres 4 et 5. Pour un capteur, l'amplitude et la fréquence du spectre mesuré sont tracées en fonction du débit aux différents points de fonctionnement considérés. La fréquence du spectre et le débit sont tracés respectivement en abscisse et en ordonnée et l'amplitude du spectre est tracée dans la troisième direction. Lorsque ces diagrammes sont représentés en 2D, une échelle de couleur est utilisée pour la valeur de l'amplitude. En termes d'adimensionnalisation, la fréquence des spectres est normalisée par la fréquence de la roue f_0 . L'amplitude est divisée par la chute d'essais H_n . En ce qui concerne le débit, le rapport entre débit réduit φ et sa valeur au point de meilleur rendement φ_{opt} est utilisé par convention.

Différentes signatures fréquentielles de phénomènes hydrauliques sont présentes sur ces diagrammes. Avant de s'intéresser aux nouvelles signatures spectrales de charge très partielle, il est important de repérer les phénomènes hydrauliques déjà connus.

4.2.4 Phénomènes connus et leur signature fréquentielle

Certains phénomènes hydrauliques ayant lieu à charge partielle ont un impact connu sur les fluctuations de pression et les déformations dynamiques.

4.2.4.1 Torche hélicoïdale de charge partielle

La torche hélicoïdale de charge partielle est un vortex très cohérent qui se forme dans l'aspirateur. Ce vortex a une fréquence de rotation f_{vr} autour de l'axe machine qui lui est propre, entre un quart et un tiers de la fréquence de la roue. Dès sa formation, sa fréquence se retrouve très nettement au niveau des mesures de pression dans l'aspirateur. Les harmoniques de cette fréquence sont également présents, puisque la torche n'impacte pas le champ de pression de façon sinusoïdale. Au cours de la prise de charge, à mesure que le débit diminue, la fréquence de la torche évolue peu. À partir d'un certain débit limite, la torche se déstructure, c'est-à-dire qu'elle perd sa cohérence dans l'écoulement et se décompose en plusieurs structures qui tournent dans l'aspirateur de façon moins organisée [36]. Il s'en suit une disparition nette de sa fréquence au niveau du contenu spectral des mesures. La signature de la torche est donc composée d'une fréquence fixe et de ses harmoniques sur un intervalle de débit bien délimité. Elle se retrouve par exemple environ à $[0.2; 0.8]f_0$ sur $[0.60; 0.85]\varphi_{opt}$ dans le cas de la machine B (figure 4.3).

La torche peut être accompagnée d'une résonance de début de charge partielle. Ce phénomène est lié au volume cavitant de la torche, en particulier à la rotation de sa section de forme elliptique [36]. Au niveau spectral, cela se traduit par une fréquence caractéristique f_c présente entre 1 et $5f_0$ et accompagnée par deux autres fréquences à $f_c - f_{vr}$ et $f_c + f_{vr}$. Ces trois fréquences changent en fonction du point de fonctionnement et se retrouvent, par exemple, entre 0.75 et 0.90 φ_{opt} dans le cas de la machine B (figure 4.3).

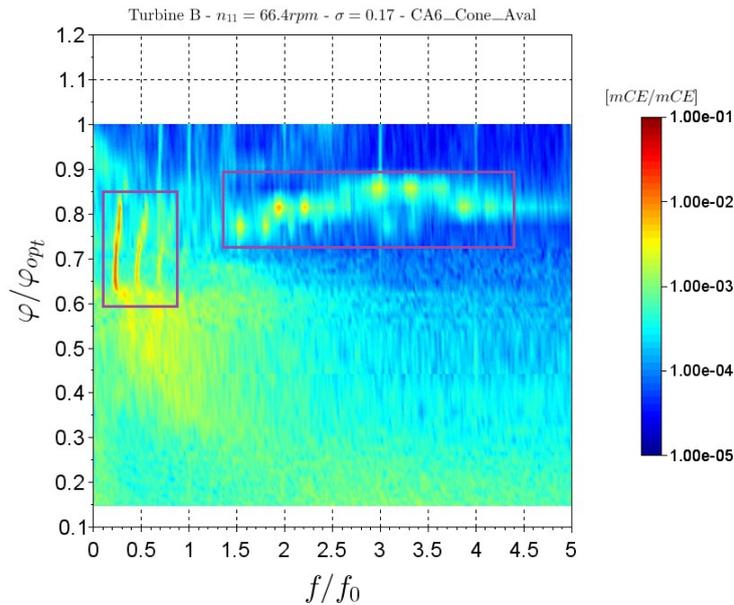


Figure 4.3 – Fluctuations de pression liées à la torche et à la résonance de charge partielle dans le cône B

4.2.4.2 Interactions Rotor-Stator

Les interactions rotor-stator dans l'entrefer de la machine peuvent être non négligeables, notamment pour les turbines hautes chutes. Les signaux mesurés présentent alors des fréquences multiples de $Z_r f_0$ ou $Z_s f_0$, selon qu'il s'agisse respectivement de capteurs fixes ou embarqués sur la roue. Cette fréquence est relativement indépendante du débit, même si elle a tendance à s'accroître lors d'un fonctionnement à forte charge. La fréquence de passage des aubes de la roue $Z_r f_0$ peut se retrouver au niveau des mesures de pression dans l'entrefer, comme c'est le cas pour la machine E (figure 4.4). Dans le repère de la roue, la fréquence de passage des directrices $Z_s f_0$ peut également apparaître sur les mesures de déformation et de pression au niveau des aubes.

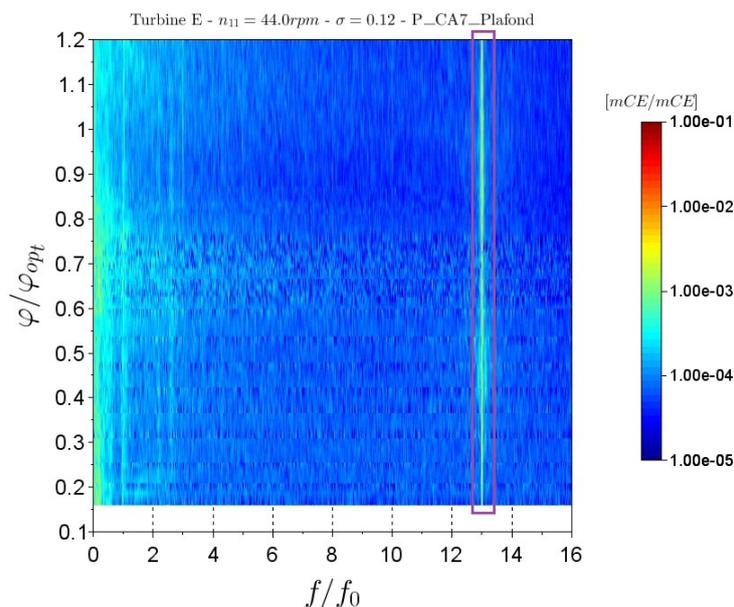


Figure 4.4 – Fluctuations de pression liées aux interactions rotor-stator dans l'entrefer E

4.2.5 Phénomènes à charge très partielle

La comparaison des prises de charge à la chute nominale de cinq modèles réduits, en similitude de Thoma avec leur prototype, a permis de mettre en évidence des signatures récurrentes entre les différentes machines à charge très partielle. Cependant, les phénomènes à l'origine de ces fréquences ne sont pas clairement identifiés.

4.2.5.1 Signatures large-bande de fréquences

Le premier type de signatures récurrentes se retrouve au niveau des mesures de déformations dynamiques des aubes. Le terme *large-bande de fréquences* est utilisé pour signifier que l'amplitude du spectre du signal augmente sur tout un intervalle de fréquences, de façon relativement modérée. Ces signatures ont été historiquement associées aux vortex inter-aubes se formant à charge partielle, bien que le lien qui les relie ne soit pas encore clairement défini [63, 38].

La figure 4.5 représente les diagrammes en cascade des jauges les plus sollicitées dans cinq modèles réduits instrumentés. Les signatures large-bande sont présentes au niveau des mesures des géométries A et B. Le relèvement de spectre a lieu entre deux débits, environ sur $[0.35; 0.55]\varphi_{opt}$ pour A et $[0.25; 0.40]\varphi_{opt}$ pour B. En termes de fréquences, ces signatures vont approximativement de $5f_0$ à $20f_0$.

Les autres machines ont un comportement différent. Pour C et D, le fond de spectre augmente faiblement à partir de $0.5\varphi_{opt}$, mais cela concerne un intervalle de fréquences plus grand que dans les cas de A et B. Il en va de même pour E, à partir de $0.35\varphi_{opt}$. Cette signature large-bande de fréquences concerne donc plutôt les turbines de plus basse chute, telles que les machines A et B.

4.2.5.2 Signatures dans l'entrefer

Le second type de signatures récurrentes se retrouve au niveau des mesures de fluctuations de pression dans l'entrefer. Elle se forme pour des débits inférieurs à $0.4\varphi_{opt}$ environ, pour les machines B et C (figure 4.6). Elle est composée de plusieurs amplitudes élevées qui se succèdent entre $5f_0$ et $10f_0$, qui forment une succession de raies au niveau du spectre. La moitié de ces fréquences a tendance à diminuer lorsque le débit diminue, alors que l'autre moitié évolue de façon opposée.

En ce qui concerne la machine A, quelques amplitudes plus élevées apparaissent entre $2f_0$ et $7f_0$ à partir de $0.35\varphi_{opt}$. Cependant, le manque de discrétisation des points de fonctionnement à charge très partielle ne permet pas de déterminer si cette signature est similaire à celles de B et de C. Aucune signature fréquentielle de ce genre n'a été mesurée dans les entrefers D et E.

4.2.5.3 Signatures basses fréquences à charge très partielle

Le dernier type de signatures récurrentes se retrouve au niveau des mesures de déformations dynamiques des aubes et des fluctuations de pression dans l'aspirateur. Ces différents types de

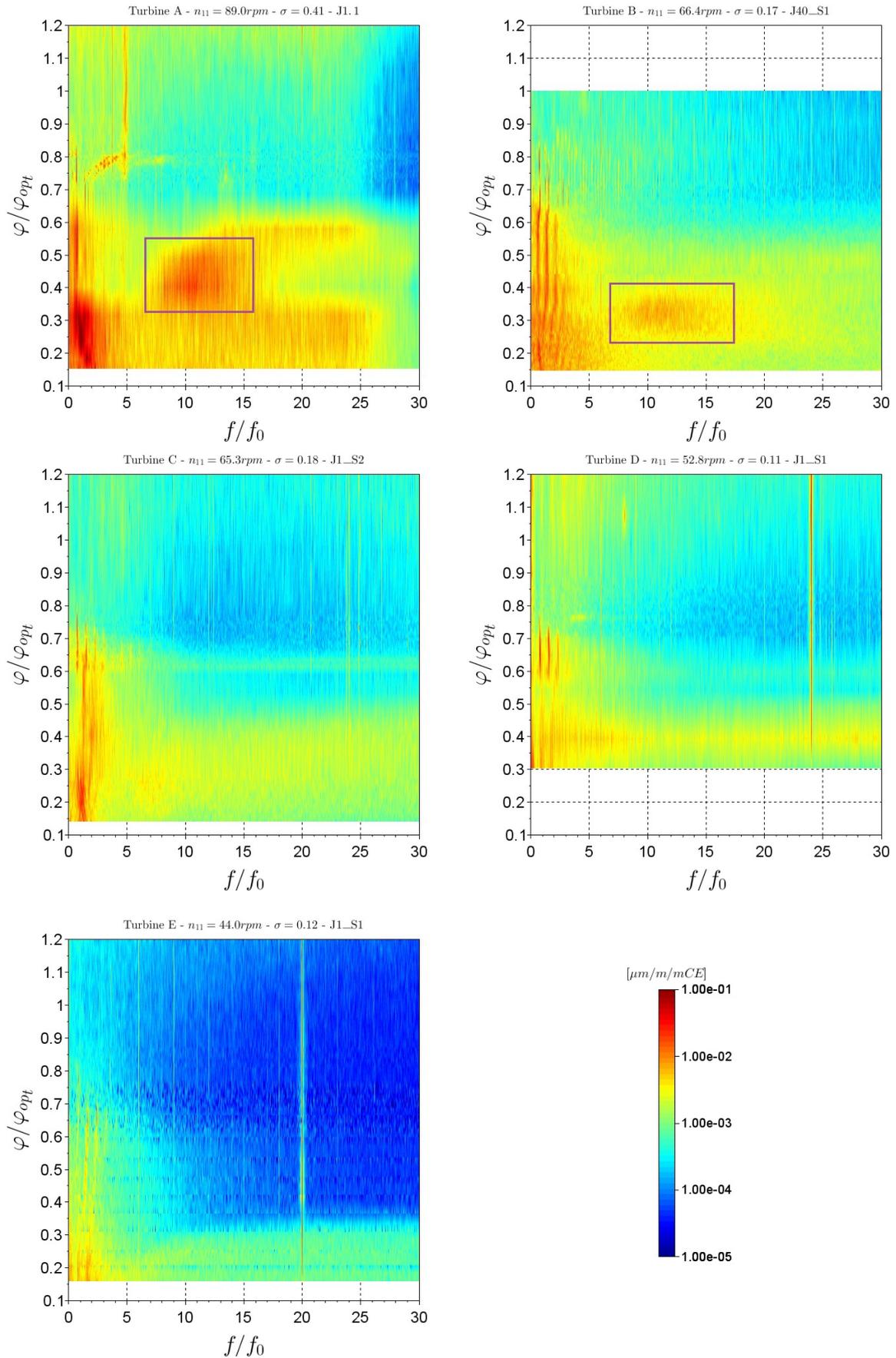


Figure 4.5 – Comparaison des déformations dynamiques sur $[0 - 30]f_0$

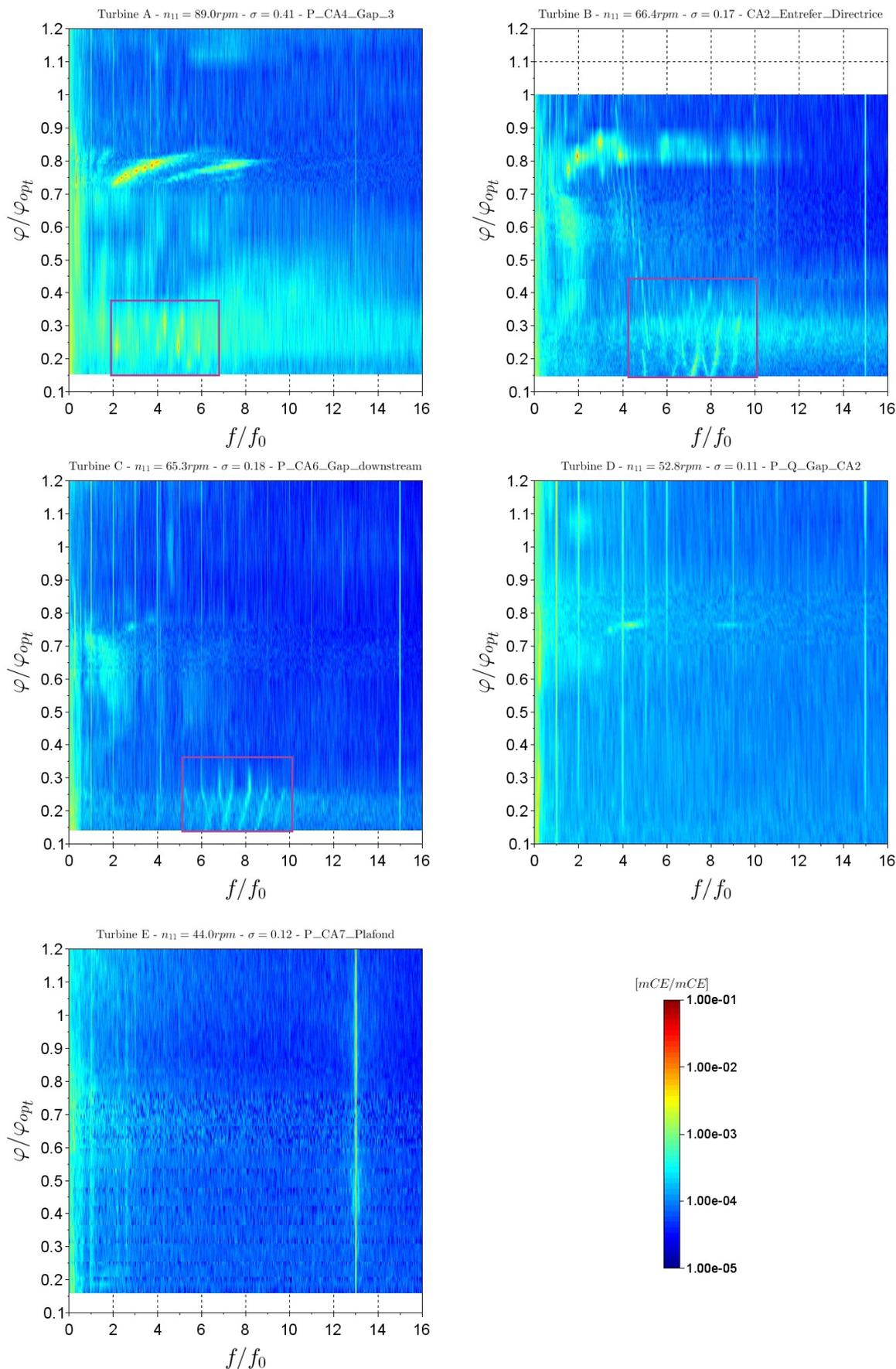


Figure 4.6 – Comparaison des fluctuations de pression dans l’entrefer sur $[0 - 16]f_0$

signaux mesurent des basses fréquences associées à des amplitudes élevées pour les plus faibles charges (figures 4.7 et 4.8).

En ce qui concerne les déformations dynamiques mesurées sur les géométries A, B et C, les premières fréquences apparaissent vers $[0.5; 1]f_0$ et $[0.2; 0.3]\varphi_{opt}$. Celles-ci augmentent ensuite quand le débit diminue. Pour A et C, ces fréquences croisent la fréquence de rotation de la roue f_0 .

Bien que ces trois géométries aient des tendances similaires en termes de sollicitations mécaniques, ce n'est pas le cas des fluctuations de pression mesurées dans l'aspirateur. Alors que la machine A présente le même type de signatures sur les deux mesures, aucune fréquence particulière ne ressort pour l'aspirateur B. Pour C, le spectre des fluctuations de pression contient une amplitude relativement élevée vers $0.2f_0$ à partir de $0.4\varphi_{opt}$, mais celle-ci ne varie pas avec le débit, contrairement aux déformations dynamiques des aubes de ce modèle réduit.

Pour la géométrie D, les mesures en provenance des jauges ne sont disponibles que jusqu'à un débit relativement élevé comparé aux autres machines. Il est donc impossible de conclure sur son comportement dynamique mécanique à très faible charge (signaux des jauges non stabilisés). En ce qui concerne les fluctuations de pression dans son aspirateur, elles suivent la même tendance que dans l'aspirateur C : une fréquence vers $0.2f_0$ indépendante du débit à partir de $0.4\varphi_{opt}$.

Pour le modèle réduit E, les fluctuations de pression dans l'aspirateur suivent à nouveau cette dernière tendance. Au niveau des déformations dynamiques, deux fréquences se démarquent à $0.2f_0$ et $0.8f_0$ sur $[0.15; 0.3]\varphi_{opt}$. Ces fréquences (dont la somme vaut f_0) rappellent le comportement de la signature spectrale de la torche de charge partielle, qui dispose d'une partie en phase et d'une partie en rotation qui change de fréquence en fonction du repère où la mesure est faite [32].

Le cône du modèle réduit E dispose de quatre capteurs de pression piézoélectriques, placés en paroi d'une même section de son aspirateur. La décomposition en harmoniques spatiales peut ainsi être utilisée pour analyser les fluctuations de pression (chapitre 2, section 2.4.2.1). La figure 4.9 représente les diagrammes en cascades d'un des capteurs du cône ainsi que des quatre termes de la décomposition. La signature à $0.2f_0$ mesurée dans l'aspirateur se retrouve au niveau des termes P_0 et P_{-1} . Elle est donc liée à un phénomène composé d'une partie en phase et d'une partie tournante à un diamètre nodal. L'amplitude à $0.2f_0$ de la composante P_0 est supérieure à celle de P_{-1} . En comparaison, dans le cas de la torche de charge partielle, c'est la partie tournante (ou asynchrone) qui est supérieure à la partie en phase (ou synchrone). Au niveau des déformations dynamiques des aubes, seule la partie tournante change de fréquence, puisqu'elle est mesurée dans le repère de la roue. Par composition des vitesses, un phénomène à un diamètre nodal, tournant à $0.2f_0$ et mesuré par une jauge en rotation à f_0 , se traduit bien par une fréquence de $(1 - 0.2)f_0$. La partie en phase elle, impacte toujours les aubes à $0.2f_0$, d'où la présence des deux composantes sur le diagramme en cascades des déformations dynamiques de la roue E (figure 4.7).

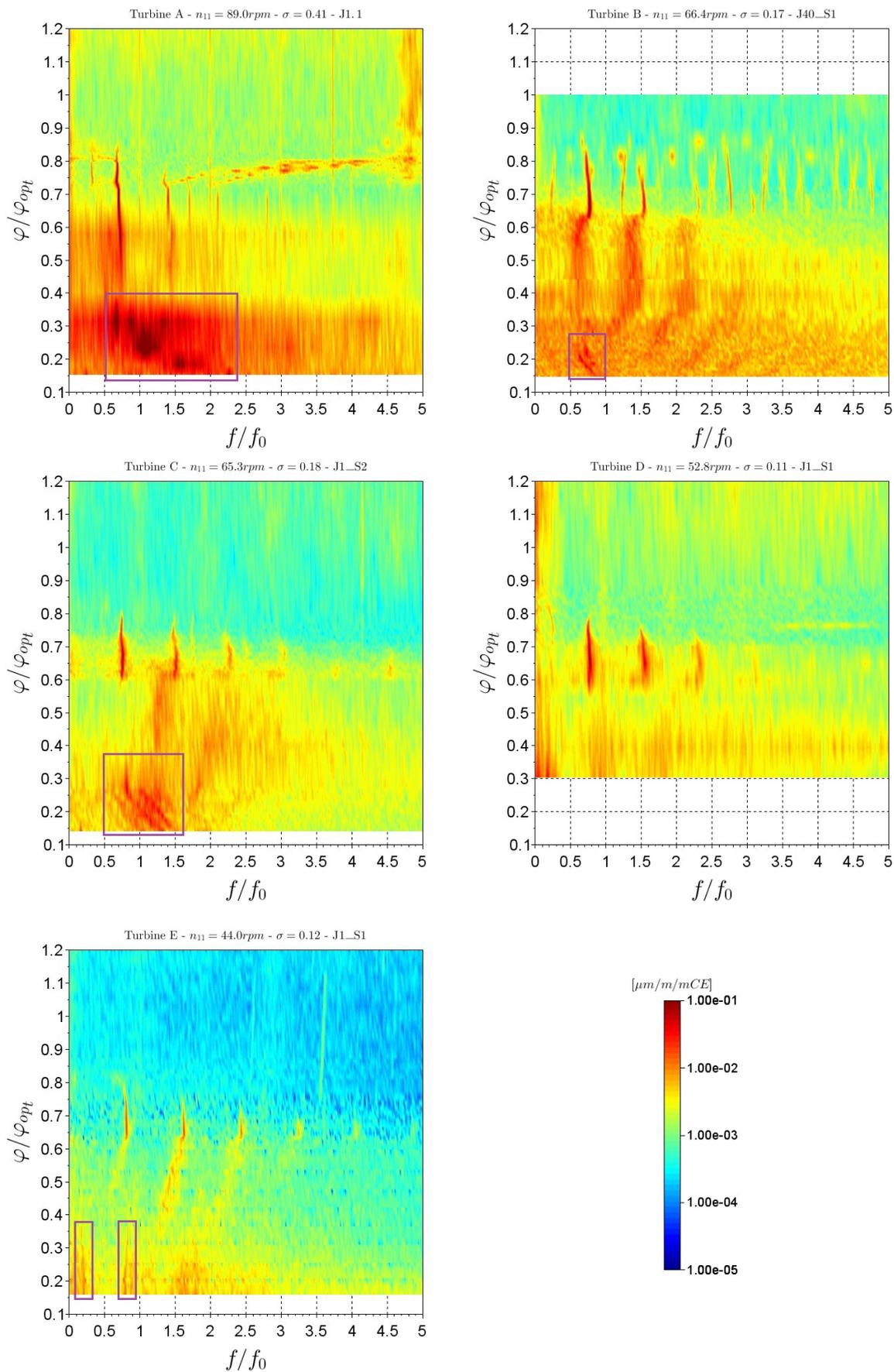


Figure 4.7 – Comparaison des déformations dynamiques sur $[0 - 5]f_0$

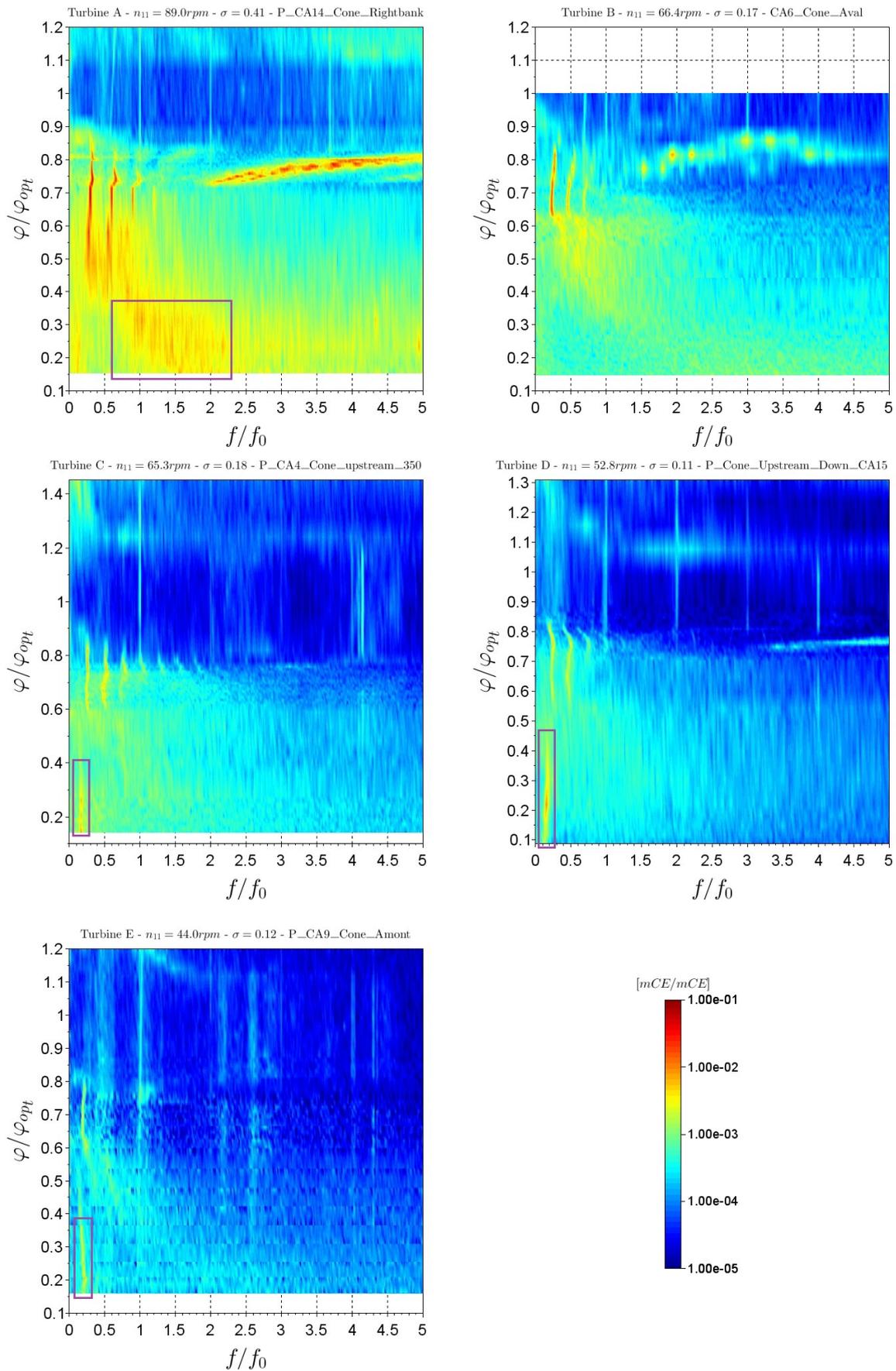


Figure 4.8 – Comparaison des fluctuations de pression dans l’aspirateur sur $[0 - 5]f_0$

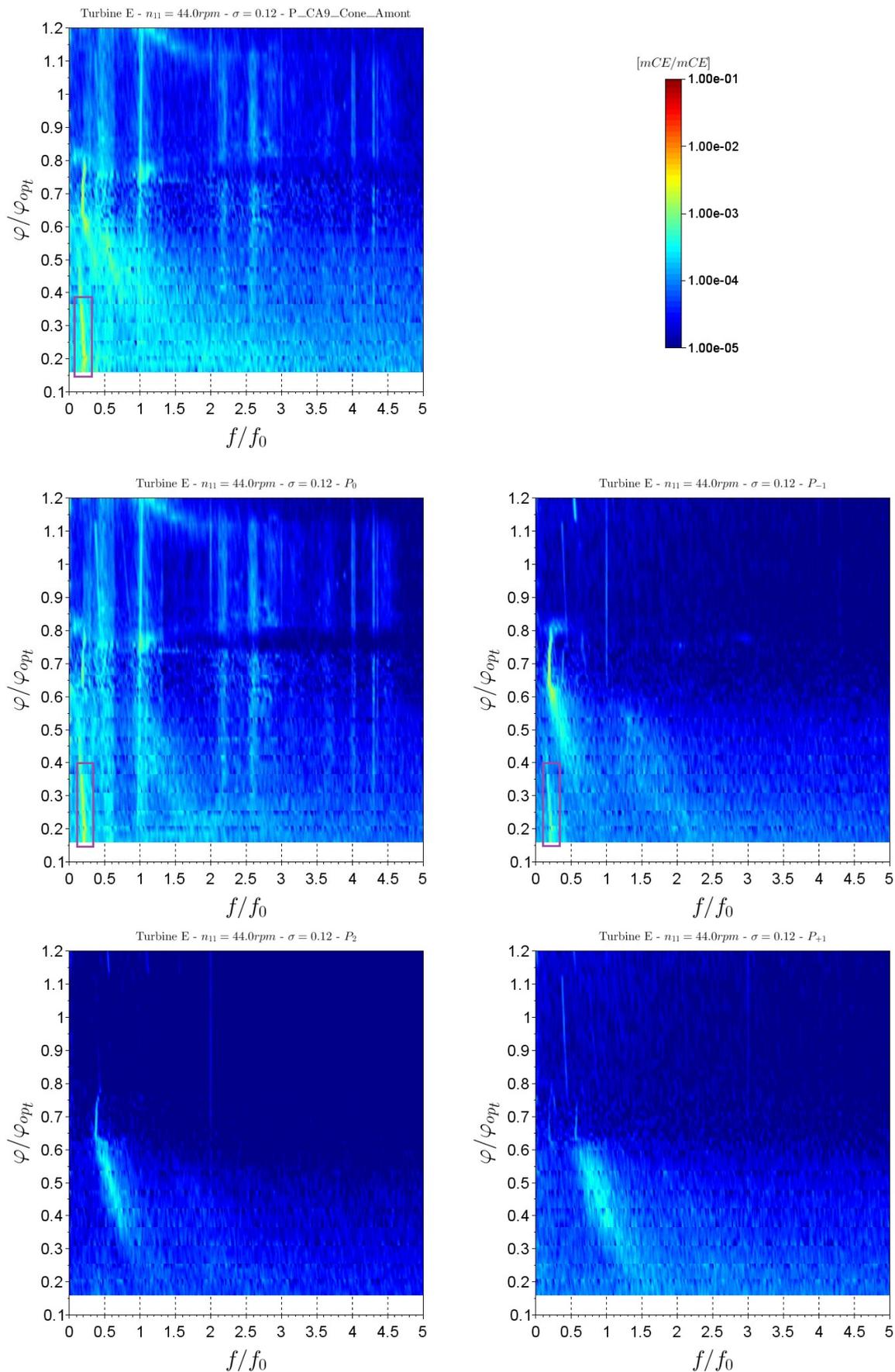


Figure 4.9 – SHD des fluctuations de pression dans l’aspirateur E sur $[0 - 5]f_0$

4.2.6 Résumé et discussion

La comparaison de cinq modèles réduits instrumentés a permis de mettre en évidence plusieurs signatures spectrales sur les mesures de déformations dynamiques des aubes et des fluctuations de pression à charge partielle. Parmi elles, certaines sont liées à des phénomènes hydrauliques précédemment étudiés et relativement bien identifiés.

Pour une charge inférieure à celle du régime de la torche hélicoïdale, plusieurs signatures fréquentielles récurrentes se retrouvent d'une géométrie à l'autre. La méconnaissance de ces écoulements ne permet pas encore de relier ces fréquences aux phénomènes physiques ayant lieu dans les machines. Les mesures de pression et de déformations dynamiques fournissent respectivement des informations locales et globales sur l'écoulement dans les modèles instrumentés. La comparaison des spectres mesurés dans les repères fixe et tournant de la machine permet de relier certaines signatures dont la fréquence change d'un type de mesure à l'autre. L'analyse simultanée de plusieurs mesures permet, comme dans le cas de la SHD, d'en apprendre plus sur les propriétés spatiales des phénomènes ayant lieu dans les machines.

Deux tendances générales ressortent de cette comparaison. La première est typique des signatures large-bande de fréquences, où une augmentation de l'amplitude du spectre des signaux relativement faible (de l'ordre de $0.01 \mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ ou moins) est associée à des hautes fréquences (de l'ordre de $10f_0$ ou plus). La seconde tendance est typique du régime de torche ou des points de fonctionnement aux plus petites ouvertures du distributeur. Les spectres mesurés contiennent dans ce cas des amplitudes plus grandes (de l'ordre de $0.1 \mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ ou plus) associées à des basses fréquences (de l'ordre de f_0).

Ces deux types de signatures ont potentiellement un impact sur la durée de vie des machines. En effet l'endommagement par fatigue d'une structure dépend à la fois de l'intensité du chargement dynamique et du nombre de répétitions subies par celle-ci. Afin d'estimer le niveau de risque associé à ces deux types de signatures, il faut donc un critère prenant en compte les hautes fréquences des signatures large-bande, ainsi que les grandes amplitudes mesurées lors d'un fonctionnement proche du couple nul.

Dans la section suivante, le contenu spectral des mesures effectuées sur la géométrie B est analysé plus en détail. Le but est de quantifier l'impact des différentes signatures sur les fluctuations de pression et sur les déformations dynamiques. L'influence de différents paramètres physiques sur ces signatures est également analysée.

4.3 Analyse du contenu fréquentiel de la géométrie B

Dans cette section, la décomposition par bandes de fréquences (chapitre 2, section 2.4.2.2) est utilisée afin de pouvoir identifier les fréquences principalement responsables des fluctuations de pression et des déformations dynamiques à charge très partielle. L'analyse se concentre sur la turbine B, le seul modèle réduit ayant une aube instrumentée équipée de capteurs de pression. Ainsi, il est possible de comparer les mesures de la section précédente aux signaux de pression obtenus dans la roue B (et en particulier leurs spectres). En revanche, la similitude dynamique mécanique n'est pas respectée entre ce modèle réduit et son prototype homologue.

Les paramètres des prises de charge étudiées dans cette section sont rassemblés dans la table 4.3 :

Table 4.3 – Paramètres des prises de charge pour la turbine B

Prise de Charge	n_{11} [rpm]	H_n [mCE]	σ [-]
PDC1 - $H_{nom} - \sigma_{plant}$	66.4	10	0.17
PDC2 - $H_{nom} - \sigma_{atm}$	66.4	10	1.55
PDC3 - $H_{nom} - \sigma_{atm}$	66.4	15	0.73
PDC4 - $H_{max} - \sigma_{atm}$	61.5	15	0.73

4.3.1 Évolution de la puissance spectrale sur une prise de charge

La décomposition par bandes de fréquences est appliquée aux spectres des capteurs embarqués sur la roue B au cours de la prise de charge à la chute nominale de la machine et à σ_{plant} (table 4.3, PDC1). Les capteurs considérés par la suite sont : la jauge J40_S1, située en sortie-ceinture et les capteurs de pression PA_P1, proche de l'arête d'entrée de l'aube 1 et PB_S1, proche de l'arête de sortie (visibles sur la figure 4.2).

La figure 4.10 représente à nouveau le diagramme en cascade des déformations dynamiques mesurées par J40_S1 entre 0 et $30f_0$.

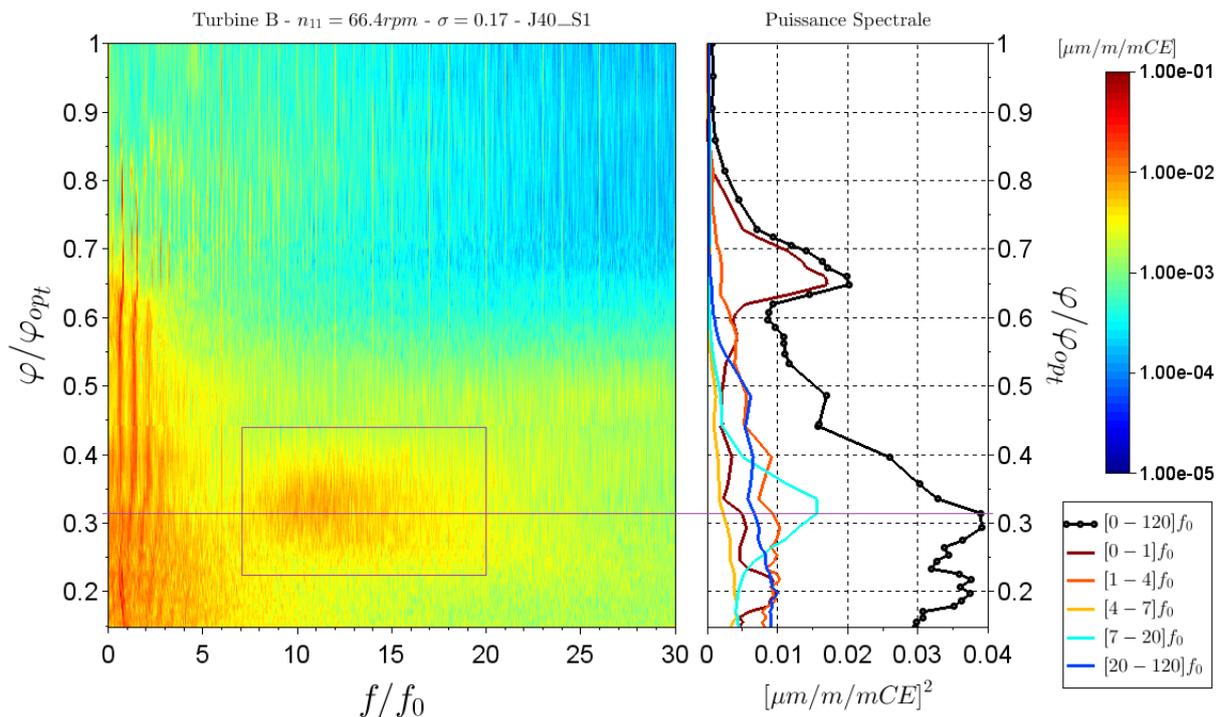


Figure 4.10 – Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC1

Sur la droite de la figure, l'évolution de la puissance spectrale globale au cours de la prise de charge est tracée en noir. Les différentes puissances partielles sont également représentées. Toute la gamme de fréquence mesurée est divisée en cinq sous-intervalles, entre $1f_0$, $4f_0$, $7f_0$ et $20f_0$.

Vers $0.65\varphi_{opt}$, au niveau du maximum local de sollicitations mécaniques des aubes par la torche hélicoïdale, la grande majorité de la puissance spectrale se retrouve dans l'intervalle

$[0; 1]f_0$ (en rouge sur la figure 4.10), qui comprend la fréquence caractéristique de ce phénomène hydraulique.

La signature large-bande de fréquences identifiée précédemment sur $[0.25; 0.40]\varphi_{opt}$ se situe dans le sous-intervalle $[7; 20]f_0$. La puissance spectrale partielle associée (en bleu clair sur la figure 4.10) augmente fortement suite à l'apparition de cette signature dans le spectre des déformations dynamiques. Elle représente environ 40% de la puissance spectrale globale à son maximum, vers $0.31\varphi_{opt}$. Cette signature large-bande est donc la principale source de fluctuations autour du maximum de déformations dynamiques, relevées en sortie-ceinture de la roue B au cours de cette prise de charge.

Le niveau de déformations dynamiques passe également par un maximum local vers $0.2\varphi_{opt}$. Cette augmentation est due à la hausse de la puissance spectrale partielle sur l'intervalle $[0; 1]f_0$ (en rouge sur la figure 4.10) et l'apparition de la signature basse fréquence identifiée dans la section 4.2.5.3. Néanmoins, la puissance spectrale associée n'est pas majoritaire. Pour les fréquences supérieures à $20f_0$, la puissance partielle est notamment liée à une signature de résonance mécanique présente vers $75f_0$ et non représentée ici.

En ce qui concerne les fluctuations de pression dans la roue, une signature large-bande de fréquences est présente dans les mesures effectuées à l'entrée-intradados de l'aube 1 (figure 4.11). Elle apparaît sur la même plage de débit que dans le cas des déformations dynamiques. En termes d'amplitudes, elle se démarque moins du fond de spectre que précédemment. Les niveaux les plus élevés se retrouvent principalement sur $[7; 12]f_0$. Bien que cette signature entraîne une augmentation de la puissance spectrale partielle sur son intervalle de fréquences, les fluctuations de pression en entrée de roue à charge très partielle sont majoritairement liées aux plus basses fréquences (inférieure à f_0).

Les mesures effectuées en sortie-extradados de roue ne présentent en revanche aucune signature large-bande de fréquences (figure 4.12). Pourtant, à $0.31\varphi_{opt}$, lorsque les déformations dynamiques sont maximales, des vortex inter-aubes sont présents au niveau de la sortie de la roue et à proximité du capteur PB_S1 (en rouge sur la figure 4.13).

Par ailleurs, les fluctuations de pression dans la roue à $0.81\varphi_{opt}$ sont particulièrement marquées par la présence de la résonance hydraulique de début de charge partielle entre 1 et $4f_0$ (figures 4.11 et 4.12). Bien que ces fréquences se retrouvent aussi au niveau des déformations dynamiques (figures 4.10 et 4.7 en haut à droite), ce phénomène n'implique pas d'augmentation des sollicitations mécaniques (même locale) à $0.81\varphi_{opt}$. Ainsi, l'impact mécanique de ce phénomène sur les aubes de la roue B reste relativement faible.

Enfin, la limite d'apparition de vortex développés pour cette turbine a été relevée à environ $0.53\varphi_{opt}$ pour cette prise de charge. Pour ce point de fonctionnement, les sollicitations mécaniques au niveau des aubes restent relativement faibles, malgré la présence de vortex inter-aubes développés et cavitants en sortie de roue.

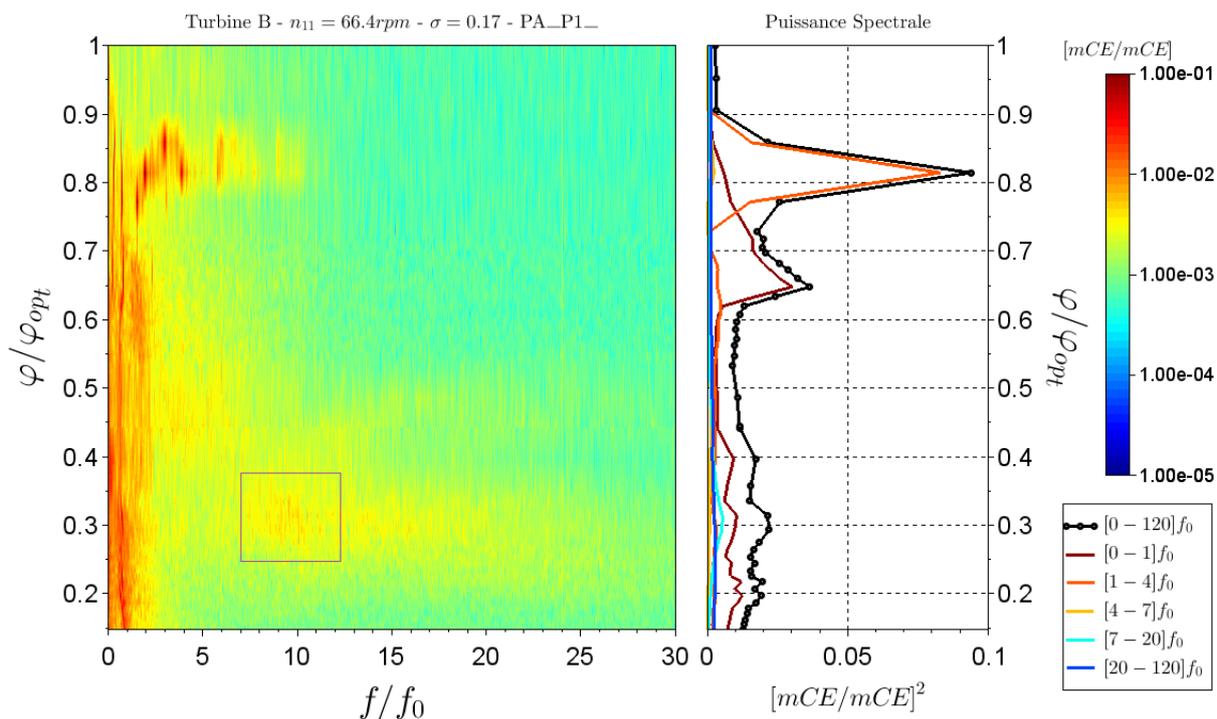


Figure 4.11 – Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC1

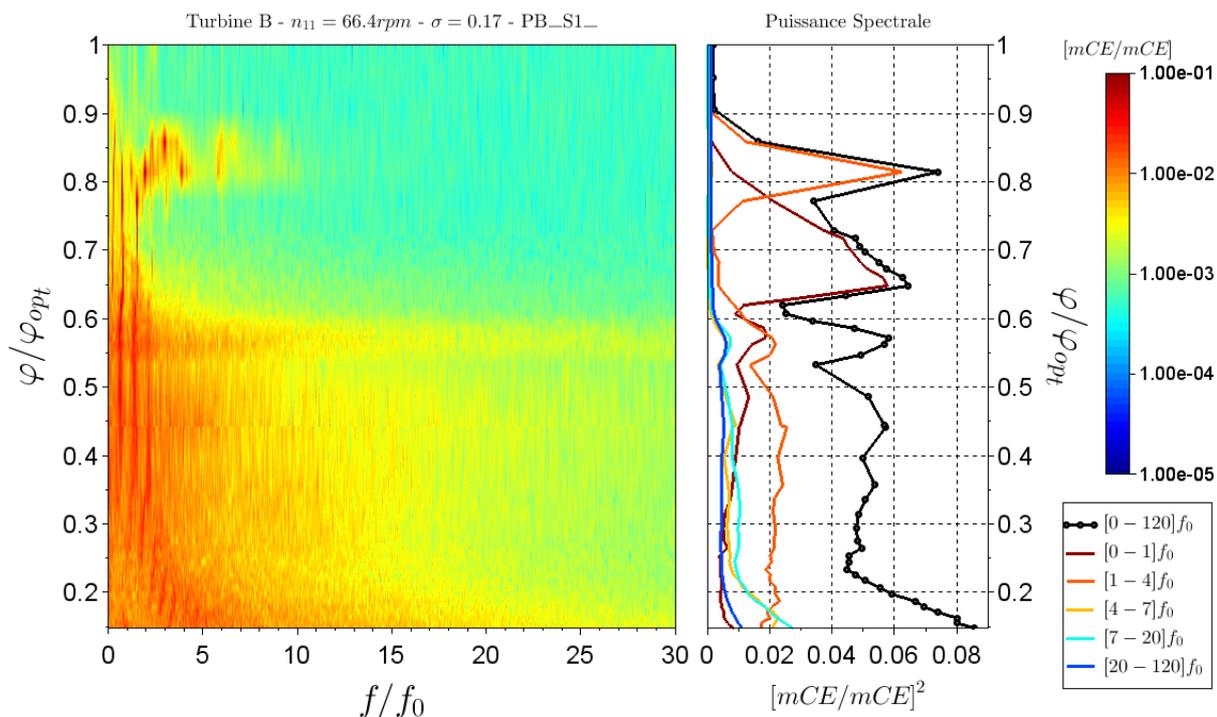


Figure 4.12 – Déformations dynamiques mesurées par PB_S1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC1

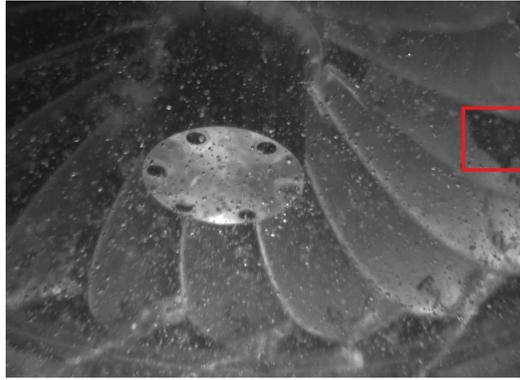


Figure 4.13 – Écoulement en sortie de roue à $0.31\varphi_{opt}(H_{nom}, \sigma_{plant})$

Pour conclure sur cette prise de charge, à mesure que le distributeur se ferme, les déformations dynamiques passent par trois maxima vers 0.65 , 0.31 et $0.2\varphi_{opt}$. Le premier est lié à la torche. Le second est le maximum global sur la prise de charge. Il est principalement dû à l'apparition d'une signature large-bande au niveau des mesures de J40_S1. Cette signature se retrouve au niveau des fluctuations de pression à l'entrée-intradors de la roue, mais pas en sortie-extradors, malgré la présence de vortex inter-aubes cavitants à proximité du capteur PB_S1. Le troisième maximum de déformations dynamiques est lié est à la signature basse fréquence observée entre 0.5 et $1f_0$ pour des débits inférieurs à $0.25\varphi_{opt}$.

L'étude de la torche et des différentes façons de la gérer sur les machines réelles est déjà bien avancée à ce jour [20]. Un des verrous technologiques limitant encore l'opération des turbines de 0 à 100% de la puissance maximale est lié à cette signature large-bande et aux vortex inter-aubes. Ainsi, le reste de cette thèse se concentre principalement sur ce phénomène hydraulique.

Pour ce faire, les sections suivantes se basent sur des essais complémentaires réalisés sur le modèle réduit B (table 4.3) pour déterminer l'influence de deux paramètres sur les signatures large-bande de fréquences : le nombre de Thoma σ et la vitesse unitaire n_{11} .

4.3.2 Influence du nombre de Thoma

Les vortex inter-aubes observés lors de la prise de charge précédente sont cavitants. Le but de cette section est donc de déterminer l'influence des conditions de cavitation, sur les signatures large-bande de fréquences présentes sur les spectres de déformations dynamiques et de fluctuations de pression.

La même prise de charge à la chute nominale est donc effectuée, en laissant la pression à la surface de la cuve aval de la plateforme à la pression atmosphérique (table 4.3, PDC2). Par rapport à l'essai à $\sigma_{plant} = 0.17$, le nombre de Thoma atteint cette fois 1.55 .

La figure 4.14 représente comme précédemment le diagramme en cascade et l'évolution de la puissance spectrale pour la jauge J40_S1. Contrairement à la prise de charge précédente, aucune signature large-bande de fréquences n'est visible entre 7 et $20f_0$. Le niveau de puissance spectrale des signaux ne passe plus par un maximum (observé sur PDC1) autour de $0.3\varphi_{opt}$. Il en va de même pour les fluctuations de pression à l'entrée de la roue (figure 4.15).

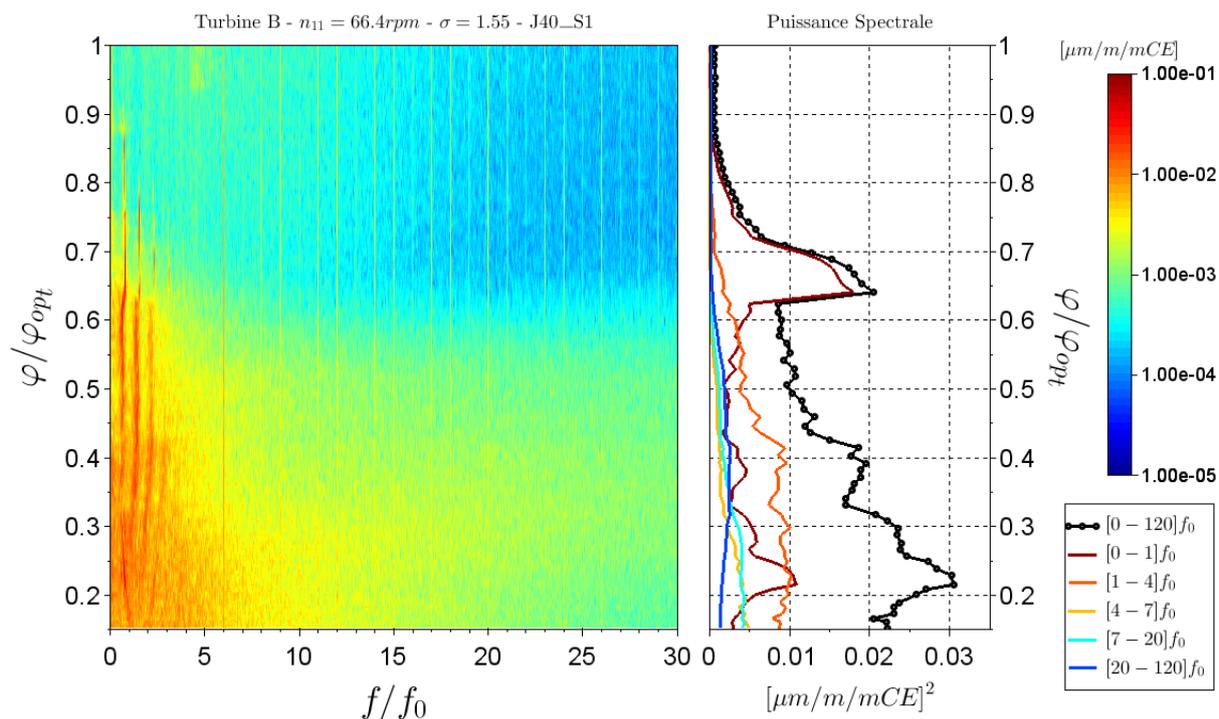


Figure 4.14 – Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC2 (hors cavitation)

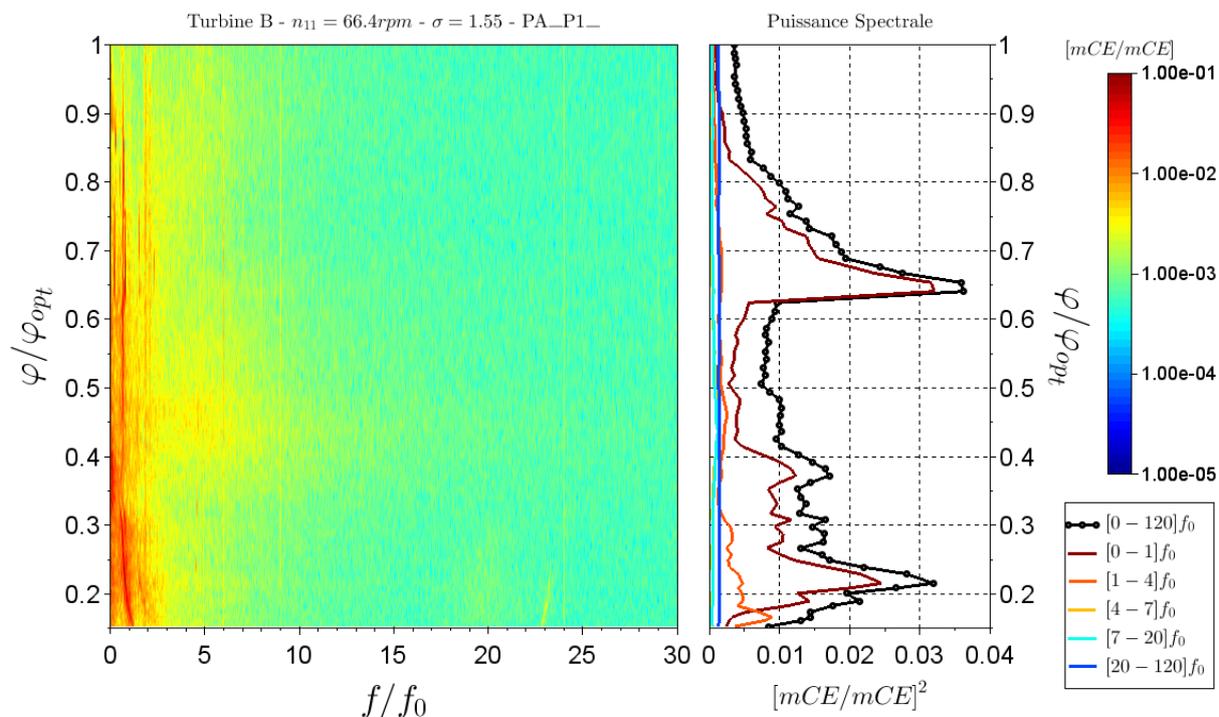


Figure 4.15 – Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 30]f_0$ lors de PDC2 (hors cavitation)

Un autre type d'essais, appelé *dérive de sigma*, a également été effectué au point de fonctionnement correspondant au maximum de déformations dynamiques mesurées lors de la prise de charge PDC1, à $0.3\varphi_{opt}$. Lors de cette dérive, le nombre de Thoma varie entre 0.11 et 0.76, alors que le point de fonctionnement reste inchangé. Par rapport à PDC1 et PDC2, la chute d'essais est ici de 15 mCE au lieu de 10 mCE. Il est possible de représenter l'évolution des spectres mesurés en fonction des conditions de cavitation par des diagrammes en cascade, à la différence que le nombre Thoma σ est utilisé en ordonnée à la place du débit réduit normalisé φ/φ_{opt} .

La figure 4.16 représente l'évolution des spectres mesurés par la jauge J40_S1 au cours de cette dérive de sigma. La signature précédemment observée à σ_{plant} sur l'intervalle $[7; 20]f_0$ se déplace vers des fréquences de plus en plus élevées quand le nombre de Thoma augmente. Elle atteint 40 à $70f_0$ lorsque la cuve aval atteint la pression atmosphérique. Une autre hausse de l'amplitude des spectres de déformations dynamiques est présente autour de $60f_0$, quelle que soit la valeur du nombre de Thoma. Ces deux types de signatures se retrouvent sur les mêmes intervalles de fréquences à partir de $\sigma = 0.7$. Les fluctuations de pression à l'entrée de l'aube instrumentée mesurées par PA_P1 suivent la même évolution que précédemment (figure 4.17). Aucune signature de fréquence constante vers $60f_0$ n'a été relevée sur les mesures de pression. Cette fréquence est donc liée à une résonance mécanique du modèle réduit.

Pour cette dérive de sigma, l'écoulement à la sortie de la roue a été filmé à travers le cône transparent de l'aspirateur, grâce à une caméra standard et un stroboscope synchronisé sur la fréquence de rotation de la machine. D'après ces enregistrements, des vortex inter-aubes cavitants se forment à proximité de la ceinture, même pour la valeur de σ la plus élevée (figure 4.18). Quand la surface libre de la cuve aval est à la pression atmosphérique, la hauteur nette à l'aspiration est maximale, tout comme le nombre de Thoma associé ($\sigma_{atm} = 0.76$). Ces vortex semblent alors intermittents. D'une image à la suivante (donc environ séparées d'un tour de roue), les vortex cavitants n'apparaissent pas aux mêmes endroits. À mesure que la pression absolue dans le modèle réduit diminue, le volume de vapeur de ces structures augmente. Les vortex apparaissent ensuite développés à partir de $\sigma = 0.40$. Pour ce point de fonctionnement, la puissance spectrale des déformations dynamiques est maximale (figure 4.16). À partir de $\sigma = 0.20$, des poches de cavitation commencent à se former au niveau de la jonction entre les aubes et le plafond de la roue (côté extradados). De plus en plus de bulles sont présentes dans l'écoulement à l'entrée de l'aspirateur. À $\sigma = 0.11$, l'écoulement commence à être difficile à observer à cause de la cavitation. La puissance spectrale des déformations dynamiques est alors revenue à son niveau initial.

En conclusion, plus le nombre de Thoma diminue, plus la signature large-bande diminue en fréquence, jusqu'à atteindre l'intervalle $[7; 20]f_0$ à σ_{plant} . Dans le même temps, le niveau de pression absolue diminue dans la machine, ce qui entraîne la formation de phénomènes cavitants de plus en plus développés à l'aval de la roue B, dont les vortex inter-aubes précédemment observés. Lorsque le nombre de Thoma atteint la valeur de 0.4, les déformations dynamiques sont un peu plus intenses que pour les autres points de fonctionnement. Il est possible que la dynamique des vortex soit influencée par le volume de leur partie gazeuse. Une des limitations de cette technique d'observation est que l'intérieur des canaux inter-aubes n'est pas visible. Ainsi,

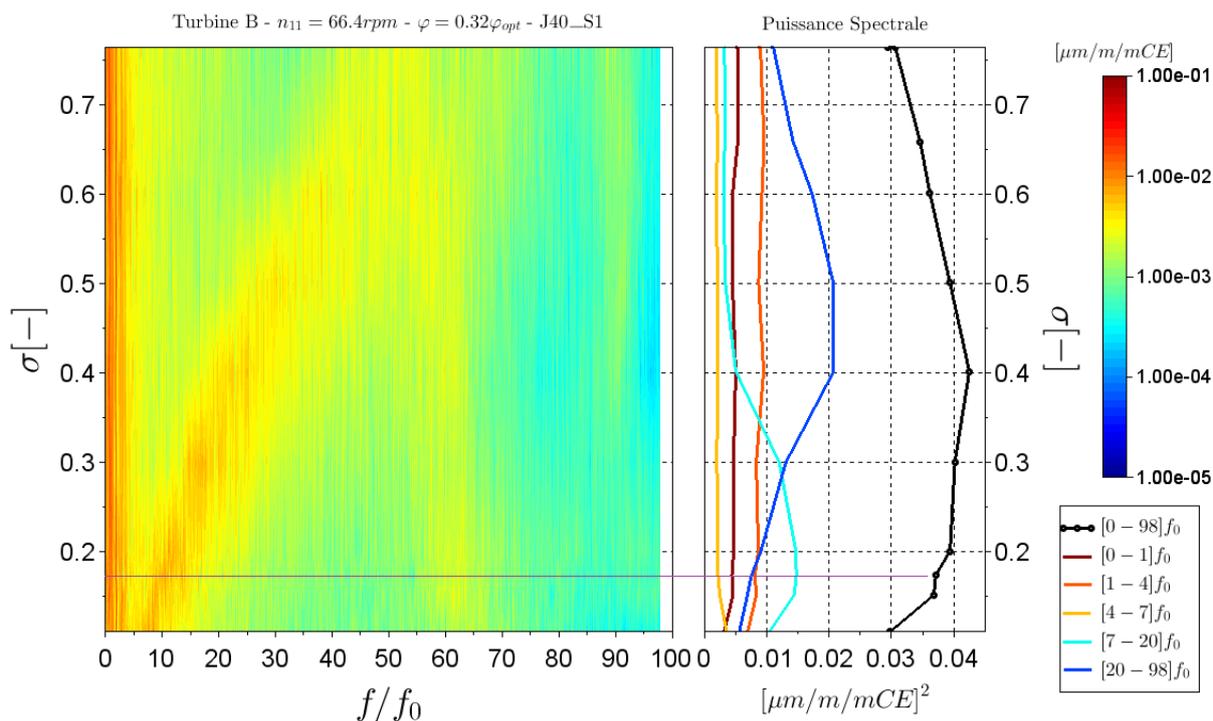


Figure 4.16 – Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 98]f_0$

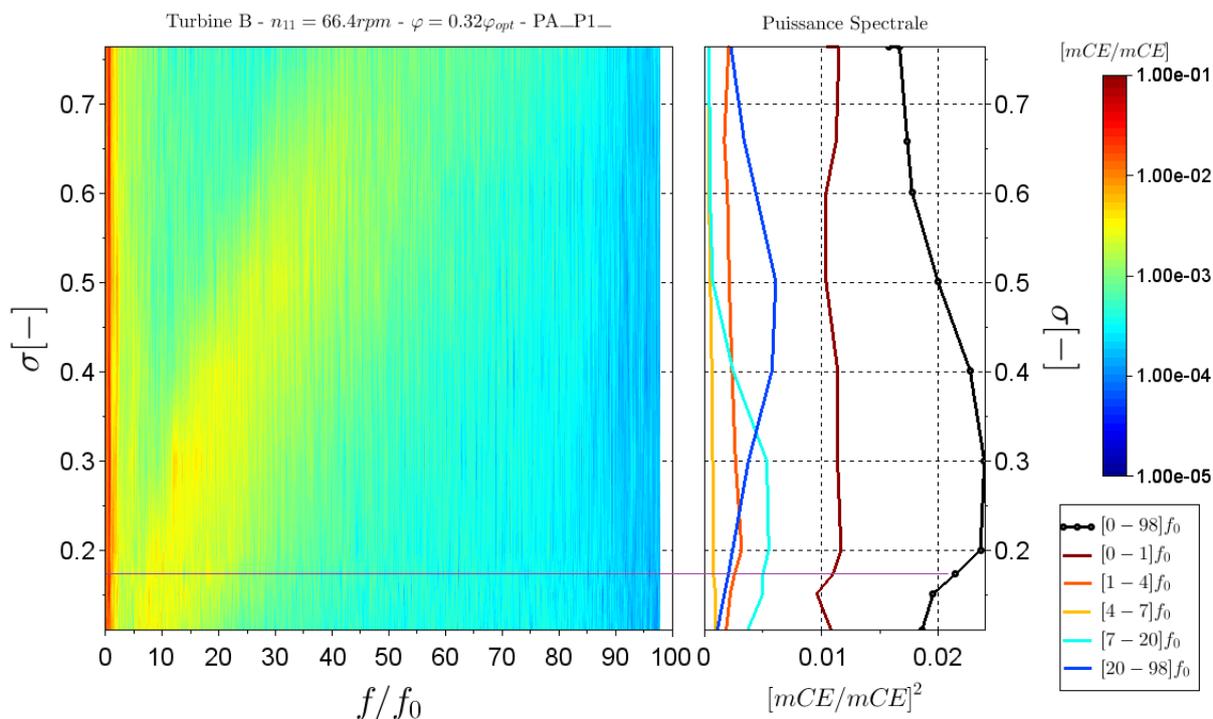


Figure 4.17 – Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 98]f_0$

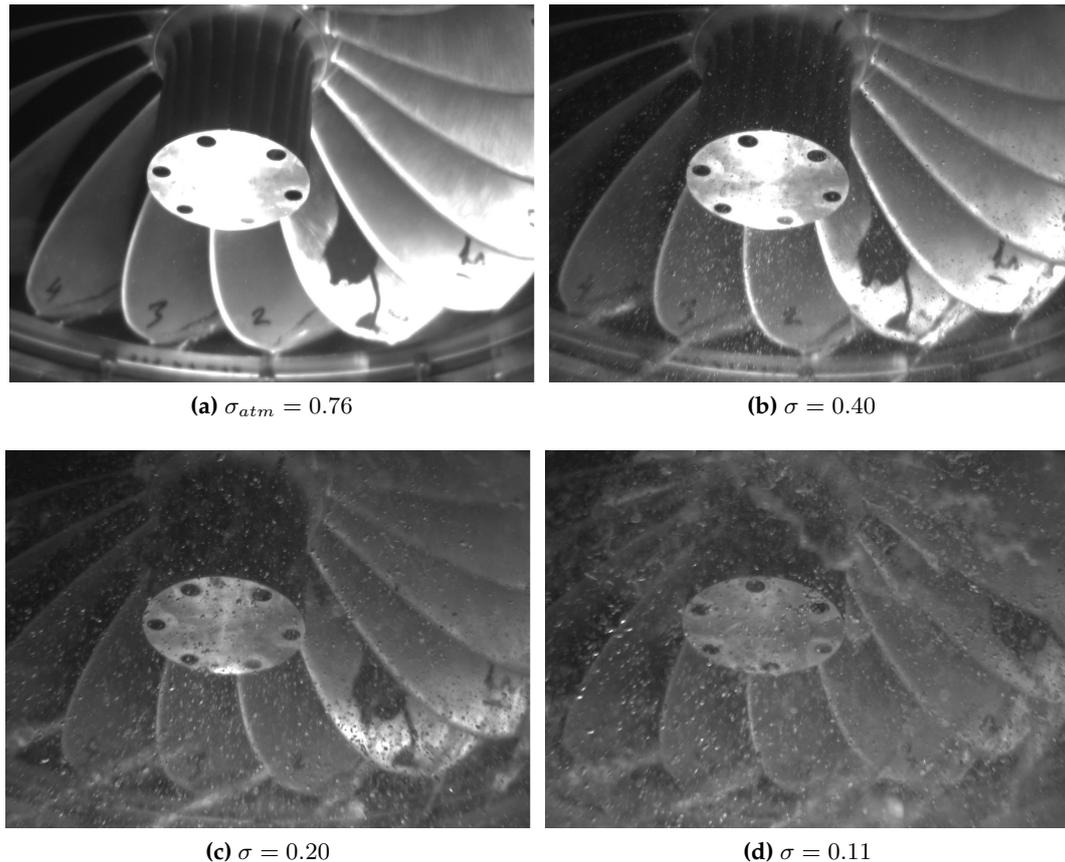


Figure 4.18 – Écoulement en sortie de roue lors de la dérive de sigma à $0.32\varphi_{opt}$

il est impossible de voir la naissance des vortex cavitants et leur évolution dans l'écoulement de la roue, avant qu'ils n'en sortent, au niveau du cône de l'aspirateur.

4.3.3 Influence de la chute prototype et de la vitesse unitaire

Sur prototype, lorsque la chute change, cela se traduit en termes de point de fonctionnement par un changement de vitesse unitaire sur une colline tracée en (n_{11}, Q_{11}) , puisque la vitesse de rotation de l'arbre demeure fixée par l'alternateur.

Dans cette section, deux prises de charge sont donc comparées : PDC3 et PDC4, qui correspondent respectivement à un fonctionnement à la chute nominale (H_{nom}) et maximale (H_{max}) du prototype (table 4.3). Ces deux essais sont aussi associés à deux vitesses unitaires différentes. Au niveau du modèle réduit, la chute nette est de 15 mCE et la cuve aval est à la pression atmosphérique ($\sigma = 0.73$), pour les deux prises de charge. C'est cette fois, la vitesse de rotation du modèle instrumenté change entre PDC3 et PDC4, pour que les vitesses unitaires correspondent aux deux chutes de la machine réelle.

Les figures 4.19 et 4.20 représentent les spectres mesurés par J40_S1 lors de PDC3 et PDC4 respectivement. Pour la décomposition par bandes de fréquences, les sous-intervalles sont cette fois compris entre $1f_0$, $7f_0$, $20f_0$ et $25f_0$. Cela permet de séparer l'impact de la fréquence de passage des directrices, des autres fréquences plus élevées sur les mesures embarquées.

Pour PDC3, les déformations dynamiques passent par un maximum de puissance spectrale

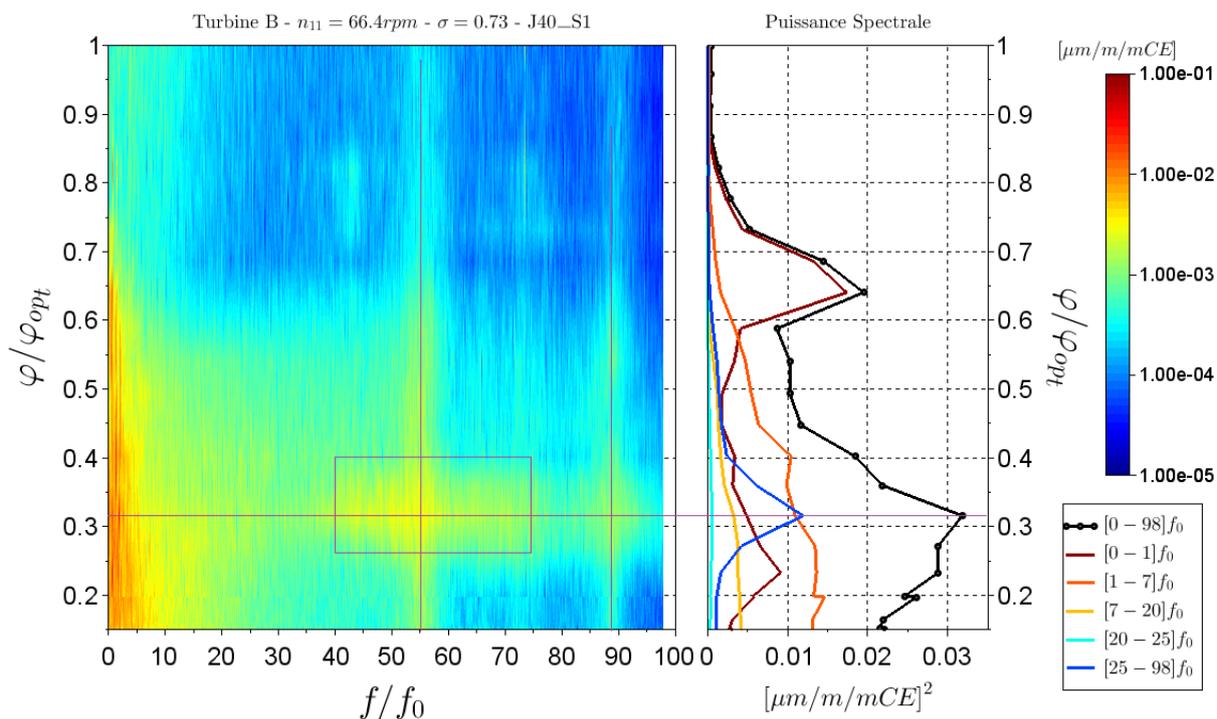


Figure 4.19 – Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 98]f_0$ lors de PDC3

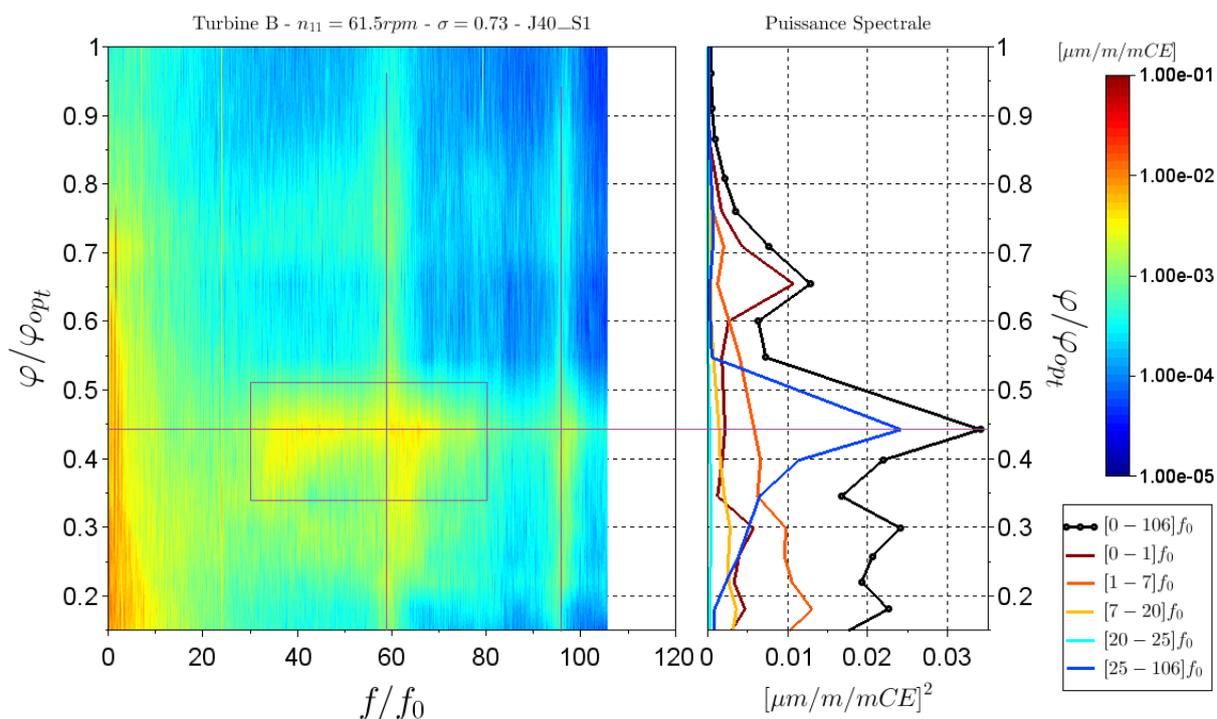


Figure 4.20 – Déformations dynamiques mesurées par J40_S1 sur $[0 - 106]f_0$ lors de PDC4

vers $0.32\varphi_{opt}$ (comme pour PDC1). Celui-ci est dû à l'émergence d'une signature large-bande entre $40f_0$ et $75f_0$. Comme lors de la dérive de sigma, quand le nombre de Thoma augmente, cette signature tend vers de plus hautes fréquences (section 4.3.2). Deux autres fréquences ressortent également des spectres, centrées à environ $55f_0$ et $88f_0$, particulièrement à des débits réduits inférieurs à $0.6\varphi_{opt}$ (voir ci-dessous).

Pour PDC4, le maximum de sollicitations mécaniques est atteint à un débit plus élevé que précédemment, à $0.44\varphi_{opt}$. La puissance spectrale associée est plus élevée que pour PDC3 et elle est liée à une signature large-bande allant de $30f_0$ à $80f_0$. Une modification de la chute sur prototype et de la vitesse de rotation sur modèle réduit, engendre donc une modification des déformations dynamiques mesurées sur l'aube instrumentée de la roue B. La signature apparaît pour des débits supérieurs lors de PDC4 et la largeur de la bande de fréquences augmente également. Encore une fois, deux fréquences ressortent de la prise de charge centrées environ à $59f_0$ et $95f_0$, principalement à charge très partielle.

La figure 4.21 présente les triangles de vitesses à l'entrée de la roue dans trois cas (*a*, *b*, et *c*).

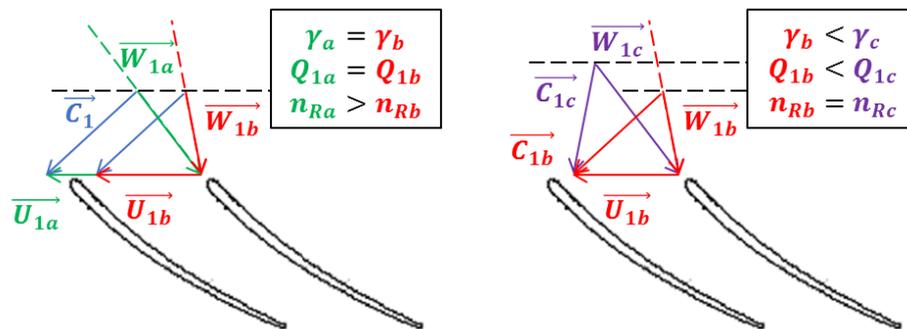


Figure 4.21 – Modification du triangle de vitesses à l'entrée de la roue entre PDC3 (cas a) et PDC4 (cas c)

Le cas *a* correspond au point de fonctionnement à $0.32\varphi_{opt}$ de PDC3. Entre *a* et *b*, l'ouverture des directrices γ et le débit restent identiques, alors que la vitesse de rotation n_R diminue. Par conséquent, l'angle d'incidence au niveau de la roue augmente (figure 4.21 à gauche). Pour revenir à l'incidence initiale, il est nécessaire d'ouvrir le distributeur, ce qui entraîne une augmentation du débit : c'est le cas *c* (figure 4.21 à droite). Ce dernier cas, pourrait correspondre au point de fonctionnement à $0.44\varphi_{opt}$ de PDC4. Les vortex inter-aubes sont influencés par l'incidence à l'entrée de la roue (chapitre 1). Or le raisonnement précédent montre que pour obtenir le même angle d'incidence pour PDC3 et PDC4, il faut un débit plus élevé. La signature large-bande suit cette même tendance. Pour consolider ce raisonnement simplifié et éclaircir le lien entre les VIA et cette signature, il faudrait pouvoir observer le phénomène sur le modèle réduit. Or, l'observation de cette zone de la machine est difficile sur plateforme.

La présence d'une paire de hautes fréquences sur les deux prises de charge PDC3 et PDC4 est due à la réponse mécanique du modèle réduit. En effet, d'après la table 4.4, les fréquences (exprimées en Hz) autour desquelles ces signatures sont centrées sont comparables. Les quelques hertz d'écart entre PDC3 et PDC4 sont négligeables devant la largeur des intervalles de fréquences considérés. Ces signatures spectrales sont relativement constantes au cours de la prise de charge et conservent leur fréquence quand la vitesse de rotation du modèle change. Elles sont donc d'origine mécanique et certainement liées aux modes propres de l'aube instrumentée. Il devient donc difficile de séparer les contributions de ces fréquences de résonance et de la signature large-bande (identifiée précédemment) sur le niveau de sollicitations mécaniques exercées sur la roue B.

Table 4.4 – Fréquences d'origine mécanique lors de PDC3 et PDC4

Prise de Charge	n_{11} [rpm]	f_0 [Hz]	Fréquences relevées [$1/f_0$]	Fréquences relevées [Hz]
PDC3 - H_{nom}	66.4	12.25	55	674
			89	1090
PDC4 - H_{max}	61.5	11.34	59	669
			95	1078

En ce qui concerne les fluctuations de pression à l'entrée de l'aube, les figures 4.22 et 4.23 représentent l'évolution des spectres et des puissances mesurés par PA_P1.

Pour PDC3, la signature large-bande centrée vers $0.32\varphi_{opt}$ est également présente au niveau des fluctuations de pression. Elle s'étend de $30f_0$ à $55f_0$ environ, ce qui représente un intervalle plus petit que ce qui a été mesuré au niveau des jauges (figure 4.19). Enfin, les hautes fréquences précédemment observées sur les signaux de J40_S1 n'apparaissent pas au niveau des mesures de fluctuations de pression. Cela vient confirmer l'hypothèse que ce sont des fréquences de résonance mécanique.

Lors de la prise de charge PDC4, les fluctuations de pression à l'entrée de la roue B passent par un maximum (local) à $0.44\varphi_{opt}$. Cela est dû à l'émergence d'une signature entre $25f_0$ et $60f_0$. Encore une fois, l'intervalle de fréquences est réduit par rapport aux déformations dynamiques et aucune résonance mécanique n'est mesurée par le capteur PA_P1.

Pour conclure, la chute prototype a un impact sur la signature large-bande précédemment mesurée. Une diminution en n_{11} implique une apparition de la signature pour un débit plus élevé. Pour des valeurs élevées du nombre de Thoma, la largeur spectrale de la signature augmente par rapport à σ_{plant} . Elle passe ainsi par les fréquences propres mécaniques du modèle réduit. Il devient ainsi difficile de séparer les différentes contributions à l'augmentation des sollicitations mécaniques. Enfin, en l'absence d'observation de l'écoulement pour ces prises de charge, l'évolution des vortex inter-aubes entre PDC3 et PDC4 reste inconnue.

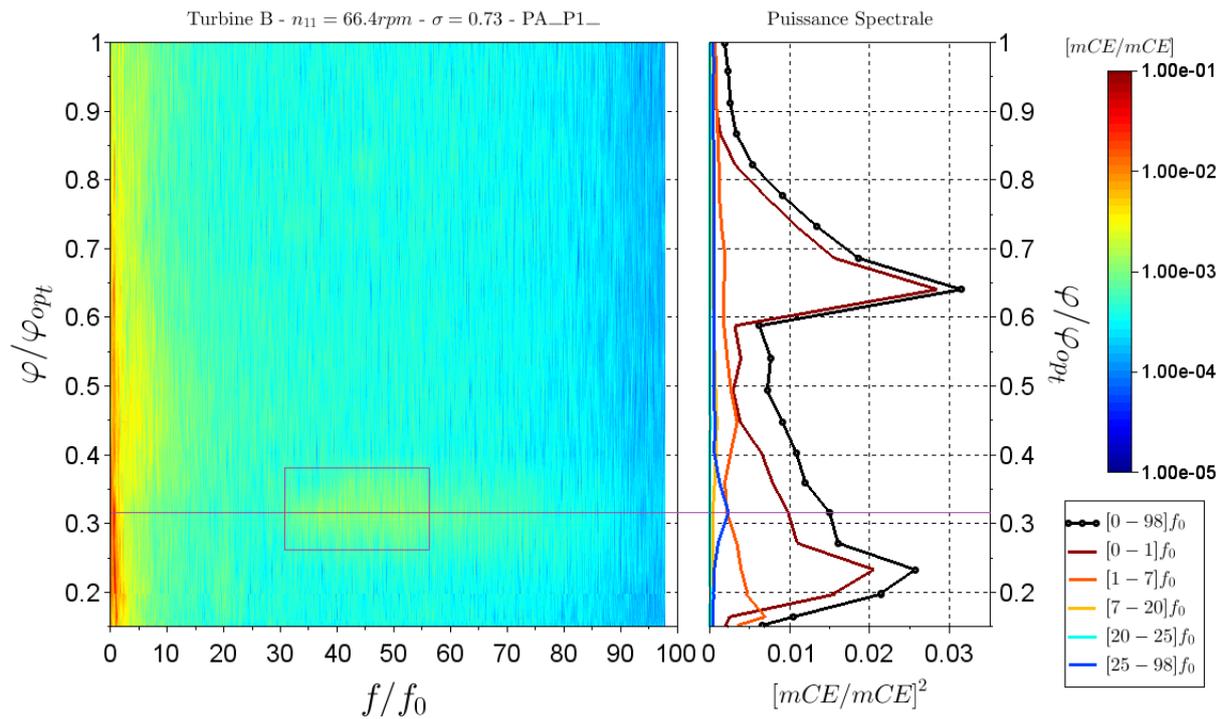


Figure 4.22 – Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 98]f_0$ lors de PDC3

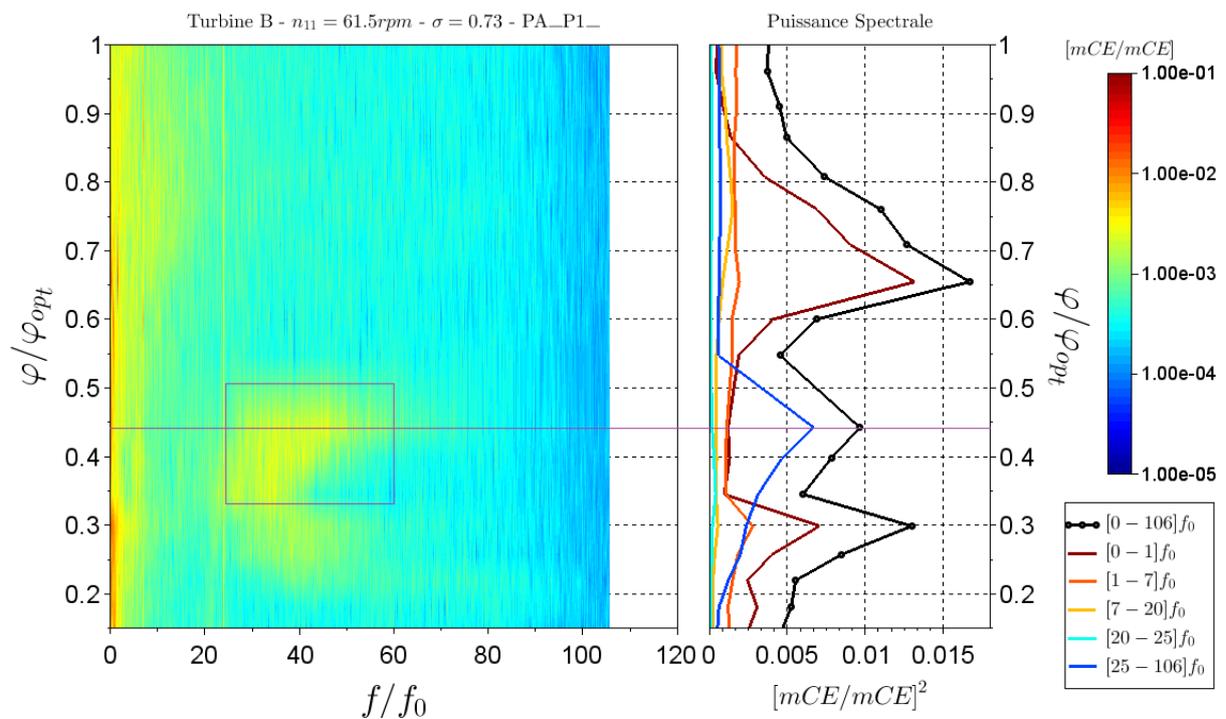


Figure 4.23 – Fluctuations de pression mesurées par PA_P1 sur $[0 - 106]f_0$ lors de PDC4

4.3.4 Résumé

Pour conclure sur cette analyse de la géométrie B, la décomposition de la puissance spectrale par bandes de fréquences a permis de montrer que les maxima de déformations dynamiques, mesurés lors de la prise de charge à la chute nominale (PDC1, table 4.3), sont majoritairement liés à différentes signatures. À mesure que la charge diminue, les sollicitations mécaniques de la roue sont causées par la torche à $0.65\varphi_{opt}$, puis par d'autres phénomènes, liés à la signature large-bande de fréquences vers $0.31\varphi_{opt}$ et aux plus basses fréquences vers $0.2\varphi_{opt}$. Lorsque les déformations dynamiques des aubes (en sortie-ceinture) sont maximales, une signature large-bande est également présente sur les spectres de fluctuations de pression à l'entrée de la roue. Malgré la présence de vortex inter-aubes cavitants et développés en sortie-ceinture de la roue, aucune fréquence de ce type n'est mesurée par le capteur de pression situé à proximité du bord de fuite de l'aube instrumentée.

Pour pouvoir étendre les zones de fonctionnement continu des machines, une meilleure compréhension du lien entre cette signature large-bande de fréquence, les vortex inter-aubes et les contraintes dynamiques exercées sur la roue de la turbine est nécessaire. Tout comme les VIA, cette signature s'est avérée dépendre des conditions de cavitation, ainsi que de la chute du prototype. Quand le nombre de Thoma augmente, la signature spectrale se décale vers de plus hautes fréquences. Quand la chute du prototype augmente, cette signature apparaît pour des débits plus élevés. Lorsqu'elle atteint les hautes fréquences (typiquement de l'ordre de 500 Hz à 1 kHz), cette signature rencontre également les fréquences propres mécaniques du modèle réduit. Il devient alors compliqué de séparer la réponse de l'aube en résonance mécanique et la réponse à l'excitation par l'écoulement. De plus, l'observation de ces écoulements est difficile, car les accès optiques disponibles sur les modèles réduits ne sont pas adaptés pour observer l'intérieur des canaux de la roue.

Les sollicitations mécaniques augmentent à charge très partielle : le risque d'endommagement par fatigue des aubes est donc plus important. Un fonctionnement prolongé à débit réduit aura ainsi un impact néfaste sur la durée de vie de la turbine. Deux catégories de signatures spectrales sont en cause dans l'augmentation des déformations dynamiques :

1. Les signatures composées d'une amplitude relativement élevée et d'une fréquence bien définie.
2. Les signatures associées à des amplitudes plus petites, réparties sur toute une gamme des fréquences.

Cette dernière catégorie est ambiguë : bien que les amplitudes concernées soient plus faibles, il y a un plus grand risque d'endommagement par fatigue quand elles sont associées à des hautes fréquences. En effet, cela se traduit alors par un grand nombre de cycles de chargements mécaniques par unité de temps. La section suivante se concentre sur l'estimation de l'endommagement par fatigue à charge très partielle, ce qui est une étape cruciale dans l'analyse de l'impact de ces régimes de fonctionnement sur la durée de vie des machines.

4.4 Estimation de l'impact sur la durée de vie de la roue

Dans cette section, l'objectif est d'estimer la réduction de la durée de vie de la turbine B lors d'un fonctionnement à charge très partielle. Pour ce faire, un modèle d'endommagement par fatigue est d'abord défini. Puis, les mesures de la jauge J40_S1 sont utilisées pour estimer les contraintes subies par la roue prototype lors de la prise de charge à H_{nom} et à σ_{plant} (PDC1, table 4.3). Ces niveaux de contraintes sont enfin utilisés pour comparer les taux d'endommagement par fatigue obtenus pour plusieurs points de fonctionnement à charge partielle.

4.4.1 Présentation du modèle d'endommagement par fatigue

Le modèle d'endommagement par fatigue utilisé ici est basé sur trois éléments :

- La connaissance du comportement en fatigue du matériau constituant la structure considérée.
- La méthode *Rainflow*, qui est un algorithme normalisé permettant le comptage du nombre de cycles à partir d'une mesure des contraintes dynamiques que subit la structure.
- Un modèle d'accumulation d'endommagement par fatigue permettant la prise en compte de l'évolution du chargement mécanique appliqué sur la structure.

4.4.1.1 Essais de fatigue et comportement matériau

La fatigue est un mode de ruine du matériau lié à la répétition d'un grand nombre de chargements variables, dont l'intensité peut être faible comparée à la limite élastique σ_e du matériau en question. Les *courbes de Wöhler* sont utilisées afin de pouvoir caractériser le comportement en fatigue des matériaux [46]. Elles sont obtenues par campagnes d'essais au cours desquelles un grand nombre d'éprouvettes sont soumis à des chargements sinusoïdaux d'amplitude σ_a différente. En comptant le nombre de cycles de chargement avant la rupture de chaque éprouvette, il est possible d'obtenir la loi de probabilité de survie après N cycles sous σ_a , comme le montre la figure 4.24. Il est alors possible de déterminer deux paramètres C_{mat} et m reliant l'amplitude du chargement σ_a à la probabilité de survie après un nombre de cycles N donné :

$$\forall (\sigma_a, N) \in [\sigma_1, \sigma_2] \times [N_1, N_2] : \quad N = C_{mat} \sigma_a^m \quad (4.1)$$

C_{mat} et m dépendent à la fois du matériau et du chargement utilisés lors des essais en fatigue.

Dans cette section, les données utilisées proviennent d'essais de traction-flexion réalisés en eau sur des éprouvettes en acier inoxydable martensitique, matériau dans lequel est fabriqué le prototype [47]. Le chargement cyclique appliqué varie autour d'une contrainte moyenne σ_m non nulle. La fréquence du cycle de chargement varie entre 20 et 25 Hz.

Il est important de préciser que ce modèle de fatigue considère des nombres de cycles et non des fréquences, ce qui n'est pas exactement équivalent. Les composantes hautes fréquences des signaux utilisés sont associées à de plus grands nombres de cycles par unité de temps. Comme ces fréquences sont a priori différentes de la fréquence à laquelle les courbes de Wöhler sont obtenues, le temps nécessaire pour faire un nombre de cycles donné ne sera pas le même. Ainsi, certains paramètres ne sont pas exactement transposables, comme par exemple la corrosion du

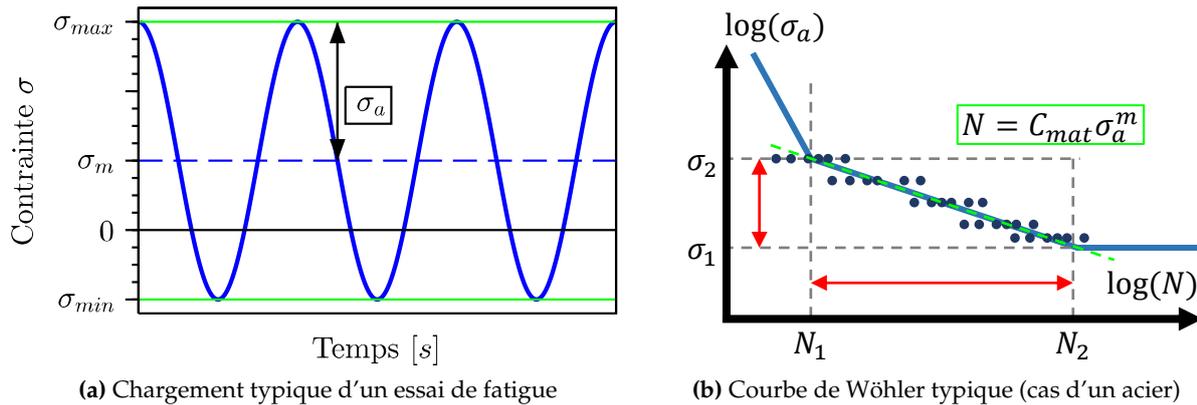


Figure 4.24 – Essai de fatigue : chargement cyclique et nombres de cycles avant rupture

matériau testé au contact de l'eau. En effet, si les contraintes dynamiques impactent la roue prototype à une fréquence inférieure à 20 Hz, il faudra plus de temps que lors des essais de traction pour obtenir le même nombre de cycles. Ainsi, la roue de la machine passera plus de temps immergée dans l'eau et les interactions d'ordre chimique seront différentes. Certains facteurs ne peuvent donc pas être parfaitement transposés et ce type de modèle est à utiliser avec précaution.

La courbe matériau utilisée ici correspond à une probabilité de survie de 99.9%, afin de rester conservatif sur la prédiction de rupture du matériau. Enfin, les valeurs des paramètres C_{mat} et m sont valides pour :

$$\begin{cases} N \in [10^5, 10^8] \text{ cycles} \\ \sigma_a \in [30, 110] \text{ MPa} \end{cases} \quad (4.2)$$

4.4.1.2 Méthode *Rainflow* et nombres de cycles

Lors du fonctionnement du prototype, les contraintes dynamiques exercées sur la roue ne sont pas purement sinusoïdales et permanentes. Afin de pouvoir tenir compte de la complexité d'un chargement réel, l'évolution des contraintes $\sigma(t)$ sur un intervalle de temps T est décomposée en plusieurs gammes d'amplitudes σ_i . Puis, un nombre de cycles N_i est relevé pour chaque σ_i . Plusieurs méthodes normalisées existent pour compter ce nombre de cycles à partir d'un signal de contraintes dynamiques.

Dans cette étude, la méthode *Rainflow* est utilisée. Son algorithme est détaillé dans [10] et la figure 4.25 représente le résultat de cette méthode appliquée à un exemple simple. Pour cet exemple, l'intervalle d'amplitude $[-5, +5]$ (unités arbitraires) est divisé en dix. L'algorithme évalue la différence de contrainte entre chaque paire de points du signal (A et B, puis B et C, etc...), qui est ensuite associée à une des dix catégories d'amplitudes (par exemple 4 unités dans le cas de B-C). L'algorithme compte ensuite le nombre de demi-cycles associés à chacune de ces catégories (ici, B-C et E-F représentent deux demi-cycles d'amplitude 4 unités). Ainsi, le signal exemple est décomposé suivant la table à droite de la figure 4.25.

L'algorithme de *Rainflow* part donc d'un signal de contraintes dynamiques $\sigma(t)$ mesuré sur

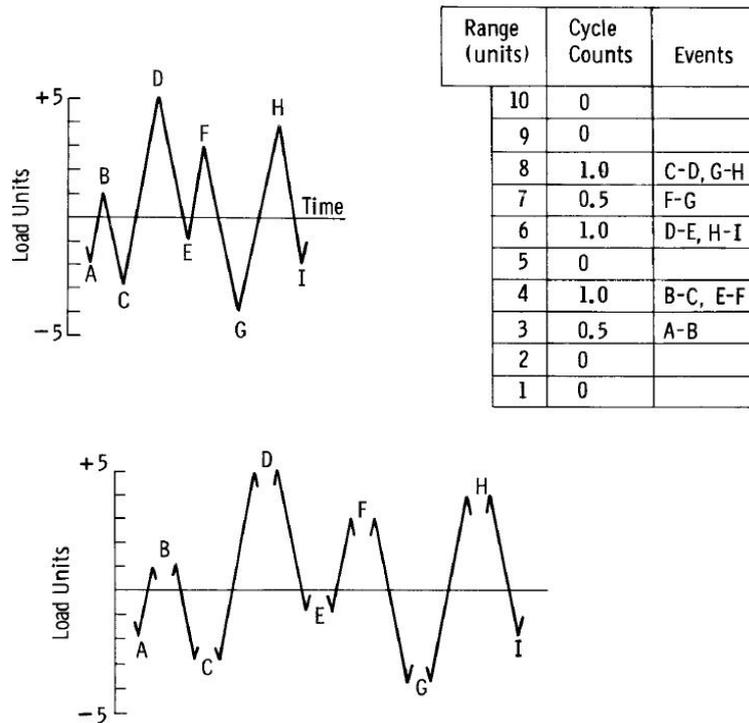


Figure 4.25 – Application de l'algorithme *Rainflow* à un cas simple [10]

une durée T donnée, qui est ensuite décomposé en une succession de cycles dont le nombre N_i et l'amplitude σ_i varient.

4.4.1.3 Accumulation d'endommagement par fatigue

Il faut à présent prendre en compte l'impact de tous les cycles d'amplitudes différentes obtenus par la méthode *Rainflow*. Pour ce faire, l'hypothèse classiquement utilisée est celle de Miner [70]. L'endommagement par fatigue du matériau est ainsi supposé s'accumuler linéairement suite aux différents cycles de chargement, c'est-à-dire que le même endommagement est obtenu quel que soit l'ordre des cycles et leur amplitude, ce qui est une hypothèse très forte.

Pour chaque (σ_i, N_i) issu de l'algorithme de *Rainflow*, un *endommagement élémentaire* d_i est défini comme le ratio entre les deux quantités suivantes :

- le nombre de cycles N_i d'amplitude σ_i subit au cours du temps T par la structure
- le nombre de cycles N_{wi} aboutissant à une probabilité de survie de 99.9%, prédit par la courbe de Wöhler du matériau considéré, sous une contrainte sinusoïdale d'amplitude σ_i

L'*endommagement* D de la structure est défini comme la somme des endommagements élémentaires calculés pour chaque (σ_i, N_i) du signal de contraintes dynamiques $\sigma(t)$:

$$D = \sum_i d_i = \sum_i \frac{N_i}{N_{wi}} = \sum_i \frac{N_i}{C_{mat} \sigma_i^m} \quad (4.3)$$

où C_{mat} et m sont les constantes du matériau en fatigue précédemment définies.

Lorsque D arrive à la valeur de 1, cela qui signifie que la structure a atteint la probabilité de survie correspondant à la courbe de Wöhler utilisée.

Enfin, le *taux d'endommagement* \dot{D} est obtenu en divisant l'endommagement D par la période T du signal de contraintes dynamiques mesuré. Pour caractériser un point de fonctionnement en termes de fatigue, le signal $\sigma(t)$ est supposé périodique, de sorte que le taux d'endommagement soit constant au cours du temps. Pour comparer deux régimes de fonctionnement, il suffit alors de comparer leur taux d'endommagement par fatigue. Ce modèle simple ne peut pas reproduire de façon exacte le comportement en fatigue de structures complexes, mais il reste un outil raisonnable pour comparer différents chargements mécaniques dynamiques.

4.4.2 Estimation des contraintes sur la roue prototype

Après avoir défini le taux d'endommagement par fatigue, il faut maintenant estimer l'évolution des contraintes au niveau de la roue prototype. En ce qui concerne le modèle réduit, des jauges de déformation uniaxiales sont utilisées (chapitre 2). L'objectif de la mesure est d'estimer la contrainte dynamique maximale subie par les aubes. En effet, une fissure de fatigue démarre au point critique où les sollicitations mécaniques sont maximales. Dans le cas des roues Francis, la direction correspondante est typiquement celle allant du plafond à la ceinture.

En faisant les hypothèses que les contraintes à la surface de la roue sont planes et que le matériau utilisé est isotrope, il est possible de relier la contrainte principale σ_{11} aux déformations ε à l'aide de la loi de Hooke (équation 4.4 et figure 4.26) :

$$\sigma_{11} = \frac{E_Y}{1 - \nu_P^2} (\varepsilon_{11} + \nu_P \varepsilon_{22}) \approx \frac{E_Y}{1 - \nu_P^2} \varepsilon_{11} \quad (4.4)$$

où E_Y et ν_P sont le module d'Young et le coefficient de Poisson du matériau utilisé pour la fabrication de la roue et les indices 1 et 2 correspondent aux deux directions principales de la jauge de déformation.

Bien que la jauge soit placée autant que possible dans la direction de la contrainte dynamique maximale, la déformation correspondante dépend également de la composante ε_{22} qui n'est pas mesurée (figure 4.26). Le coefficient de Poisson ν_P est de l'ordre de 0.3 pour les métaux et le terme $\nu_P \varepsilon_{22}$ est donc négligé dans l'équation 4.4. Ainsi, la déformation maximale recherchée est approximée par la composante ε_{11} dans la direction principale de la jauge.

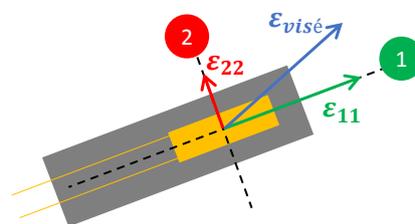


Figure 4.26 – Schéma de la mesure par jauge de déformation

La contrainte dynamique mesurée sur le modèle réduit est ensuite transposée à l'échelle du prototype en tenant compte du rapport des chutes nettes [63] :

$$\frac{(\sigma_{11})_p}{\rho g H_p} = \frac{(\sigma_{11})_m}{\rho g H_m} \quad (4.5)$$

où les indices p et m correspondent respectivement au prototype et au modèle réduit. L'équation 4.5 compare les contraintes mécaniques et le champ de pression qui s'exerce sur la roue, par le biais de la charge hydraulique de référence de la turbine, c'est-à-dire la chute nette. En l'absence de loi de similitude sur le comportement dynamique mécanique de la machine, cette chute est la grandeur caractéristique la plus représentative du chargement appliqué sur la roue pour un débit donné. Ce type de transposition a déjà été vérifiée pour des contraintes statiques [63]. En revanche, sa validité dans le cas de contraintes dynamiques demeure non triviale.

Finalement, la contrainte dynamique maximale sur les aubes de la machine réelle est estimée à partir de l'équation 4.6 :

$$(\sigma_{11})_p \approx \frac{H_p}{H_m} \left[\frac{(E_Y)_m}{1 - (\nu_P)_m^2} (\varepsilon_{11})_m \right] \quad (4.6)$$

Comme le modèle réduit et son prototype n'ont pas à la même vitesse de rotation, le temps de mesure du signal de la jauge est adapté à la machine réelle à l'aide du rapport des fréquences de rotation des deux machines. Le modèle d'endommagement par fatigue défini précédemment est enfin appliqué au signal de contraintes dynamiques estimées pour le prototype, afin d'obtenir le taux d'endommagement associé au point de fonctionnement considéré.

La prédiction d'endommagement par fatigue se base sur les contraintes dynamiques maximales. Or les jauges ne sont pas positionnées exactement au niveau de ces points critiques. Afin de tenir compte de la sous-estimation liée à cet écart de position entre les jauges et ces points critiques, il faudrait appliquer un facteur correctif sur les contraintes calculées à partir des mesures, appelé en général *coefficient de concentration de contraintes*. Or, ce coefficient varie avec le point de fonctionnement, puisque l'écoulement et donc le chargement changent. De plus, il ne peut pas être précisément prédit par calculs numériques, notamment parce qu'il est difficile de prédire les champs de pression instationnaires sur la roue par CFD pour des points de fonctionnement hors nominal. Dans le cas présent, il est donc impossible de déterminer ce coefficient et il ne sera pas utilisé. Cela revient à faire l'hypothèse que la jauge utilisée se trouve au niveau du maximum de contraintes dynamiques pour tous les points d'opération, ce qui est une hypothèse forte.

Dans le cas des aciers (figure 4.24b), il existe une limite d'endurance σ_d , en-dessous de laquelle le nombre de cycles avant rupture tend vers l'infini. Les contraintes dynamiques dont l'amplitude est inférieure à cette limite d'endurance correspondent alors à un endommagement élémentaire nul : elles ne participent donc pas à l'endommagement total. Or, le coefficient de concentration de contraintes demeure inconnu. Ainsi, des cycles d'amplitude inférieure à σ_d pourraient avoir une amplitude supérieure à σ_d suite à l'application de ce facteur multiplicatif. Leur contribution à l'endommagement total deviendrait donc non nulle. Pour conserver l'information liée à ces plus petites amplitudes, le modèle d'estimation d'endommagement par fatigue

ne tient pas compte de la limite d'endurance dont dispose l'acier qui compose la roue prototype.

4.4.3 Taux d'endommagement relatif à charge très partielle

Dans cette section, la méthode précédemment définie est appliquée à la turbine B. Les mesures de la jauge J40_S1 sont utilisées pour estimer les contraintes subies par la roue prototype, lors de la prise de charge à H_{nom} et à σ_{plant} (PDC1, table 4.3).

Ce modèle réduit n'est pas en similitude avec son prototype en termes de comportement dynamique mécanique. La transposition des contraintes n'est donc pas assurée. Ainsi, il n'est pas possible de prédire le taux d'endommagement par fatigue absolu du prototype. Cependant, cette géométrie est la plus récente et la plus représentative des turbines Francis actuelles, d'où l'intérêt qui lui est porté. L'objectif est donc de comparer les taux d'endommagement à différents points de fonctionnement de la prise de charge.

Quatre conditions d'opération sont considérées par la suite. En plus du point optimal à φ_{opt} , les trois maxima locaux de déformations dynamiques sont considérés. Ces points sont respectivement liés à : la torche hélicoïdale de charge partielle à $0.65\varphi_{opt}$, la signature large-bande de fréquences à $0.31\varphi_{opt}$ et la signature basse fréquence à faible ouverture du distributeur à $0.22\varphi_{opt}$ (section 4.3.1).

La figure 4.27 représente les contraintes dynamiques estimées pour la roue prototype, sur dix tours (de période T_0) et pour les quatre points de fonctionnement considérés.

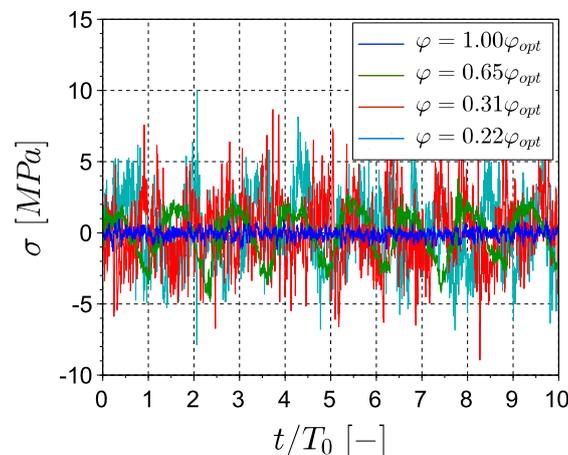


Figure 4.27 – Contraintes dynamiques estimées pour la roue prototype sur 10 tours

L'amplitude des contraintes dynamiques estimées est inférieure à 30 MPa pour tous les points de fonctionnement, ce qui est en dehors de la plage de validité des paramètres utilisés pour ce matériau (équation 4.2). En l'absence d'autres informations sur le matériau du prototype, la relation 4.1 est supposée valide pour des amplitudes inférieures à 30 MPa. Tant que le nombre de cycles obtenu par l'équation 4.1 est plus petit que le nombre réel (qui demeure inconnu), l'endommagement par fatigue calculé sera surestimé et la méthode restera conservative. Enfin, la prise en compte des concentrations de contraintes et de la limite d'endurance des aciers (mentionnées précédemment) pourrait donner des niveaux d'amplitudes compatibles avec la loi utilisée (équations 4.1 et 4.2).

Le taux d'endommagement par fatigue relatif \dot{D}_r a pour référence le taux \dot{D}_{ref} à $0.65\varphi_{opt}$ où les sollicitations sont liées à la torche (équation 4.7) :

$$\dot{D}_r = \frac{1}{\dot{D}_{ref}} \frac{1}{T} \sum_i d_i = \frac{1}{\dot{D}_{ref}} \sum_i \dot{d}_i = \sum_i \dot{d}_{ri} \quad (4.7)$$

où \dot{d}_i est le taux d'endommagement élémentaire et \dot{d}_{ri} est le taux d'endommagement élémentaire relatif. La table 4.5 rassemble les taux \dot{D}_r calculés pour les quatre points de fonctionnement considérés :

Table 4.5 – Taux d'endommagement par fatigue relatif pour 4 points de fonctionnement

Prise de Charge	Point de fonctionnement	φ/φ_{opt} [-]	\dot{D}_r [-]
PDC1 - H_{nom}	Nominal	1.00	2.85×10^{-3}
PDC1 - H_{nom}	Charge partielle	0.65	1
PDC1 - H_{nom}	Charge très partielle	0.31	88.6
PDC1 - H_{nom}	Proche couple nul	0.22	61.9

À φ_{opt} , le taux d'endommagement relatif est de l'ordre de 10^{-3} , puisque les sollicitations mécaniques au point de fonctionnement nominal sont faibles par rapport au régime de la torche. En revanche, au niveau du maximum de déformations dynamiques à $0.31\varphi_{opt}$, ce taux est environ 90 fois supérieur à la valeur de référence. À très faible ouverture du distributeur, au niveau du dernier maximum local de déformations dynamiques, le taux d'endommagement relatif vaut alors 60, ce qui demeure assez élevé comparé au régime de torche.

Ainsi, 1 jour de fonctionnement à $0.31\varphi_{opt}$ équivaut en termes d'endommagement par fatigue à 90 jours à $0.65\varphi_{opt}$. Chacun de ces 90 jours est équivalent à lui seul à environ 350 jours (soit quasiment une année entière) de fonctionnement au point nominal à φ_{opt} .

Les conditions mécaniques à charge très partielle représentent effectivement un gros risque pour la roue du prototype, spécialement en présence de la signature large-bande de fréquences et de vortex inter-aubes très développés (section 4.3.1).

Pour mieux comprendre la cause de ces différences, il faut s'intéresser à la répartition des taux d'endommagement élémentaires relatifs \dot{d}_{ri} en fonction des gammes d'amplitudes utilisées par la méthode de Rainflow. La figure 4.28a représente le nombre de cycles compté pour chaque gamme d'amplitudes, obtenu à partir des signaux de contraintes dynamiques estimées sur prototype. La figure 4.28b représente le taux d'endommagement élémentaire relatif cumulé jusqu'à chaque niveau d'amplitude. Il converge donc vers le taux d'endommagement relatif \dot{D}_r . La ligne verticale verte (en pointillés) délimite la plus grande amplitude relevée au point de fonctionnement à $0.65\varphi_{opt}$, qui est de 11 MPa et qui sert ainsi de référence.

Le nombre de cycles relevé au point nominal (en bleu) est systématiquement inférieur à celui du point de référence à $0.65\varphi_{opt}$ (en vert), quelle que soit l'amplitude. Par conséquent, il en va de même pour chaque taux d'endommagement élémentaire relatif et donc pour leur somme \dot{D}_r .

Deux raisons principales peuvent expliquer l'augmentation de l'endommagement par fatigue pour les points de plus basse charge. Pour les amplitudes inférieurs à 11 MPa, le nombre de cycles comptés est plus élevé d'un à deux ordres de grandeurs par rapport au point de référence.

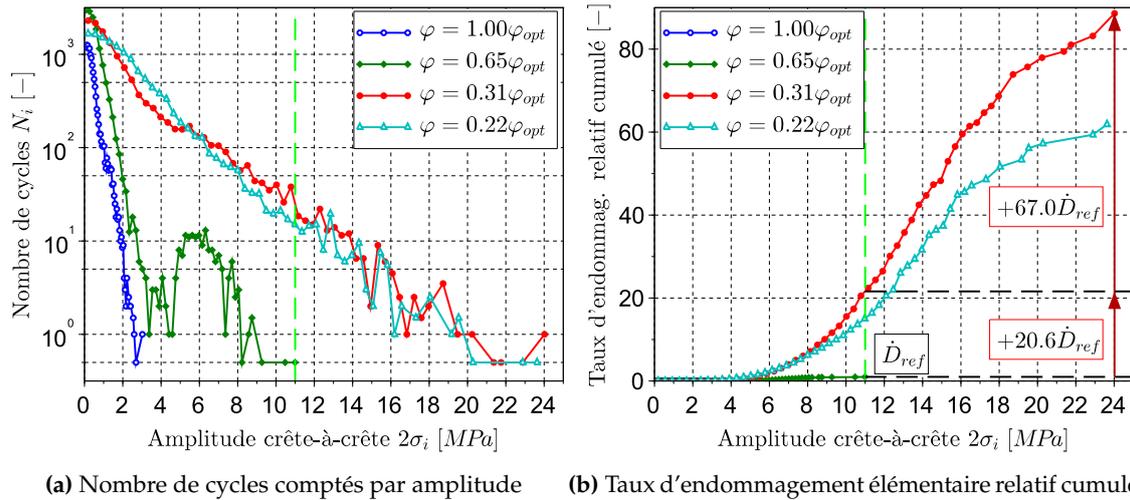


Figure 4.28 – Résultats de la méthode Rainflow appliquée aux 4 points de fonctionnement considérés

Sur une période de temps donné, cela entraîne une augmentation de l'endommagement relatif de 20.6 à $0.31\varphi_{opt}$ (il en est presque de même à $0.22\varphi_{opt}$). Dans le même temps, l'existence de cycles d'amplitudes supérieures à 11 MPa engendre une augmentation supplémentaire de l'endommagement relatif de 67.0, d'où les valeurs calculées précédemment (table 4.5). Ainsi, l'amplitude des contraintes dynamiques double à charge très partielle (figure 4.27), ce qui constitue la principale cause de la hausse du taux d'endommagement par fatigue calculée. En effet :

$$(4.3) \Leftrightarrow D = \frac{1}{C_{mat}} \sum_i N_i \sigma_i^{-m} \approx \frac{1}{C} \sum_i N_i \sigma_i^5 \quad (4.8)$$

Pour le matériau considéré ici, le terme $-m$ dans l'équation 4.8 est de l'ordre de 5. Par conséquent, l'endommagement augmente beaucoup plus rapidement avec l'amplitude des contraintes dynamiques qu'avec le nombre de cycles.

En conclusion, l'augmentation du taux d'endommagement par fatigue de la roue B à charge très partielle est due à la hausse du nombre de cycles par unité de temps, mais surtout à la multiplication par deux de l'amplitude des contraintes dynamiques.

4.5 Conclusion

La comparaison de différents modèles réduits a permis de mettre en évidence des signatures spectrales communes, au niveau des fluctuations de pression et des déformations dynamiques mesurées à charge partielle. Les géométries étant assez différentes, ces fréquences sont bien associées à des phénomènes hydrauliques ou mécaniques ayant lieu à très basse charge, mais sur lesquels peu d'informations existent. Alors que certaines signatures d'amplitude relativement faible s'étendent sur un grand nombre de fréquences, d'autres plus basses fréquences, sont caractérisées par des amplitudes élevées et marquées.

Afin d'identifier les fréquences les plus dangereuses pour le fonctionnement de la machine, la puissance spectrale des signaux mesurés sur la turbine B a été décomposée. Au cours d'une

prise de charge (à H_{nom} et à σ_{plant}), à mesure que le distributeur se ferme, le premier pic de déformations dynamiques est dû à la torche hélicoïdale qui se développe dans le cône de l'aspirateur. Suite à la déstructuration de ce phénomène, les niveaux de fluctuations retombent, avant d'augmenter de nouveau à mesure que le débit diminue. La signature large-bande de fréquences est responsable d'une majorité des déformations dynamiques mesurées à charge très partielle. Elle a également été retrouvée au niveau des mesures de fluctuations de pression à l'entrée de la roue, mais pas en sortie. Pourtant, lorsque ces sollicitations mécaniques sont maximales, des vortex inter-aubes développés et cavitants ont clairement été identifiés en sortie-ceinture de la roue. Un dernier maximum local de déformations dynamiques été relevé pour un débit encore plus réduit. Dans ce dernier cas, une signature basse fréquence d'amplitude relativement forte est à l'origine de la hausse de la puissance spectrale des déformations dynamiques.

Pour une prise de charge correspondant à une chute plus élevée sur prototype, cette signature large-bande apparaît pour des débits plus élevés. Elle dépend également des conditions de cavitation : cette signature large-bande de fréquences a tendance à augmenter avec le nombre de Thoma. Ainsi, des interactions entre les fréquences propres mécaniques du modèle réduit et la signature large-bande sont apparues. Tout comme les VIA, cette signature est influencée par les conditions de cavitation et la chute prototype.

Pour estimer l'impact sur la durée de vie d'une turbine d'un fonctionnement continu à charge très partielle, un modèle d'endommagement par fatigue a été défini. Pour ce faire, une estimation des contraintes sur la roue prototype a été calculée à partir des mesures de jauges de déformation de l'aube instrumentée de la turbine B. Le point de fonctionnement nominal, ainsi que ceux des trois maxima des sollicitations mécaniques, ont ainsi été comparés. Par rapport au cas de la torche, le taux d'endommagement à charge très partielle augmente de deux ordres de grandeur. En effet, les spectres disposent alors de plus hautes fréquences, ce qui entraîne une augmentation du nombre de cycles de chargements par unité de temps. Dans le même temps, l'amplitude crête-à-crête des contraintes dynamiques augmente fortement, ce qui contribue de façon majoritaire à la hausse du niveau d'endommagement par fatigue à charge très partielle.

Ainsi plusieurs phénomènes hydrauliques semblent avoir lieu entre la déstructuration de la torche hélicoïdale et les plus basses charges. Un des verrous technologiques qu'il est nécessaire de lever pour permettre un fonctionnement « flexible » des turbines Francis concerne la signature large-bande de fréquences et les vortex inter-aubes.

Cependant le lien entre ces fréquences et les phénomènes hydrauliques n'est pas clairement établi. L'un des problèmes rencontrés pendant cette étude est l'absence de film permettant l'observation, à posteriori, de l'écoulement à la sortie de la roue. De plus, même lorsque les images sont disponibles, il est impossible de voir l'écoulement au sein des canaux inter-aubes. Dans le chapitre suivant, une nouvelle géométrie est utilisée. De type basse chute, le modèle réduit est spécialement instrumenté pour mieux comprendre l'écoulement à charge très partielle, en particulier en présence de vortex inter-aubes et de signatures large-bande de fréquences.

Chapitre 5

Caractérisation expérimentale des vortex inter-aubes

Sommaire

5.1	Introduction	104
5.2	Présentation du modèle réduit instrumenté	104
5.2.1	Modèle réduit	104
5.2.2	Instrumentation	104
5.2.2.1	Instrumentation classique	104
5.2.2.2	Instrumentation embarquée	105
5.2.3	Dispositifs d'observation	106
5.2.3.1	Quadrillage de la roue	106
5.2.3.2	Directrices de visualisation	107
5.3	Validation des mesures	109
5.3.1	Identification des fréquences non-hydrauliques	109
5.3.1.1	Mesures des jauges	109
5.3.1.2	Mesures des efforts de manoeuvre sur les directrices	112
5.3.2	Influence de la chute sur les mesures	113
5.3.3	Choix de la chute et du traitement des signaux	113
5.4	Évolution des fluctuations lors d'une prise de charge	115
5.5	Évolution du contenu fréquentiel lors d'une prise de charge	118
5.5.1	Signatures large-bande de fréquences	118
5.5.2	Signatures basses fréquences	123
5.5.3	Signatures dans le repère fixe	126
5.5.3.1	Dans l'entrefer / En amont de la roue	126
5.5.3.2	Dans le cône de l'aspirateur / En aval de la roue	128
5.6	Observations des vortex inter-aubes	128
5.6.1	Vortex inter-aubes naissants (OP1)	130
5.6.2	Vortex inter-aubes développés (OP2)	131
5.6.3	Avant augmentation brusque des fluctuations à charge très partielle (OP3)	132
5.6.4	Après augmentation brusque des fluctuations à charge très partielle (OP4)	134
5.6.5	Synthèse des observations	136
5.7	Conclusion	137

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, les principaux résultats issus d'essais effectués sur un nouveau modèle réduit de turbine basse chute sont présentés. Le premier objectif est de mieux comprendre les vortex inter-aubes de charge partielle : leur formation, leur développement et leur comportement dynamique dans la roue. Le deuxième objectif est de clarifier le lien entre ce phénomène et les fluctuations mesurées à la surface des aubes, en particulier lorsque les spectres présentent des signatures large-bande de fréquences. Dans ce but, un dispositif d'observation a été spécialement conçu, afin de filmer par caméra rapide le phénomène par l'entrée de la roue. Le modèle réduit a également été équipé de jauges de déformation et de capteurs de pression embarqués, permettant l'acquisition des déformations dynamiques et des fluctuations de pression à la surface des aubes.

La première section est une présentation du modèle réduit et de son instrumentation. Ensuite, l'analyse des mesures pour trois points de fonctionnement particuliers permet de valider les conditions d'essais choisies et les traitements appliqués aux signaux enregistrés. Puis, les évolutions des déformations dynamiques et des fluctuations de pression, au cours de la prise de charge à la chute nominale de la machine sont présentées. La décomposition par bandes de fréquences est à nouveau utilisée pour identifier les principales signatures spectrales en cause dans les mesures effectuées. Enfin, les vortex inter-aubes ont été filmés en entrée et en sortie de roue, pour quatre points de fonctionnement clés dans l'évolution des fluctuations mesurées au cours de la prise de charge. Les différentes formes de VIA observées sont présentées et corrélées aux signaux acquis à la surface des aubes à charge partielle.

5.2 Présentation du modèle réduit instrumenté

5.2.1 Modèle réduit

La nouvelle géométrie sélectionnée est une turbine Francis basse chute, de vitesse spécifique ν égale à 0.53. Le retour d'expérience sur ce type de machines montre que les vortex inter-aubes qui sont attendus, sont en général plus critiques que pour les turbines de plus haute chute [38] (chapitre 4). La roue de ce modèle réduit est en similitude avec le prototype, en termes d'hydraulique et de dynamique mécanique (chapitre 2). Cependant, ses modes propres ne sont pas en similitude avec la machine réelle, puisque la roue n'est pas faite du même matériau que le prototype. La figure 5.1 présente la roue avant son instrumentation (et notamment les rainures destinées à l'instrumentation embarquée).

5.2.2 Instrumentation

5.2.2.1 Instrumentation classique

Ce modèle réduit dispose de l'instrumentation classique présentée au chapitre 2. Pour rappel, la plateforme permet de déterminer les paramètres des points de fonctionnement testés, ainsi que les performances du modèle réduit. Les efforts de manoeuvre sur le distributeur sont

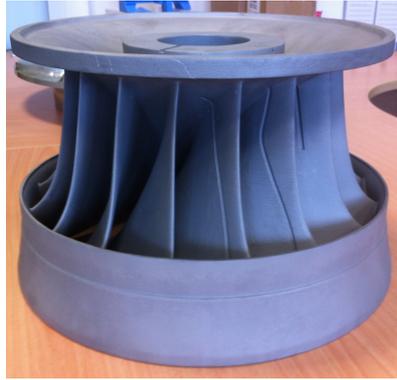


Figure 5.1 – Roue du modèle réduit avant instrumentation

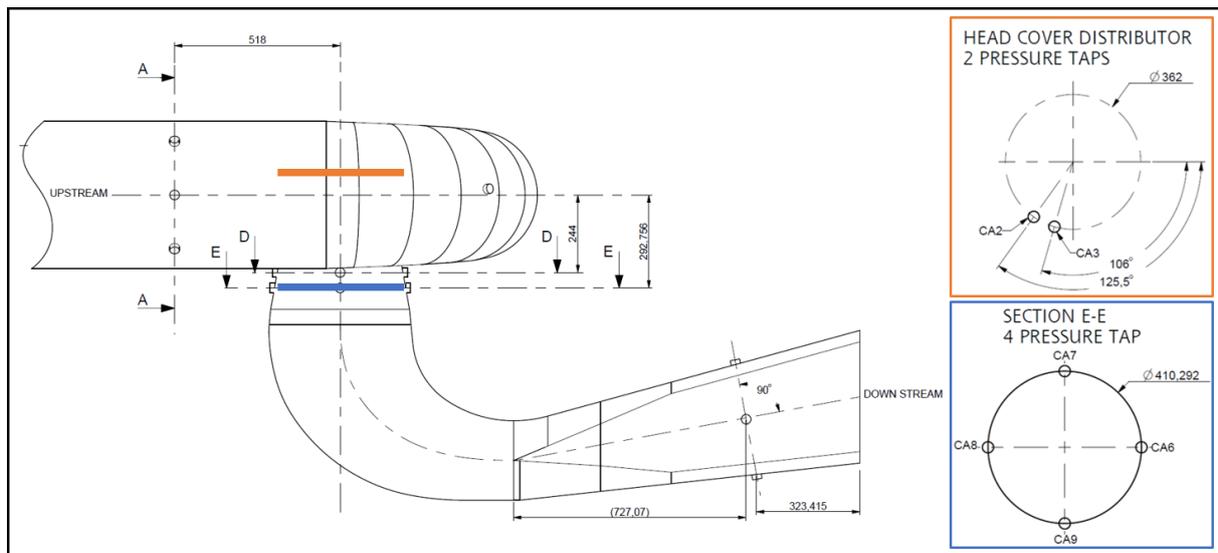


Figure 5.2 – Positions des capteurs de pression dans les parties fixes du modèle réduit

mesurés à l'aide de deux directrices de mesures. Enfin, les fluctuations de pression dans les parties fixes du modèle réduit sont mesurées à l'aide de capteurs piézoélectriques (figure 5.2).

5.2.2.2 Instrumentation embarquée

En plus de l'instrumentation classique, six capteurs de pression piézorésistifs et dix jauges de déformation uniaxiales ont été placés sur les aubes de la roue (figure 5.3).

Chaque capteur est nommé par deux alternances d'une lettre et d'un chiffre. La première lettre est liée à son type : capteur de pression (P) ou jauge de déformation (J). Le reste du nom dépend de la position du capteur sur les aubes de la roue. Le premier nombre est lié à la position entrée/sortie et plafond/ceinture. La seconde lettre dépend du côté où est placé le capteur sur l'aube : à l'extrados (Suction Side : S) ou à l'intrados (Pressure Side : P). Et enfin, le dernier nombre correspond au numéro de l'aube instrumentée.

Les capteurs sont placés à des positions redondantes sur les aubes 1 à 3 de la roue. Cela permet de recouper et valider (ou non) les différentes mesures et de sécuriser les essais en cas de défaillance de l'instrumentation. En effet, deux capteurs de pression et deux jauges de déformation n'ont pas fonctionné correctement jusqu'à la fin des essais (leur nom est barré sur

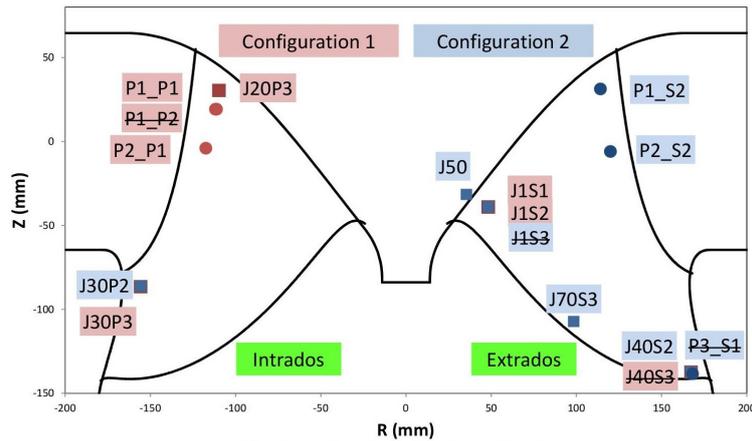


Figure 5.3 – Positions des capteurs embarqués sur la roue instrumentée

la figure 5.3). Leurs signaux ne seront donc pas utilisés lors de cette analyse. Les jauges J50 et J70_S3 sont également écartées dans cette étude.

Pour des raisons d’accessibilité, les jauges placées en entrée de roue sont sur l’intrados des aubes, alors que les jauges en sortie sont placées sur l’extrados. Cette précision ne sera pas redonnée dans la suite du chapitre, du moment que la position de la jauge, en entrée ou en sortie de roue, est bien spécifiée.

Le nombre de voies de mesure étant limité, deux configurations de capteurs sont utilisées (*Configuration 1* en rouge et *Configuration 2* en bleu sur la figure 5.3). Chaque point d’opération testé doit donc être enregistré deux fois.

5.2.3 Dispositifs d’observation

5.2.3.1 Quadrillage de la roue

Afin de faciliter le positionnement des phénomènes ayant lieu à charge partielle dans la roue, un certain nombre de marquages ont été tracés à sa surface (figure 5.4). Deux abscisses curvilignes, s et w , sont également définies. Elles caractérisent respectivement les positions dans les sens amont/aval et plafond/ceinture. Elles sont représentées en vue méridienne sur la figure 5.4a. Des repères ont été tracés au niveau du plafond ($w = 0$), dans deux canaux inter-aubes (figure 5.4b). Les graduations sont des iso-rayons, tracées tous les 20 mm à partir du bord d’attaque, ce qui représente 14% de la longueur du profil hydraulique des aubes au niveau du plafond. Chacune de ces graduations est divisée en deux, afin de délimiter approximativement le canal en deux parties, proches de l’extrados ou de l’intrados des aubes. Sur le bord d’attaque des aubes ($s = 0$), des graduations sont tracées tous les 20 mm à partir du plafond de la roue, ce qui correspond à 14% de la longueur de l’arête d’entrée (figure 5.4b). Sur le bord de fuite des aubes ($s = 1$), des graduations sont tracées tous les 20 mm à l’extrados des aubes, ce qui représente 10% de la longueur de l’arête de sortie (figure 5.4c).

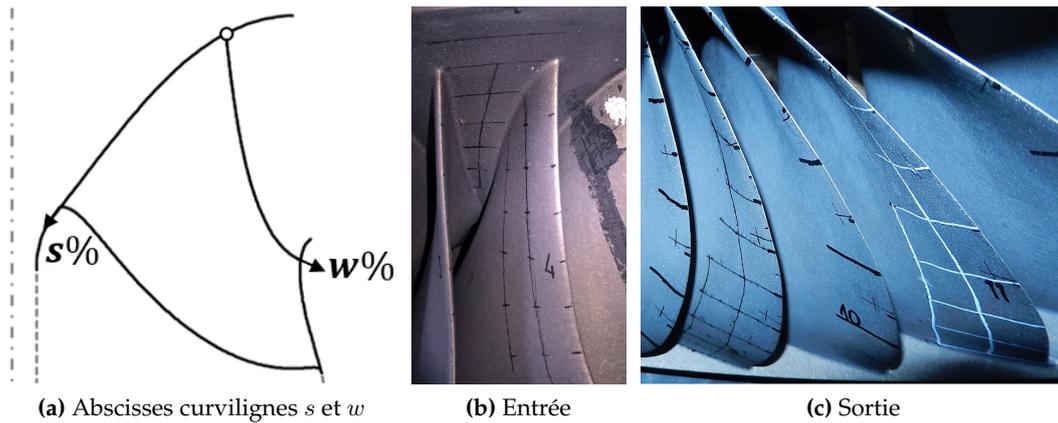


Figure 5.4 – Abscisses curvilignes en vue méridienne et quadrillage de la roue instrumentée

5.2.3.2 Directrices de visualisation

Afin de permettre l'observation de l'écoulement en entrée de la roue, trois directrices ont été spécialement fabriquées (figure 5.5). Leur conception s'inspire de Yamomoto et al. [91] et a été réalisée par les équipes de GE Renewable Energy. Ces trois directrices sont positionnées successivement au niveau du distributeur (figure 5.5a).

Le corps de la directrice centrale est partiellement fait en PMMA transparent, afin de voir l'écoulement à l'aide d'un endoscope. Cette partie plastique de la directrice est conçue afin de suivre le profil hydraulique de l'aubage. Un endoscope rigide Karl Storz est inséré par l'axe du tourillon de la directrice centrale (figure 5.5b). Celui-ci fait 5.8 mm de diamètre, 300 mm de long, dispose d'un renvoi d'angle à 90° à son extrémité et d'un angle de vue de 67° . Le montage permet de s'ajuster en hauteur et d'observer l'écoulement à l'entrée de la roue (figure 5.6).

Les deux autres directrices de part à d'autre de l'endoscope ont pour objectif d'éclairer continûment l'intérieur des canaux inter-aubes. Le corps de ces pièces est creusé afin de pouvoir placer une matrice de LEDs, protégée par une partie en PMMA transparent assurant la continuité du profil hydraulique des directrices et l'étanchéité. Des LEDs Cree XLamp sont utilisées ici. Elles fournissent une lumière blanche d'une température de couleur de 5000 K et un flux lumineux de référence de 3379 lm à 25°C .

Une caméra rapide Photron Fastcam SA3 est raccordée à l'endoscope et permet ainsi d'observer l'écoulement (figure 5.5c). En ce qui concerne ses paramètres, un compromis a dû être trouvé entre le nombre d'images par seconde, leur netteté et leur luminosité. En effet, un grand nombre d'images par seconde permet d'observer plus finement l'évolution du phénomène étudié. Cependant, plus ce nombre est élevé, moins le dispositif photosensible de la caméra est exposé longtemps à la lumière, et plus l'image obtenue est sombre. Pour augmenter la quantité de lumière récupérée par chaque image, il est possible d'augmenter le *temps d'obturation* de la caméra, qui est le temps d'exposition du capteur photosensible à la lumière. Cependant, ce temps doit aussi être compatible avec la vitesse d'évolution du phénomène étudié. Si le temps d'obturation est trop grand, les images obtenues présenteront un *flou de mouvement* et les contours des objets qui se déplacent seront moins nets. Dans le domaine de la vidéo, ce temps

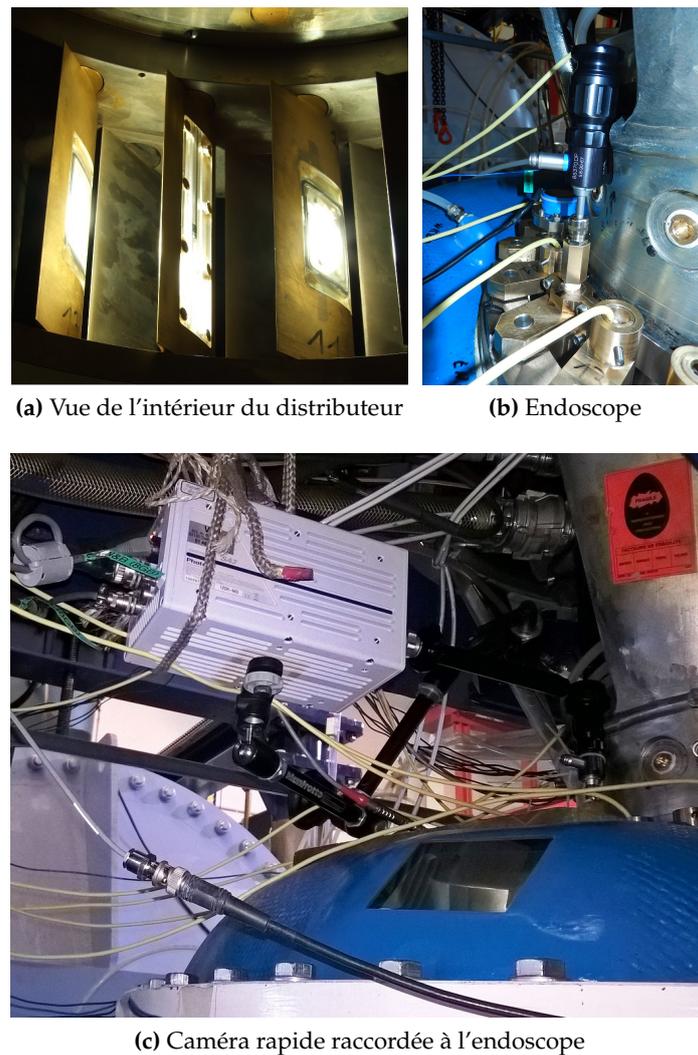


Figure 5.5 – Directrices de visualisation, endoscope et caméra rapide utilisés

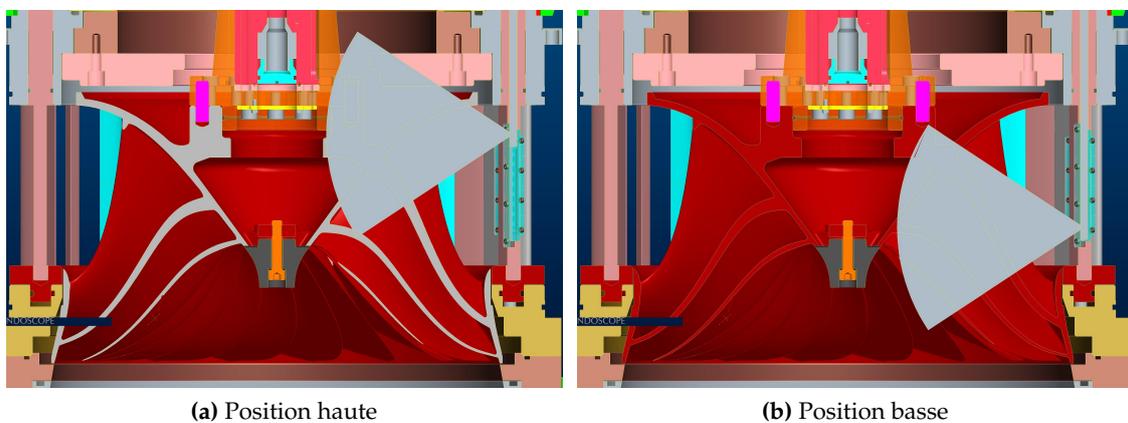


Figure 5.6 – Vue en coupe du positionnement de l'endoscope dans le modèle CAO de la machine

d'obturation est en général fixé à la moitié du temps entre deux enregistrements successifs (par exemple 0.5 ms dans le cas d'un enregistrement à 1000 images/s). Cette caméra dispose également d'une option permettant d'augmenter la plage dynamique de son capteur photosensible (appelée *bit shift*). Les différents niveaux de gris de l'image sont alors codés en 12-bit au lieu de 8-bit, ce qui permet d'avoir des images avec un meilleur contraste. Cette option, très utile en cas de faible luminosité, a été utilisée lors de ces observations. Le compromis qui a été choisi est un enregistrement à 6000 images/s, avec un temps d'obturation de 1/6000 s (sa valeur maximale). Cela permet d'enregistrer plus de 25 images par canal de roue, dans les conditions d'essais qui seront présentées dans les sections suivantes. Bien que les films obtenus soient d'une netteté correcte, les images prises individuellement présentent un léger flou de mouvement.

Enfin, pour ce qui concerne l'écoulement en aval de la roue, la technique classique est utilisée : une caméra standard et un stroboscope synchronisé sur la fréquence de rotation de la roue sont utilisés pour filmer à travers le cône transparent de l'aspirateur.

5.3 Validation des mesures

Lors des essais, les fluctuations des différentes grandeurs physiques sont enregistrées pour différents points de fonctionnement, qui sont définis par un triplet (γ, n_{11}, Q_{11}) . Pour un même point de fonctionnement, plusieurs chutes d'essais peuvent être utilisées, pourvu que la vitesse de rotation et le débit soient adaptés afin de conserver la similitude hydraulique. Néanmoins, les conditions mécaniques changent, puisque la vitesse de rotation de la machine varie. Il en est de même pour le nombre de Reynolds associé au point de fonctionnement (Chapitre 2, section 2.2.2.2). Lors de l'analyse de phénomènes hydrauliques, il convient de tester la sensibilité des résultats d'essais au changement de la chute H_n . En particulier, les fluctuations associées aux phénomènes hydrauliques disposent de fréquences qui restent proportionnelles à la fréquence de rotation du modèle f_0 . En revanche, les fréquences indépendantes de f_0 , sont reliées à des phénomènes dont l'origine n'est pas hydraulique, mais mécanique ou électrique.

Dans cette section, trois points de fonctionnement seront considérés (table 5.1 et figure 5.7) :

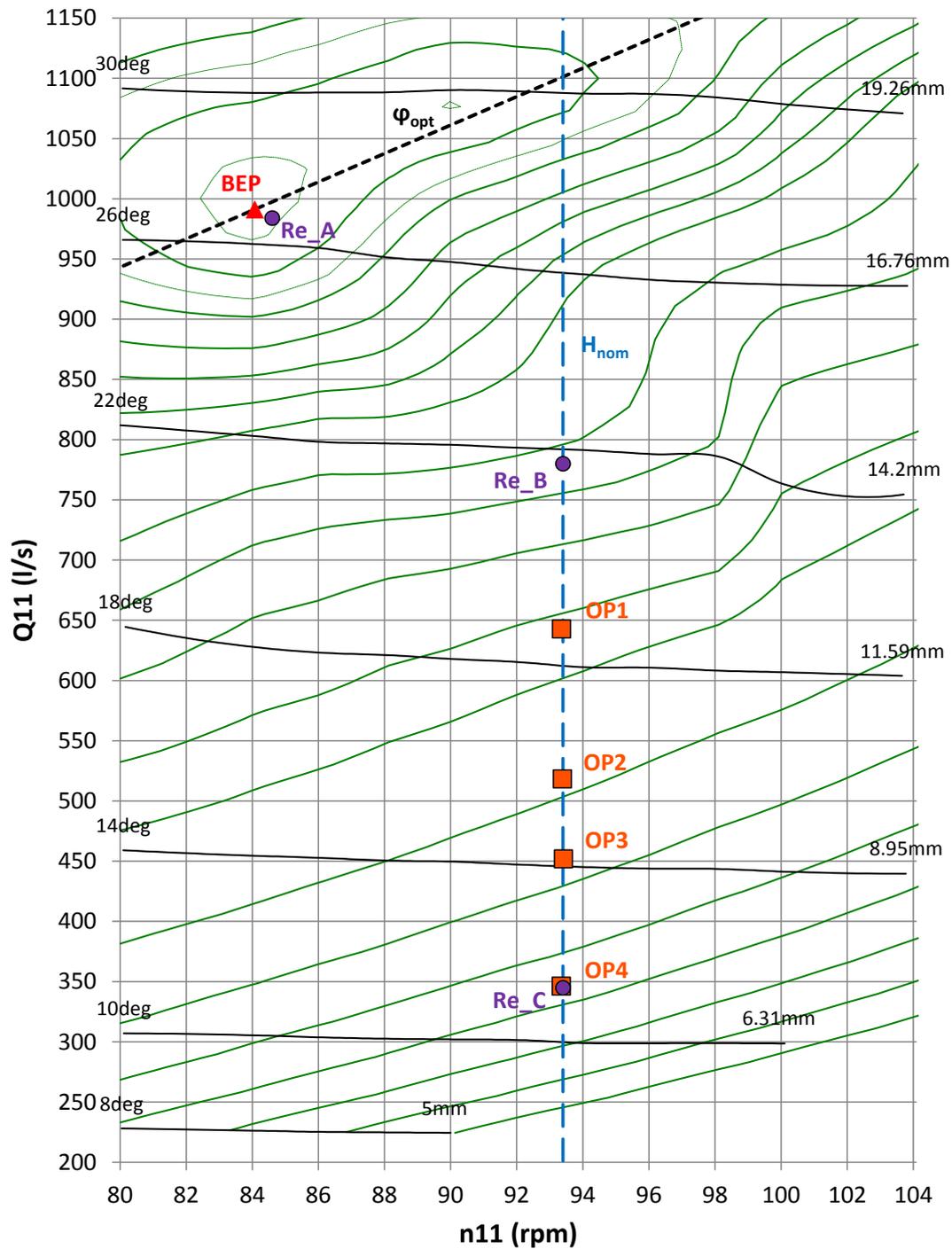
Table 5.1 – Points de fonctionnement correspondant aux effets de chute

Point de fonctionnement	Chute	φ/φ_{opt}	Description
Re_A	H_{coeur}	0.99	Proche meilleur point de rendement
Re_B	H_{nom}	0.71	Point à charge partielle
Re_C	H_{nom}	0.32	Point à charge très partielle

5.3.1 Identification des fréquences non-hydrauliques

5.3.1.1 Mesures des jauges

Dans un premier temps, le point de fonctionnement Re_A est considéré. Il se trouve à proximité du point de meilleur rendement. Quatre enregistrements sont réalisés, pour quatre chutes nettes différentes allant de 5 à 20 mCE, au *NPSH* atmosphérique (hors cavitation). Par



	CEI 995 modèle - Href = 20 m / Dref = 0.35 m / Tref = 20°C COLLINE DE RENDEMENT - HILL CHART - n11-Q11	GE Renewable Energy
		Visé par: Diagramme No:
		Date: 02/09/2016

Figure 5.7 – Colline de rendement du modèle réduit instrumenté dans les conditions standards

conséquent, le nombre de Reynolds varie entre 3.5×10^6 et 7.0×10^6 .

Aucun traitement n'a été appliqué aux signaux afin de conserver, dans un premier temps, l'intégralité de leur contenu spectral. L'analyse des déformations dynamiques des aubes permet de mettre évidence plusieurs fréquences particulières. La figure 5.8 représente les spectres des signaux mesurés par la jauge J1_S1 pour les différentes chutes nettes utilisées. Toutes les autres jauges disponibles ont un comportement similaire à J1_S1.

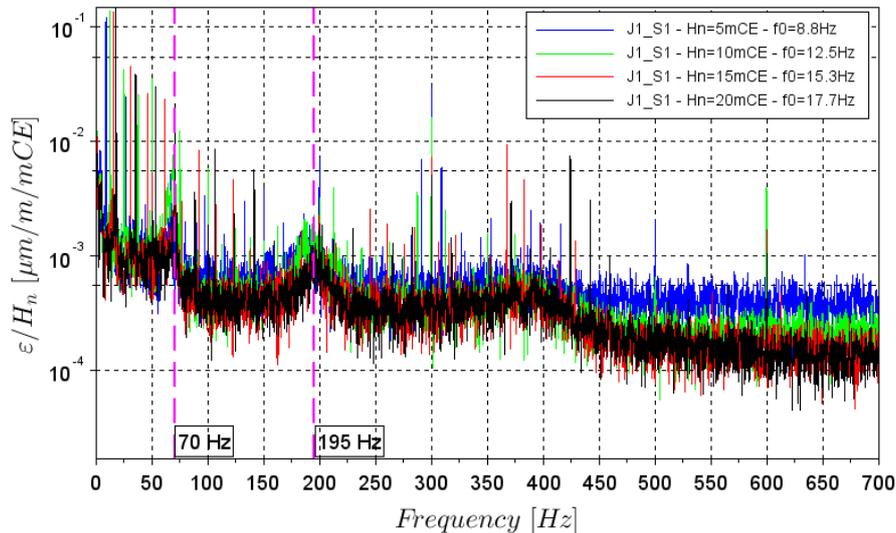


Figure 5.8 – Spectres des déformations dynamiques de J1_S1 pour différentes chutes d'essais au point Re_A

Une précédente analyse de la plateforme d'essais a déjà mis en évidence la fréquence du premier mode propre (de torsion) de la ligne d'arbre, à 70 Hz. Celle-ci est nettement visible sur les signaux issus du couplemètre placé sur l'arbre principal (figure 5.9). Cette fréquence se retrouve donc au niveau des jauges pour toutes les chutes d'essais.

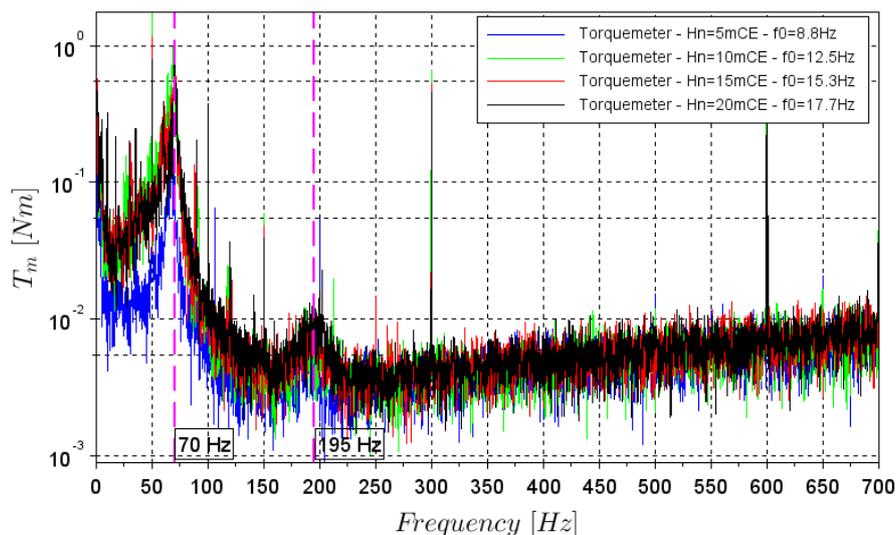


Figure 5.9 – Spectres du couple sur l'arbre pour différentes chutes d'essais au point Re_A

Entre 180 Hz et 210 Hz, les jauges et le couplemètre relèvent une autre excitation, maximale autour de 195 Hz (également présente sur les mesures de poussée axiale au niveau de la ligne

d'arbre, non représentée ici). Une analyse interne à GE Renewable Energy antérieure aux essais a permis d'estimer les modes propres de la roue. Les fréquences propres associées ont été calculées numériquement, à l'échelle prototype et en air (figure 5.10). Les fréquences obtenues sont transposées à l'échelle du modèle réduit (équation 5.1), en tenant compte des différences de longueur L , de densité ρ et de module d'Young E_Y entre le modèle et la roue prototype.

$$\frac{f_m}{f_p} = \sqrt{\frac{(E_Y)_m \rho_p}{(E_Y)_p \rho_m} \left(\frac{L_p}{L_m}\right)^2} \quad (5.1)$$

où les indices p et m correspondent respectivement au prototype et au modèle réduit.

L'effet de masse ajoutée dû au fonctionnement en eau est pris compte à l'aide d'un coefficient multiplicateur spécifique à chaque mode. Ces deux premières fréquences propres ont ainsi été estimées à 280 Hz et 240 Hz. L'écart entre ces deux fréquences est faible, par rapport aux approximations faites lors de la transposition. L'excitation centrée autour de 195 Hz est donc supposée correspondre à une superposition de ces deux premiers modes propres. D'ailleurs, aucune autre excitation n'est relevée entre 240 et 280 Hz.

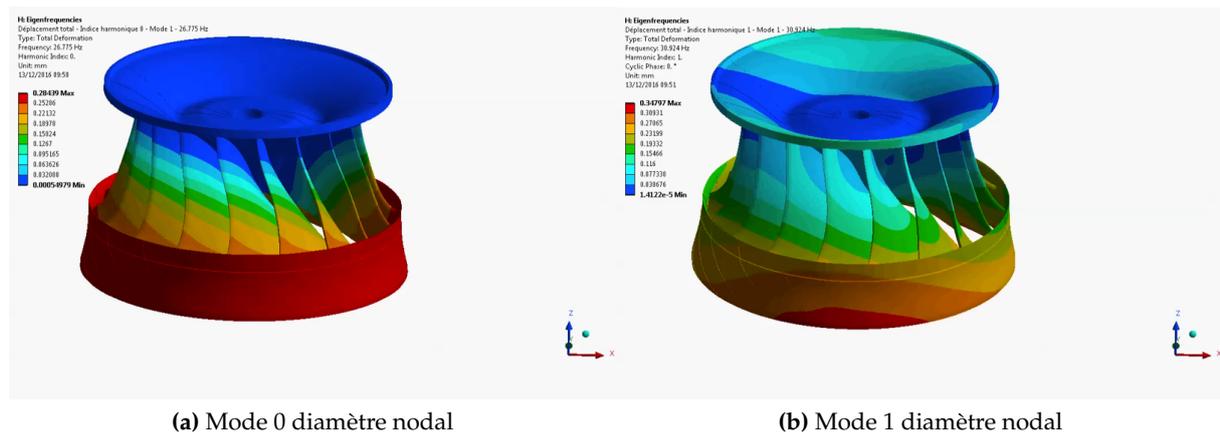


Figure 5.10 – Premiers modes propres de la roue, à l'échelle prototype, en air [19] : l'échelle de couleur correspond à la déformation de la roue

Pour conclure, certains capteurs du modèle réduit présentent localement dans leurs spectres des pics à 50 Hz et 300 Hz (et leurs harmoniques respectifs). Ces fréquences sont liées au réseau électrique et à la génératrice de la plateforme.

5.3.1.2 Mesures des efforts de manoeuvre sur les directrices

Pour ce qui concerne le couple au niveau du distributeur, une analyse similaire est effectuée au point Re_B (cette mesure n'a pas été effectuée au point Re_A). La figure 5.11 représente les spectres mesurés par une des deux directrices pour les quatre mêmes chutes d'essais que précédemment :

Deux fréquences de résonance sont identifiées sur cette directrice à 350 Hz et à 610 Hz. En ce qui concerne la deuxième directrice de mesure (non présentée ici), une seule fréquence de résonance est présente sur les spectres, à 390 Hz.

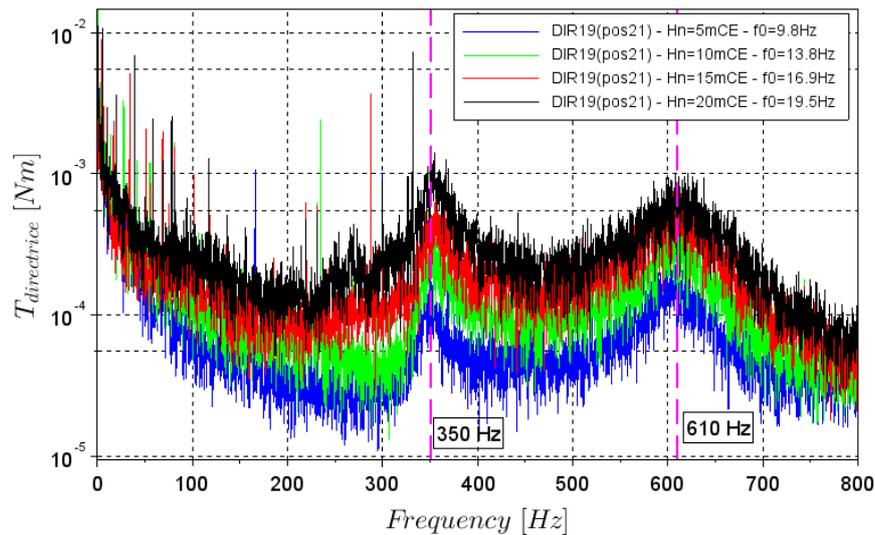


Figure 5.11 – Spectres du couple sur une des directrices de mesure pour différentes chutes d’essais au point Re_B

5.3.2 Influence de la chute sur les mesures

Dans la section précédente des fréquences d’origine mécanique ont été identifiées sur les mesures de déformations des aubes, de couple sur l’arbre principal, et des couples sur les directrices. Il faut également vérifier que les fluctuations de pression et de déformations mesurées en cours d’essais ne dépendent pas de la chute. La figure 5.12 représente le ratio entre les valeurs crête-à-crête des signaux mesurés et les différentes chutes d’essais, aux trois points de fonctionnement Re_A, Re_B et Re_C (figure 5.7). Ce ratio est environ constant à partir d’une chute de 10 mCE, limite à partir de laquelle les fluctuations sont quasi-indépendantes de la chute d’essais. Pour le point Re_C, le nombre de Thoma correspond aux conditions de cavitation du prototype (σ_{plant}), contrairement à Re_A et Re_B. Enfin, à une chute 5 mCE, le nombre de Reynolds est inférieur à la limite minimale fixée par le code CEI (chapitre 2, table 2.1).

Le point de fonctionnement Re_B est un point de fonctionnement auquel une torche hélicoïdale de charge partielle se forme dans l’aspirateur. Ce phénomène bien connu permet de vérifier la réponse en fréquence des différents capteurs du modèle réduit. La figure 5.13 représente les spectres de J1_S1 et de P1_S2 à Re_B, pour différentes chutes d’essais. Les fréquences sont ici adimensionnées par la fréquence de rotation de la roue f_0 .

Conformément à ce qui était attendu, la fréquence de la torche est présente sur les mesures effectuées au niveau de la roue. La partie en phase du phénomène est caractérisée par une fréquence de $0.27f_0$, alors que sa partie tournante se retrouve à $1 - 0.27f_0$. De plus, la fréquence de rotation de la roue et ses harmoniques ont des amplitudes non négligeables, en particulier pour les fluctuations de pression sur les aubes.

5.3.3 Choix de la chute et du traitement des signaux

Le choix de la chute d’essais est un compromis. Une chute trop élevée risque de faire saturer les capteurs de pression. Cela risque également d’endommager l’instrumentation embarquée

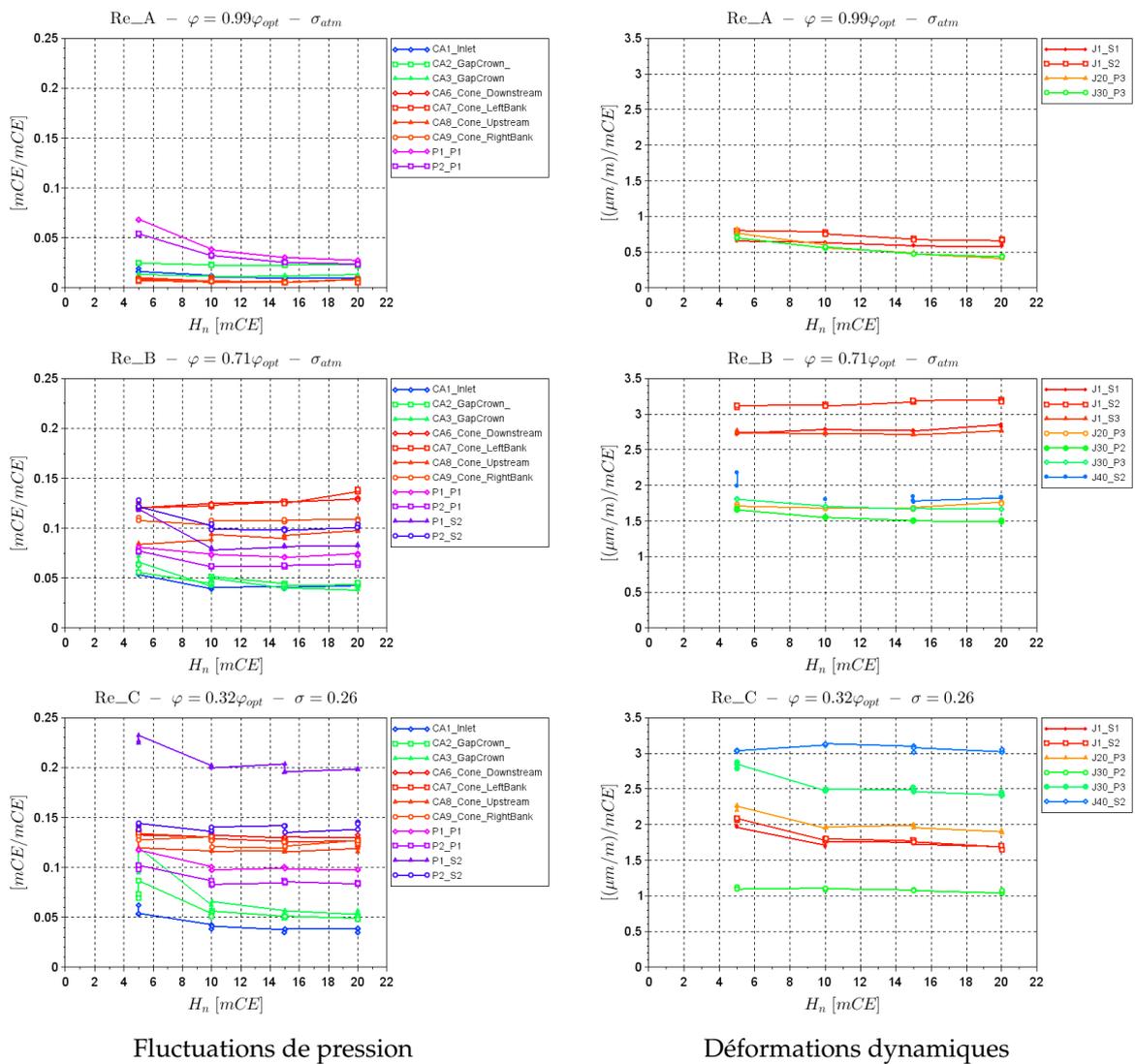


Figure 5.12 – Évolution de l’amplitude crête-à-crête des fluctuations en fonction de la chute d’essais

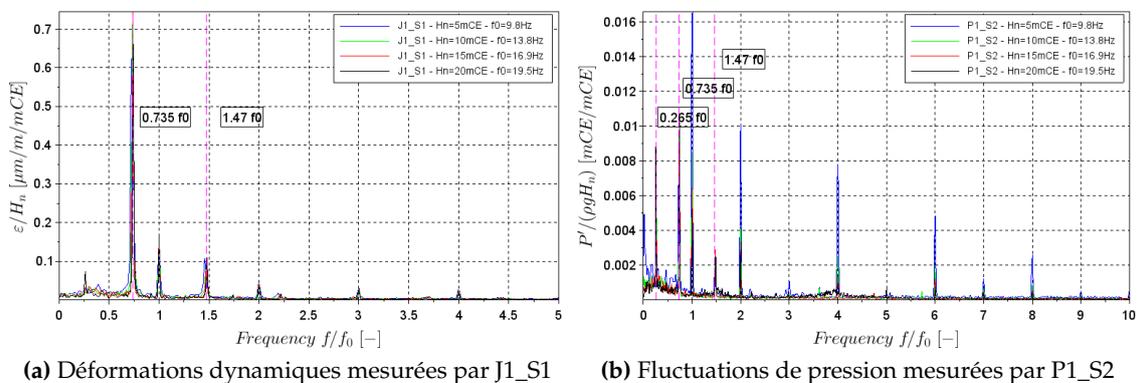


Figure 5.13 – Spectres des fluctuations au niveau de la roue pour différentes chutes d’essais au point Re_B

(conditions mécaniques et hydrauliques plus sévères). Une chute trop faible limite la plage de variation de la pression dans le modèle et diminue donc la précision des mesures de fluctuations. Ces dernières risquent également de devenir dépendantes de la chute (figure 5.12).

Pour la suite du chapitre, les mesures seront effectuées à une chute d'essais H_n de 15 mCE. Lors des observations, la chute sera de 10 mCE, afin de réduire la vitesse de rotation du modèle réduit et avoir plus d'images de l'écoulement par tour de roue avec la caméra rapide.

Ce choix de chute d'essais ne permet pas d'être en similitude de Froude avec le prototype (table 5.2). Pour conserver cette similitude à l'échelle du modèle réduit, il aurait fallu fonctionner à une chute de 2.6 mCE, ce qui n'est pas envisageable pour ces essais.

Table 5.2 – Évolution du nombre de Froude en fonction de l'échelle de la machine et de la chute nette

Échelle	H_n [mCE]	Fr [-]
Prototype	32	2.70
Modèle	5	3.75
	10	5.30
	15	6.49
	20	7.49

En ce qui concerne le traitement des signaux, la fréquence de rotation de la roue et ses premiers harmoniques (de $1f_0$ à $10f_0$) seront retirés des mesures embarquées par retrait de moyenne synchrone. Bien que ce balourd soit d'origine mécanique et hydraulique, l'équilibrage du modèle à charge partielle ne sera pas traité dans cette étude.

Les signaux de pression dans les parties fixes du modèle présentent des fréquences d'origine électrique dont l'amplitude est assez élevée pour certains points d'opération. Ainsi, les fréquences 250, 300, 350, 500 et 600 Hz seront retirées de ces signaux par déconvolution. Les capteurs embarqués se sont avérés moins sensibles à ces parasites électriques.

Enfin, il est en général nécessaire que les fluctuations mesurées soient transposables au prototype. Les signaux sont alors filtrés avec un passe-bas, afin de s'affranchir des sources de fluctuations non hydrauliques. La fréquence de coupure choisie doit être inférieure à la première fréquence propre mécanique présente dans la mesure. Dans cette étude, les signaux ne seront néanmoins pas filtrés, ce qui implique que l'amplitude crête-à-crête des signaux mesurés ne sera pas directement transposable au prototype. Il sera tout de même possible de quantifier la part d'énergie provenant des plus hautes fréquences (classiquement filtrées) grâce à la décomposition par bandes de fréquences (section 5.5).

5.4 Évolution des fluctuations lors d'une prise de charge

Dans la suite du chapitre, l'analyse porte sur la prise de charge à la chute nominale H_{nom} de la machine, dans les conditions de cavitation du prototype, c'est-à-dire à σ_{plant} (figure 5.7). La même prise de charge dans des conditions hors cavitation est également présentée en annexe B (section B.2). Dans cette section, l'amplitude crête-à-crête des différents signaux est utilisée pour quantifier le niveau des fluctuations de pression et des déformations dynamiques dans le

modèle réduit. Cette valeur est adimensionnée par la chute d'essais H_n et varie lors de la prise de charge, en fonction du débit réduit normalisé φ/φ_{opt} .

La figure 5.14 représente l'évolution des fluctuations de pression dans les parties fixes du modèle et en surface des aubes, durant la prise de charge. L'ensemble de ces capteurs mesurent une augmentation des fluctuations liée à la présence de la torche hélicoïdale de charge partielle, entre $0.7\varphi_{opt}$ et $0.9\varphi_{opt}$, principalement dans l'aspirateur. Les fluctuations atteignent $6.6\%H_n$ à l'entrée de la bêche et dans l'entrefer, $11\%H_n$ sur les aubes en entrée de roue et $17\%H_n$ dans le cône, pour un débit réduit d'environ à $0.7\varphi_{opt}$. Pour des débits inférieurs, les fluctuations diminuent suite à la disparition de la torche. Alors qu'elles demeurent quasi-constantes dans l'aspirateur, les fluctuations dans l'entrefer et sur les aubes augmentent de nouveau à charge très partielle. À l'entrée intrados de l'aube 1 et dans l'entrefer, l'augmentation des fluctuations a lieu à partir de $0.35\varphi_{opt}$ et jusqu'au couple nul. À l'entrée extrados de l'aube 2, les fluctuations s'intensifient pour des débits plus élevés, dès $0.6\varphi_{opt}$ pour P2_S2, et vers $0.4\varphi_{opt}$ pour P1_S2. Tous les capteurs embarqués et le capteur CA3 de l'entrefer mesurent plus de fluctuations de pression à charge très partielle qu'en présence de la torche.

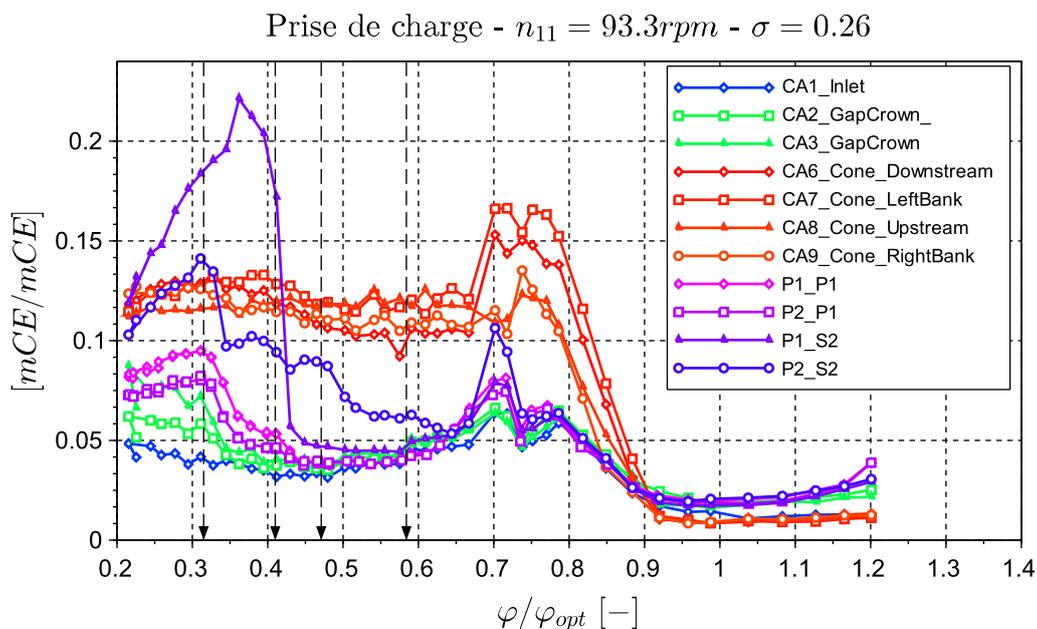


Figure 5.14 – Amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression lors de la prise de charge

La figure 5.15 représente l'évolution des déformations dynamiques en surface des aubes 1 à 3 (figure 5.3). Comme pour les fluctuations de pression, les niveaux de déformations dynamiques augmentent à partir de $0.9\varphi_{opt}$ suite à la formation de la torche de charge partielle, et passent par un maximum à $0.7\varphi_{opt}$. Les jauges en sortie-plafond (en rouge) mesurent plus de fluctuations qu'en sortie-ceinture (en bleu) et en entrée (en orange et en vert).

À partir de $0.65\varphi_{opt}$, les déformations dynamiques diminuent brusquement (suite à la déstructuration de la torche), recommencent à augmenter progressivement, avant de passer par un nouveau maximum local vers $0.32\varphi_{opt}$ (sauf pour J40_S2). Cette augmentation soudaine a lieu entre deux points de fonctionnement pour lesquels l'ouverture du distributeur change seulement de 0.5° . À charge très partielle, le niveau de fluctuations mesuré par J20_P3 (en orange)

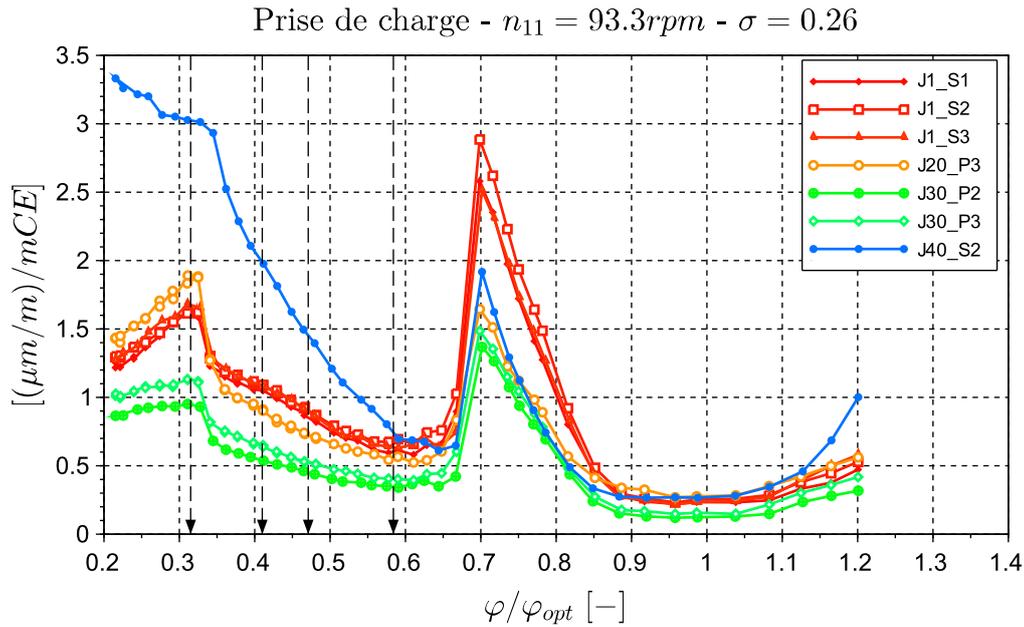


Figure 5.15 – Amplitudes crête-à-crête des déformations dynamiques lors de la prise de charge

est plus élevé qu'à $0.7\varphi_{opt}$. De plus, ces déformations dynamiques sont plus importantes qu'en sortie-plafond pour les aubes 1 à 3 (en rouge). J20_P3 mesure également plus de déformations dynamiques que J30_P3, qui est située sur la même aube en entrée-ceinture (en vert). Pour la jauge J40_S2 les fluctuations à charge partielle augmentent plus fortement que les autres jauges. Une augmentation brusque des sollicitations se fait à un débit légèrement plus élevé que précédemment, vers $0.34\varphi_{opt}$. Ensuite, les déformations dynamiques continuent d'augmenter jusqu'au couple nul, contrairement aux autres capteurs. Cette tendance particulière n'a pas pu être confirmée par la jauge J40_S3, qui s'est avérée défectueuse après la mise en eau du modèle réduit.

Pour conclure, l'évolution des fluctuations sur cette prise de charge met donc en évidence quatre régimes de charge partielle (pour la majorité des capteurs) :

1. De $1.00\varphi_{opt}$ à $0.90\varphi_{opt}$: Régime quasi-nominal, avec très peu de fluctuations.
2. De $0.90\varphi_{opt}$ à $0.65\varphi_{opt}$: Régime de torche, avec des fluctuations élevées, maximales vers $0.7\varphi_{opt}$.
3. De $0.65\varphi_{opt}$ à $0.35\varphi_{opt}$: Régime intermédiaire, où les fluctuations sont relativement faibles suite à la déstructuration de la torche, mais augmentent progressivement à mesure que le débit diminue.
4. De $0.35\varphi_{opt}$ à $0.20\varphi_{opt}$: Régime proche du couple nul, avec une augmentation soudaine des déformations dynamiques des aubes, et des fluctuations de pression dans la roue et dans l'entrefer.

Afin de mieux comprendre cette évolution des fluctuations, le contenu fréquentiel des signaux mesurés au cours de la prise de charge est analysé dans la section suivante.

5.5 Évolution du contenu fréquentiel lors d'une prise de charge

5.5.1 Signatures large-bande de fréquences

La présence de signatures large-bande de fréquences sur les signaux expérimentaux a souvent été constatée en présence de vortex inter-aubes (chapitre 4).

Sur les jauges de déformation, ce genre de signatures ont été relevées sur l'intervalle $[10; 15]f_0$, comme c'est par exemple le cas pour la jauge J20_P3, située proche de l'entrée-plafond de la roue (figure 5.16). La puissance partielle sur l'intervalle $[10; 15]f_0$ augmente à partir de $0.38\varphi_{opt}$ et atteint un maximum à $0.33\varphi_{opt}$. Elle participe donc à l'augmentation des déformations dynamiques à charge très partielle. Néanmoins, avec moins de 30% de la puissance globale du signal, elle ne représente pas la principale source de fluctuations. Enfin, une augmentation de l'amplitude du spectre est constatée dès $0.7\varphi_{opt}$, entre $10f_0$ et $12f_0$ (soit environ 170 à 205 Hz). Elle semble n'avoir qu'un faible impact sur la puissance spectrale totale. Cette signature correspond à la fréquence propre mécanique identifiée dans la section 5.3.1. De même, la fréquence propre de torsion de la ligne d'arbre est présente dans le spectre des jauges, à environ $4.1f_0$ (soit 69 Hz).

La jauge particulière de la section précédente, J40_S2, présente également une signature large-bande, mais sur des plages de débits et de fréquences supérieures aux autres jauges (figure 5.17). L'augmentation plus rapide des déformations dynamiques à charge partielle est liée aux amplitudes relativement élevées sur l'intervalle $[15; 30]f_0$ dès $0.60\varphi_{opt}$. À partir de $0.40\varphi_{opt}$, l'amplitude du spectre augmente sur l'intervalle $[10; 15]f_0$, tout comme la puissance partielle associée. Cette dernière passe par un maximum vers $0.34\varphi_{opt}$, tout comme les autres jauges. Elle contient alors la majeure partie de la puissance spectrale du signal. Pour des débits inférieurs, cette signature s'étend sur une gamme de fréquence de plus en plus grande, à une amplitude relativement constante. Ainsi, la puissance du signal continue d'augmenter jusqu'au couple nul.

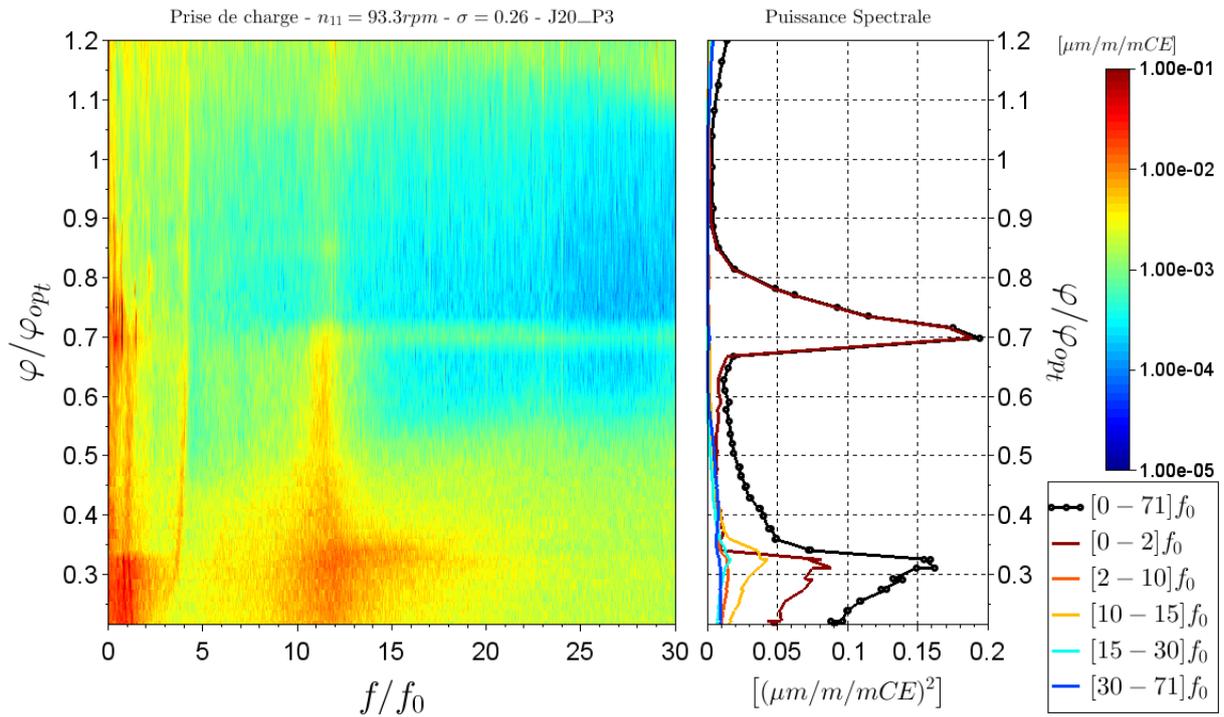


Figure 5.16 – Déformations dynamiques sur l’aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 30]f_0$

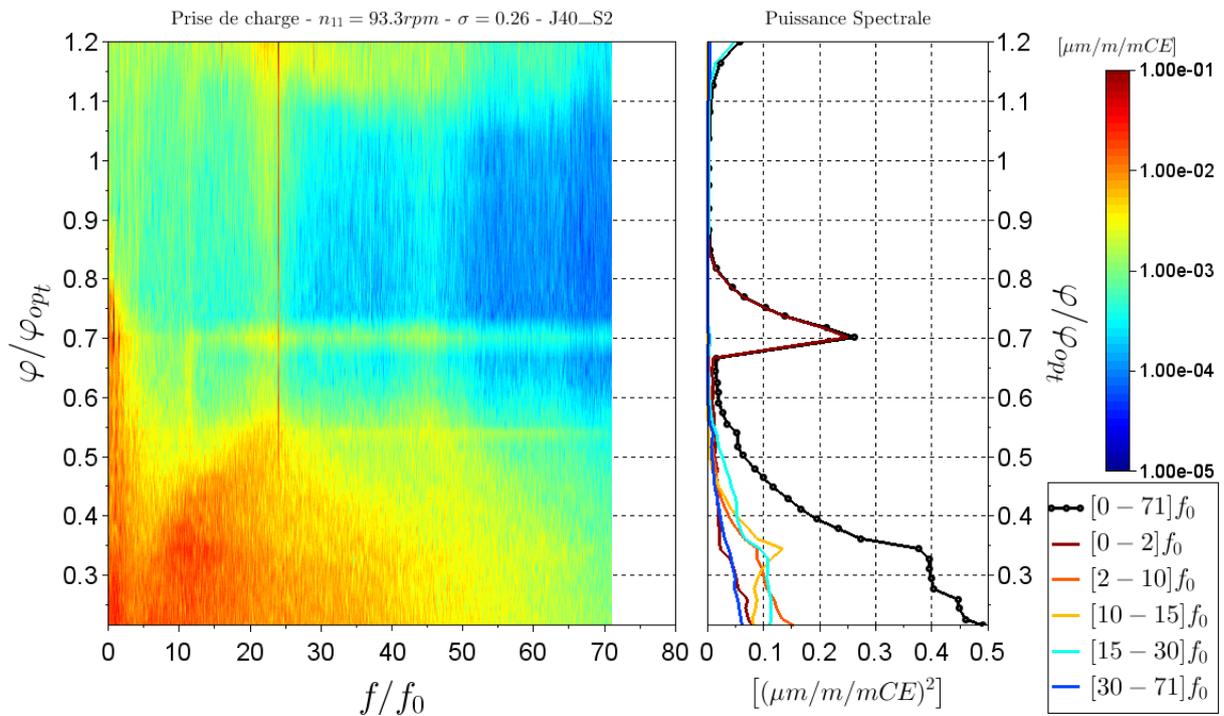


Figure 5.17 – Déformations dynamiques sur l’aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 70]f_0$

En ce qui concerne les fluctuations de pression à la surface des aubes, leurs spectres présentent également des signatures large-bande, comme le montrent les figures 5.18 (côté intrados) et 5.19 (côté extrados).

À l'intrados, la signature est approximativement contenue sur l'intervalle $[8; 15]f_0$ et entraîne une augmentation de la puissance partielle à partir de $0.36\varphi_{opt}$, avec un maximum à $0.34\varphi_{opt}$. Pour ce dernier point de fonctionnement, les puissances partielles sur $[0; 2]f_0$ et $[10; 15]f_0$ sont égales. Il apparaît donc que l'augmentation de la puissance du signal soit due, dans un premier temps, à l'émergence de hautes fréquences autour de $[8; 15]f_0$, entre $0.40\varphi_{opt}$ et $0.34\varphi_{opt}$. Ensuite, ce sont les basses fréquences sur l'intervalle $[0; 2]f_0$ qui deviennent prépondérantes, pour des débits réduits inférieurs à $0.34\varphi_{opt}$.

À l'extrados, la signature large-bande est également centrée sur l'intervalle $[8; 15]f_0$, mais s'étend aussi vers de plus hautes fréquences (jusqu'à $30f_0$). Comme à l'intrados, la puissance partielle sur $[10; 15]f_0$ augmente dès $0.36\varphi_{opt}$ et passe par un maximum à $0.34\varphi_{opt}$. Cependant, les basses fréquences sont largement prépondérantes dès $0.41\varphi_{opt}$ et la majorité de la puissance des fluctuations de pression provient de l'intervalle $[0; 2]f_0$.

En résumé, des signatures large-bande sont présentes sur les signaux des jauges et des capteurs de pression embarqués, aux environs de $[10; 15]f_0$. Elles participent à l'augmentation des déformations dynamiques et des fluctuations de pression entre $0.40\varphi_{opt}$ et $0.34\varphi_{opt}$. Elles représentent une part non négligeable de la puissance spectrale des signaux. Néanmoins, elles n'engendrent pas de maximum de fluctuations au niveau global, contrairement au cas de la turbine B (chapitre 4, section 4.3.1). Dans le cas de cette prise de charge, la puissance spectrale totale est maximale à cause des basses fréquences, inférieures à $2f_0$.

L'intervalle des signatures large-bande contient également la fréquence de résonance mécanique des aubes. Afin de déterminer l'origine hydraulique ou mécanique de ces signatures large-bande, une analyse de l'influence de la chute au point de fonctionnement Re_C est réalisée. Ce point de fonctionnement se trouve à la chute nominale H_{nom} , à $0.32\varphi_{opt}$ et σ_{plant} (figure 5.7).

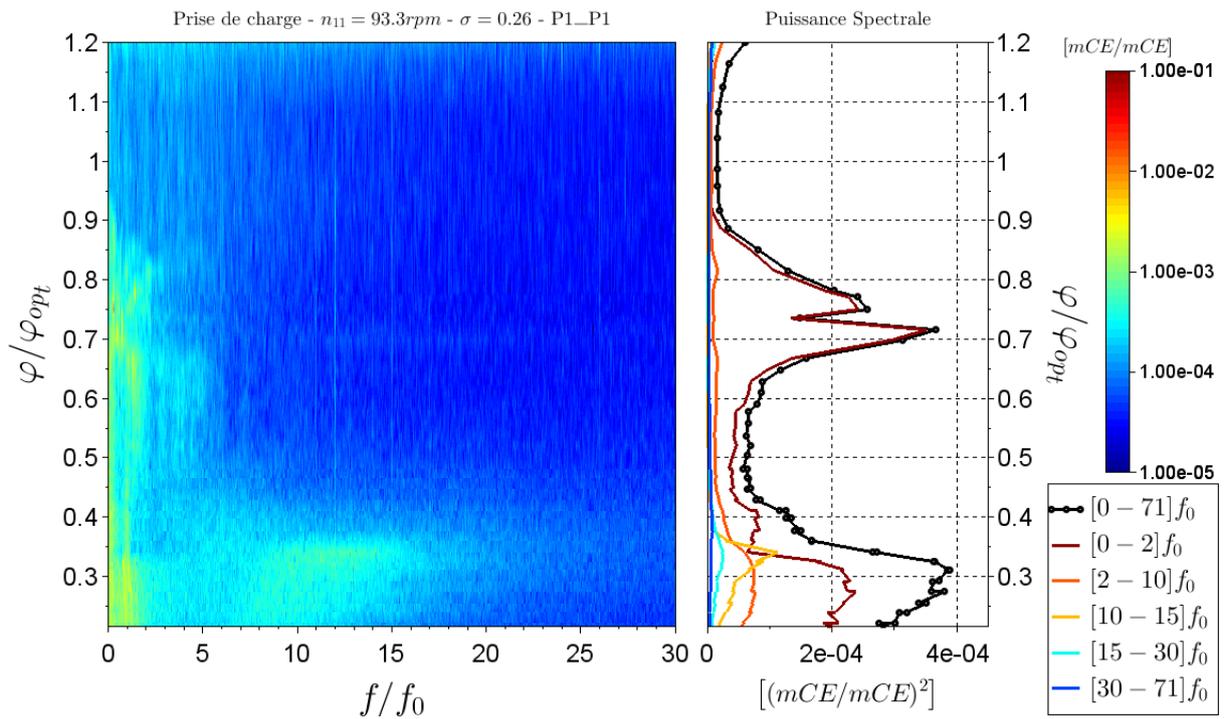


Figure 5.18 – Fluctuations de pression sur l’aube 1 (Entrée-Intrados) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 30]f_0$

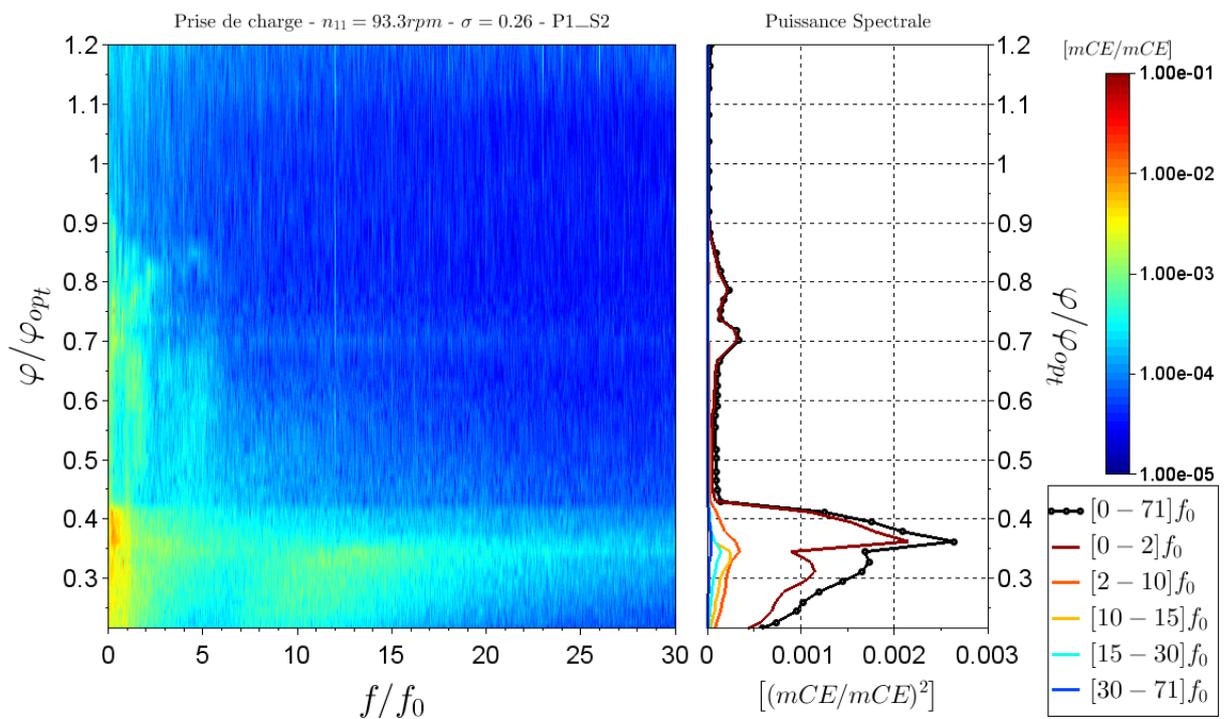


Figure 5.19 – Fluctuations de pression sur l’aube 2 (Entrée-Extrados) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 30]f_0$

La figure 5.20 montre les spectres des jauges J20_P3 et J40_S2 et des capteurs de pression P1_P1 et P1_S2, pour différentes chutes allant de 5 à 20 mCE. Contrairement à la section 5.3.1, les fréquences sont adimensionnées par la fréquence de rotation du modèle réduit. Ainsi, ce sont les fréquences d'origine hydraulique qui se superposent pour les différentes chutes.

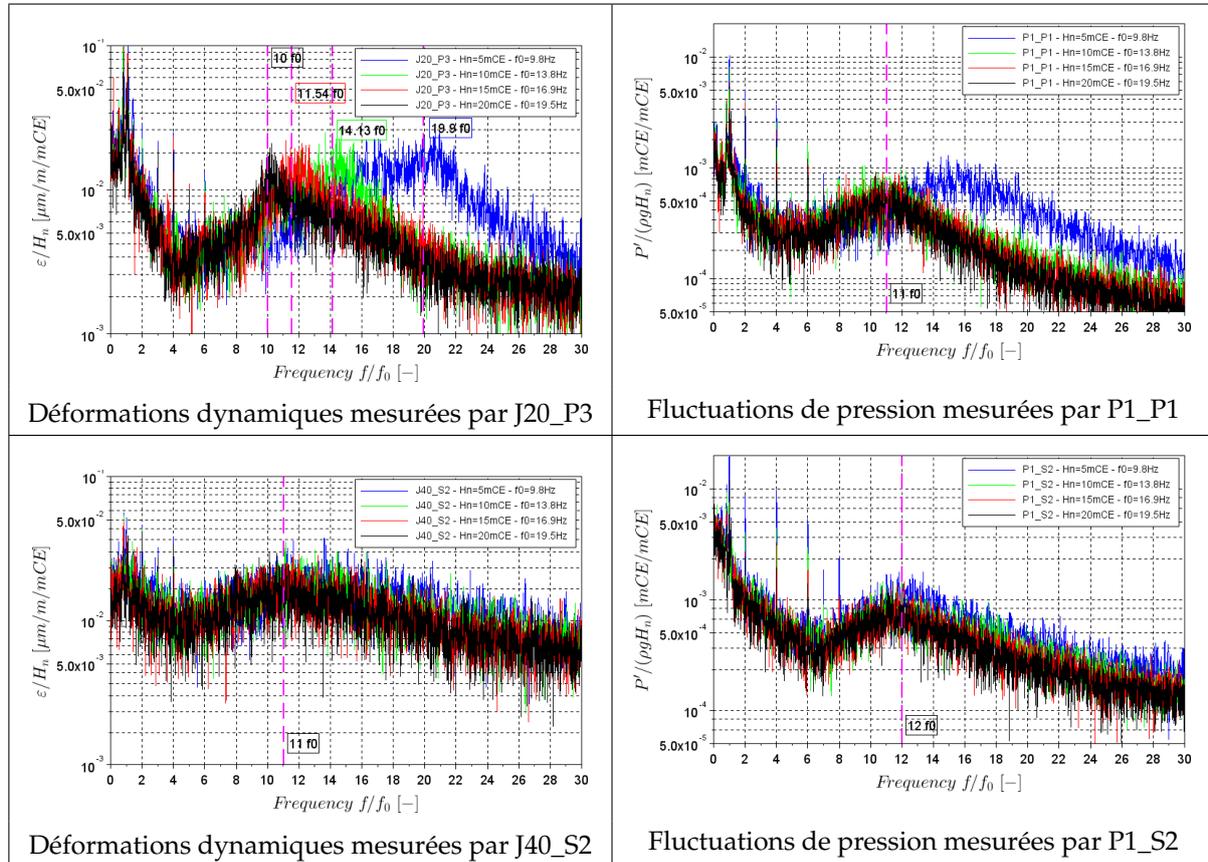


Figure 5.20 – Spectres des fluctuations au niveau de la roue pour différentes chutes d'essais au point Re_C

Pour la jauge J20_P3 située en entrée-plafond, la fréquence de résonance des aubes, centrée à 195 Hz environ, se retrouve dans le spectre du signal pour chacune des chutes d'essais. La signature large-bande visible sur la figure 5.16 est donc très probablement liée aux premiers modes propres de la roue. Pour la jauge en sortie-ceinture, J40_S2, le comportement de la signature large-bande centrée à $11f_0$ est différent des autres jauges. Celle-ci ne dépend pas des conditions mécaniques : elle semble donc être d'origine hydraulique pour ce point de fonctionnement. Pour chacun des deux capteurs de pression de la roue, P1_P1 et P1_S2, la signature large-bande, centrée sur $11f_0$ ou $12f_0$, est bien indépendante des conditions mécaniques. Les fréquences observées sur $[8; 15]f_0$ semblent donc avoir également une origine hydraulique. Seuls les spectres obtenus à 5 mCE de chute d'essais diffèrent des autres. Il s'agit là en réalité d'une influence au nombre de cavitation (chapitre 4, section 4.3.2). En effet, les mesures ont été effectuées à $\sigma_{plant} = 0.26$ pour les chutes 10, 15 et 20 mCE. À 5 mCE, la mesure s'est faite à $\sigma = 0.38$ pour la configuration 1 (P1_P1) et $\sigma = 0.28$ pour la configuration 2 (P1_S2). L'influence du nombre de Thoma sur les mesures de déformations dynamiques et de fluctuations de pression est présentée en annexe B (section B.3).

Pour conclure, les signatures large-bande observées sur cette prise de charge sur les fluctuations de pression à l'entrée de la roue sont indépendantes des conditions mécaniques et semblent donc liées à l'écoulement dans la roue. Au niveau des jauges, les signatures large-bande correspondent aux premiers modes propres mécaniques de la roue qui entrent en résonance. Seule la jauge J40_S2 mesure une signature large-bande différente et indépendante de la chute d'essais. Dans les deux cas, ces signatures entrent en jeu lors de l'augmentation des fluctuations de pression et des déformations dynamiques entre $0.4\varphi_{opt}$ et $0.34\varphi_{opt}$.

5.5.2 Signatures basses fréquences

Cette section recentre l'analyse sur les plus basses fréquences (inférieures à $5f_0$) pour les mêmes capteurs que précédemment.

À $0.33\varphi_{opt}$, les déformations dynamiques augmentent brusquement, avant de passer par un maximum à $0.31\varphi_{opt}$, comme le montre la figure 5.21 pour J20_P3. À partir de ce point de fonctionnement et jusqu'au couple nul, la majorité de la puissance des fluctuations provient de l'intervalle $[0; 2]f_0$, pour toutes les jauges. Sur cet intervalle, l'augmentation des fluctuations est liée à l'émergence de deux fréquences quasi-synchrones sur l'ensemble des jauges, à environ $0.8f_0$ et $1.1f_0$. Les amplitudes associées à ces fréquences font partie des plus grandes du spectre de déformations dynamiques. J40_S2 est la seule exception, puisque la répartition de sa puissance spectrale est nettement différente des autres jauges (figure 5.22).

Une tendance similaire se retrouve au niveau des fluctuations de pression à l'entrée de la roue, due aux mêmes fréquences autour de $0.8f_0$ et $1.1f_0$ (figures 5.23 et 5.24).

Enfin, le comportement des fluctuations au niveau de P1_S2 est un peu particulier : à partir de $0.41\varphi_{opt}$, la puissance du signal augmente fortement. Cette hausse est également observable sur l'évolution de l'amplitude crête-à-crête des fluctuations de pression (figure 5.14). Cette augmentation est majoritairement liée à l'apparition de fréquences allant de $0.2f_0$ à $0.6f_0$ environ (plus de détails dans la section 5.6.3).

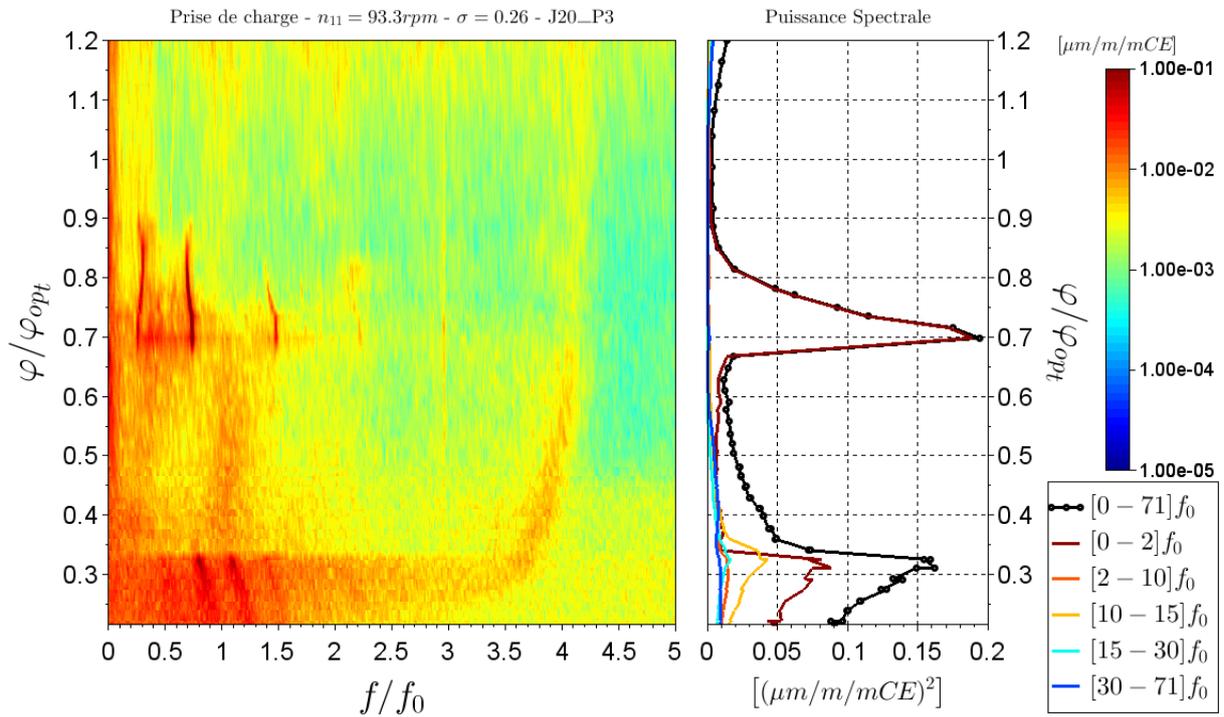


Figure 5.21 – Déformations dynamiques sur l’aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$

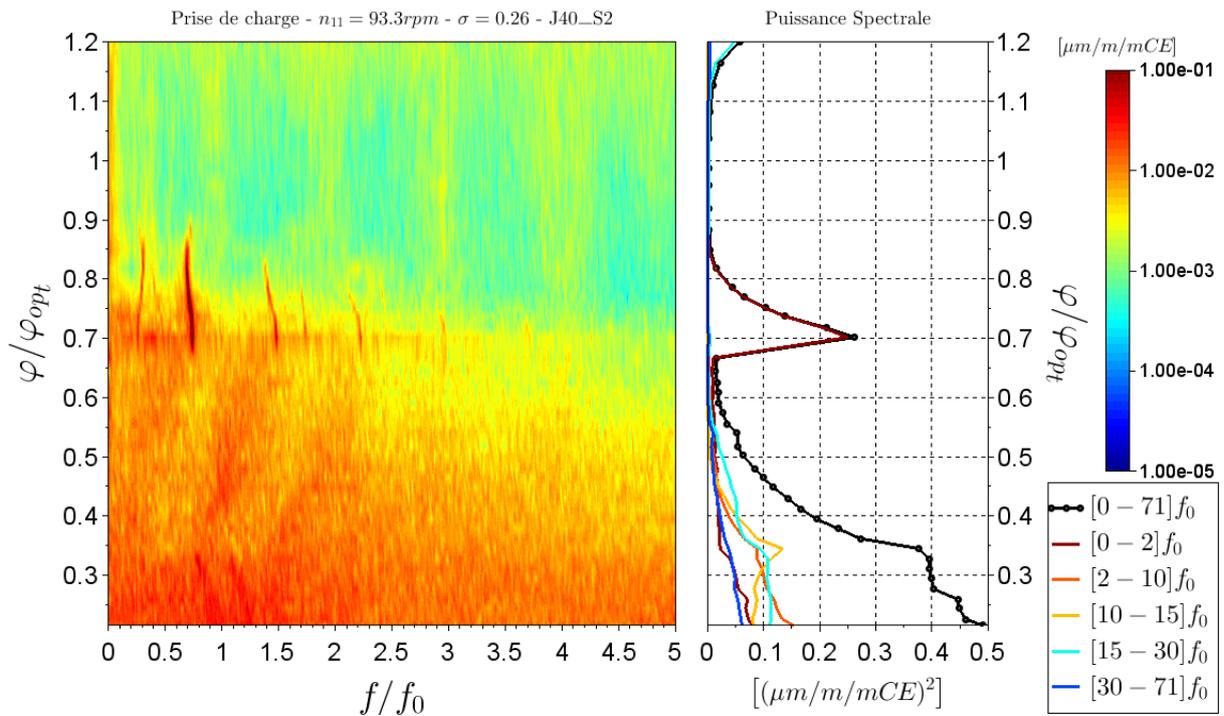


Figure 5.22 – Déformations dynamiques sur l’aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$

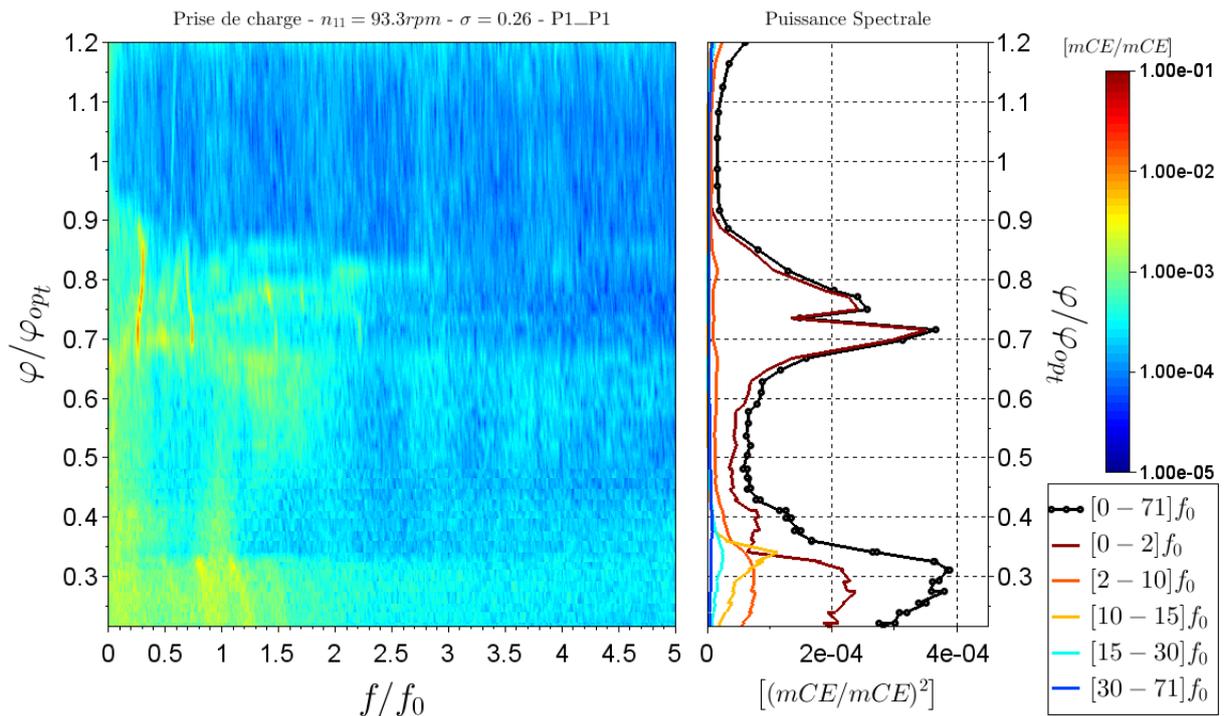


Figure 5.23 – Fluctuations de pression sur l’aube 1 (Entrée-Intradors) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$

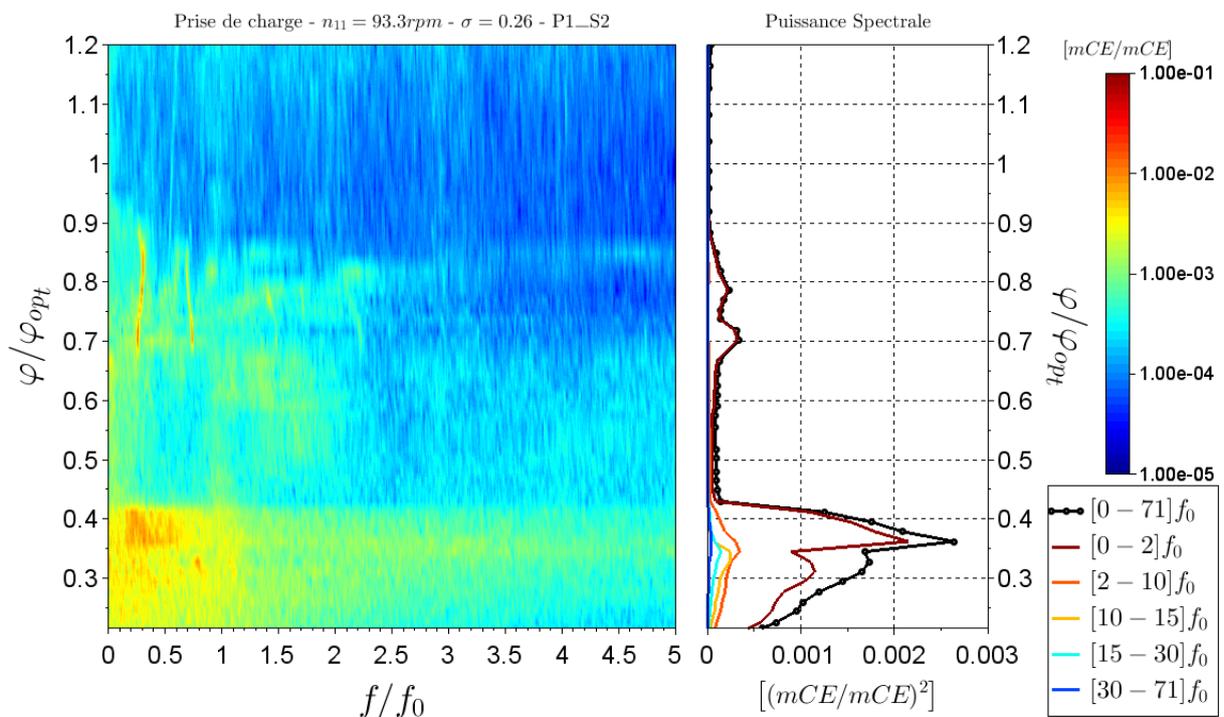


Figure 5.24 – Fluctuations de pression sur l’aube 2 (Entrée-Extradors) à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$

5.5.3 Signatures dans le repère fixe

5.5.3.1 Dans l'entrefer / En amont de la roue

Les fluctuations de pression dans l'entrefer présentent une signature en forme de raies, similaire à ce qui a été identifié au chapitre 4, à partir de $0.33\varphi_{opt}$ et jusqu'au couple nul (figure 5.25). L'apparition de cette signature entre $4f_0$ et $7f_0$, engendre une nette augmentation de la puissance partielle du signal sur l'intervalle $[2; 10]f_0$. Elle participe donc activement avec l'augmentation des fluctuations à charge très partielle. Néanmoins, la majorité de la puissance spectrale provient de l'intervalle $[0; 2]f_0$. En effet, à partir de $0.4\varphi_{opt}$, les signaux disposent également de très basses fréquences, inférieures à $0.5f_0$.

Cette signature en forme de raies se retrouve également sur les fluctuations de couple sur les aubages du distributeur (figure 5.26). La puissance partielle qui est associée à ces fréquences comprises dans l'intervalle $[2; 10]f_0$, représente la majorité de la puissance spectrale à partir de $0.33\varphi_{opt}$. De plus, les fluctuations de couple atteignent leur niveau maximum à ce régime de fonctionnement. Les fréquences propres identifiées dans la section 5.3.1 contribuent également aux fluctuations, mais de façon bien moins importante.

Une étude numérique réalisée en interne chez GE Renewable Energy a montré que cette signature était liée aux basses fréquences mesurées dans le repère tournant à $0.8f_0$ et $1.1f_0$ [31]. L'apparition de ces signatures a été associée au développement de structures tournantes dans l'entrefer de la machine, à des régimes proches du couple nul. D'autres études internes sont actuellement en cours pour mieux comprendre ce phénomène.

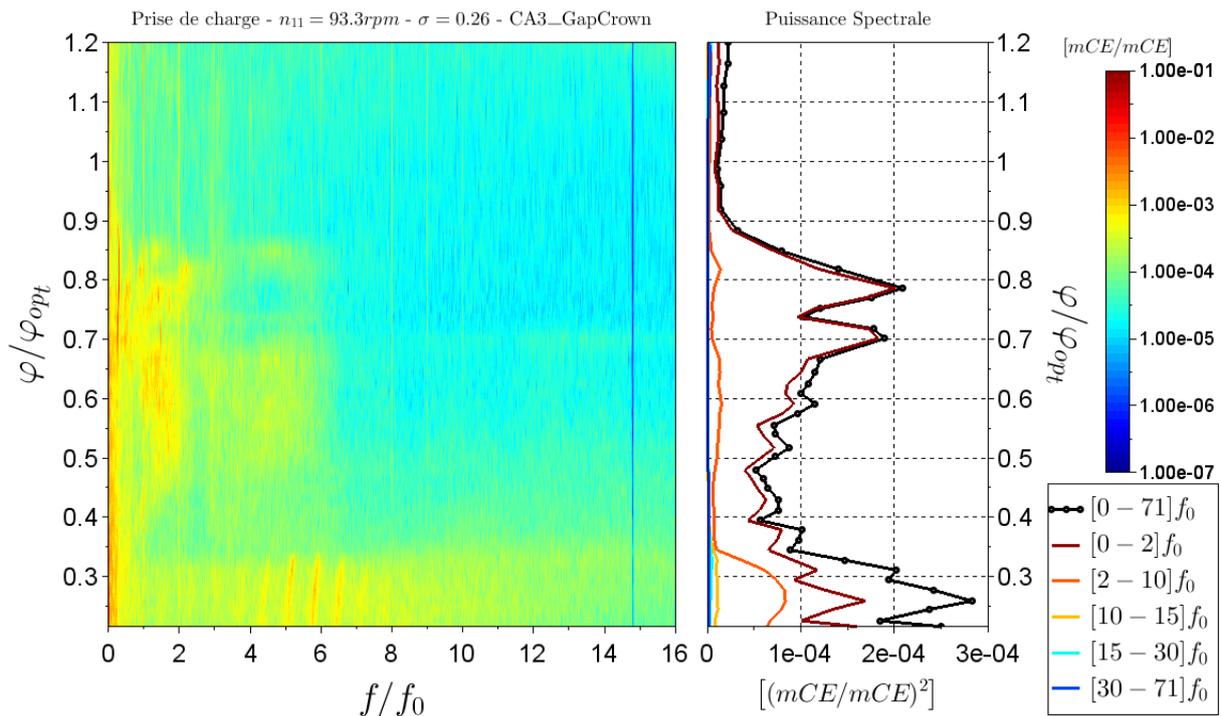


Figure 5.25 – Fluctuations de pression dans l’entrefer à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 16]f_0$

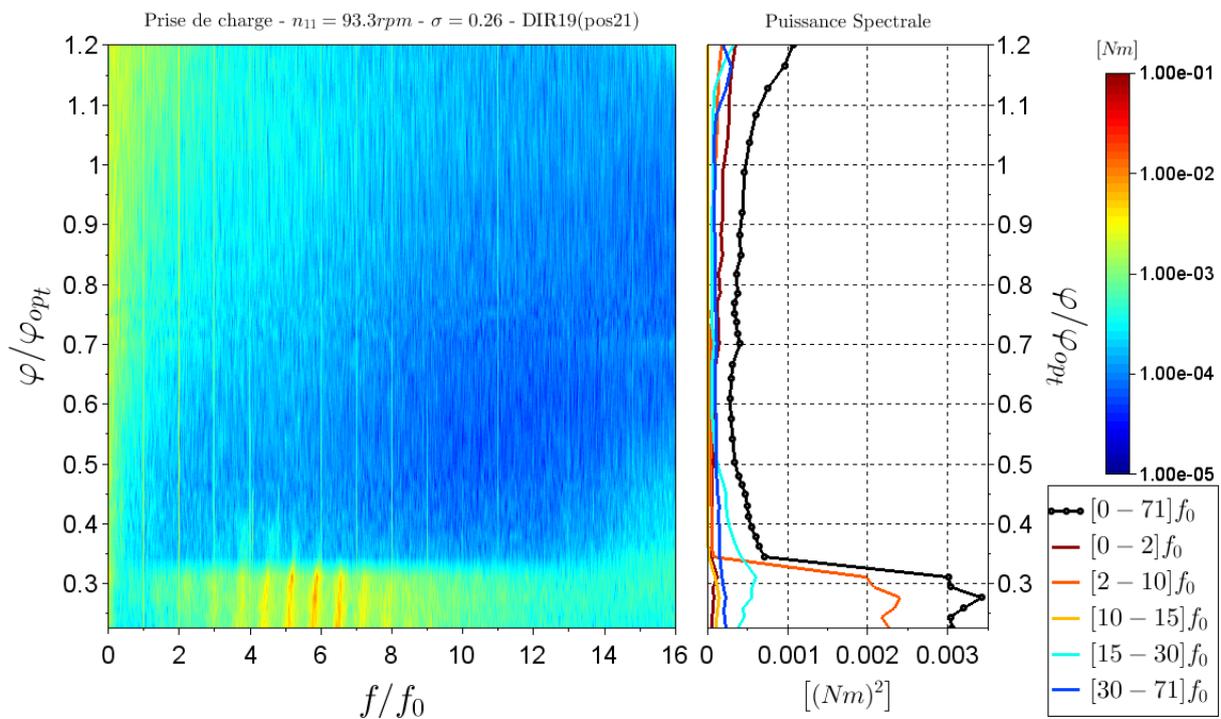


Figure 5.26 – Fluctuations de couple au niveau du distributeur à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 16]f_0$

5.5.3.2 Dans le cône de l'aspirateur / En aval de la roue

Les fluctuations de pression dans le cône de l'aspirateur à charge partielle sont majoritairement dues à la torche hélicoïdale (figure 5.27).

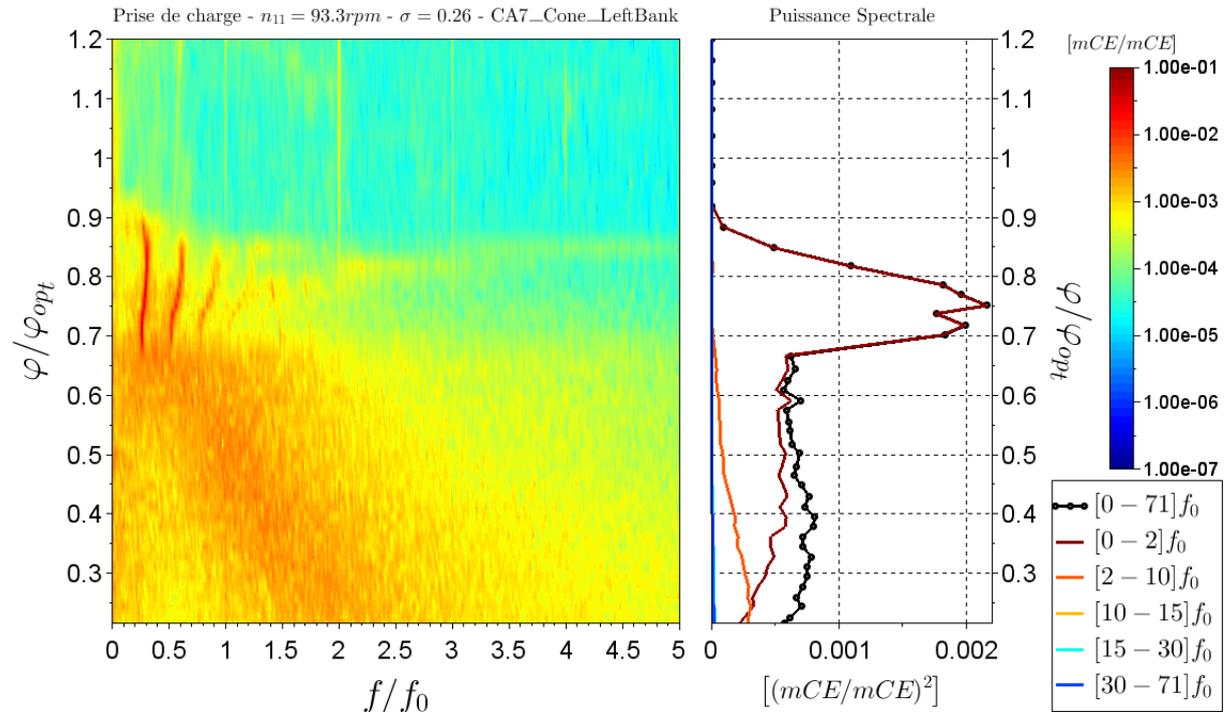


Figure 5.27 – Fluctuations de pression dans le cône de l'aspirateur à H_{nom} et σ_{plant} sur $[0; 5]f_0$

À partir de $0.65\varphi_{opt}$, la torche perd de sa cohérence et se divise en plusieurs structures. Il en résulte un écoulement très chaotique, qui est associé à une signature relativement large-bande dont aucune fréquence particulière ne ressort. À mesure que le débit diminue, la fragmentation en plusieurs structures moins cohérentes et moins régulières se poursuit. En conséquence, cette signature dérive vers des fréquences plus élevées.

Le niveau des fluctuations de pression dans le cône de l'aspirateur demeure relativement faible à charge très partielle, en comparaison du régime de torche. Ainsi, leur évolution n'est pas représentative des sollicitations mécaniques des aubes, notamment à partir de $0.4\varphi_{opt}$.

5.6 Observations des vortex inter-aubes

Afin de relier les phénomènes hydrauliques de charge partielle à l'évolution des différentes fluctuations dans la machine précédemment étudiées, des observations de l'écoulement ont été effectuées pour la même prise de charge que précédemment ($H_{nom}, \sigma_{plant} = 0.26$). La chute nette a été réduite à 10 mCE pour réduire la vitesse de rotation du modèle et faciliter les observations (section 5.3.3).

Avant d'observer l'écoulement à charge très partielle, il est utile de s'intéresser à l'écoulement en sortie de roue à la fin du régime de torche (figure 5.28). À $0.71\varphi_{opt}$, la torche est en rotation à proximité du bord de fuite des aubes, vers leur jonction avec le plafond (au centre de

l'écoulement). La dépression qui en résulte diminue localement le niveau de pression absolue. Dans cette zone, des vortex cavitants apparaissent à la sortie de certains canaux inter-aubes, suite au passage de la torche. Lorsque que la torche de charge partielle apparaît dans l'aspirateur, elle se forme à l'interface entre la partie turbinée de l'écoulement en périphérie de la roue et la zone d'eau morte présente sous la pointe (au centre de l'écoulement). À mesure que le débit diminue, ce volume d'eau morte remonte progressivement dans la roue par effet de pompage. Ainsi, la mise en évidence de vortex inter-aubes par la torche suggère qu'un écoulement de pompage est déjà en place entre l'aspirateur et la roue dès $0.71\varphi_{opt}$. Ces vortex pourraient probablement devenir visibles en diminuant le nombre de Thoma σ à ce point de fonctionnement. Par la suite, les observations se feront à des débits inférieurs et le pompage sera donc encore plus important.



Figure 5.28 – Écoulement à l'aval de la roue $0.71\varphi_{opt}$

Les points de fonctionnement qui sont considérés lors de ces observations sont définis dans la table 5.3 et sont positionnés sur la colline du modèle réduit (figure 5.7). Ces points de fonctionnement sont représentés par les flèches en pointillés sur les figures 5.14 et 5.15. Les points OP1 et OP2 correspondent aux limites classiques qui sont placées sur la colline d'une machine (chapitre 1), lors de la caractérisation de ses performances en termes de cavitation. OP3 et OP4 encadrent quant à eux la forte augmentation des fluctuations de pression et de déformations relevées à partir de $0.32\varphi_{opt}$, qui a été mentionnée précédemment. Pour chaque point de fonctionnement, l'écoulement dans la roue est observé en entrée et en sortie, à l'aide des moyens présentés dans la section 5.2.3. Le positionnement des phénomènes s'appuiera sur le quadrillage de la roue et les abscisses curvilignes associées s et w (figure 5.4). Pour rappel, s et w caractérisent respectivement les positions dans les sens amont/aval et plafond/ceinture.

Table 5.3 – Points de fonctionnement correspondant aux observations

Point de fonctionnement	φ/φ_{opt}	Description
OP1	0.58	Limite classique de VIA naissants
OP2	0.47	Limite classique de VIA développés
OP3	0.41	Fluctuations modérées à charge très partielle
OP4	0.32	Fluctuations élevées à charge très partielle

5.6.1 Vortex inter-aubes naissants (OP1)

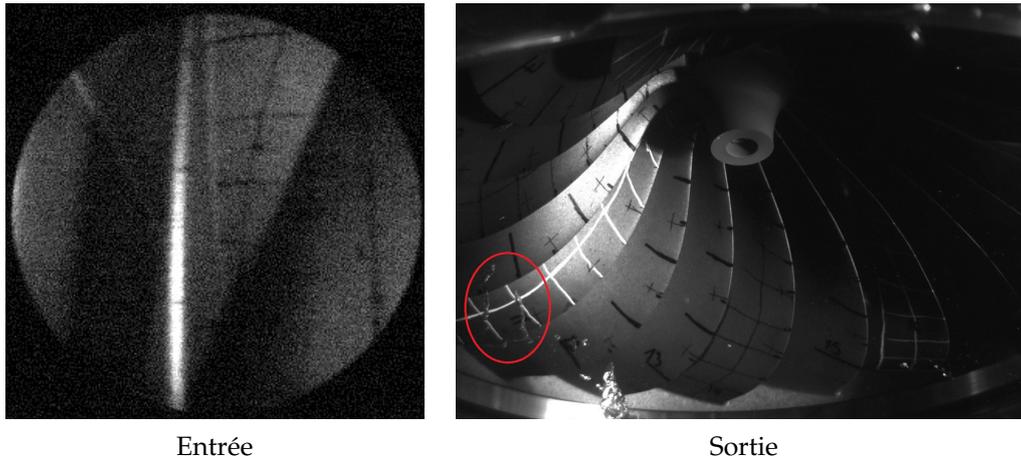


Figure 5.29 – Vue de l'écoulement dans la roue à OP1

Au point de fonctionnement OP1, des vortex apparaissent en sortie de roue à proximité de la ceinture, principalement pour w compris entre 70% et 90% (figure 5.29). Ces structures paraissent intermittentes et sont présentes simultanément dans quelques canaux seulement. Dans le cône de l'aspirateur, plusieurs structures cavitantes sont encore en rotation, malgré la déstructuration de la torche. Dans leur mouvement assez désordonné, elles semblent interagir avec les vortex intermittents en ceinture. L'écoulement en aval de la roue n'est pas axisymétrique, ce qui est à l'origine du caractère intermittent des vortex observés. D'une part, la non-uniformité du champ de pression dans l'aspirateur, à un instant donné, implique des niveaux de pression en sortie de roue différents d'un canal à l'autre. Si ces variations se font autour de la pression de vapeur saturante et si l'intensité de chaque vortex est environ la même, alors seuls les canaux de plus basse pression disposent de tourbillons cavitants. Comme l'écoulement proche des parois est très tangentiel, ce champ de pression non-axisymétrique tourne à une fréquence différente de la roue (comme c'est le cas à $0.71\varphi_{opt}$, voir figure 5.28). Au niveau d'un canal donné, cela entraîne une alternance entre des vortex cavitants visibles et des vortex purement liquides donc non observables, d'où l'intermittence. D'autre part, la répartition non-axisymétrique du débit dans la roue engendre des intensités tourbillonnaires différentes dans les canaux. Pour un canal donné, le changement d'intensité du vortex entraîne successivement la vaporisation et la condensation du fluide, d'où le caractère intermittent expérimentalement observé. Enfin, il est difficile de déterminer si ce sont les variations d'intensité des vortex inter-aubes ou du champ de pression sous la roue qui sont majoritairement à l'origine du caractère intermittent de ce phénomène, puisque ces deux effets se superposent lors du fonctionnement à OP1. De plus, l'utilisation d'un stroboscope synchronisé avec la roue vient amplifier l'intermittence de ce phénomène, puisque que l'écoulement n'est visible qu'une fois par tour.

Vu de l'entrée de la roue, aucune structure cavitante n'est visible (figure 5.29). À $0.58\varphi_{opt}$, les niveaux de fluctuations de pression et de déformations dynamiques sont relativement faibles : moins de $1\mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ pour les jauges et moins de $7\%H_n$ pour les capteurs de pression (hors aspirateur) en termes d'amplitude crête-à-crête.

5.6.2 Vortex inter-aubes développés (OP2)

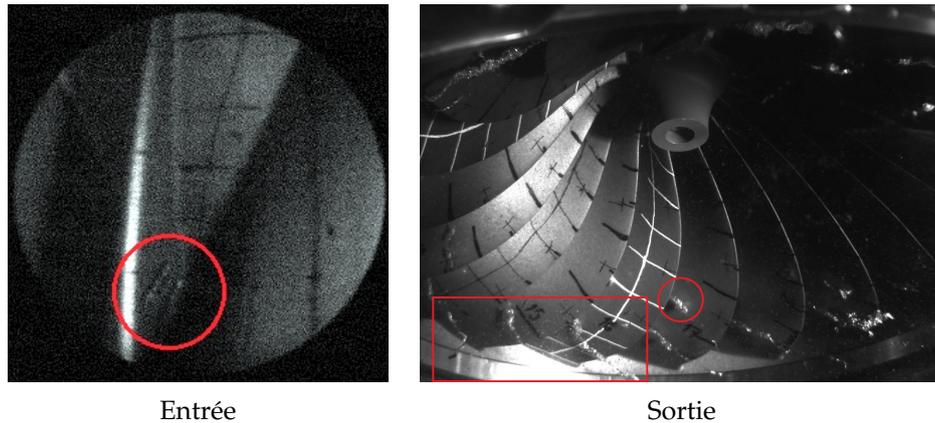


Figure 5.30 – Vue de l'écoulement dans la roue à OP2

De OP1 à OP2, les vortex présents en sortie de roue proches de la ceinture s'intensifient, ce qui entraîne une augmentation du rayon de la phase gazeuse au coeur de ceux-ci. Ils apparaissent maintenant simultanément dans l'ensemble des canaux, pour w compris entre 70% et 90% (figure 5.30). À ce point de fonctionnement, d'autres vortex sont également présents par intermittence proches des bords de fuite, pour w compris entre 50% et 60%. Les structures qui tournent dans l'aspirateur cavitent moins, à mesure que l'écoulement se désorganise.

Au niveau du plafond de roue, des lâchers de vapeur ont lieu à proximité des bords de fuite, pour w allant de 0% à 20%. Ces structures sont également intermittentes. En l'occurrence, elles ne sont pas visibles sur la figure 5.30, alors qu'elles le sont quelques tours de roue plus tard, comme le montre la figure 5.31. Lors de la recirculation impliquée par le pompage (déjà présente à $0.71\varphi_{opt}$), l'écoulement arrive de façon fortement non adaptée sur le bord de fuite des aubes. En effet, dans la zone de pompage, l'écoulement possède une vitesse axiale (C_{z2}) positive et une vitesse tangentielle ($C_{\theta2}$) assez faible. Le fluide arrive donc côté extrados avec une mauvaise incidence. Cela induit un décollement au niveau des bords de fuite, avec la formation de cavitation non-attachée dans les canaux inter-aubes.

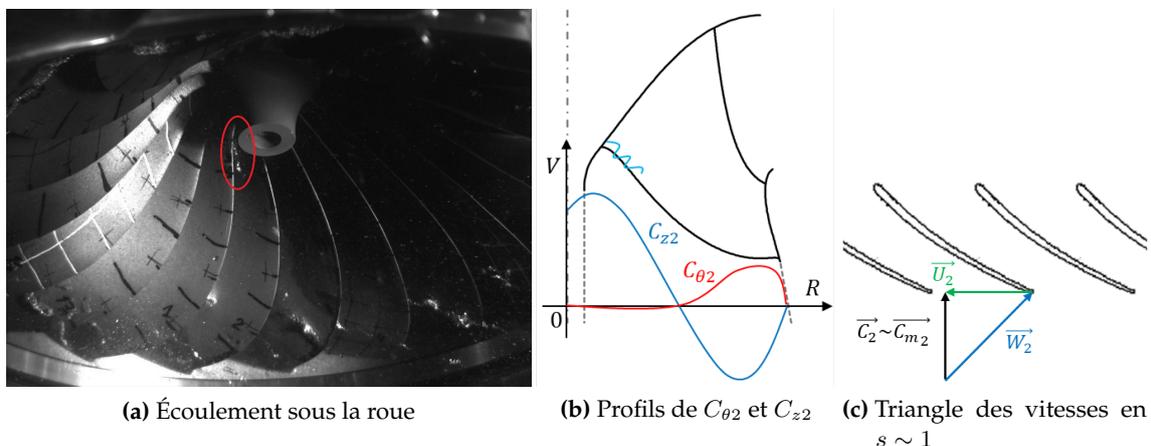


Figure 5.31 – Cavitation par pompage à OP2

L'écoulement en amont est marqué par l'apparition de vortex au niveau du plafond de roue, dans la majorité des canaux, du côté extradados (figure 5.30). Ils se situent à une valeur de s comprise entre 55% et 70%. Dans certains canaux, d'autres vortex se forment plus en amont encore, pour s environ égal à 40%. Leur longueur est alors généralement plus petite.

De $0.58\varphi_{opt}$ à $0.47\varphi_{opt}$, les fluctuations de pression restent quasi-constantes à l'exception du capteur P2_S2. Leur amplitude crête-à-crête est entre $10\%H_n$ et $12\%H_n$ dans l'aspirateur, à $9\%H_n$ au niveau de P2_S2 et inférieure à $5\%H_n$ ailleurs. Le niveau de déformations dynamiques augmente légèrement entre OP1 et OP2, notamment pour la jauge J40_S2. Leur amplitude crête-à-crête atteint $1.5\mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ en sortie-ceinture, mais reste inférieure à $1\mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ ailleurs. Ainsi, ce niveau reste modéré et la présence de vortex inter-aubes développés en sortie de roue n'implique pas nécessairement des sollicitations mécaniques importantes pour les aubes.

5.6.3 Avant augmentation brusque des fluctuations à charge très partielle (OP3)

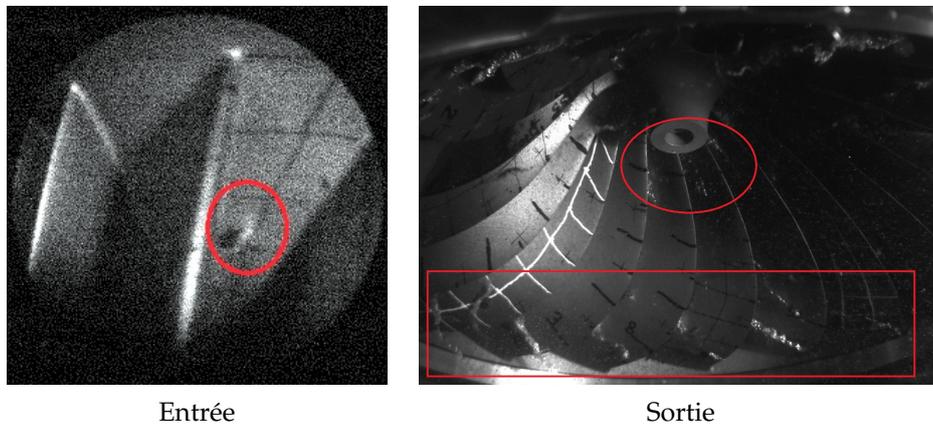


Figure 5.32 – Vue de l'écoulement dans la roue à OP3

De OP2 à OP3, l'écoulement en aval de la roue présente les mêmes phénomènes (figure 5.32). Les vortex proches de la ceinture (w entre 70% et 90%) gagnent en longueur et en rayon. Les vortex situés à w compris entre 50% et 60% restent intermittents. À proximité du plafond, les structures cavitantes liées au pompage sont plus marquées et semblent suivre les bords de fuite des aubes. Leur longueur varie entre 0% à 30% en w , ce qui leur donne un aspect pulsant. Cet élément va dans le sens d'une augmentation du pompage entre OP2 et OP3.

À l'entrée de la roue, les vortex remontent vers l'amont entre OP2 et OP3. Leur positionnement amont-aval est variable, mais se trouve majoritairement autour de s égal à 30%, toujours entre le milieu du canal et l'extrados des aubes. Leur longueur et leur diamètre sont également variables d'un canal à l'autre. Les vortex sont suffisamment développés pour voir que leur sens de rotation est le même que celui de la roue (clairement visible à la paroi du plafond). Quelques exceptions ont néanmoins été observées, certains vortex étant plus développés et commençant à s'apparenter à l'écoulement du point OP4 (section suivante). Certains passages de canaux ne présentent aucun vortex cavitant.

En ce qui concerne les fluctuations de pression, elles augmentent légèrement au niveau de l'aspirateur (11 à $13\%H_n$ crête-à-crête) et de l'entrefer (moins de $6\%H_n$). En entrée de roue, alors

qu'elles restent d'environ $9\%H_n$ pour P2_S2, elles augmentent fortement pour P1_S2, qui passe d'environ $6\%H_n$ à $18\%H_n$ de $0.47\varphi_{opt}$ à $0.41\varphi_{opt}$.

La figure 5.33 représente le canal entre les aubes 1 et 2 (qui contient les capteurs de pression embarqués) à 4 instants donnés. Un tour de roue, de période T_0 sépare chacun de ces instants. Le capteur P1_S2 est situé à proximité de la jonction entre l'aube 2 et le plafond et est visible pour cette position de la roue. À t_{obs} , une structure est présente à proximité de l'extrados. À $t_{obs} + T_0$, plus aucun phénomène cavitant n'est visible dans le canal. À $t_{obs} + 2T_0$, un nouveau vortex apparaît, plus petit qu'à l'instant initial. À $t_{obs} + 3T_0$, un tourbillon plus développé est présent plus en amont dans le canal. À OP3, l'écoulement à l'entrée de la roue est donc dans un régime instable, où des vortex inter-aubes se forment puis disparaissent à proximité du capteur P1_S2 au cours de la rotation de la roue.

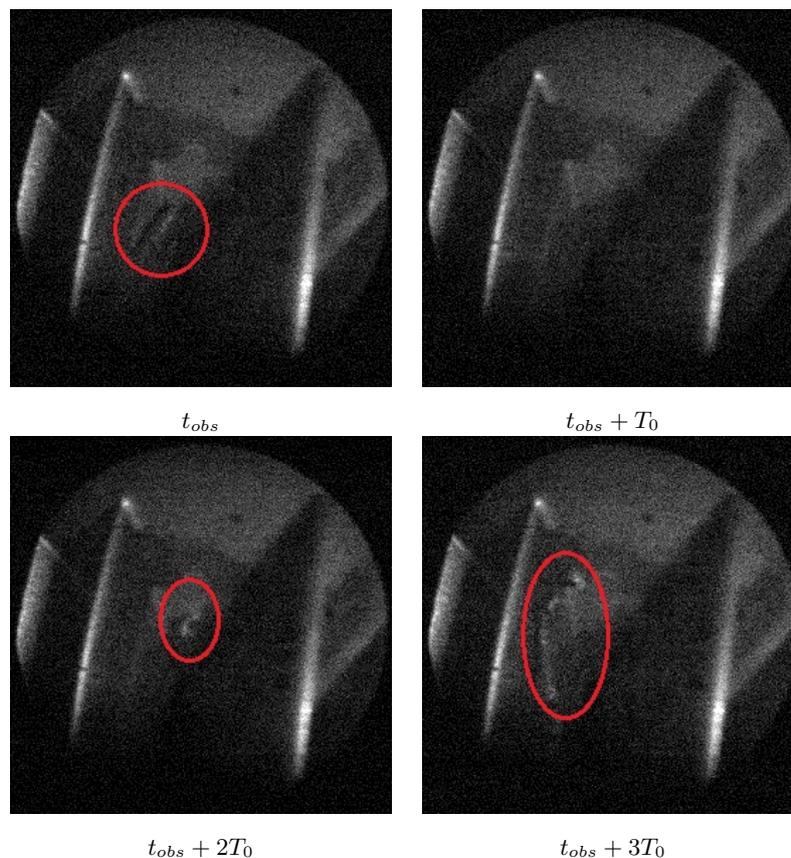


Figure 5.33 – Écoulement proche de P1_S2 pour plusieurs tours de roue successifs à OP3

La figure 5.34 représente les fluctuations de pression mesurées par P1_S2 à OP3. Lors de cette mesure, le signal (en vert) passe par un certain nombre de fortes dépressions, environ 2 à 4 fois tous les 10 tours (seuls les 50 premiers tours sont représentés ici). En conséquence, l'amplitude crête-à-crête du signal augmente fortement de OP2 à OP3. Cette tendance se retrouve également sur la figure 5.14. Ainsi, les vortex cavitants et instables présents à proximité de ce capteur engendrent ces dépressions, dont l'amplitude et la fréquence ne sont pas constantes au cours du temps. Au niveau du spectre du signal, cela se traduit par une augmentation de l'amplitude entre $0.2f_0$ et $0.5f_0$ lors du passage de OP2 à OP3. Cette signature est clairement visible sur le diagramme en cascade de P1_S2 (figure 5.24). Ce phénomène instable montre les limites

de la décomposition en série de Fourier. En l'absence d'évènement régulier, la méthode est dans l'incapacité de fournir une fréquence précise, puisque l'écoulement fluctue de façon non permanente au cours du temps. L'amplitude du spectre augmente donc sur toute une plage de fréquences. Il est donc essentiel de se référer également aux évolutions temporelles des signaux lors de l'analyse de tels phénomènes.

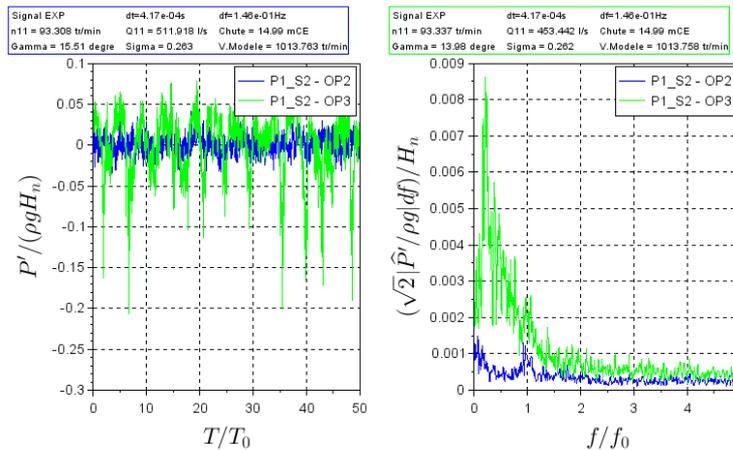


Figure 5.34 – Comparaison des fluctuations de pression de P1_S2 entre OP2 (en bleu) et OP3 (en vert)

Enfin, l'augmentation des déformations dynamiques continue progressivement entre OP2 et OP3. Leur amplitude crête-à-crête est alors de $2\mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ au niveau de J40_S2 en sortie-ceinture et inférieure à $1.1\mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ pour les autres jauges de la roue instrumentée.

5.6.4 Après augmentation brusque des fluctuations à charge très partielle (OP4)

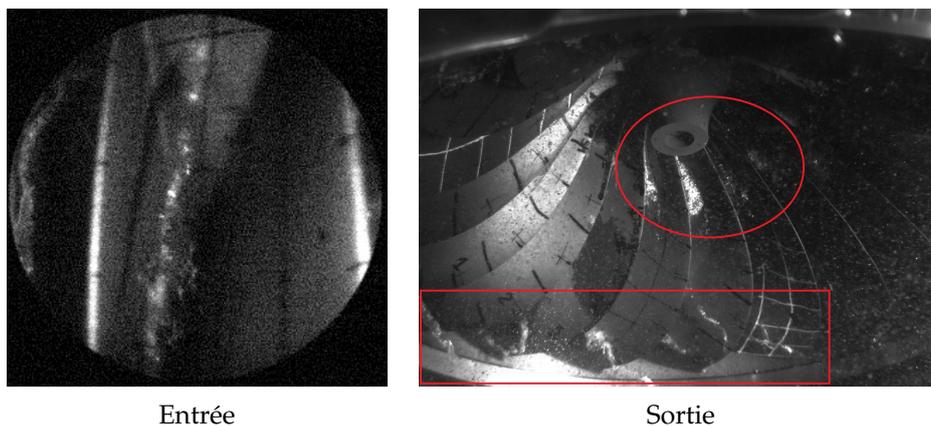


Figure 5.35 – Vue de l'écoulement dans la roue à OP4

De OP3 à OP4, l'écoulement en sortie de roue présente les mêmes structures cavitantes (figure 5.35). Des vortex inter-aubes relativement développés sont présents à proximité de la ceinture (w allant 70% à 90%) et d'autres, plus intermittents, se forment environ au milieu du bord de fuite des aubes (w compris entre 50% et 60%). À la jonction des aubes avec le plafond, les structures cavitantes engendrées par le pompage occupent 30% à 40% de l'arête de sortie. Les pulsations sont plus amples et plus rapides qu'à OP3. Enfin, l'écoulement dans l'aspirateur

devient si chaotique que les observations par le cône transparent sont gênées par la présence de microbulles dans l'écoulement en aval de la roue.

À l'entrée de la roue, les vortex observés précédemment ont continué leur développement en remontant l'écoulement vers l'amont. Ils sont attachés au plafond, entre le milieu des canaux et l'extrados des aubes (au premier plan sur la figure 5.35). Ils sont situés à une abscisse s d'environ 15% et se développent le long de la moitié supérieure de l'arête d'entrée des aubes (jusqu'à la limite inférieure du champ de vision de l'endoscope). Ces vortex sont une nouvelle fois différents d'un canal à l'autre. Le diamètre et la forme de la section du coeur cavitant changent, allant de plutôt circulaire, à très ovalisée, voir en double-hélice. Certains vortex se condensent en partie, avant de se vaporiser à nouveau. Ils changent également d'un tour à l'autre au sein d'un même canal. La figure 5.36 représente l'écoulement dans deux canaux à partir d'un instant d'observation t_{obs} , puis successivement après 1 puis 2 tours de roue (de période T_0). La forme et la position de ces vortex ne sont pas propres aux canaux inter-aubes et varient au cours de la rotation de la roue. Il convient également de noter qu'à l'instant $t_{obs} + T_0$, une structure cavitante sort du canal 4-5 pour passer au canal 5-6.

À l'arrière-plan, l'écoulement cavite sur toute la largeur des canaux inter-aubes à partir de s égal à 55%. Cette zone fortement turbulente est probablement liée aux structures de pompage identifiées en sortie de roue depuis OP2. Cependant, l'éclairage n'est ici pas assez intense pour observer ce phénomène correctement et valider cette hypothèse.

En ce qui concerne l'évolution des amplitudes crête-à-crête à OP4, le niveau de déformations dynamiques augmente brusquement pour la majorité des jauges. Il passe de 2 à $3\mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ pour J40_S2 et de 0.9 à $1.9\mu\text{m}/\text{m}/\text{mCE}$ pour J20_P3. Les fluctuations de pression augmentent également dans l'entrefer (de 4 à $7\%H_n$ crête-à-crête) et au niveau de l'entrée intrados de la roue (de 5.5 à $9.5\%H_n$). Au niveau de P1_S2, les fluctuations passent par un pic à $22\%H_n$ entre OP3 et OP4, avant de revenir à $19\%H_n$. Pour P2_S2, l'amplitude crête-à-crête passe de 9.5 à $14\%H_n$. Dans l'aspirateur, le niveau des fluctuations de pression est toujours compris entre 11 et $13\%H_n$, ce qui montre encore une fois que cette mesure ne traduit pas l'augmentation des sollicitations mécaniques de la roue par l'écoulement à charge très partielle. Dans la section 5.5, cette hausse des fluctuations a été reliée à l'apparition de plusieurs signatures spectrales : signatures large-bande, signatures basses fréquences à $0.8f_0$ et $1.1f_0$ dans le repère de la roue et signatures en formes de raies entre $4f_0$ et $7f_0$ dans l'entrefer.

En termes de phénomènes, l'écoulement évolue nettement de OP3 à OP4, ce qui est lié à l'apparition de fréquences particulières au niveau des mesures. Les capteurs à l'extrados de l'aube 2 mesurent des fluctuations plus élevées que les capteurs à l'intrados. Cela est cohérent avec la position des vortex observés à l'entrée de la roue, qui sont plutôt situés dans la moitié extrados des canaux inter-aubes.

D'autres essais ont également été réalisés à la suite de ceux-ci, avec un modèle réduit différent, disposant de la même roue mais d'un autre aspirateur. Une évolution similaire de l'amplitude crête-à-crête des déformations dynamiques a été constatée, c'est-à-dire une forte hausse vers $0.3\varphi_{opt}$ lors d'un changement d'ouverture du distributeur de 0.5° . Les directrices de visualisation étant alors pleinement fonctionnelles, il a été possible d'observer l'écoulement pour

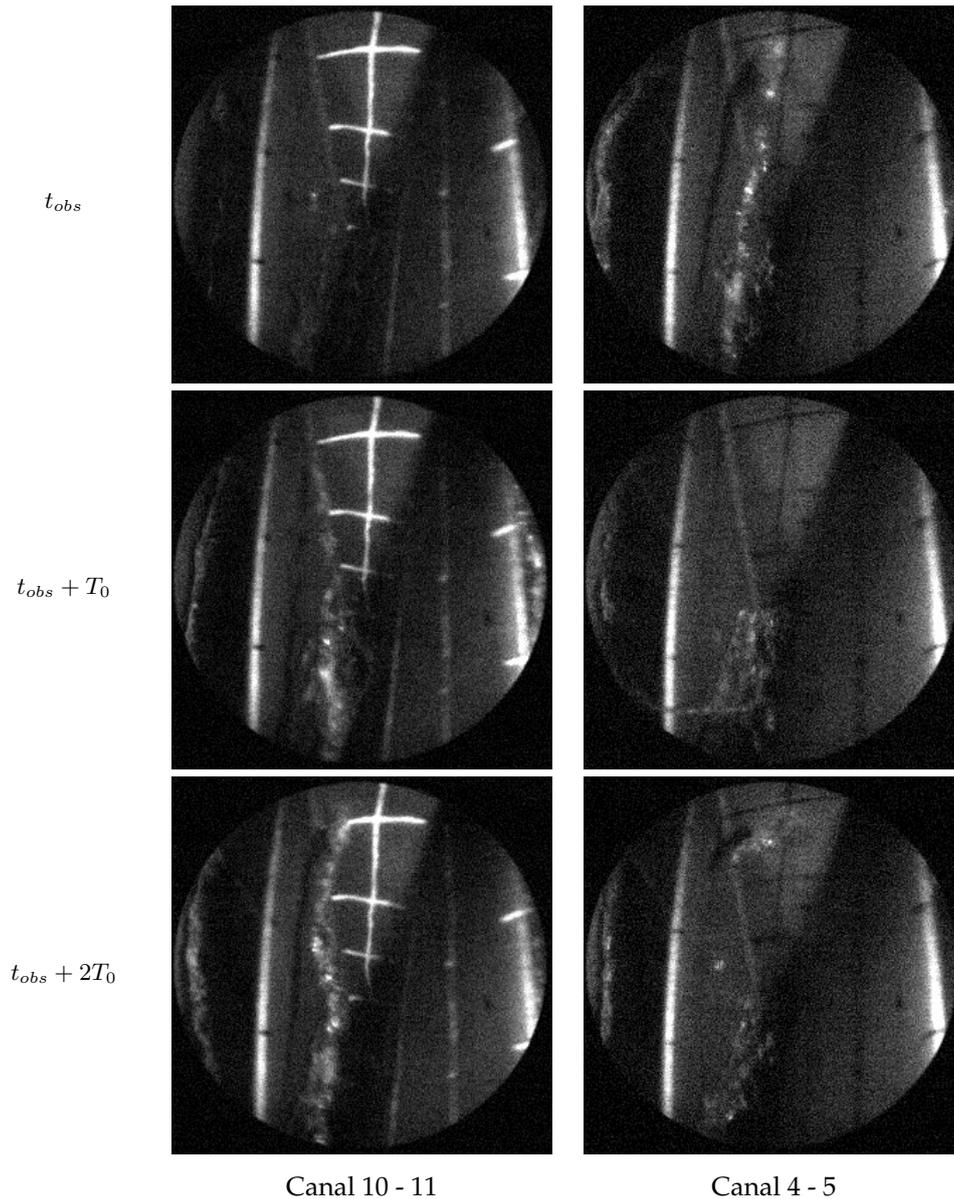


Figure 5.36 – Évolution de l'écoulement inter-aubes à OP4 entre 2 tours de roue

tous les points de fonctionnement testés. Des vortex inter-aubes proches de l'arête d'entrée des aubes, similaires à ceux observés à OP4, ont à nouveau été vus lors de ces essais. Cependant, une analyse préliminaire indique que ce phénomène a également été observé avant l'augmentation brusque des déformations dynamiques, pour un distributeur plus ouvert de quelques degrés.

5.6.5 Synthèse des observations

La formation de vortex inter-aubes proches de l'arête d'entrée de la roue est donc corrélée avec la présence de signatures large-bande de fréquences, sur les mesures de fluctuations de pression et de déformations dynamiques au niveau de la roue. Ces signatures ne dépendent pas de la chute d'essais pour les mesures des capteurs de pression et la jauge J40_S2. Ce n'est cependant pas le cas des autres jauges, pour lesquelles ce type de signature est principalement lié à la résonance mécanique de la roue. Ces signatures initient l'augmentation des fluctuations

de pression et des déformations dynamiques à charge très partielle, bien qu'elles ne représentent pas la majorité de la puissance spectrale, qui se retrouve plutôt aux basses fréquences. Seule la jauge J40_S2, située en sortie-ceinture, fait ici exception. L'amplitude crête-à-crête de son signal augmente progressivement à mesure que le débit diminue, dès l'apparition des premiers vortex intermittents en sortie de roue (à OP1). Ce phénomène semble donc être à l'origine des déformations dynamiques élevées qui sont relevées par la jauge J40_S2. D'autres mesures en sortie-ceinture des aubes de la roue permettraient de conclure sur la validité de cette hypothèse.

5.7 Conclusion

Les objectifs de ces essais étaient de corréler la présence de vortex inter-aubes et l'augmentation des fluctuations à charge partielle, ainsi que d'observer le comportement et la dynamique de ces vortex.

La mise en place d'un dispositif d'observation par le distributeur représente une première au Laboratoire de GE Renewable Energy. Grâce à lui, l'écoulement dans la roue a pu être observé et filmé pour les quatre points d'opération, de OP1 à OP4. Ces observations ont été comparées aux fluctuations de pression et aux déformations dynamiques mesurées lors d'une prise de charge à H_{nom} et à σ_{plant} .

À mesure que le débit diminue, les vortex-inter-aubes se manifestent d'abord en sortie de roue, après la déstructuration de la torche de charge partielle, vers OP1. Ces structures cavitantes et intermittentes se forment dans certains canaux, à proximité de la ceinture. Le niveau des fluctuations diminue alors fortement, suite à la disparition de la torche.

En fermant le distributeur, ce phénomène se développe et gagne l'ensemble des canaux inter-aubes, à partir de OP2. Dans le même temps, de nouveaux vortex intermittents apparaissent, environ au milieu de l'arête de sortie des aubes. Au niveau du plafond, les premiers lâchers de vapeur dus à l'écoulement de pompage apparaissent en sortie de roue. À l'entrée de celle-ci, les premiers vortex sont visibles à partir de OP2. Le niveau des fluctuations augmente progressivement.

À OP3, les phénomènes visibles en sortie se développent et s'intensifient. La cavitation liée au pompage se rattache aux bords de fuite des aubes et les lâchés deviennent de plus en plus importants. Vu de l'entrée de la roue, les vortex précédemment apparus remontent vers l'amont. Ces derniers sont assez instables et entraînent une augmentation des fluctuations de pression au niveau de l'entrée extrados de la roue.

Un peu avant OP4, le niveau global des fluctuations de pression et de déformations dynamiques augmente brusquement dans la roue. Cette hausse est due, dans un premier temps, aux signatures large-bande présentes entre $10f_0$ et $15f_0$. Puis, à partir de OP4, la puissance spectrale augmente au niveau des basses fréquences, suite à l'apparition de fluctuations à $0.8f_0$ et $1.1f_0$. Alors que la puissance spectrale des signatures large-bande a tendance à diminuer, les basses fréquences deviennent la principale composante du niveau global de fluctuations. En termes de phénomènes, les vortex vus depuis les directrices de visualisation sont alors très développés et proches de l'arête d'entrée des aubes. Ils sont assez instables et sont différents d'un canal à

l'autre. Plus en aval, l'écoulement cavite sur toute la largeur des canaux, probablement à cause de l'intensification du pompage.

Les signatures large-bande de fréquences mesurées par la majorité des jauges sont dues à la résonance mécanique de la roue à charge partielle. Seule la jauge située en sortie-ceinture de l'aube 2 évolue différemment : les signaux qu'elle mesure se comportent davantage comme ceux des capteurs de pression embarqués à l'entrée de la roue, pour lesquels la signature large-bande ne dépend pas des conditions mécaniques. Les vortex inter-aubes présents en amont semblent donc liés à ce type de signatures. Enfin, les déformations dynamiques augmentent à rythme plus important au niveau de la jauge située en sortie-ceinture, entre OP1 et OP4. Cette évolution semble liée à la présence de vortex inter-aubes à proximité de la jauge J40_S2. Cependant ce capteur a un comportement assez singulier, si bien que d'autres mesures de déformations des aubes à cette position sont nécessaires pour conclure sur cette hypothèse.

Dans ce chapitre, une seule prise de charge a été analysée en détail. D'autres tests ont également été effectués lors de ces essais. L'analyse du reste des données permettrait de poursuivre l'étude des VIA et des autres phénomènes se produisant dans cette turbine à charge très partielle. Comme il a été également mentionné précédemment, les directrices de visualisation ont été utilisées dans le cadre d'essais sur un autre modèle réduit. Même si l'aspirateur est différent, la même roue instrumentée a été utilisée. L'écoulement a alors pu être enregistré par caméra rapide, pour l'ensemble des points de fonctionnement des prises de charge effectuées. Ces observations pourraient permettre une analyse plus fine de l'évolution des phénomènes hydrauliques, en fonction des fluctuations de pression et des déformations dynamiques dans la roue à charge partielle.

Afin de pouvoir observer les VIA sur différentes géométries, certaines améliorations du dispositif d'observation par les directrices semblent nécessaires. L'augmentation de la luminosité permettrait de réduire le temps d'obturation de la caméra et ainsi d'obtenir des images plus nettes (en vue d'une éventuelle analyse par traitement d'images). Cependant, les LEDs utilisées ici sont déjà très puissantes et dégagent beaucoup de chaleur. Par ailleurs, une nouvelle disposition des sources lumineuses par rapport à l'endoscope d'observation serait sûrement préférable. Le fait que les LEDs soient décalées de $\pm 15^\circ$ entraîne une réduction de la luminosité dans le canal visé par l'endoscope. Pour pallier cette difficulté, il faudrait pouvoir éclairer les canaux inter-aubes par la sortie de la roue. Néanmoins, cette option est dépendante des géométries utilisées (du nombre d'aubes et de leur forme hydraulique). De nouveaux accès optiques sur les modèles réduits pourraient également s'avérer utiles, mais cela dépend des contraintes plateforme.

Ce chapitre conclut la partie expérimentale de cette thèse. Les deux chapitres suivants concernent la modélisation numérique des vortex inter-aubes dans les turbines Francis et la prédiction des fluctuations de pression.

Chapitre 6

Modélisation numérique des vortex inter-aubes dans un seul canal de roue

Sommaire

6.1	Introduction	140
6.2	Prise de charge à la chute nominale	140
6.2.1	Présentation du modèle numérique	140
6.2.1.1	Géométrie	140
6.2.1.2	Maillage	141
6.2.1.3	Conditions aux limites et paramètres de calcul	142
6.2.2	Convergence des résultats	145
6.2.2.1	Résidus du système algébrique résolu	145
6.2.2.2	Incertitude sur le point de fonctionnement calculé	145
6.2.3	Analyse des résultats	146
6.2.3.1	Évolution générale au cours de la prise de charge	146
6.2.3.2	Évolution de l'écoulement à charge très partielle	150
6.3	Modification de la condition de sortie	152
6.3.1	Cas considérés	152
6.3.2	Analyse des résultats	153
6.4	Conclusion	157

6.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, les vortex inter-aubes ont été étudiés à l'aide d'observations et de mesures réalisées sur des modèles réduits. L'observation d'un tel phénomène hydraulique est complexe, puisqu'il est confiné dans les canaux de la roue, qui tourne à plusieurs centaines de tours par minute. Malgré la mise en place de moyens d'observations avancés, l'écoulement n'est visible qu'à condition d'être cavitant. Il n'est donc pas toujours possible d'expliquer l'évolution des mesures de pression effectuées à la surface des aubes, si le niveau de pression absolue est trop élevé pour que l'écoulement cave. Comme il a été montré précédemment, ces mesures peuvent également dépendre des conditions de cavitation. Ainsi la vapeur n'a pas pour seul impact de rendre visible l'écoulement, mais influence également les spectres de fluctuations de pression et de déformations dynamiques. De plus, les mesures effectuées sur les aubes demeurent localisées. Les capteurs de pression donnent seulement accès au champ proche des parois, et les jauges de déformation n'ont aucune garantie de se trouver au niveau du maximum de contraintes dynamiques, qui est nécessaire pour estimer la durée de vie de la machine. En effet, la position de ces capteurs est contrainte par l'accès aux canaux inter-aubes et par la profondeur des décaissements nécessaires à l'instrumentation.

Dans cette étude, l'approche numérique apparaît donc complémentaire. En effet, les champs de pression et de vitesse obtenus par simulations numériques des fluides (CFD) sont accessibles partout dans le domaine de calcul, en paroi comme au sein du fluide.

Ce chapitre se concentre sur la simulation des vortex inter-aubes de charge partielle dans les turbines Francis, dans le but de mieux comprendre les mécanismes en jeu dans leur développement. L'objectif est de déterminer dans quelle mesure il est possible de prédire la formation de ces phénomènes hydrauliques, à l'aide d'une approche industrielle standard. Ainsi, des calculs stationnaires (RANS) d'une portion réduite de l'écoulement ont été réalisés. Cette étude étant antérieure aux essais sur modèle réduit instrumenté du chapitre 5, elle se base sur la géométrie B, présentée au chapitre 4. Dans une première section, ce modèle numérique est utilisé pour simuler différents points de fonctionnement de la prise de charge à la chute nominale de la machine. Puis, une seconde section se concentre sur l'influence de la condition à la sortie du domaine de calcul sur les VIA obtenus à charge partielle.

6.2 Prise de charge à la chute nominale

6.2.1 Présentation du modèle numérique

6.2.1.1 Géométrie

Le domaine de calcul utilisé dans ce chapitre est composé en deux parties (figure 6.1) :

- Le domaine de la directrice, qui est fixe et qui contient un canal hydraulique sur les 24 du distributeur.
- Le domaine de la roue, qui est rotation et qui contient un des 15 canaux inter-aubes de la roue.

La position de l'interface rotor-stator en paroi est fixée au niveau des jeux entre la roue (mobile) et les parois horizontales du distributeur (fixe). Dans le domaine de la roue, en aval de l'aube, une partie du cône divergent de l'aspirateur est également présente. En ceinture, la délimitation de la paroi en rotation est fixée par les jeux entre la roue et le cône de l'aspirateur. Au plafond, la partie tournante est délimitée par l'altitude de la pointe de roue. Le volume de fluide physiquement sous cette pointe n'est pas pris en compte dans cette première étude. Les calculs ont été effectués à l'échelle unitaire, ce qui signifie que le diamètre de sortie de roue vaut 1 m. Il s'agit de l'échelle standard utilisée chez GE Renewable Energy pour ce type de calcul.

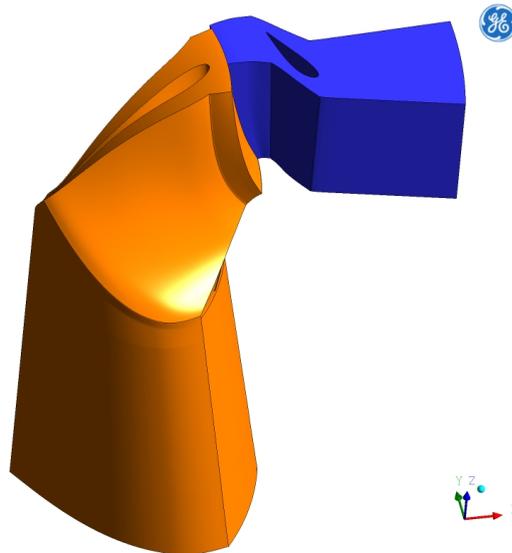
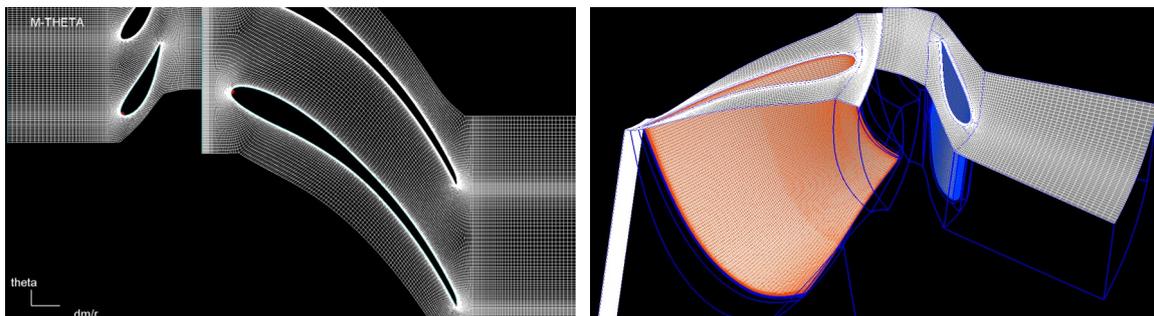


Figure 6.1 – Domaine de calcul : directrice (bleu) et roue (orange)

6.2.1.2 Maillage

Un maillage structuré hexaédrique est utilisé pour chaque sous-domaine (figure 6.2).



(a) Vue aube à aube (à mi-hauteur d'aube)

(b) Vue 3D du maillage

Figure 6.2 – Maillage structuré de la directrice et de l'aube

Les critères de qualité préconisés par GE Renewable Energy pour le solveur CFX sont ici respectés en ce qui concerne l'orthogonalité et le taux d'expansion [18]. En termes d'orthogonalité, les angles sont supérieurs à 30° pour chaque élément. Le taux d'expansion est inférieur à 1.2 au niveau des couches limites de l'écoulement et inférieur à 5 ailleurs dans le domaine. Pour

le rapport d'aspect, la valeur maximale de 100 a été dépassée [6]. En effet, puisque la taille de première maille est de 10^{-5} m, les éléments des couches limites les plus proches des parois sont très aplatis. Cependant, le coût de calcul associé au respect de ce critère n'est pas envisageable dans cette étude. Le domaine de la roue comporte environ 2.2×10^6 noeuds, contre 400×10^3 dans celui de la directrice.

6.2.1.3 Conditions aux limites et paramètres de calcul

Les conditions aux limites du domaine sont représentées sur la figure 6.3. Les paramètres utilisés pour ces calculs sont rassemblés dans la table 6.1. Les calculs ont été effectués avec la version 14.5 du code CFX.

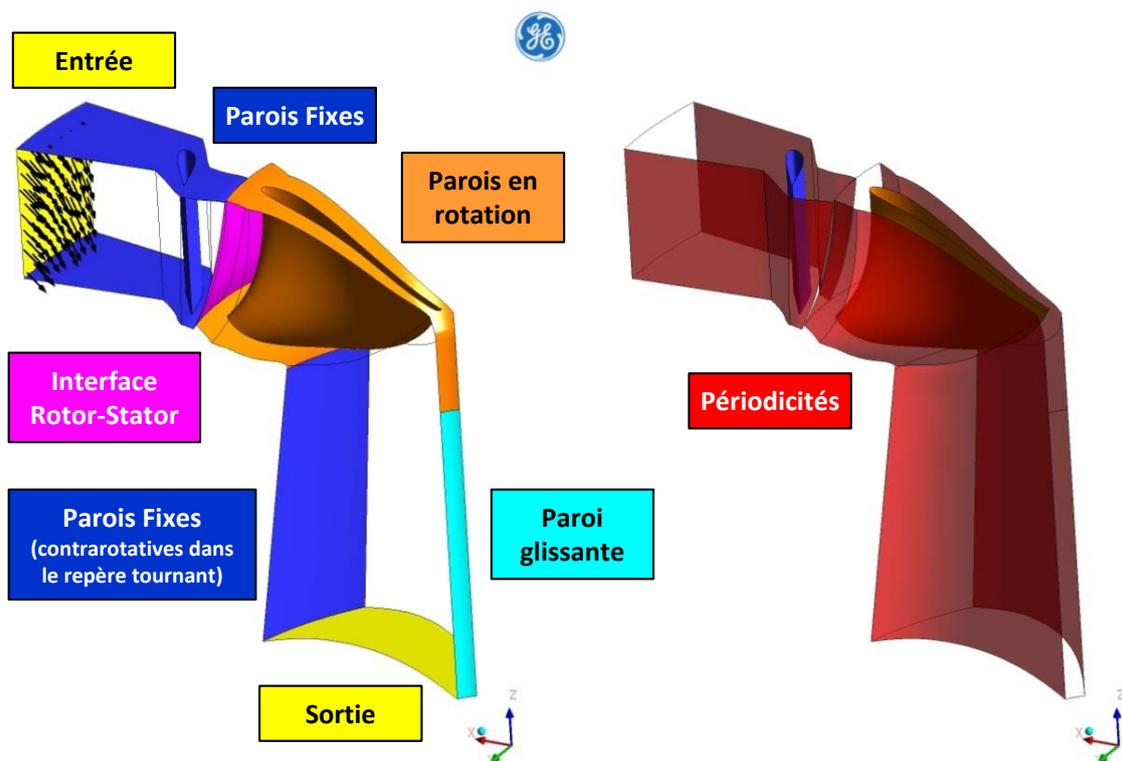


Figure 6.3 – Conditions aux limites du domaine de calcul

Pour chaque point de fonctionnement (γ, n_{11}, Q_{11}) considéré, l'angle d'ouverture de la directrice γ_{calcul} est fixé à γ . La vitesse de rotation de la roue n_{calcul} et le débit massique \dot{m}_{calcul} à l'entrée du domaine sont déterminés à partir des paramètres (n_{11}, Q_{11}) (équation 1.8). Pour ce faire, il faut connaître le diamètre de sortie D_2 de la roue et la chute nette de calcul H_n . Or, en fixant $(\gamma_{calcul}, n_{calcul}, Q_{calcul})$, la chute nette ne peut pas être imposée : elle est un résultat du calcul. Pour évaluer n_{calcul} et \dot{m}_{calcul} , il est donc nécessaire de faire l'hypothèse que H_n vaut 1 mCE, puis de la vérifier à la fin du calcul (section 6.2.2.2). Le fluide entre dans le domaine de la directrice avec un angle γ_{AVD} , défini à partir de précédents calculs RANS de la double-grille de la machine (avant-directrice/directrice). L'intensité turbulente I_t et la longueur caractéristique de la turbulence L_t sont spécifiées à l'entrée du domaine. Les valeurs utilisées correspondent

Table 6.1 – Paramètres utilisés pour calculer la prise de charge

Catégories	Paramètres de calcul	
Conditions aux limites	Condition d'entrée	$\dot{m}_{calcul}(\gamma, n_{11}, Q_{11})$ et γ_{AVD}
	Turbulence d'entrée	$I_t = 5\%$ et $L_t = 0.10 \times H_d$
	Ouverture du distributeur	$\gamma_{calcul} = \gamma$
	Vitesse de rotation	$n_{calcul}(\gamma, n_{11}, Q_{11})$
	Condition de sortie	$\overline{p}_{sortie} = 0$ Pa
	Interfaces	<i>Stage</i>
Turbulence	Modèles	SST
Discrétisation des équations pour p et \vec{V}	Termes d'advection	Ordre 2
Discrétisation des équations pour k et ω	Termes d'advection	<i>High Resolution</i>
Paramètres solver	Pseudo pas de temps	<i>Auto timescale</i>
	Critère d'arrêt	Résidus (max) $< 10^{-5}$ ou Nombre d'itérations maximal

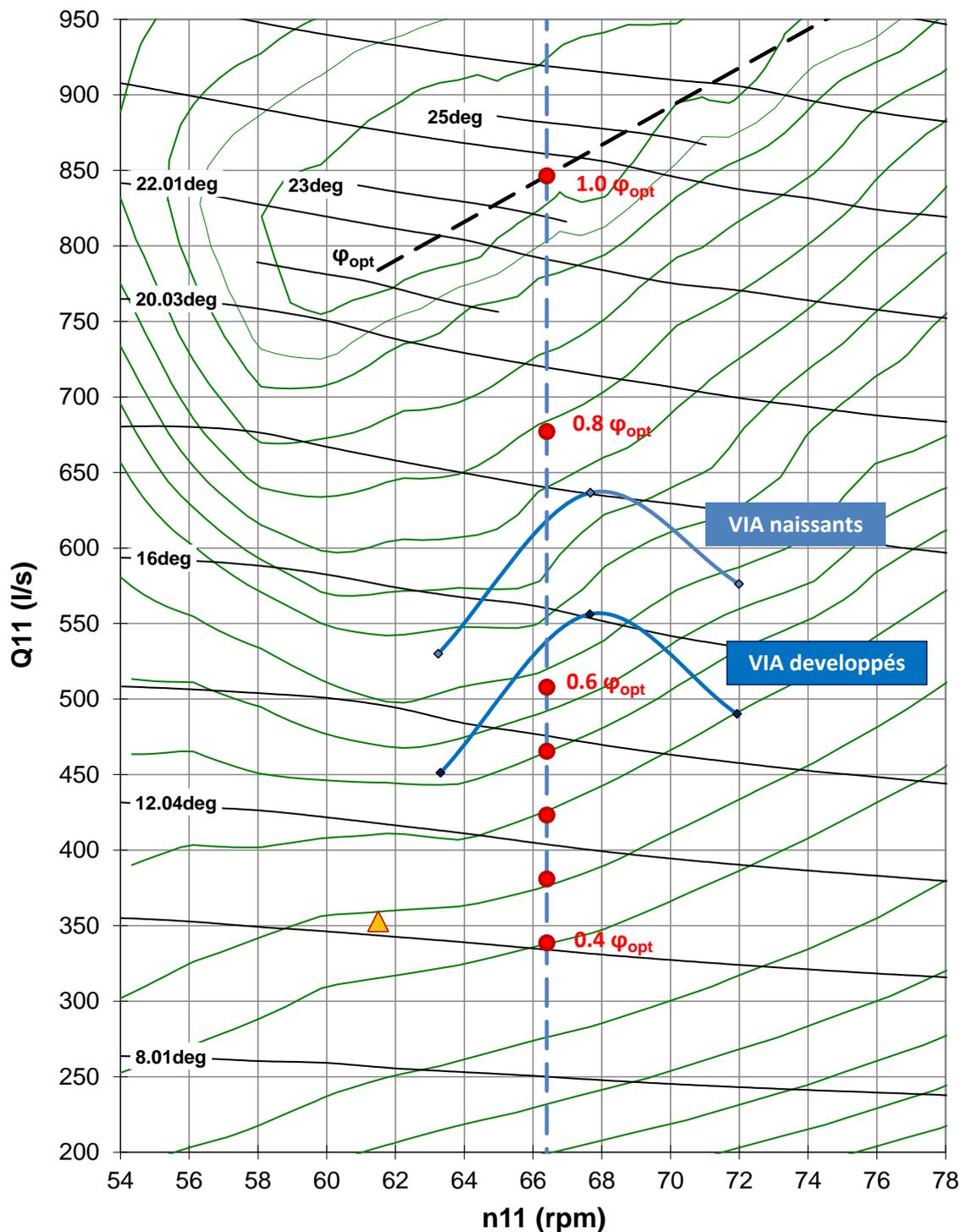
au meilleur compromis trouvé par retours d'expérience chez GE Renewable Energy [18]. L_t dépend notamment de la hauteur du distributeur H_d . En sortie, une pression statique moyenne nulle est définie.

L'interface rotor-stator utilisée est de type *Stage* (chapitre 3, section 3.5.3). Les flux au niveau de l'interface sont moyennés en azimuth (suivant θ dans le repère cylindrique associé à la roue). En aval, puisque le domaine tourne, la paroi du cône est définie comme contrarotative, afin qu'elle demeure fixe dans le repère absolu. Dans le prolongement de la pointe de roue, une condition de glissement est définie pour la surface non-physique de la *pointe fictive*, afin de limiter son influence sur les résultats de calcul. De part et d'autre de la directrice et de l'aube, des périodicités sont définies, afin de prendre en compte le fait que seule une fraction du distributeur et de la roue sont calculées. De chaque côté de ces interfaces, les noeuds correspondent deux-à-deux, de sorte qu'aucune interpolation ne soit nécessaire durant le calcul.

La taille de première maille sélectionnée permet d'atteindre un y^+ inférieur à 2 sur la quasi-intégralité des parois. Des valeurs supérieures sont obtenues au niveau des bords d'attaque et de fuite des aubages et des arêtes délimitant les parties fixes et tournantes du domaine. Néanmoins, le y^+ maximal reste inférieur à 5.

Lorsque le calcul s'arrête car le nombre d'itérations maximal est atteint, il faut vérifier que les quantités intégrales telles que la chute interne et les pertes de charge sont stabilisées. L'estimation de ces quantités est précisée dans l'annexe C (section C.1).

Pour cette prise de charge à la chute nominale, sept points de fonctionnement sont considérés à charge partielle, pour la vitesse unitaire de 66.4 rpm (figure 6.4). Une à deux fois 8 heures de calcul sur 12 coeurs en parallèle sont nécessaires par point de fonctionnement.



	CEI 995 modèle - Href = 20 m / Dref = 0.35 m / Tref = 20°C COLLINE DE RENDEMENT - HILL CHART - n11-Q11	ALSTOM Power Hydro
		Visé par: Diagramme No: Date: 20/04/2011

Figure 6.4 – Colline de rendement du modèle réduit B dans les conditions standards

6.2.2 Convergence des résultats

6.2.2.1 Résidus du système algébrique résolu

En cours de calcul, les valeurs moyennes et maximales des résidus normalisés sont évaluées dans le domaine de calcul, pour chaque équation du système algébrique qui est résolu. En fin de calcul, la valeur moyenne des résidus pour l'équation la moins convergée est relevée dans la table 6.2, ainsi que la valeur maximale associée.

Table 6.2 – Résidus normalisés pour chaque point de fonctionnement calculé

Point de fonctionnement φ/φ_{opt} [-]	Résidus normalisés			
	Valeur RMS	Valeur MAX	Ratio MAX/RMS	Équation
1.00	3.3×10^{-7}	1.9×10^{-5}	57.6	$\langle u \rangle$
0.80	3.3×10^{-7}	2.4×10^{-5}	72.7	$\langle v \rangle$
0.60	8.6×10^{-7}	2.6×10^{-4}	302.3	$\langle w \rangle$
0.55	5.8×10^{-6}	1.3×10^{-3}	224.1	k
0.50	8.9×10^{-5}	1.9×10^{-2}	213.5	$\langle u \rangle$
0.45	8.2×10^{-5}	2.1×10^{-2}	256.1	$\langle u \rangle$
0.40	1.5×10^{-6}	1.8×10^{-4}	120.0	$\langle w \rangle$

La valeur moyenne des résidus normalisés est inférieure à 10^{-5} pour la majorité des calculs, ce qui représente un bon niveau de convergence [6]. À $0.45\varphi_{opt}$ et $0.50\varphi_{opt}$, les résidus fluctuent autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 10^{-4} , car l'écoulement dans la roue passe par un régime relativement instable (section 6.2.3). Cependant, la chute interne et les pertes hydrauliques ne fluctuent plus en fin de calcul, signe que le niveau de convergence atteint est fiable.

Pour tous les points de fonctionnement, le ratio entre la valeur maximale des résidus et leur valeur moyenne est de l'ordre de 100, alors qu'un ratio de l'ordre de 10 est classiquement attendu [6]. Cela indique que des zones dans le domaine de calcul sont localement instables et que l'hypothèse d'un écoulement stationnaire peut être remise en question.

6.2.2.2 Incertitude sur le point de fonctionnement calculé

Il existe un biais entre le point de fonctionnement visé et celui effectivement obtenu par calcul. En effet, la chute nette H_{calcul} est un résultat de la simulation et diffère en général de la chute H_n visée (1 mCE) pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il y a les incertitudes de mesures concernant le point de fonctionnement visé sur plateforme (γ, n_{11}, Q_{11}). En particulier, l'angle d'ouverture du distributeur γ est connu chez GE Renewable Energy pour avoir une influence non négligeable sur les résultats numériques. Ensuite, il y a des incertitudes sur la chute interne et les pertes de charge hydraulique prédites par calculs. De plus, comme le domaine considéré ici ne contient pas toute la turbine, il faudrait estimer les pertes de charge dans les composants manquants, à l'aide d'autres calculs CFD ou de lois analytiques (chapitre 7, équation 7.1). Enfin, il faudrait déterminer les pertes volumétriques et les pertes par frottements de disques (chapitre 1, section 1.3.3).

Or, la chute nette intervient dans la détermination de n_{11} et Q_{11} (équation 1.8) et il y a donc une incertitude sur le point de fonctionnement obtenu par calculs (figure 6.5). Cependant, cette

incertitude se compense au niveau du débit réduit φ , dont la valeur est assurée par calculs :

$$\begin{cases} (1.6) \\ (1.8) \end{cases} \iff \varphi \propto \frac{Q_{11}}{n_{11}}$$

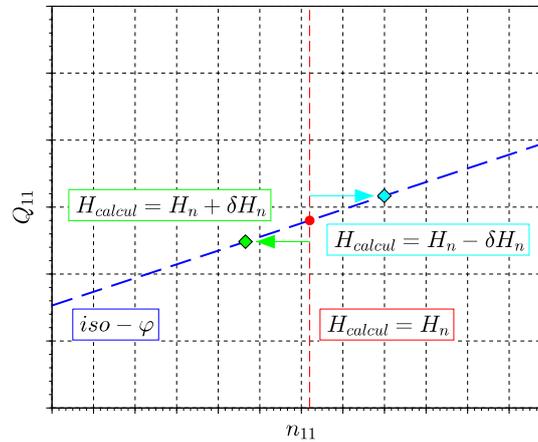


Figure 6.5 – Impact de l’erreur d’estimation de la chute nette sur le point de fonctionnement calculé

Fixer $(\gamma_{calcul}, n_{calcul}, Q_{calcul})$ permet, autant que possible, d’avoir un triangle de vitesses en entrée de roue en similitude hydraulique cinématique avec le point de fonctionnement visé, en dépit de cette incertitude inhérente sur la chute nette de calcul. L’objectif est d’obtenir un écoulement dans la roue aussi représentatif que possible des conditions d’opération visées.

Cette première étude reste qualitative et l’impact de la chute nette sur le point de fonctionnement obtenu par calculs ne sera donc pas considéré dans ce chapitre.

6.2.3 Analyse des résultats

La figure 6.6 représente l’évolution de la chute interne et des pertes de charge dans la roue au cours de la prise de charge. L’énergie récupérée par la roue diminue alors que les pertes augmentent, puisque l’écoulement à l’entrée de la roue est de moins en moins adapté au fur et à mesure que le débit diminue. Pour le point de plus basse charge, les pertes dans la roue augmentent brusquement, pour les raisons qui seront exposées dans la suite de cette section.

6.2.3.1 Évolution générale au cours de la prise de charge

Dans un premier temps, les points à 0.4, 0.6, 0.8 et $1.0\varphi_{opt}$ sont considérés. La figure 6.7 représente les contours du champ de pression normalisée sur le plafond, la ceinture et l’aube de la roue (côté extradós). La pression et la vitesse sont normalisées à l’aide de la chute nette visée H_n , bien qu’il demeure une incertitude sur sa valeur exacte. Néanmoins, c’est l’évolution de ces champs qui importe ici, plus que la valeur qu’ils prennent.

$$p_{norm} = \frac{p}{\rho g H_n} \quad \text{et} \quad \vec{C}_{norm} = \frac{\vec{C}}{\sqrt{g H_n}} \quad (6.1)$$

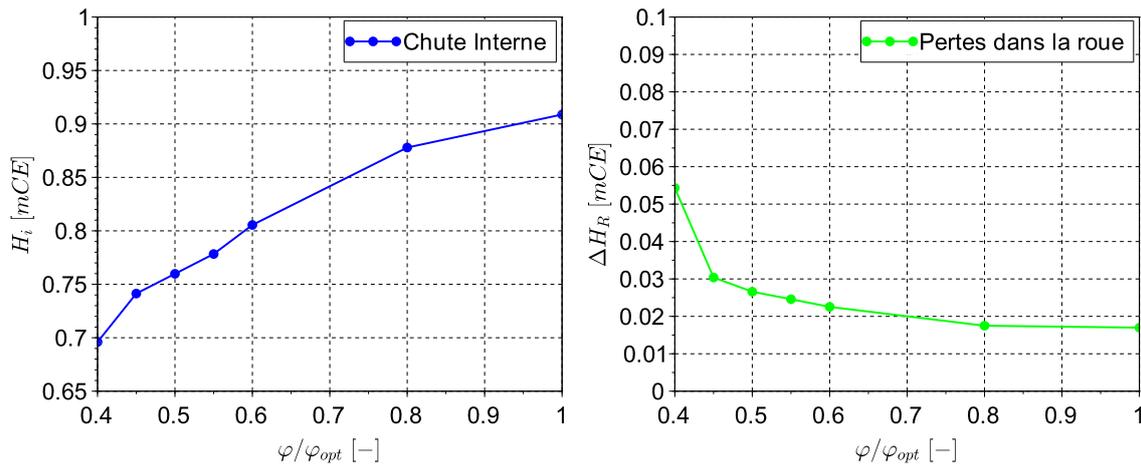


Figure 6.6 – Évolution de la chute interne et des pertes dans la roue au cours de la prise de charge

La figure 6.8 représente une iso-surface du critère Q . Le but de cette surface est d'identifier les vortex cohérents présents dans l'écoulement [68]. Le critère Q est une variable scalaire qui prend des valeurs élevées là où la rotation du fluide est prépondérante devant le cisaillement (annexe C, section C.2). Les parties de cette iso-surface les plus proches des parois sont retirées. Cela permet de masquer les couches limites (où la vorticité est élevée) et de se concentrer sur les vortex inter-aubes. Cette iso-surface est colorée par la vorticité axiale normalisée par la vitesse de rotation de la roue Ω_R :

$$\omega_z \text{ norm} = \frac{\omega_z}{\Omega_R} \quad (6.2)$$

Enfin, la figure 6.9 repr esente les lignes de courant dans le repère de la roue, à proximité du plafond. Pour ce faire, deux surfaces alignées avec les arêtes d'entrée et de sortie de l'aube sont restreintes sur les 5% les plus proches du plafond (en vert sur la figure 6.9). Les lignes de courant en provenance de l'amont et de l'aval de la roue sont tracées respectivement en bleu et en rouge, afin de pouvoir déterminer la provenance du fluide.

Au point de fonctionnement nominal et à $0.8\varphi_{opt}$, les contours de pression s'alignent globalement avec les arêtes de l'aube, puisque l'écoulement est correctement guidé dans le canal inter-aubes. Les lignes de courant en provenance du distributeur (en bleu) restent globalement à proximité du plafond, de l'entrée à la sortie de la roue. En aval, l'écoulement continue de se diriger vers la sortie du domaine de calcul (en rouge sur la figure 6.9). Les seules structures cohérentes révélées par le critère Q sont les tourbillons de coin le long des jonctions de l'aube avec le plafond et la ceinture, ainsi que les structures dans le sillage de l'aube. Puisque ces deux écoulements sont assez semblables, les pertes de charge au niveau de la roue évoluent peu. En revanche, le couple récupéré est naturellement plus élevé au nominal qu'en début de charge partielle.

  partir de $0.6\varphi_{opt}$, une dépression apparaît à l'extrados de l'aube, proche de l'arête de sortie (figure 6.7). Elle est due à la présence d'un vortex dans le canal inter-aubes (figure 6.8), qui se forme suite à la rencontre de l'écoulement en provenance du distributeur et celui venant du cône de l'aspirateur (figure 6.9). L'apparition de ce vortex est cohérente avec les limites d'observations des vortex inter-aubes sur modèle réduit (figure 6.4). Parmi les points de fonctionnement étudiés,

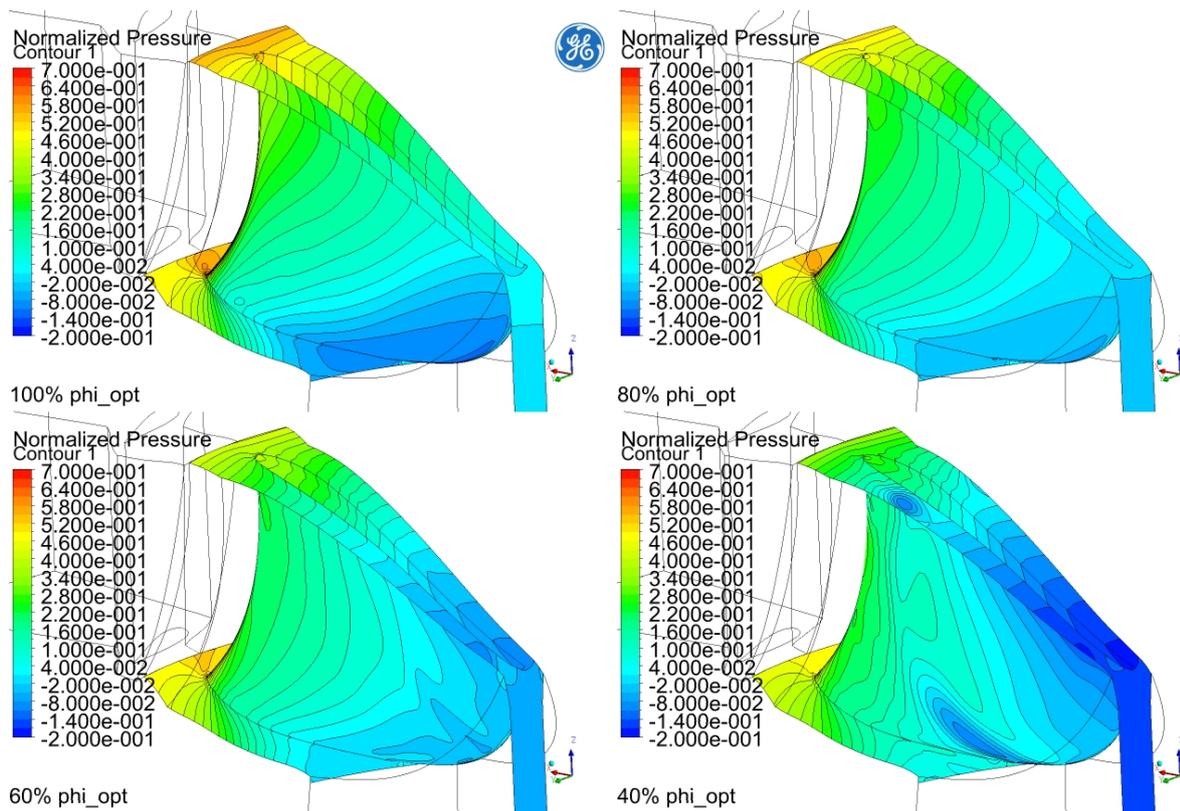


Figure 6.7 – Contours de pression normalisée p_{norm} sur $[0.4; 1]\phi_{opt}$

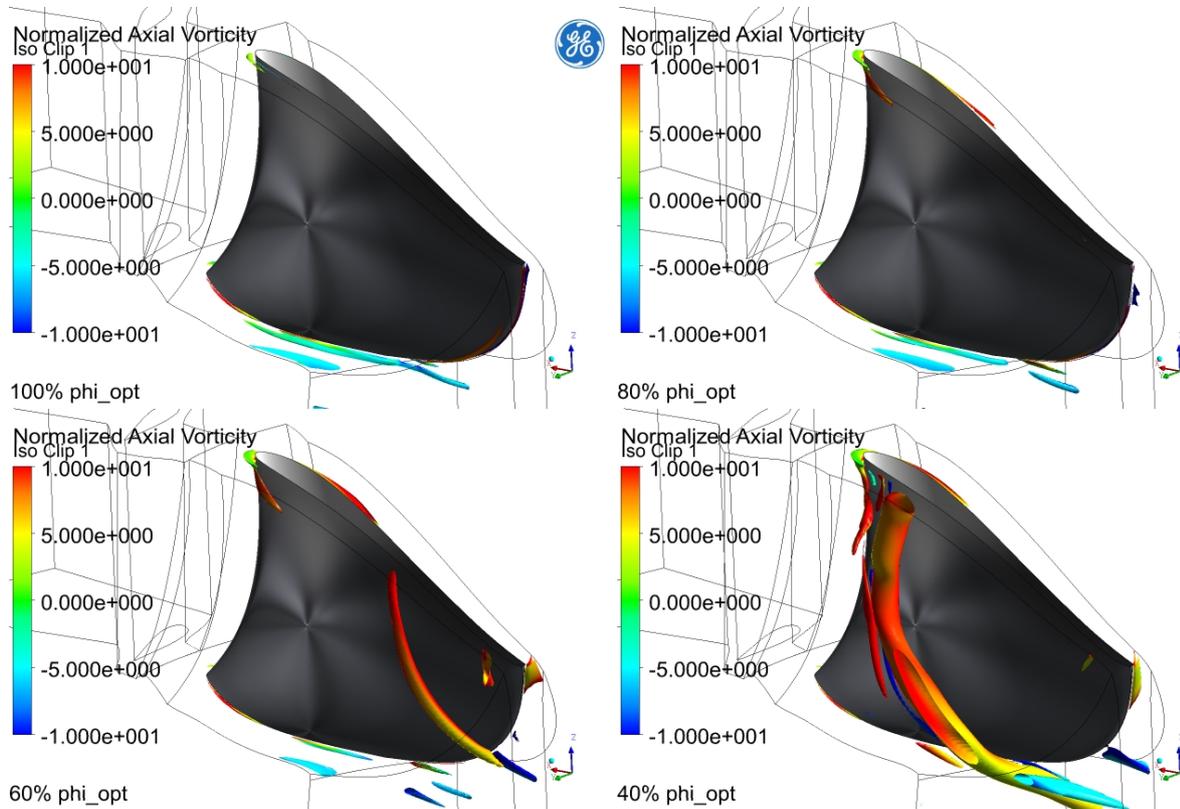


Figure 6.8 – Iso-critère $Q = 1000 \text{ s}^{-2}$ colorée par la vorticité axiale normalisée ω_z_{norm} sur $[0.4; 1]\phi_{opt}$

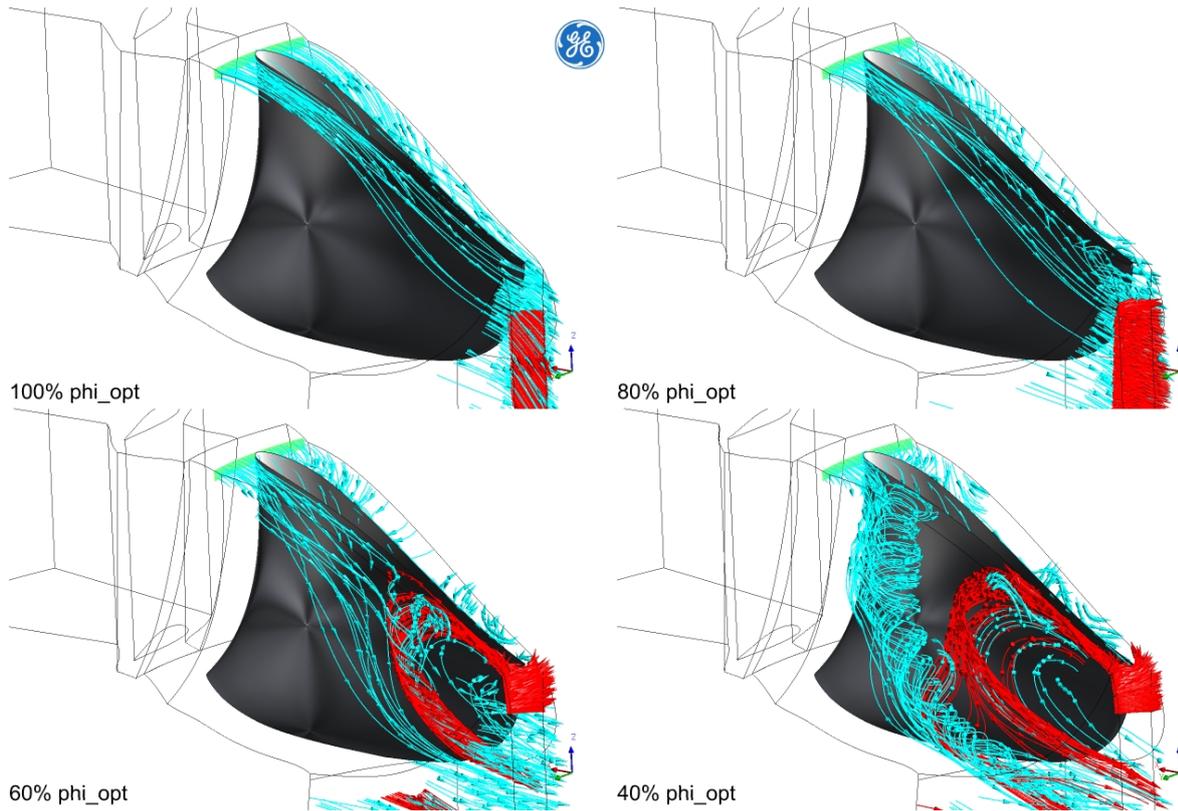


Figure 6.9 – Lignes de courant amont (bleu) et aval (rouge) proche du plafond de roue sur $[0.4; 1]\varphi_{opt}$

l'écoulement de pompage en provenance de l'aval de la roue est présent à partir de $0.6\varphi_{opt}$.

À partir de $0.4\varphi_{opt}$, la dépression sur l'extrados de l'aube se rapproche de la ceinture de la roue. Elle est plus intense et elle est associée à une forte dépression sur le plafond située à proximité de l'arête d'entrée de l'aube (figure 6.7). En effet, cela est dû à la présence d'un vortex plus développé qu'au point de fonctionnement précédent (figure 6.8). Les lignes de courant dans le canal inter-aubes sont différentes entre $0.6\varphi_{opt}$ et $0.4\varphi_{opt}$. À l'entrée du canal, l'écoulement se met à tourbillonner à proximité du bord d'attaque de l'aube, formant la dépression observée au plafond (figure 6.9). Le vortex suit l'arête d'entrée de la roue, puis est advecté par l'écoulement principal, qui passe surtout en ceinture à charge partielle. Au niveau de la sortie de la roue, l'écoulement aval remonte plus en amont dans le canal inter-aubes que précédemment. Il se mélange partiellement avec le vortex précédent, puis ressort à nouveau de la roue. L'écoulement de pompage forme ainsi une zone de recirculation en sortie-plafond du canal inter-aubes. Cette cellule de pompage prend de plus en plus de place dans le canal à mesure que le débit diminue. Ainsi, la dégradation de l'incidence en entrée de roue et l'intensification du pompage en sortie, engendrent des vortex inter-aubes plus développés. Les dépressions au niveau du plafond et de l'aube s'intensifient et les pertes de charge dans la roue augmentent (figure 6.6).

6.2.3.2 Évolution de l'écoulement à charge très partielle

Afin de mieux comprendre l'évolution de l'écoulement entre $0.6\varphi_{opt}$ et $0.4\varphi_{opt}$, trois calculs supplémentaires ont été réalisés à 0.55 , 0.50 et $0.45\varphi_{opt}$.

À mesure que le débit diminue, la dépression observée sur l'extrados de l'aube remonte progressivement vers l'amont et se décale vers la ceinture, jusqu'à occuper toute sa diagonale (de l'entrée-plafond à la sortie-ceinture, figure 6.10). Au niveau du bord d'attaque de l'aube, un défaut d'incidence proche du plafond entraîne la formation d'un vortex qui se développe à mesure que la charge diminue (figure 6.11). Au niveau de ce vortex de défaut d'incidence, la vorticité axiale normalisée est positive, ce qui signifie que le vortex tourne dans le même sens que la roue. Dans le même temps, l'écoulement de pompage remonte progressivement vers l'amont du canal inter-aubes. À partir de $0.45\varphi_{opt}$, une portion significative du fluide est déviée vers la ceinture de la roue (figure 6.12), à cause du vortex de défaut d'incidence qui se développe et coexiste avec le vortex de pompage. Ce dernier vortex tourne également dans le même sens de rotation que la roue. À $0.40\varphi_{opt}$, les lignes de courant se réorganisent fortement. Le deux précédents vortex fusionnent puisque leur sens de rotation est identique. Ils ne forment plus qu'une seule structure cohérente, de plus grosse taille et qui s'accroche au plafond de la roue, formant la dépression précédemment observée.

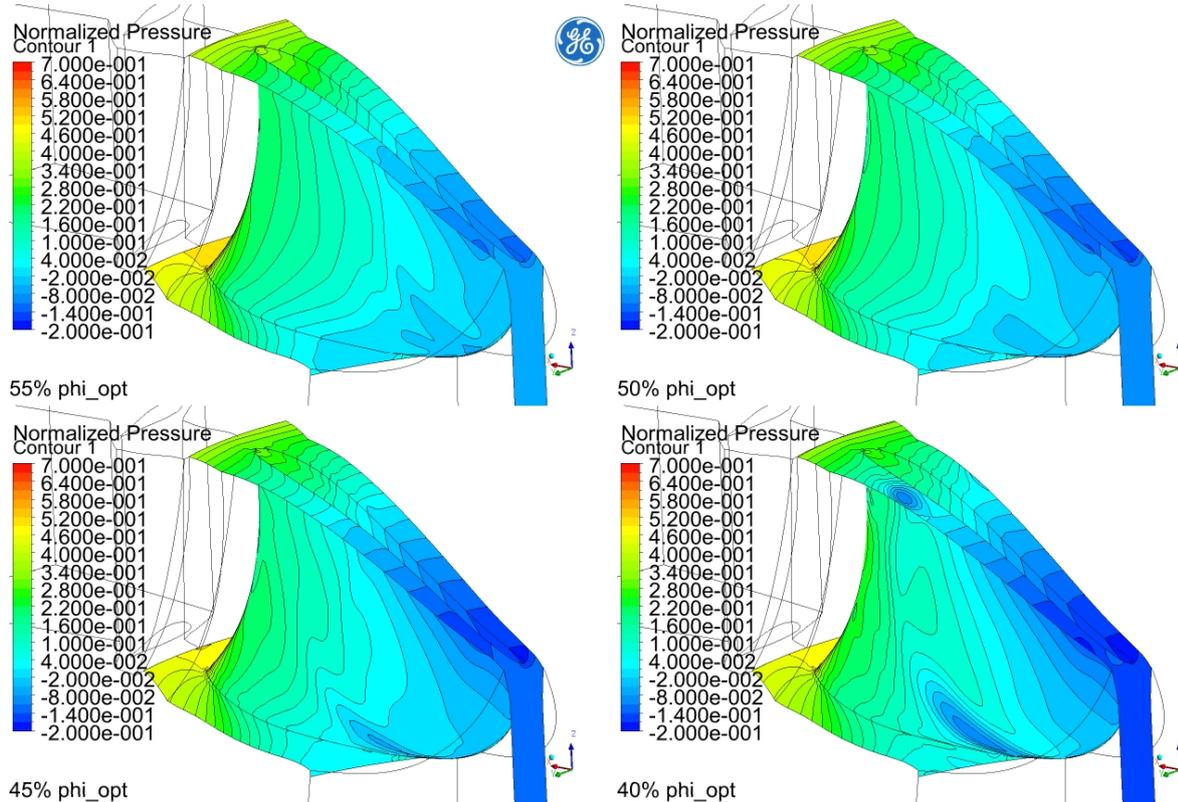


Figure 6.10 – Contours de pression normalisée p_{norm} sur $[0.4; 0.55]\varphi_{opt}$

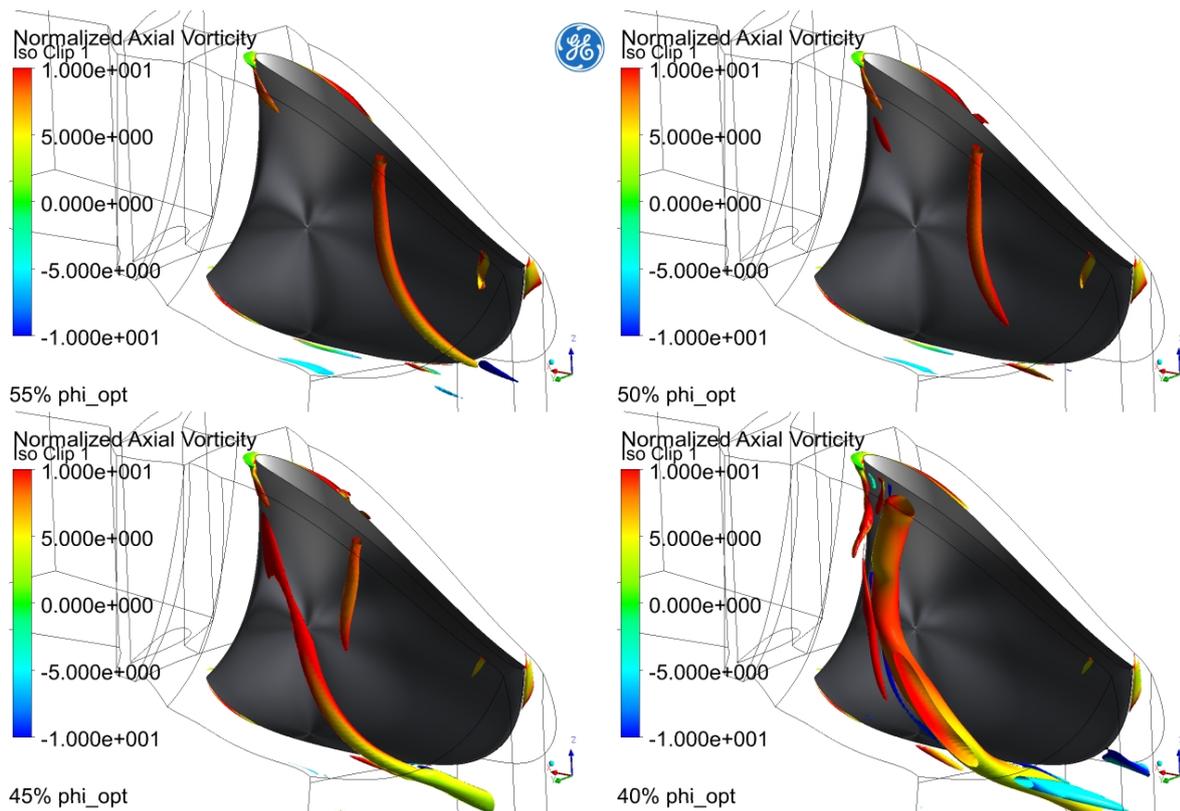


Figure 6.11 – Iso-critère $Q = 1000 \text{ s}^{-2}$ colorée par la vorticité axiale normalisée $\omega_z \text{ norm}$ sur $[0.4; 0.55]\varphi_{opt}$

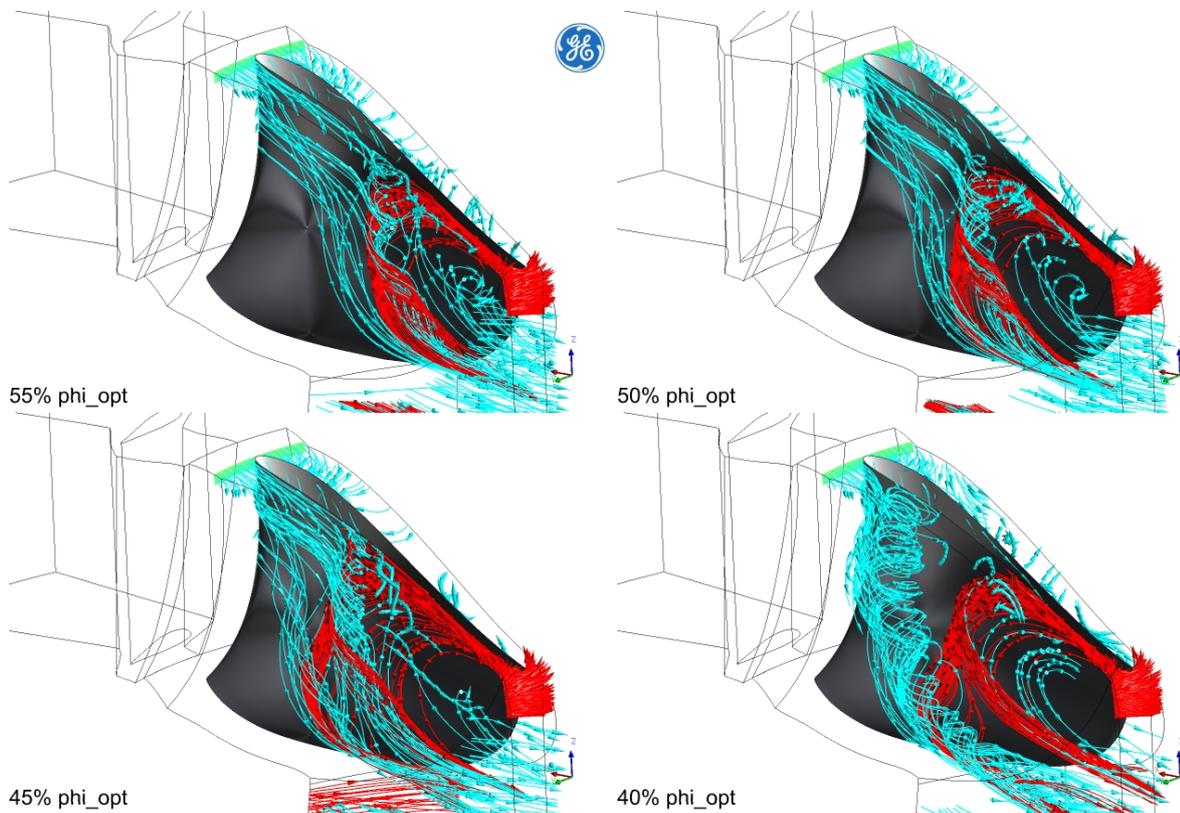


Figure 6.12 – Lignes de courant amont (bleu) et aval (rouge) proche du plafond de roue sur $[0.4; 0.55]\varphi_{opt}$

Les résidus sont plus élevés pour ces trois derniers calculs (table 6.2). Cela est dû aux instabilités liées aux deux types de vortex en interaction dans le canal inter-aubes. À $0.40\varphi_{opt}$, l'écoulement bascule vers un état plus stable, où les lignes de courant sont un peu plus organisées qu'à $0.45\varphi_{opt}$. Ainsi, les résidus maximaux du calcul stationnaire de plus basse charge diminuent de deux ordres de grandeur.

6.3 Modification de la condition de sortie

6.3.1 Cas considérés

Pour les points de plus faible débit de la prise de charge précédente (à partir de $0.6\varphi_{opt}$), environ 40% de la surface de sortie du domaine de calcul est définie comme une paroi par le solver. Cette surface a été positionnée à une altitude donnée du cône de l'aspirateur, choisie suffisamment loin de la roue afin de limiter l'impact des conditions aux limites sur l'écoulement étudié. Or, à charge partielle, le travail récupéré par la roue diminue, l'énergie cinétique tangentielle résiduelle entraîne une dépression au centre du cône, et une recirculation du fluide vers l'amont. Dans le cas présent, la surface sur laquelle est imposée la condition de sortie croise la zone de recirculation. Il y a alors un conflit au niveau du solver, puisque le fluide peut uniquement sortir du domaine de calcul au niveau de cette surface et non rentrer.

Dans de tels cas, il est conseillé d'utiliser une condition d'ouverture (*Opening*), qui autorise un flux dans les deux sens au niveau de la surface en question [6]. Quatre options sont disponibles pour fixer les conditions dans lesquelles le fluide est réinjecté dans le domaine de calcul. Ces quatre options sont des combinaisons de deux paramètres principaux : le niveau de pression imposé et la direction de l'écoulement au niveau de la surface considérée.

En ce qui concerne la pression, la première option consiste à fixer directement la valeur de la pression statique (*Static Pressure*) sur la surface. Cette solution est la moins stable, étant donné qu'elle ne fixe aucune contrainte sur la quantité de mouvement réinjectée dans le domaine de calcul [6]. Ainsi, la seconde option (*Opening Pressure*) utilise la valeur spécifiée par l'utilisateur de la manière suivante :

- Quand le fluide sort du domaine : la valeur saisie correspond à la pression statique.
- Quand le fluide entre dans le domaine : la valeur saisie correspond à la pression totale, dont la partie dynamique est basée sur la vitesse normale à la surface considérée.

Ainsi, la quantité de mouvement réinjectée dans le domaine n'est plus libre, ce qui rend cette option plus stable.

En ce qui concerne la direction de l'écoulement entrant dans le domaine de calcul, il est possible d'imposer une direction spécifique ou de choisir la direction normale à la surface. Il est également possible de laisser le solver déterminer la direction de l'écoulement à partir du champ de vitesse (*Entrainment*).

Dans cette section, quatre types de conditions à la sortie du domaine sont comparées (table 6.3).

Table 6.3 – Quatre conditions considérées à la sortie du domaine de calcul

Type	Option	\overline{p}_{sortie}	Direction de l'écoulement entrant
Sortie	-	0 Pa	-
Ouverture	<i>Static Pressure</i>	0 Pa	Normale à la surface
Ouverture	<i>Opening Pressure</i>	0 Pa	Normale à la surface
Ouverture	<i>Opening Pressure</i>	0 Pa	<i>Entrainment</i>

Pour cette comparaison, le point de fonctionnement sélectionné correspond à une autre chute prototype ($n_{11} = 61.5$ rpm) et à un régime de charge très partielle ($0.45\varphi_{opt}$). Il est représenté par un triangle orange sur la figure 6.4. Ce point d'opération est instable : dans les quatre cas, le calcul stationnaire ne converge pas. La chute interne et les pertes de charges dans le domaine de la roue continuent de fluctuer. Les résidus les plus élevés varient entre 10^{-3} et 10^{-4} pour les valeurs moyennes et entre 10^{-1} et 10^{-2} pour les valeurs maximales. La non-convergence de ces calculs peut être expliquée par l'écoulement très instable qui se développe dans la roue pour ce point de fonctionnement (section suivante).

L'écoulement à l'aval de la roue est très impacté par le changement de condition aux limites au niveau de la sortie du domaine de calcul. Les quatre résultats de calculs sont donc présentés dans la section suivante. Il est toutefois important de conserver à l'esprit que ces calculs se sont terminés après avoir atteint le nombre maximal d'itérations autorisé, sans avoir pu converger.

6.3.2 Analyse des résultats

La figure 6.13 représente les lignes de courant (dans le repère fixe) partant de la sortie du domaine de calcul. Les quatre cas listés dans la table 6.3 sont représentés dans le même ordre, de gauche à droite et de haut en bas. La recirculation obtenue dans le cône de l'aspirateur est différente pour chaque condition de sortie qui est spécifiée.

Lorsque le solver transforme la surface de sortie en paroi (en haut à gauche de la figure 6.13), l'écoulement tangentiel reste en rotation à proximité de la sortie du domaine de calcul. Ainsi, la pression diminue autour de l'axe de rotation de la roue et l'écoulement est aspiré vers la roue le long de la pointe fictive du domaine. Le champ de vitesse conserve sa composante tangentielle, puisqu'une condition de glissement est définie au niveau de la pointe non physique.

Dans les deux cas suivants (table 6.3), le fluide entre à l'aval du domaine de calcul, de façon normale à la surface. Les deux recirculations, bien que différentes, atteignent la sortie de la roue de façon axiale : la composante tangentielle du champ de vitesse est bien plus faible que dans le cas précédent.

Dans le dernier cas (table 6.3), la direction de l'écoulement rentrant dans le domaine n'est pas contrainte. Ainsi, moins de lignes de courant arrivent jusqu'au niveau de la roue et la recirculation reste à une altitude plus faible, dans le cône de l'aspirateur.

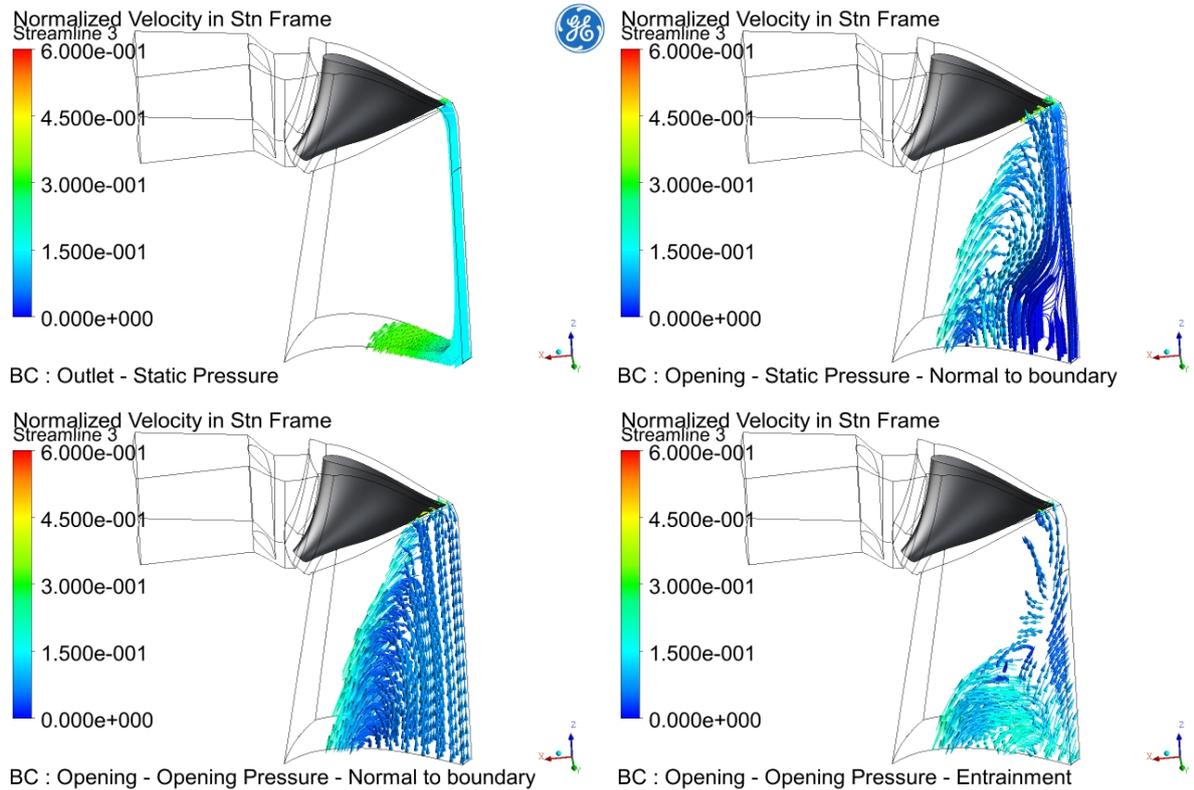


Figure 6.13 – Lignes de courant provenant de la surface de sortie du domaine, colorées par la vitesse normalisée C_{norm} pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$

La quantité de mouvement réinjectée dans le domaine, ainsi que sa direction impactent donc bien l'écoulement de pompage qui rentre dans les canaux inter-aubes à charge partielle. La figure 6.14 représente à nouveau les lignes de courant (dans le repère de la roue cette fois) à proximité du plafond. Dans chaque cas, l'écoulement de pompage ne remonte pas exactement jusqu'au même niveau en amont des canaux. De plus, l'enroulement des lignes de courant en provenance de l'aval change également, de sorte que les vortex de pompage soient aussi différents d'un calcul à l'autre, en termes de diamètre et de longueur (figure 6.15).

L'écoulement de pompage n'interagit donc plus de la même façon avec l'écoulement en provenance de l'amont (en bleu sur la figure 6.14). Bien que les conditions en amont de la roue soient identiques pour les quatre calculs, le vortex de défaut d'incidence à l'entrée du canal (figure 6.15) n'engendre pas la même dépression au niveau du plafond de la roue (figure 6.16). Par rapport à la condition standard à la sortie du domaine de calcul, la dépression est plus forte lorsque le fluide est réinjecté dans le domaine de façon normale à la surface. En revanche, lorsque cette direction n'est pas contrainte, la dépression au plafond de la roue est plus faible.

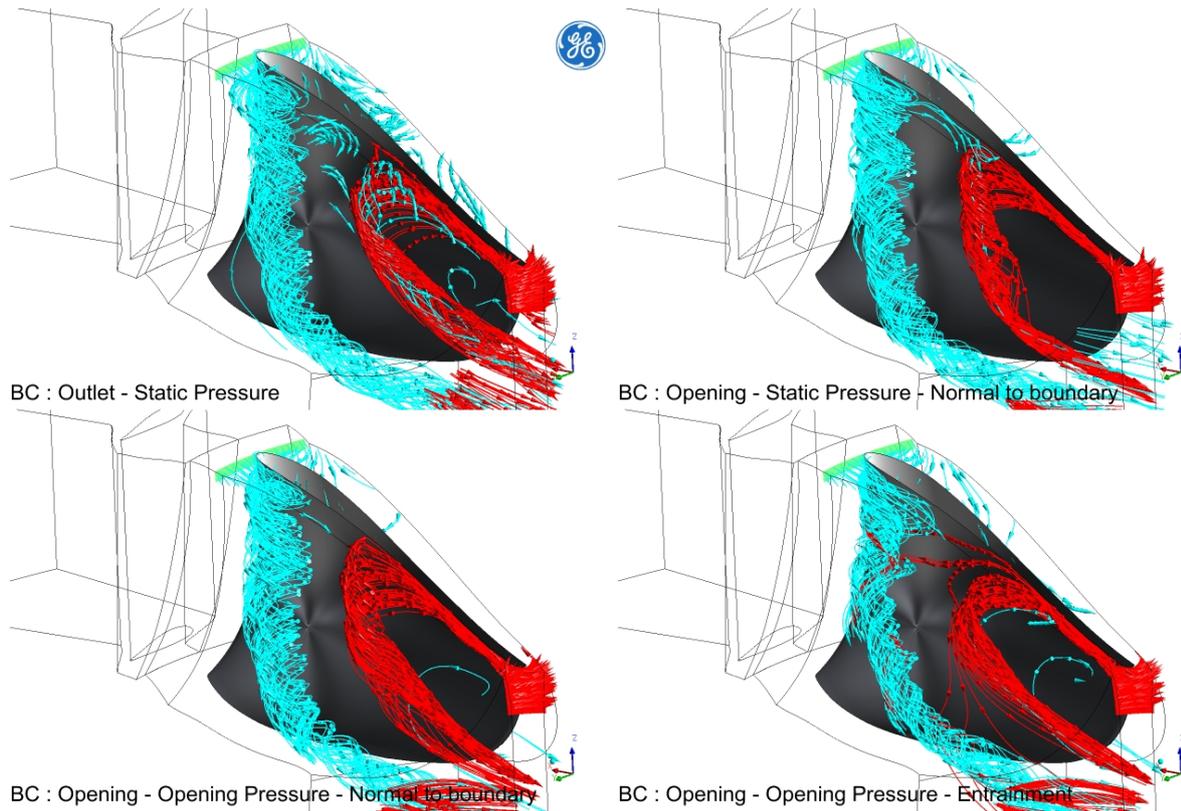


Figure 6.14 – Lignes de courant amont (bleu) et aval (rouge) proche du plafond de roue pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$

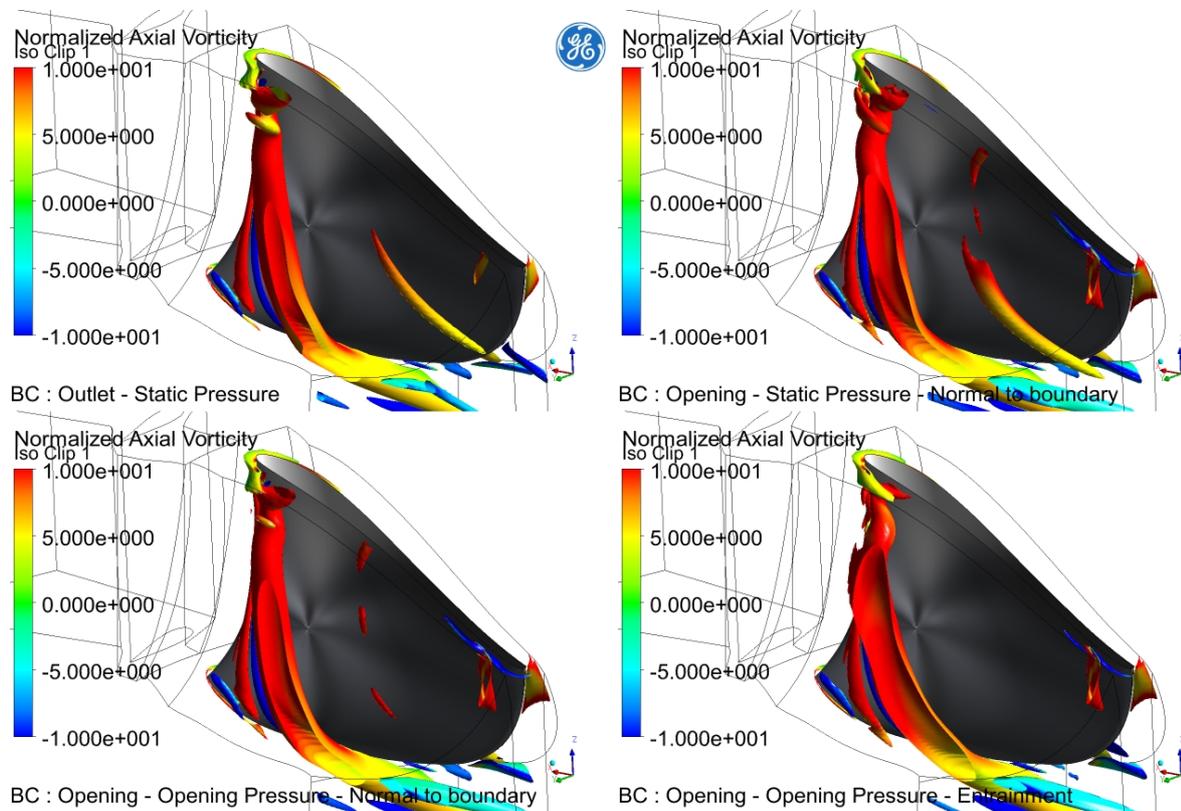


Figure 6.15 – Iso-critère $Q = 1000 \text{ s}^{-2}$ colorée par la vorticité axiale normalisée $\omega_z \text{ norm}$ pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$

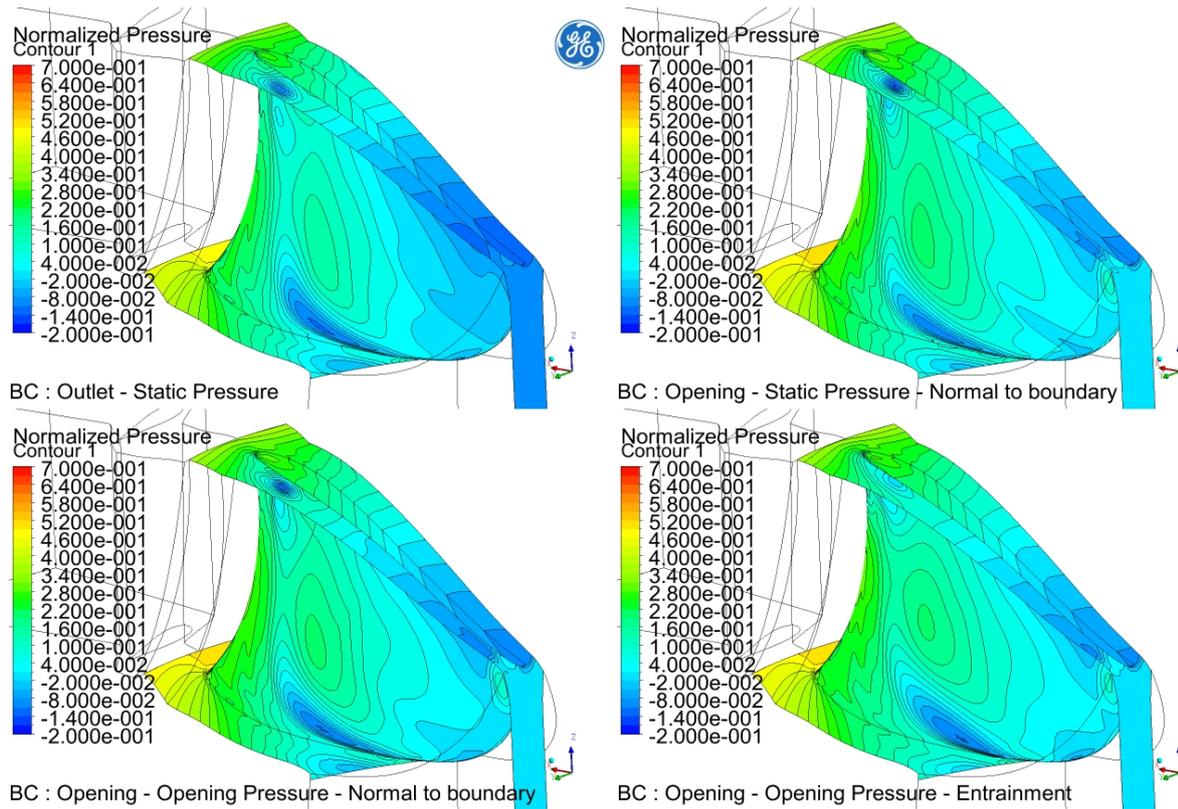


Figure 6.16 – Contours de pression normalisée p_{norm} pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$

Au niveau de l'extrados de l'aube, les contours de pression sont également différents à proximité du plafond, là où l'écoulement de pompage entre dans les canaux (figure 6.17). La réduction de la composante tangentielle du champ de vitesse implique que le fluide rencontre l'extrados de l'aube de façon plus axiale, ce qui engendre la surpression observée à proximité de l'arête de sortie de l'aube. De plus, comme la composante tangentielle est réduite, le niveau moyen de pression remonte sur toute la pointe de roue (figure 6.16). Avec la condition de sortie standard, la dépression qui se forme au niveau du bord de fuite de l'aube côté plafond est le résultat de deux biais de modélisation : le blocage du flux rentrant au niveau de la sortie du domaine de calcul et la présence de la pointe fictive sans condition d'adhérence. En ce sens, la modification de la condition limite de sortie permet d'obtenir un écoulement de pompage plus physique.

Pour conclure sur cette étude, la condition à la sortie du domaine de calcul modifie l'écoulement à l'aval de la roue. La direction et la norme de la quantité de mouvement retournant dans le domaine de calcul, modifie l'écoulement de pompage qui se forme à la sortie-plafond des canaux inter-aubes. Cela modifie les vortex liés au pompage, mais également ceux liés au défaut d'incidence au niveau du bord d'attaque des aubes. Les dépressions liées aux vortex sont donc différentes, sur le plafond et les aubes de la roue. En particulier, une surpression se forme au niveau de la sortie-plafond des aubes, lorsque l'écoulement a la possibilité de rentrer dans le domaine de calcul à l'aval de la roue.

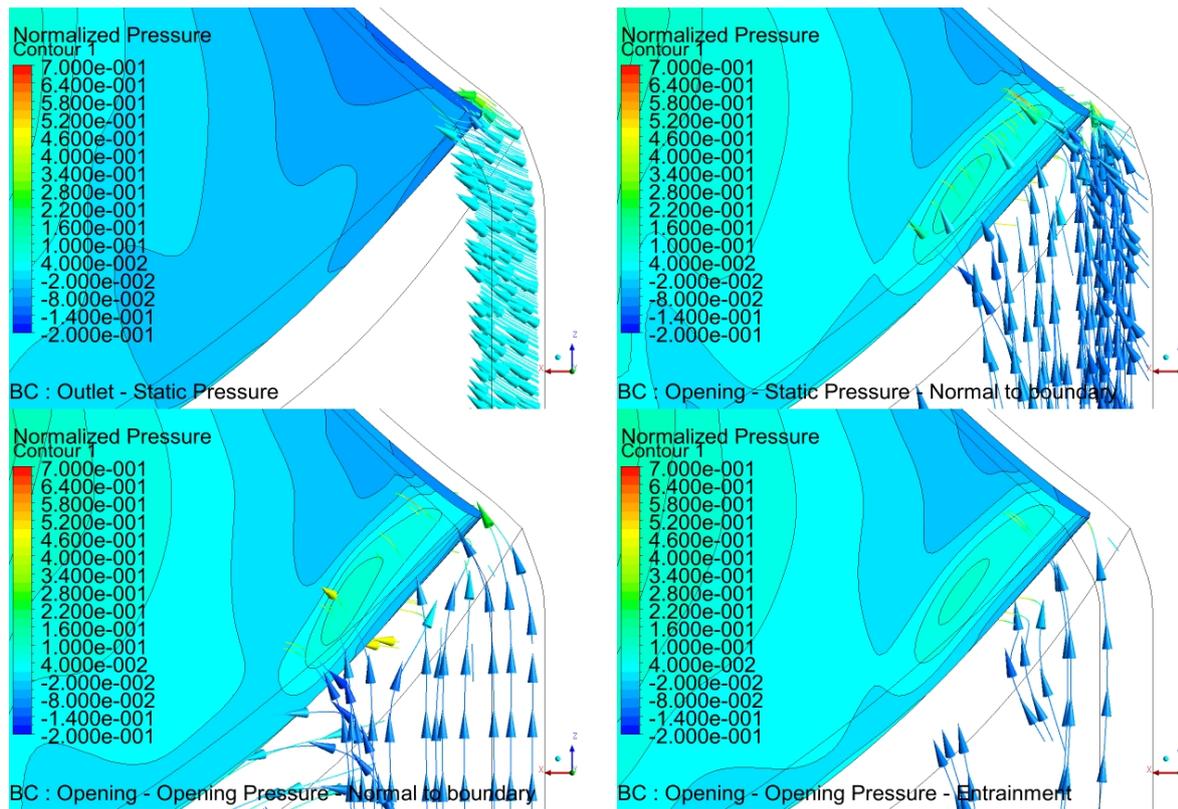


Figure 6.17 – Contours de pression normalisée p_{norm} et lignes de courant provenant de la surface de sortie du domaine, colorées par la vitesse normalisée C_{norm} pour les 4 cas à $0.45\varphi_{opt}$

6.4 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle numérique simplifié a été utilisé pour analyser l'évolution de l'écoulement dans la roue B à charge partielle. Dans ce modèle industriel standard, le domaine de calcul a été réduit à un passage hydraulique du distributeur et à un canal inter-aubes de la roue.

Des calculs RANS ont été effectués à la chute nominale de la machine, pour sept points de fonctionnement. L'analyse des résultats a permis de mettre en évidence plusieurs types de vortex inter-aubes. Au niveau de l'entrée-plafond de la roue, la dégradation de l'incidence de l'écoulement liée à la réduction du débit entraîne localement un vortex de défaut d'incidence. À mesure que la charge diminue, ce défaut touche une part de plus en plus grande du bord d'attaque de l'aube. Dans le même temps, au niveau de la sortie-plafond de la roue, un écoulement de pompage se met en place. Une partie du fluide à l'aval de la roue rentre dans les canaux inter-aubes par leur sortie. Cet écoulement forme un vortex de pompage, attaché au plafond de la roue. À mesure que l'écoulement se rapproche de la ceinture, le vortex est advecté par l'écoulement principal vers le cône de l'aspirateur. Au fur et à mesure que le débit diminue, ce vortex remonte vers l'amont des canaux inter-aubes. En fonction des points de fonctionnement, l'écoulement en provenance du distributeur interagit avec l'écoulement de pompage. Pour une valeur limite du débit, les deux types de vortex fusionnent en une seule structure cohérente, puisque leur sens de rotation est le même. Le vortex ainsi formé est plus développé, ce qui entraîne une dépression très marquée au niveau du plafond de la roue. Ce vortex prend également

plus de place dans le canal inter-aubes, ce qui entraîne une nette augmentation des pertes de charges dans la roue. La transition d'un écoulement avec deux vortex en amont et en aval, à un écoulement avec une seule grande structure, est assez instable, de sorte que certains calculs stationnaires ont parfois du mal à converger pour les points de fonctionnement dans cette zone de transition.

L'influence de la condition aux limites au niveau de la sortie du domaine de calcul a également été analysée. La présence d'une recirculation dans le cône est problématique si elle a lieu au niveau de la surface de sortie du domaine. En effet, la condition imposée sur cette surface empêche l'écoulement d'entrer dans le domaine, en plaçant l'équivalent d'une paroi sur les portions de la surface concernée par la recirculation. Trois conditions d'ouverture ont donc été comparées à la condition aux limites classique. La norme et la direction de la quantité de mouvement réinjectée dans le calcul impactent non seulement l'écoulement dans le cône, mais également l'écoulement de pompage au niveau de la roue. Ainsi, le vortex de pompage présent dans le canal change, ce qui modifie les interactions qu'il a avec le vortex lié au défaut d'incidence en entrée de roue. Cela impacte également la dépression formée au plafond, dont l'intensité varie selon le type de condition aux limites imposé à l'aval du domaine de calcul. Contrairement au cas standard, pour lequel une condition de sortie pure est définie, une surpression se forme également dans la zone où le fluide impacte l'extrados de l'aube, au niveau de l'arête de sortie. Dans ces cas-là, l'écoulement arrive de façon axiale vers la roue, avec moins d'énergie cinétique tangentielle que dans le cas d'une sortie standard, ce qui est plus cohérent physiquement.

La prédiction des vortex inter-aubes par simulation numérique des fluides nécessite donc de modéliser fidèlement l'écoulement à l'aval de la roue. Ainsi, le domaine de calcul doit être étendu à l'aspirateur de la turbine. Cependant, pour pouvoir valider les résultats obtenus par calculs numériques, il est nécessaire d'avoir des données expérimentales, notamment en termes d'observations du phénomène hydraulique. Or, les données disponibles pour la géométrie utilisée ici ne sont pas suffisantes. Dans le même temps, l'approche par calculs RANS (stationnaires) ne permet pas d'obtenir les fluctuations de pression à charge partielle. Or le chargement dynamique appliqué à la roue est nécessaire pour pouvoir prédire numériquement la durée de vie des machines fonctionnant à charge partielle.

Pour toutes ces raisons, une géométrie différente est sélectionnée pour poursuivre l'étude avec des calculs URANS : il s'agit de la turbine Francis basse chute présentée au chapitre 5. Les données issues des essais sur le modèle réduit, en termes de mesures et d'observations, permettent d'étudier, à la fois de façon expérimentale et numérique, les vortex inter-aubes de charge partielle.

Chapitre 7

Modélisation numérique des vortex inter-aubes dans une roue complète

Sommaire

7.1	Introduction	161
7.2	Mise en place du nouveau modèle numérique	161
7.2.1	Géométrie	161
7.2.2	Conditions aux limites	162
7.2.3	Conditions initiales	162
7.2.4	Moyens de comparaison avec les essais expérimentaux	164
7.2.4.1	Enregistrement des fluctuations de pression	164
7.2.4.2	Observations des vortex inter-aubes	164
7.2.5	Estimation de la chute de calcul	164
7.2.6	Point de fonctionnement visé	165
7.3	Calcul 1 : étude préliminaire	167
7.3.1	Maillage	167
7.3.2	Paramètres de calcul	167
7.3.3	Convergence des résultats	169
7.3.4	Comparaison des résultats numériques aux données expérimentales	171
7.3.4.1	Position des vortex inter-aubes	171
7.3.4.2	Fluctuations de pression	173
7.3.5	Comportement du modèle de turbulence dans la roue	178
7.3.6	Résumé	178
7.4	Étude de l'influence du maillage	180
7.4.1	Cadre de l'étude	180
7.4.2	Analyse des résultats	181
7.4.3	Résumé	183
7.5	Calcul 2 : Impact d'un maillage plus raffiné	184
7.5.1	Paramètres du calcul	184
7.5.2	Convergence des résultats	184
7.5.3	Comparaison des résultats numériques aux données expérimentales	185
7.5.3.1	Position des vortex inter-aubes	185

7.5.3.2	Fluctuations de pression	187
7.5.4	Résumé	192
7.6	Modélisation de la cavitation dans la roue à charge très partielle	193
7.6.1	Utilisation du modèle homogène de cavitation de CFX	193
7.6.1.1	Paramètres de calcul	193
7.6.1.2	Résultats partiels au dernier pas de temps calculé	193
7.6.2	Champ de pression monophasique et potentiel du modèle de cavitation	194
7.6.2.1	Recalage de la hauteur nette à l'aspiration	195
7.6.2.2	Évolution de la pression statique dans le domaine de calcul	195
7.6.2.3	Volume potentiel de vapeur dans la roue	196
7.6.3	Résumé	198
7.7	Conclusion	199

7.1 Introduction

Dans ce chapitre, la géométrie présentée au chapitre 5 est utilisée. Le domaine de calcul comprend désormais le distributeur, la roue complète et l'aspirateur de la machine. Le premier objectif est de déterminer les améliorations apportées par ce nouveau modèle numérique, à la modélisation des vortex inter-aubes, observés à charge très partielle lors des essais sur modèle réduit. Le second objectif est de caractériser la capacité du modèle numérique à reproduire les fluctuations de pression mesurées sur plateforme. Il s'agit en particulier de déterminer le lien entre les signatures large-bande de fréquences mesurées à la surface de la roue et les vortex inter-aubes.

Après avoir présenté le nouveau modèle numérique, quatre études sont présentées. Dans ce chapitre, des modèles de plus en plus complexes sont utilisés au fur et à mesure des études. À chaque étape, un maximum d'informations est extrait des résultats numériques. Cette démarche permet de mieux comprendre l'écoulement dans la roue à charge très partielle, tout en maîtrisant l'augmentation progressive des coûts de calcul et en justifiant la complexification du modèle numérique.

Dans la première étude, un maillage relativement léger est utilisé pour effectuer des calculs instationnaires monophasiques. Alors que l'écoulement moyen obtenu est qualitativement cohérent avec les observations réalisées sur modèle réduit, les spectres de fluctuations de pression prédits par calculs sont différents des spectres mesurés sur plateforme. De plus, le maillage utilisé n'est pas suffisamment fin pour exploiter pleinement le modèle de turbulence employé. Suite à cela, la deuxième étude présente l'influence du maillage sur la modélisation des VIA et la prédiction des fluctuations de pression à charge très partielle. Un maillage plus fin et plus isotrope est retenu pour poursuivre l'étude numérique. Ainsi, la troisième étude présente les progrès réalisés en termes d'évolution temporelle des VIA, de répartition spatiale des fluctuations de pression dans la roue et de prédiction des spectres associés. La dernière étude porte sur la modélisation de la cavitation au niveau des vortex inter-aubes. L'analyse du champ de pression obtenu par calculs monophasiques permet de déterminer les limites du modèle numérique à prédire les VIA cavitants observés expérimentalement.

7.2 Mise en place du nouveau modèle numérique

7.2.1 Géométrie

Afin de modéliser correctement l'écoulement à l'aval de la roue, l'aspirateur est ajouté au domaine de calcul (figure 7.1). Ce composant de la machine n'étant pas axisymétrique, tous les canaux inter-aubes sont inclus dans le domaine de la roue. En conséquence, le domaine du distributeur contient également toutes les directrices de la turbine. Afin de complexifier progressivement cette étude des VIA et d'économiser en coût de calcul, la bêche et les avant-directrices n'ont pas été modélisées. L'interface rotor-stator se trouve de nouveau à la position des jeux entre la roue (mobile) et les parois horizontales du distributeur (fixe). L'interface entre la roue et l'aspirateur part du bas de la pointe et s'arrête en dessous des jeux entre la roue et le

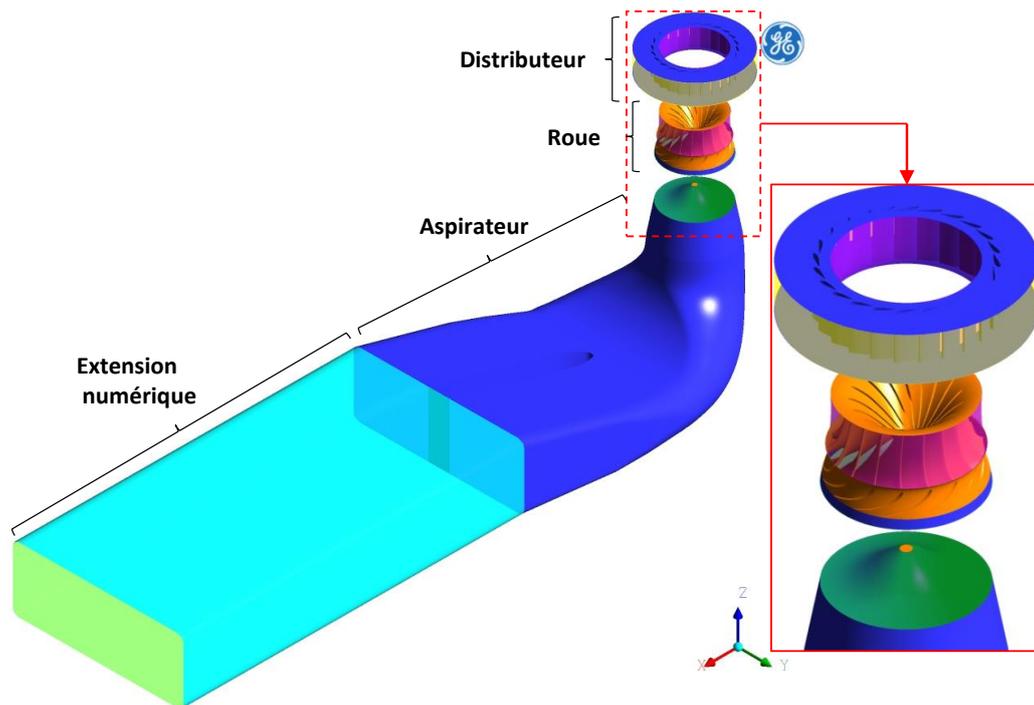


Figure 7.1 – Domaine de calcul

cône, en raison des contraintes de maillage. Ainsi, une partie de la paroi du cône se trouve dans le domaine de la roue (figure 7.2). De même, la paroi horizontale fermant la pointe de roue se trouve dans le domaine de l'aspirateur. Une extension droite est placée à l'aval de la sortie de l'aspirateur, afin de réduire l'impact de la condition de sortie sur l'écoulement à l'aval de la roue. Une étude interne a permis de vérifier que cette extension n'a pas d'influence sur l'écoulement moyen à la sortie de la roue [31].

7.2.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont similaires à celles de l'étude précédente (chapitre 6), à l'exception des périodicités qui ne sont plus utiles à présent (figure 7.2). Une condition de glissement est définie sur les parois de l'extension non physique à l'aval de l'aspirateur. Entre les trois différents domaines, des interfaces de type *Frozen Rotor* et *Transient Rotor-Stator* sont respectivement utilisées pour les calculs stationnaires et instationnaires (chapitre 3, section 3.5.3).

7.2.3 Conditions initiales

La méthodologie suivie pour ces calculs instationnaires est représentée sur la figure 7.3. Le choix de bonnes conditions initiales est crucial, car il permet de réduire le temps de calcul. En effet, pour des calculs instationnaires, l'objectif est d'atteindre rapidement le régime établi et périodique, pour ensuite poursuivre le calcul et enregistrer les fluctuations de l'écoulement. L'observation des quantités intégrales (chute nette, pertes de charges, couple sur la roue...) et de la pression en certains points du domaine de calcul, permet de déterminer si le régime périodique est atteint (section 7.2.4).

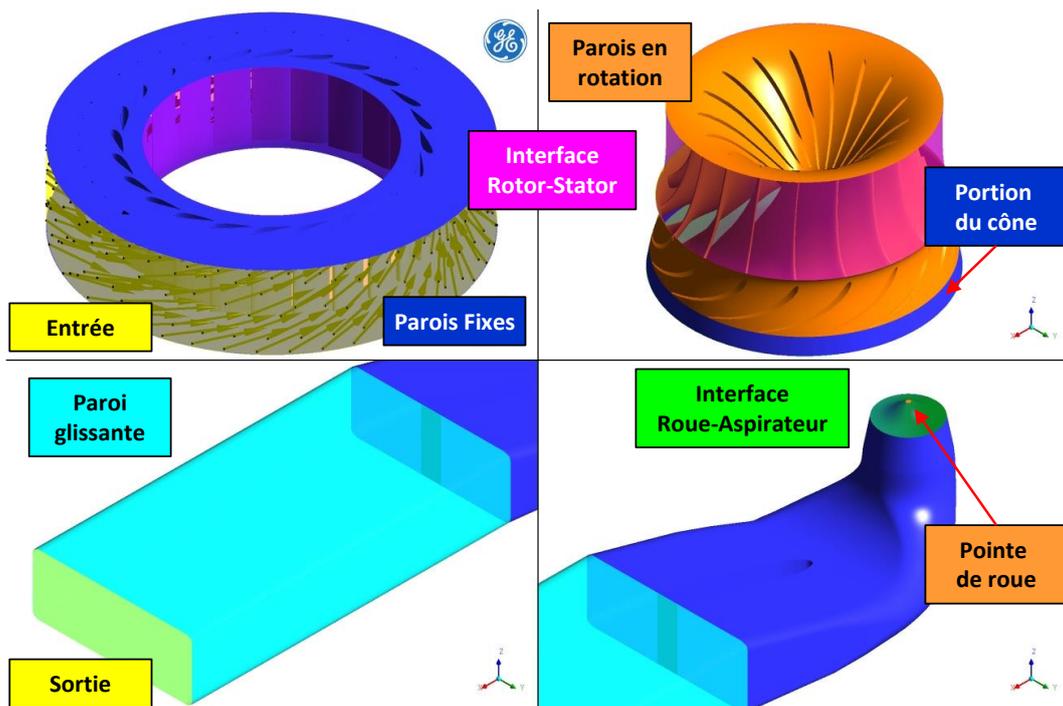


Figure 7.2 – Conditions aux limites pour les 3 domaines et l'extension en aval

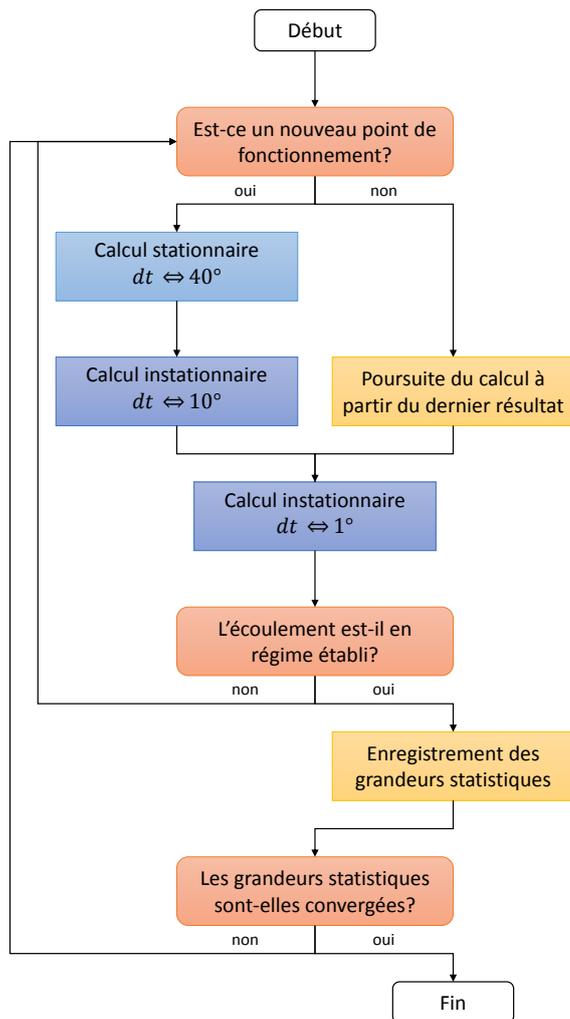


Figure 7.3 – Méthodologie suivie pour les calculs URANS

7.2.4 Moyens de comparaison avec les essais expérimentaux

7.2.4.1 Enregistrement des fluctuations de pression

Au cours du calcul, la pression est enregistrée en différents points de monitoring. Pour pouvoir se comparer aux mesures expérimentales, la position de ces points est en homologie avec le modèle réduit (figure 7.4), à l'exception du point CA3 et de la prise de pression située dans l'entrefer, dont les positions angulaires ont été décalées¹ d'un canal vers l'amont (-15°).

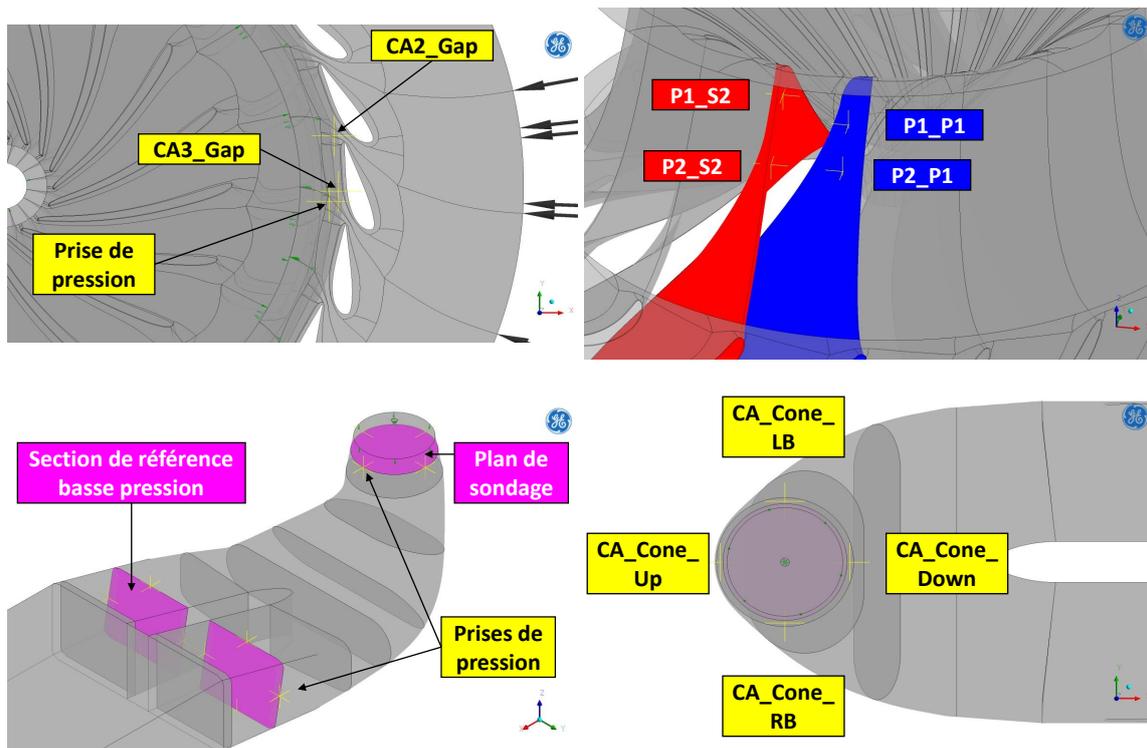


Figure 7.4 – Reproduction des prises et capteurs de pression au niveau du domaine de calcul

7.2.4.2 Observations des vortex inter-aubes

Afin de comparer la position des vortex inter-aubes obtenus par calculs aux observations, le quadrillage tracé sur le plafond de roue du modèle réduit (chapitre 5, figure 5.4) a été reproduit lors du post-traitement des résultats numériques (figure 7.5).

7.2.5 Estimation de la chute de calcul

Dans ce chapitre, la chute nette de calcul est estimée à l'aide de l'équation 7.1 :

$$H_n = \underbrace{\Delta H_{SC} + \Delta H_{TC}}_{\text{estimées}} + \underbrace{\Delta H_R + H_i + \Delta H_{DT}}_{\text{calculées}} \quad \text{où :} \quad \begin{cases} \Delta H_{SC} = k_{SC} \times Q_{11}^2 \\ \Delta H_{TC} = k_{TC}(\gamma) \times Q_{11}^2 \end{cases} \quad (7.1)$$

1. Ces deux points avaient été ramenés dans un unique canal hydraulique du distributeur (par périodicité), lors des premiers tests numériques, pour lesquels une seule directrice était modélisée. Les positions angulaires n'ont pas été remises à jour lors du passage au distributeur complet.

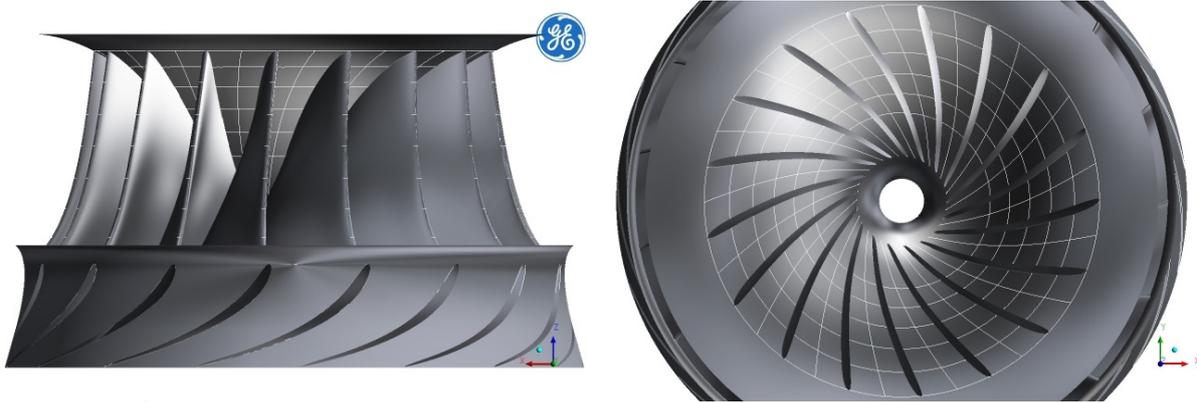


Figure 7.5 – Reproduction du quadrillage d’entrée de roue tracé sur le modèle réduit

Les pertes de charges dans les composants non calculés, ΔH_{SC} et ΔH_{TC} , sont estimées à partir des résistances hydrauliques k_{SC} pour la bêche et k_{TC} pour la double-grille. k_{SC} est constante, alors que k_{TC} varie en fonction de l’ouverture du distributeur γ . Ces valeurs ont été déterminées par calculs RANS lors du dimensionnement de la machine.

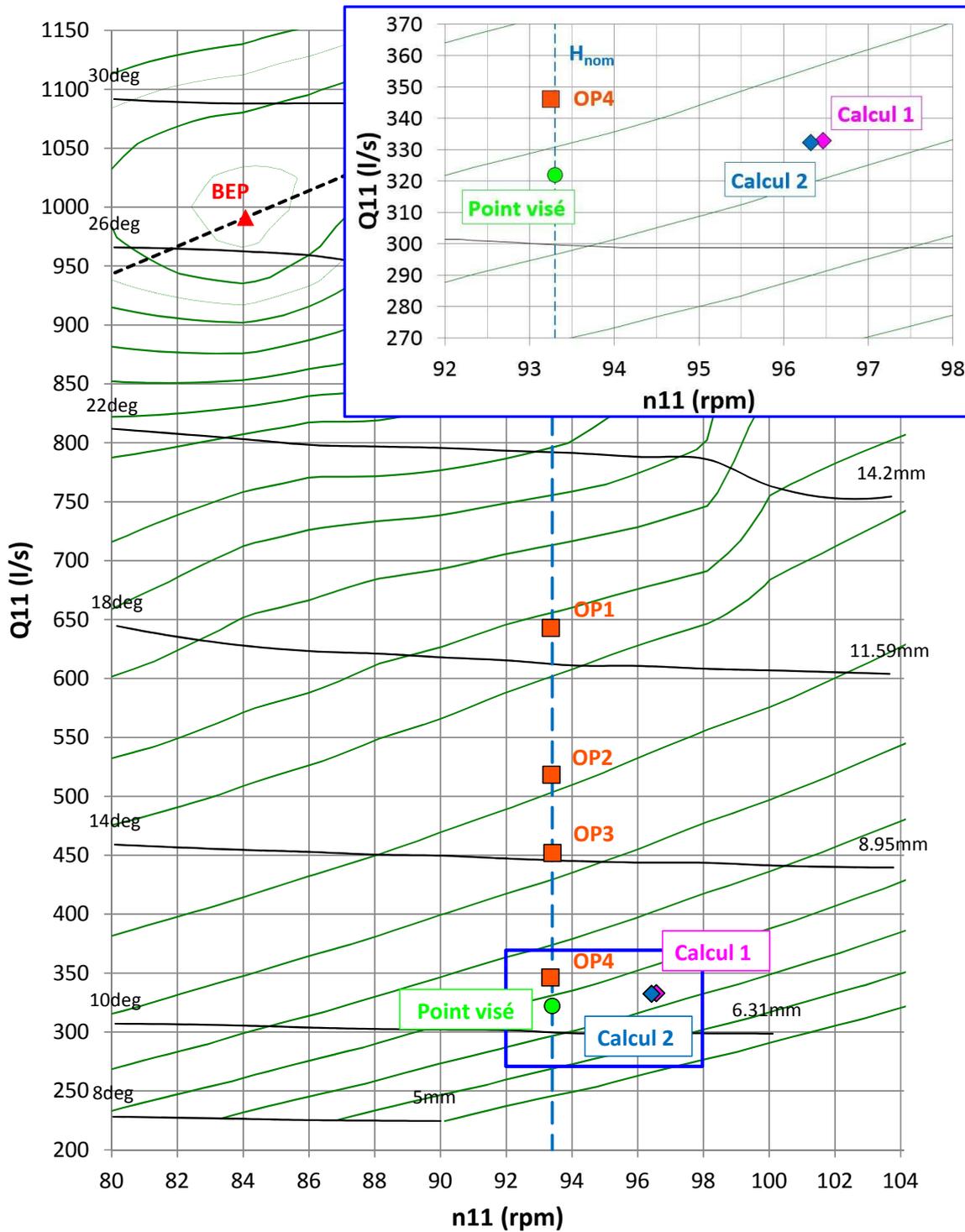
La chute interne H_i est calculée à partir de l’évolution de la pression totale entre l’interface Rotor-Stator et l’interface avec l’aspirateur (annexe C, section C.1). Les pertes de charge dans la roue ΔH_R comprennent les pertes dans le domaine du rotor et celles entre l’interface avec l’aspirateur et le plan de sondage situé dans le cône (figure 7.4). Les pertes dans l’aspirateur ΔH_{DT} sont évaluées entre le plan de sondage et la section de référence basse pression. Pour être en adéquation avec les mesures expérimentales, la charge à la sortie de l’aspirateur est évaluée comme sur modèle réduit : à partir des 8 prises de pression pour la partie statique et à partir du débit pour la partie dynamique.

Les pertes volumétriques et les pertes par frottements de disques (chapitre 1, section 1.3.3) ne sont pas considérées.

7.2.6 Point de fonctionnement visé

Le point de fonctionnement visé est proche du maximum de déformations dynamiques observé au chapitre 5, à environ $0.3\varphi_{opt}$ (figure 7.6). En termes d’observation, les résultats numériques seront comparés à OP4 (chapitre 5), qui est très proche du point visé.

Sauf mention contraire, les calculs URANS présentés dans ce chapitre sont monophasiques. Les résultats ainsi obtenus seront donc comparés aux résultats expérimentaux hors cavitation détaillés dans l’annexe B. Les résultats à σ_{plant} seront rappelés à titre de comparaison, puisqu’ils correspondent aux observations réalisées sur le modèle réduit instrumenté.



	CEI 995 modèle - Href = 20 m / Dref = 0.35 m / Tref = 20°C COLLINE DE RENDEMENT - HILL CHART - n11-Q11	GE Renewable Energy
		Visé par:
		Diagramme No: Date: 02/09/2016

Figure 7.6 – Position du point de fonctionnement visé et des points obtenus par calculs

7.3 Calcul 1 : étude préliminaire

Dans cette première étude, un maillage relativement peu dense est utilisé. Le but est de limiter les coûts de calcul et de déterminer rapidement le potentiel de ce nouveau modèle numérique.

Les calculs sont effectués à l'échelle unitaire. Le maillage et les paramètres de calcul sont détaillés dans les sections suivantes. Puis, après avoir qualifié le niveau de convergence de ce premier calcul, les résultats numériques sont présentés et comparés aux données expérimentales. Une partie de ces résultats a également fait l'objet d'un article de conférence [15] (annexe D).

7.3.1 Maillage

Un maillage structuré hexaédrique est à nouveau utilisé pour les directrices et les aubes de la roue (figure 7.7). Le nombre de noeuds par canal est réduit comparé à l'étude précédente (chapitre 6). Cette réduction se fait notamment au niveau de la discrétisation dans la direction plafond-ceinture. Chaque canal du distributeur et de la roue dispose respectivement d'environ 170×10^3 et 490×10^3 noeuds.

Un maillage structuré de 1.2×10^6 de noeuds est utilisé pour l'aspirateur (figure 7.8). Bien que le domaine de l'aspirateur soit le plus grand en termes de volume, l'effort de calcul se concentre sur la roue. Ainsi, le nombre de noeuds dans le domaine de l'aspirateur est volontairement réduit. De même, la taille de première maille est plus élevée que dans les deux autres domaines.

Ce premier maillage dispose donc d'environ 13×10^6 noeuds au total. La taille de première maille et les niveaux de y^+ obtenus par domaine sont listés dans la table 7.1. Les critères de qualité en termes d'orthogonalité et de taux d'expansion sont respectés [18]. Le rapport d'aspect maximal recommandé est dépassé au niveau des premières mailles en paroi de la roue, à cause des compromis faits lors de l'élaboration du maillage.

Table 7.1 – Nombre de noeuds par domaine et y^+ maximal correspondant

Domaine	Nombre de noeuds	Taille de 1 ^{ère} maille [m]	y_{max}^+
Distributeur	3.8×10^6	1.5×10^{-5}	4.5
Roue	8.0×10^6	1.2×10^{-5}	6.2
Aspirateur	1.2×10^6	1.5×10^{-3}	280

7.3.2 Paramètres de calcul

Le débit et la vitesse de rotation sont définis en faisant à nouveau l'hypothèse que la chute nette vaut 1 mCE. Les paramètres utilisés pour ce calcul sont précisés dans la table 7.2. Pour cette nouvelle étude, la version 16.0 du code CFX a été utilisée.

Le pas de temps utilisé ici permet d'avoir exactement 20 pas de temps par canal inter-aubes. Le CFL moyen dans le domaine de calcul est ainsi d'environ 4.7 au cours du calcul (chapitre 3). Des valeurs supérieures sont obtenues dans les sillages des aubes du distributeur et de la roue (entre 175 et 200). Le critère de convergence utilisé ici est strict, ce qui implique que 5 itérations

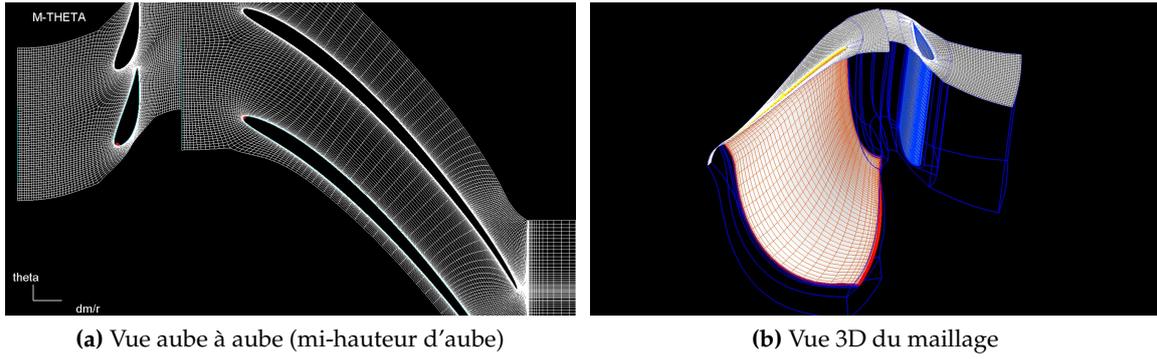


Figure 7.7 – Maillage structuré de la directrice et de l'aube

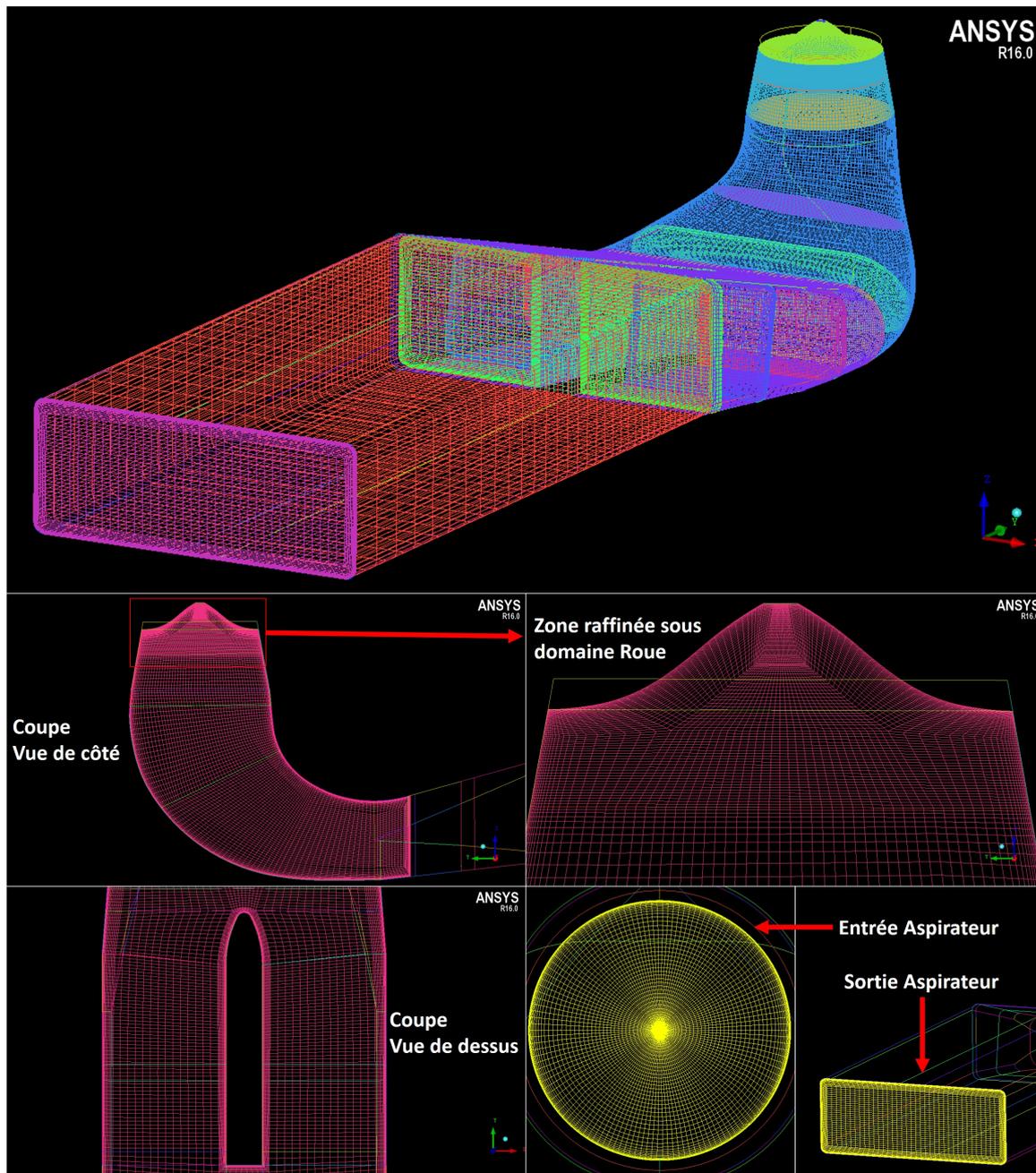


Figure 7.8 – Maillage structuré de l'aspirateur

Table 7.2 – Calcul 1 : paramètres utilisés

Catégories	Paramètres du calcul 1	
Conditions aux limites	Condition d'entrée	$\dot{m}_{calcul}(\gamma, n_{11}, Q_{11})$ et γ_{AVD}
	Turbulence d'entrée	$I_t = 5\%$ et $L_t = 0.10 \times H_d$
	Ouverture du distributeur	$\gamma_{calcul} = \gamma$
	Vitesse de rotation	$n_{calcul}(\gamma, n_{11}, Q_{11})$
	Condition de sortie	$\overline{p}_{sortie} = 0$ Pa
	Interfaces	<i>Frozen Rotor</i> ou <i>Transient Rotor-Stator</i>
Turbulence	Modèles	SST ou SAS-SST
Discrétisation des équations pour p et \vec{V}	Termes d'advection	<i>High Resolution</i>
	Termes instationnaires	Ordre 2 décentré arrière
Discrétisation des équations pour k et ω	Termes d'advection	Ordre 1 décentré avant
	Termes instationnaires	Ordre 1 décentré arrière
Paramètres solver	Pas de temps	$dt = 1.93 \times 10^{-3}$ s $\iff d\theta = 1.06^\circ$
	Critère d'arrêt par pas de temps	Résidus (max) $< 10^{-5}$ ou Nombre d'itérations : entre 3 et 5

sont systématiquement effectuées par pas de temps. Les calculs sont effectués en parallèle sur 200 coeurs. Avec ce premier maillage, environ 5 tours de roue sont effectués par jour de calcul.

7.3.3 Convergence des résultats

Une fois le régime établi atteint, 75 tours de roue supplémentaires sont effectués pour calculer les champs moyens de pression et de vitesse, ainsi que les champs d'écart-type associés.

Pour estimer si le niveau de convergence est acceptable à chaque pas de temps, la différence de pression entre les deux dernières itérations internes est relevée au niveau de plusieurs points de monitoring tout au long du calcul (Annexe C, figure C.3). L'écart maximal observé est de l'ordre de $0.05\% H_n$, ce qui est faible par rapport à l'ordre de grandeur des fluctuations de pression pour ce point de fonctionnement (section 7.3.4.2).

La chute nette moyenne H_n est estimée à la fin du calcul, en faisant les hypothèses présentées précédemment (section 7.2.5). L'erreur relative par rapport à la chute visée est de -6.5% (table 7.3). Il s'ensuit une erreur relative de $+3.4\%$ sur la vitesse et le débit unitaires. La différence entre le point de fonctionnement visé et le point obtenu par calculs est également visible sur la figure 7.6. L'erreur relative sur le couple moyen sur la roue T_m est de -9.3% . Comme la chute nette est également sous-estimée, l'erreur relative sur le couple unitaire n'est que de -3.0% .

Table 7.3 – Calcul 1 : points de fonctionnement visé et obtenu

Point de fonctionnement	H_n [mCE]	γ [°]	n_{11} [rpm]	Q_{11} [l/s]	T_{11} [N m]
Point visé	1	10	93.30	321.9	98.25
Calcul 1	0.935	10	96.47	332.9	95.27

Comme au chapitre 6, fixer $(\gamma_{calcul}, n_{calcul}, Q_{calcul})$ permet, autant que possible, d'être en similitude hydraulique cinématique avec le point de fonctionnement visé, en dépit de cette incertitude inhérente sur la chute nette de calcul.

L'estimation des pertes dans l'aspirateur semble être la plus importante source d'incertitudes parmi celles évoquées au chapitre 6 (section 6.2.2.2). En effet, ce composant regroupe la majorité des pertes de charges dans la turbine (table 7.4), en raison de l'écoulement particulièrement instable qu'il renferme (section 7.3.4). De plus, ces pertes sont connues pour être difficiles à modéliser [87], d'autant plus qu'un maillage peu dense a été utilisé dans cette étude.

Table 7.4 – Calcul 1 : répartition des pertes de charge par composant et chute interne (valeurs moyennes)

	Estimées		Calculées			Somme
	ΔH_{SC}	ΔH_{TC}	ΔH_R	ΔH_{DT}	H_i	H_n
[mCE]	< 0.001	0.047	0.238	0.365	0.285	0.935
$[\%H_{calcul}]$	< 0.1	5.1	25.4	39.0	30.5	100

Ensuite, l'incertitude sur la mesure de l'angle d'ouverture du distributeur pourrait avoir une influence non-négligeable sur l'estimation du couple T_m et des pertes de charges dans la roue. En effet, ce paramètre influe sur l'incidence de l'écoulement à l'entrée du domaine tournant.

Enfin, les autres sources d'incertitudes sont :

- Validité des lois analytiques utilisées pour la bêche et la double-grille : ces pertes sont bien plus faibles que les pertes calculées dans la roue et l'aspirateur (seulement 5% de la chute nette estimée).
- Pertes de charge aux interfaces du domaine de calcul : la somme des pertes aux interfaces entre le distributeur, la roue et l'aspirateur est de l'ordre de 0.1% H_n seulement (de la chute nette visée).
- Pertes volumétriques et pertes par frottement de disques : ces pertes ne sont pas prises en compte dans cette étude.

7.3.4 Comparaison des résultats numériques aux données expérimentales

7.3.4.1 Position des vortex inter-aubes

Les résultats numériques sont donc comparés aux données expérimentales (figure 7.9).

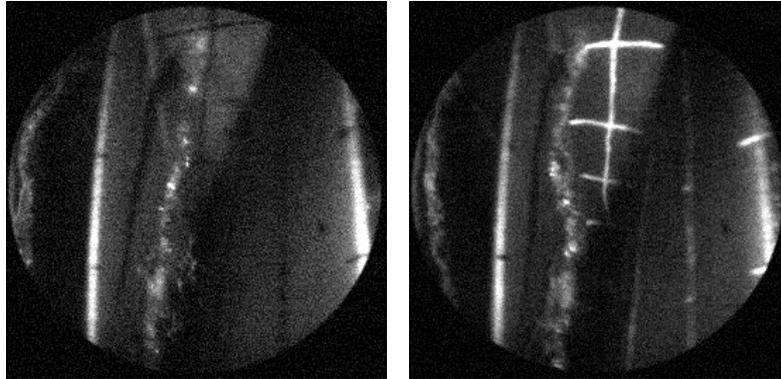


Figure 7.9 – Rappel des observations réalisées sur modèle réduit à OP4 (chapitre 5, section 5.6.4)

La figure 7.10 représente les champs moyens de vitesse et de pression obtenus. Un post-traitement équivalent à celui du chapitre 6 est utilisé. Les champs de pression et de vitesse sont normalisés comme précédemment (chapitre 6, équation 6.1). Ces champs moyens sont axisymétriques. Conformément à l'étude précédente, les lignes de courant moyennes qui passent à proximité du plafond de la roue s'enroulent pour former des vortex inter-aubes. Ces lignes proviennent à la fois de l'amont et de l'aval de la roue. Chaque tourbillon ainsi formé crée également une dépression au niveau de son point d'attache sur le plafond. La position moyenne des vortex inter-aubes est très proche des observations réalisées sur le modèle réduit (figure 7.9) : au milieu des canaux inter-aubes, à une abscisse curviligne s (direction amont/aval) d'environ 15% (première graduation).

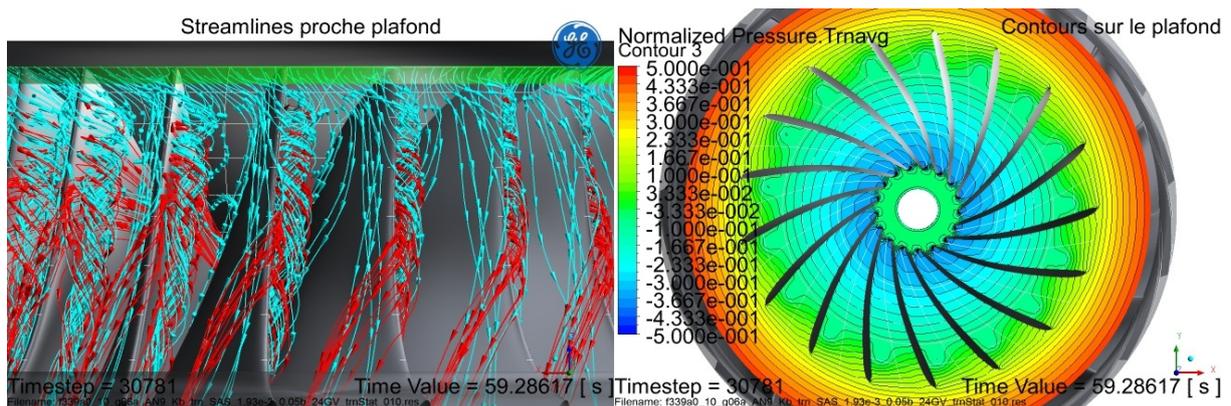


Figure 7.10 – Calcul 1 : écoulement moyen dans la roue

Les champs de vitesse et de pression instantanés sont considérés sur la figure 7.11. Contrairement à l'écoulement moyen, l'écoulement instantané est différent d'un canal à l'autre de la roue, ce qui est conforme aux observations réalisées lors des essais.

Sur la figure 7.11, les structures cohérentes sont représentées de deux façons différentes : par une iso-surface de critère Q (en bas à gauche) et par une iso-surface de pression (en bas à

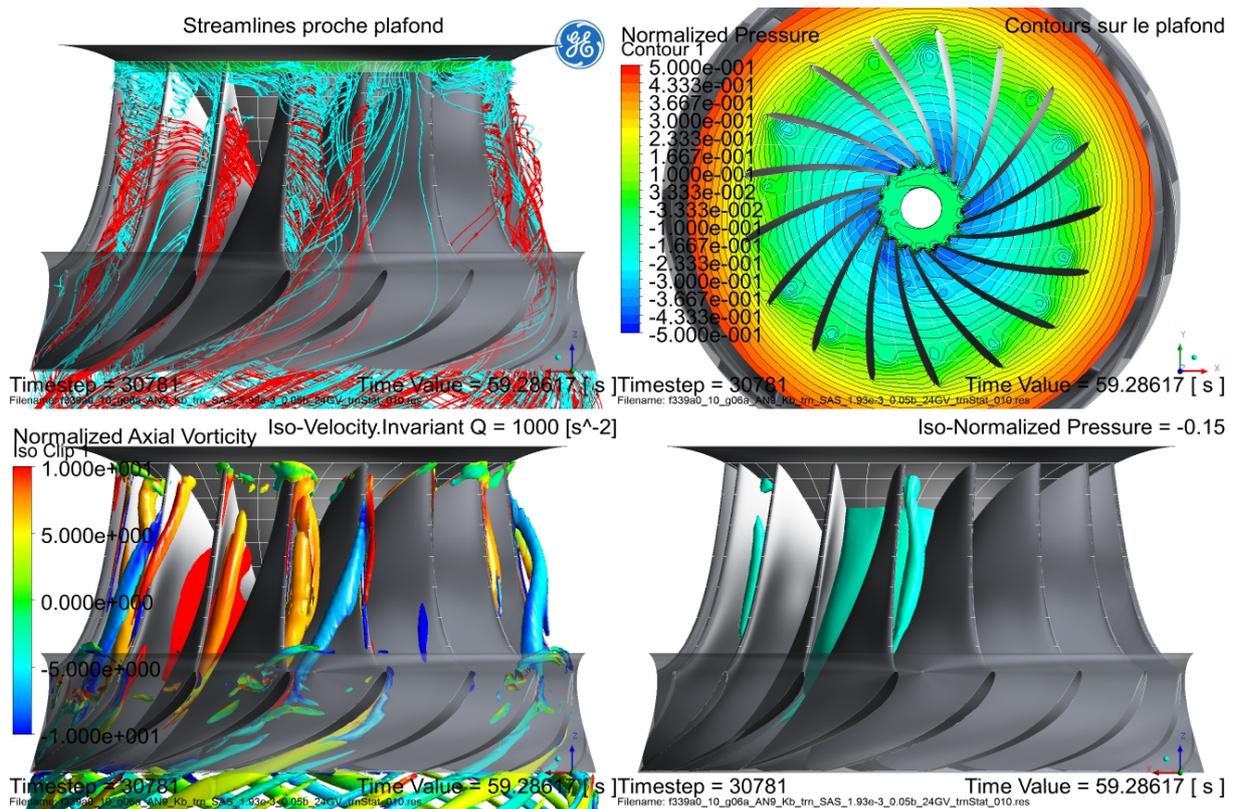


Figure 7.11 – Calcul 1 : écoulement instantané dans la roue

droite). Les valeurs utilisées pour ces iso-surfaces ont été choisies sur des critères visuels, afin de décrire au mieux les VIA présents dans l'écoulement. L'iso-surface du critère Q est colorée par la vorticité axiale normalisée (chapitre 6, équation 6.2). Ainsi les vortex inter-aubes obtenus par calcul tournent dans le même sens que la roue, tout comme ce qui a été observé lors des essais. En revanche, certaines structures cohérentes présentes au niveau de l'arête entrée des aubes tournent dans le sens opposé. Elles sont associées aux lignes de courant issues de l'aval (en rouge). Il semble que, lorsque le pompage est trop important, une partie du débit sort du canal inter-aubes et va alimenter le canal suivant, où deux structures tourbillonnaires coexistent alors. Ainsi, elles sont en rotation dans des sens opposés. Ce phénomène impacte aussi l'écoulement moyen, comme le montrent les lignes de courant moyennes en provenance de l'aspirateur (en rouge sur la figure 7.10). L'iso-surface de pression montre que le niveau de pression est également différent d'un canal à l'autre, selon la cohérence des VIA qui se développent dans la roue.

Avec ce premier calcul, l'écoulement obtenu est qualitativement cohérent avec les observations sur modèle réduit (chapitre 5, section 5.6.4) en ce qui concerne la position des vortex inter-aubes. Des mécanismes similaires à ceux du chapitre 6 conduisent à la formation des VIA.

7.3.4.2 Fluctuations de pression

Répartition spatiale de l'écart-type du champ de pression

En ce qui concerne les fluctuations de pression, la figure 7.12 représente l'écart-type du champ de pression au cours des 75 derniers tours de roue effectués.

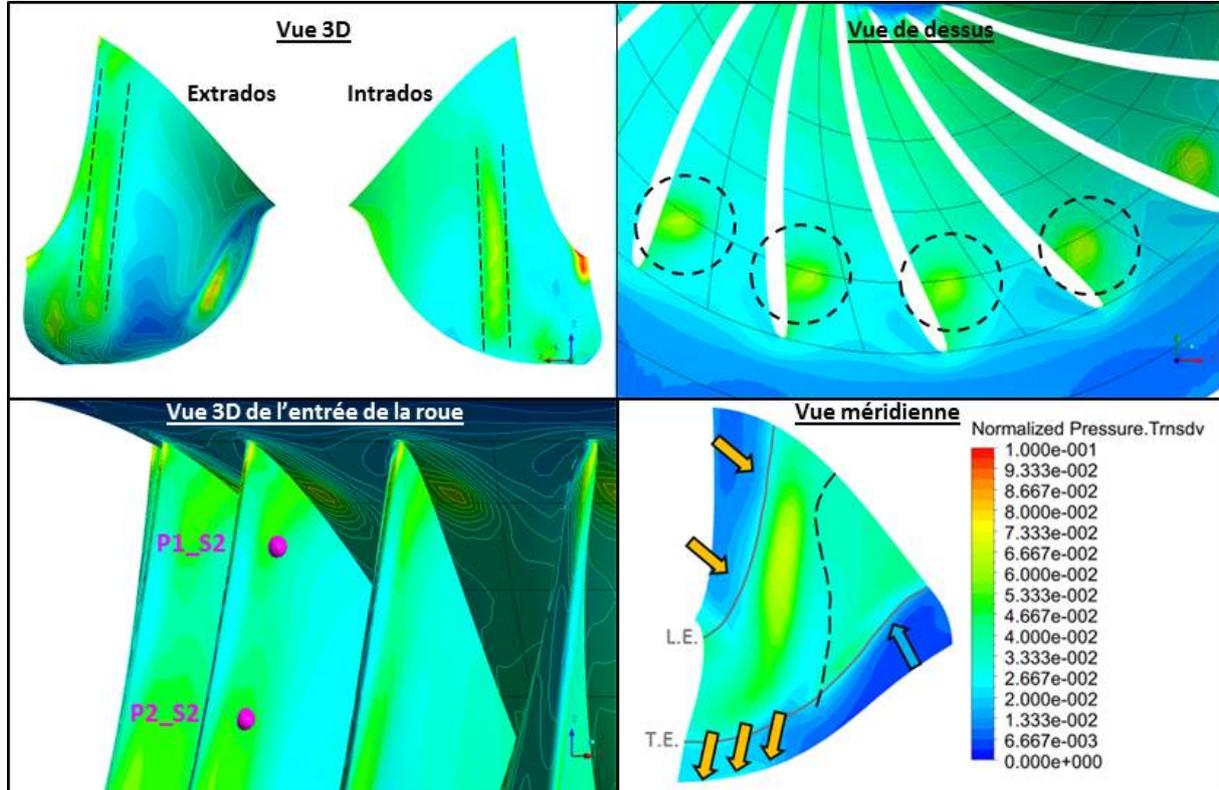


Figure 7.12 – Calcul 1 : écart-type du champ de pression

La présence des vortex inter-aubes entraîne une augmentation de l'écart-type sur l'extrados et l'intrados des aubes, ainsi que sur le plafond de la roue (pointillés noirs). Les deux capteurs P1_S1 et P1_S2 sont situés dans la zone de fortes fluctuations de pression (figure 7.12 en bas à gauche). Dans la vue méridienne (en bas à droite), les contours tracés correspondent à la moyenne suivant θ du champ d'écart-type de pression (dans le repère cylindrique de la roue). La courbe en pointillés noirs délimite l'écoulement principal et l'écoulement de pompage en place à la sortie de la roue. Ainsi, les vortex inter-aubes génèrent une hausse des fluctuations de pression à l'intérieur des canaux, en paroi et dans le volume fluide. Le maximum se situe environ à mi-hauteur d'aube, vers l'entrée.

Amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression

Les amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression obtenues au niveau des points de monitoring sont comparées aux signaux mesurés sur le modèle réduit (figure 7.13). Les mesures expérimentales proviennent de la prise de charge à la chute nominale hors cavitation (annexe B). Pour chaque capteur, l'écart absolu entre les résultats numériques et les mesures est exprimé en pourcentage de la chute nette (visée). Contrairement aux précédentes études internes menées par GE Renewable Energy [51], l'amplitude crête-à-crête des fluctuations de pression dans la roue prédites par CFD, est du même ordre de grandeur que celle mesurée sur plateforme. Elles sont cependant surestimées, atteignant jusqu'à $+5.5\%H_n$ au niveau de l'entrée des aubes. Dans les parties fixes de la machine, l'amplitude des fluctuations est sous-estimée dans l'entrefer (jusqu'à $-4.1\%H_n$) et surestimée dans le cône (environ $+1.6\%H_n$).

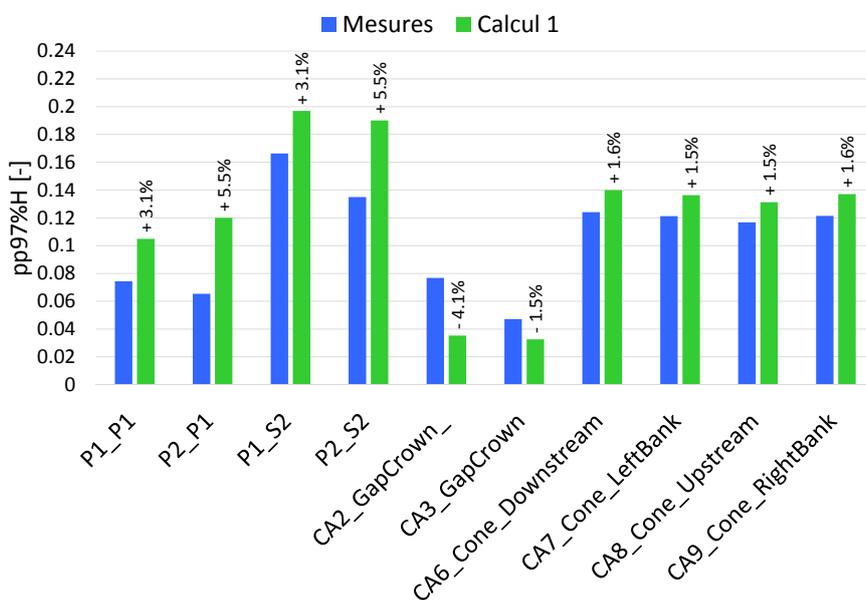


Figure 7.13 – Calcul 1 : amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression

Contenu fréquentiel des fluctuations de pression

Pour calculer les spectres des fluctuations de pression au niveau des points de monitoring d'une façon équivalente aux mesures, les signaux sont fenêtrés à l'aide d'une fenêtre de Hann et la méthode du périodogramme moyenné est employée (chapitre 2, section 2.4.1.2). Les paramètres sont rassemblés dans la table 7.5.

Table 7.5 – Calcul 1 : paramètres de traitement des signaux numériques

	Valeur
Durée du signal [$1/T_0$]	75.8
Fréquence d'échantillonnage [$1/f_0$]	340
Durée par sous-intervalle [$1/T_0$]	35.3
Recouvrement	75%
Nombre de sous-intervalles	5

L'inconvénient de la méthode est qu'elle réduit la résolution fréquentielle des spectres ainsi obtenus. Dans ce cas, elle vaut 2.8% de la fréquence de rotation de la roue f_0 . À titre de comparaison, le code CEI recommande une résolution inférieure à 2% de f_0 lors des essais sur modèle réduit [24].

Enfin, un balourd important a été relevé sur les spectres bruts des signaux de pression enregistrés sur les aubes. Ce balourd est d'origine numérique : il est lié au pas de temps, choisi tel que 20 intervalles correspondent exactement au passage d'un canal inter-aubes (voir aussi section 7.5.3.2). En conséquence, la fréquence de rotation de la roue et ses premiers harmoniques (de $1f_0$ à $10f_0$) ont été retirés des spectres des signaux de pression enregistrés sur les aubes, tout comme lors des essais sur modèles réduits.

Bien que l'amplitude des signaux temporels obtenus par calculs URANS soit cohérente, il n'en va pas de même pour les spectres des fluctuations de pression (figure 7.14). Les courbes en rouge sur cette figure correspondent aux résultats numériques et sont à comparer aux courbes vertes, qui correspondent aux mesures effectuées hors cavitation. Les courbes bleues sont tracées afin de rappeler les mesures obtenues dans les conditions de cavitation des observations menées au chapitre 5.

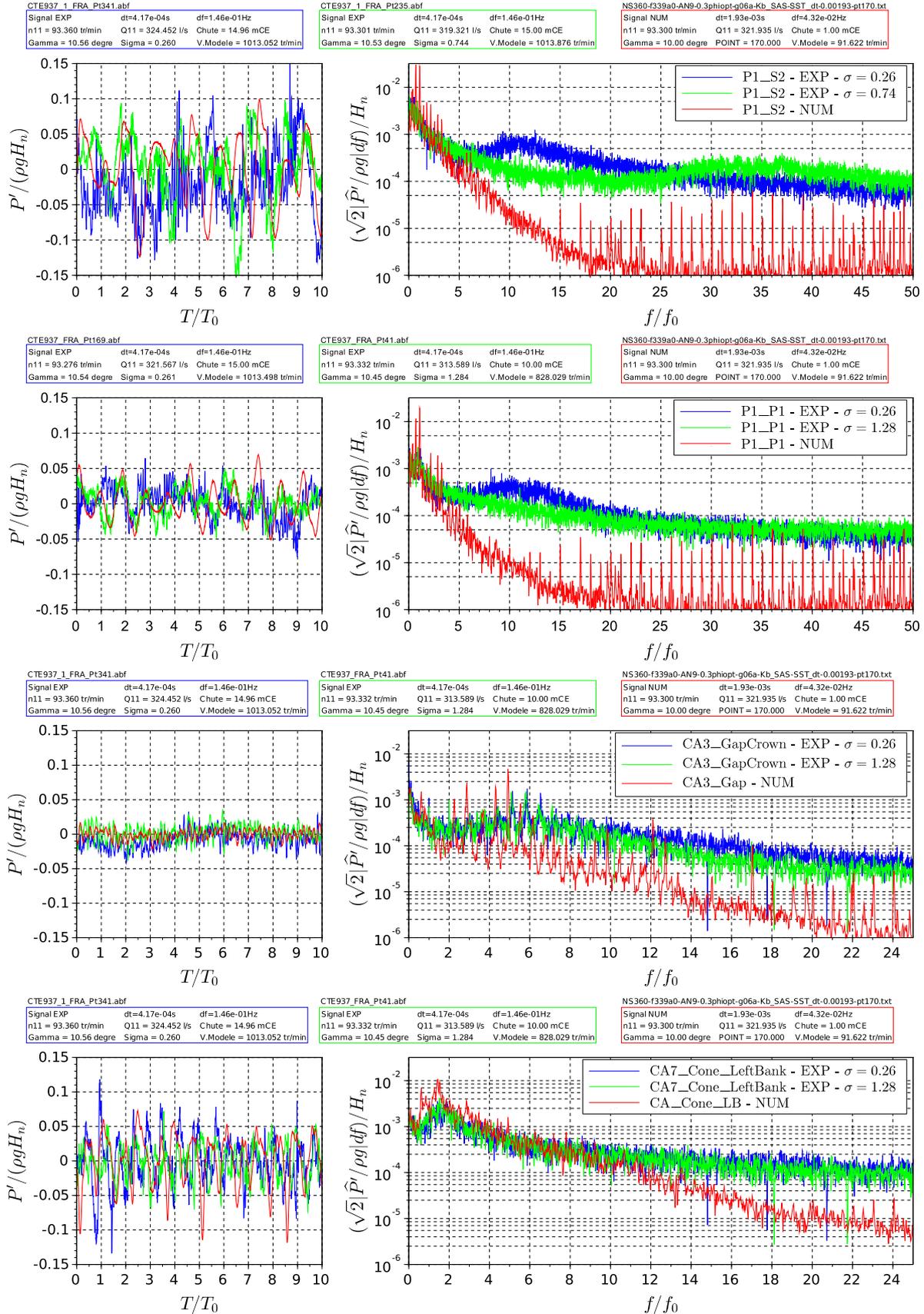


Figure 7.14 – Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue (P1_S2 et P1_P1), de l’entrefer (CA3) et du cône (CA7)

Au niveau des capteurs de la roue (P1_S2 et P1_P1), les spectres présentent des amplitudes très marquées à $1.09f_0$ et à $0.70f_0$. Expérimentalement, les fréquences dominantes sont différentes et valent $0.91f_0$ et $0.86f_0$ respectivement à l'intrados et l'extrados des aubes instrumentées. L'amplitude de ces pics numériques est largement surestimée par le calcul, d'un facteur de l'ordre de 10 par rapport aux mesures (Annexe C, figure C.5). D'autres harmoniques sont présents jusqu'à $5f_0$. Des études internes réalisées par GE Renewable Energy montrent que ces basses fréquences sont liées à des structures en rotation dans l'entrefer de la machine [31].

En dehors de ces pics, l'amplitude des spectres de fluctuations de pression sur les aubes est en général inférieure à celle mesurée expérimentalement. Au-delà de $5f_0$, les spectres numériques ont une amplitude inférieure à l'expérimental. Ainsi, le calcul 1 ne permet d'obtenir aucune signature large-bande semblable aux mesures hors cavitation. L'amplitude des spectres des capteurs situés sur la roue est largement sous-estimée sur l'intervalle $[25; 40]f_0$. Au niveau des capteurs de pression sur les aubes, les mesures à l'intrados ont été réalisées sous 10 mCE, alors que les mesures à l'extrados ont été réalisées sous 15 mCE (annexe B, section B.2). Ainsi, la valeur du nombre de Thoma est plus élevée pour les mesures à l'intrados. Comme cela a été décrit au chapitre 4, lorsque ce paramètre augmente, les fréquences de la signature large-bande augmentent également. Néanmoins, les mêmes fréquences sont attendues des deux côtés du canal inter-aubes (pour une chute donnée). Or ici, les signaux de pression obtenus numériquement à l'intrados des aubes ne captent pas non plus cette signature large-bande de fréquences.

Au niveau du capteur CA3 de l'entrefer, le spectre obtenu par calculs dispose de raies de fréquences sur l'intervalle $[2; 6]f_0$. Bien qu'à des fréquences plus faibles, ces raies sont similaires aux signatures relevées expérimentalement sur $[4; 7]f_0$. Cependant, l'amplitude du spectre au niveau de ces pics est surestimée par calculs (annexe C, figure C.7). Comme il a été précisé précédemment, ces raies sont liées aux basses fréquences retrouvées au niveau de la roue ($1.09f_0$ et $0.70f_0$), là où l'amplitude est également surestimée. Quelques pics sont également présents entre $12f_0$ et $13f_0$ pour le second capteur de fluctuation de pression CA2 (annexe C, figure C.11). Cependant, leur origine n'est pas encore expliquée. En dehors de ces pics, l'amplitude du spectre est à nouveau sous-estimée. Au-delà de $10f_0$, l'amplitude du spectre prédit numériquement est inférieure à celle mesurée dans l'entrefer de la machine.

Au niveau de l'aspirateur, l'amplitude est surestimée pour les basses fréquences, notamment à $1.4f_0$ (annexe C, figure C.7). L'amplitude du spectre est semblable aux mesures pour des fréquences inférieures à $12f_0$.

Pour l'ensemble des capteurs, les spectres obtenus par calculs présentent des pics à intervalles de fréquences réguliers au-delà de $15f_0$ environ (en rouge sur la figure 7.14 et en annexe C sur les figures C.6 et C.7). L'amplitude de ces pics reste inférieure ou égale à 10^{-4} , soit $0.01\%H_n$. Ces pics d'amplitude très faible n'ont donc pas été analysés. Ils sont probablement liés aux erreurs numériques du calcul.

Par rapport aux données expérimentales, les spectres obtenus lors dans cette première étude ne contiennent que des fréquences beaucoup plus faibles. De plus, les amplitudes associées à plusieurs basses fréquences sont également surestimées. Cette surestimation est peut-être due

au modèle de turbulence. En effet, sur un autre cas d'étude, le modèle SST a déjà conduit à la surévaluation de phénomènes basses fréquences [68]. Or, le modèle SAS-SST ne devrait pas reproduire ce défaut [37]. En effet, la résolution d'échelles de turbulence de plus en plus petites, devrait être associée à des fréquences de plus en plus élevées au niveau des spectres obtenus par calculs. Le comportement du modèle dépend également de la discrétisation spatiale. Il faut donc analyser le comportement du modèle SAS-SST sur le maillage utilisé.

7.3.5 Comportement du modèle de turbulence dans la roue

La figure 7.15 présente les structures cohérentes de l'écoulement colorées par la fonction de mélange σ_{SAS} (à gauche) et le CFL (à droite).

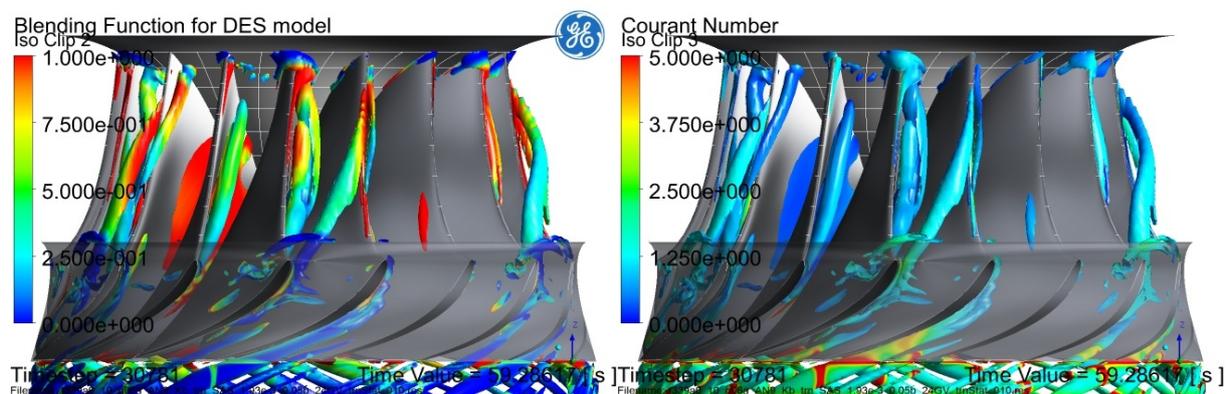


Figure 7.15 – Calcul 1 : iso-surface du critère Q colorée par la fonction de mélange σ_{SAS} (à gauche) et par le CFL (à droite)

La fonction σ_{SAS} (chapitre 3, équation 3.30) varie entre 0 et 1 au niveau des vortex inter-aubes. Cela signifie que les VIA sont partiellement modélisés à l'aide du modèle SST. Le CFL est de l'ordre de 1 au niveau de ces structures (à l'entrée des canaux inter-aubes). Cela signifie que le choix du pas de temps est bien approprié au maillage. Cependant, le maillage utilisé dans cette étude ne semble pas suffisamment fin pour exploiter pleinement le potentiel du modèle SAS-SST lors du calcul.

7.3.6 Résumé

Un premier calcul URANS de l'écoulement dans le distributeur, la roue et l'aspirateur a été réalisé. Les hypothèses faites et la modélisation numérique utilisée génèrent une incertitude sur la chute nette et donc sur le point de fonctionnement obtenu par calculs. Malgré cela, l'écoulement (moyen et instantané) est qualitativement cohérent avec les observations réalisées au chapitre 5, en particulier en ce qui concerne la position des vortex inter-aubes sur le plafond de la roue. Le modèle numérique utilisé permet de confirmer les mécanismes en jeu dans la formation de ce phénomène, qui ont été vus au chapitre 6. La présence de l'aspirateur dans le domaine de calcul permet notamment d'obtenir un écoulement de pompage dans la roue plus représentatif de la réalité.

La répartition spatiale des fluctuations de pression dans la roue est qualitativement cohérente.

Elles sont plus élevées à proximité des VIA, en paroi et au sein de l'écoulement inter-aubes. L'amplitude crête-à-crête des signaux obtenus par calculs sont du même ordre de grandeur qu'expérimentalement.

Néanmoins, les spectres obtenus ne correspondent pas aux mesures. Les amplitudes associées à des basses fréquences sont largement surestimées. Le reste du spectre a une amplitude inférieure aux mesures. Dans la roue, l'amplitude du spectre devient quasi-nulle au-delà de $5f_0$. De ce fait, aucune signature large-bande de fréquences n'est prédite par calculs sur l'intervalle $[25; 40]f_0$. Le choix du pas de temps est adapté au maillage utilisé, puisque le CFL est de l'ordre de l'unité au niveau des VIA présents à l'entrée de la roue. En revanche, le modèle SAS-SST n'est que partiellement activé et son potentiel demeure sous-exploité.

Le maillage ne semble donc pas adéquat pour obtenir les fluctuations de pression mesurées sur plateforme. Ainsi, l'influence du maillage sur les résultats est analysée dans la section suivante.

7.4 Étude de l'influence du maillage

7.4.1 Cadre de l'étude

L'analyse de l'influence du maillage de la roue sur la modélisation des vortex inter-aubes a été réalisée par Doussot [31]. Dans cette étude quatre maillages de roue différents sont testés (figure 7.16). Les calculs sont effectués à la même échelle que précédemment. Les précédentes analyses de l'écoulement dans la roue à charge partielle montrent qu'aucune direction ne peut être considérée comme principale. Ainsi, les trois nouveaux maillages visent à être plus isotropes que celui utilisé lors de l'étude préliminaire (section 7.3). Cela implique une répartition différente des noeuds dans le plan aubes-à-aubes, ainsi que dans la direction transverse (plafond-ceinture). Les paramètres des quatre différents maillages sont rassemblés dans la table 7.6. Par rapport à la section 7.3, le maillage dans le distributeur a été également modifié. Le nombre de noeuds entre les deux flasques est passé de 37 à 65, afin de limiter la différence de taille de mailles de part et d'autre de l'interface rotor-stator. Le maillage de l'aspirateur est resté identique.

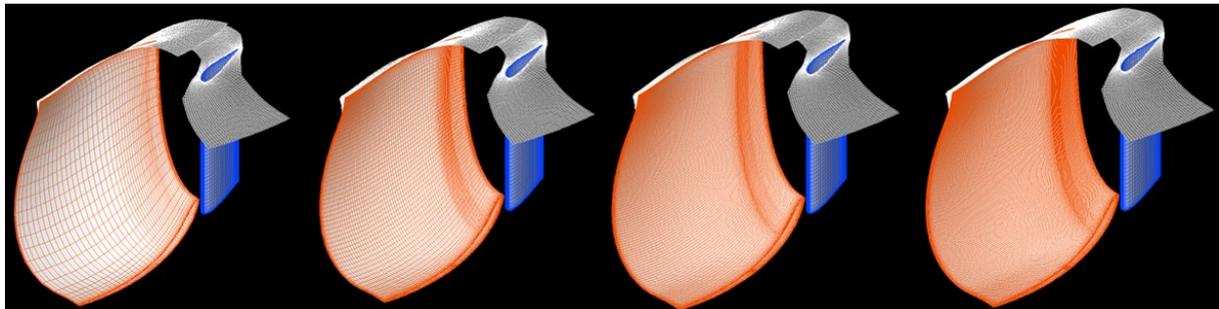


Figure 7.16 – Vue des 4 maillages testés (de gauche à droite : du moins au plus raffiné) [31]

Table 7.6 – Nombre de noeuds des quatre maillages testés

	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
Nombre de noeuds total	15.8×10^6	25.4×10^6	39.3×10^6	85.1×10^6
Nombre de noeuds par canal	0.49×10^6	1.10×10^6	1.95×10^6	4.72×10^6
Nombre de noeuds (plafond-ceinture)	53	101	141	181

Pour les modèles de type SAS, il est recommandé d'avoir 10 à 20 noeuds au coeur des structures à résoudre [68], ce qui correspond respectivement aux maillages 2 à 4 (figure 7.17). Le maillage 1 n'est pas conforme à ce critère.

Dans cette analyse, les calculs sont effectués au même point de fonctionnement que précédemment (figure 7.6), vers $0.3\varphi_{opt}$. Les mêmes paramètres de calcul sont utilisés, à l'exception du pas de temps et de la valeur moyenne de la pression à la sortie du domaine de calcul. Pour le pas de temps, celui-ci est à présent équivalent à une rotation de la roue de 1° (il n'est plus lié au temps de passage d'un canal inter-aubes). Ainsi, l'étude n'est pas effectuée à CFL constant : pour les quatre maillages testés, il passe de 3 à 5 en moyenne dans le domaine de calcul, ce qui reste acceptable. La pression à la sortie du domaine de calcul a été modifiée pour obtenir la hauteur nette à l'aspiration mesurée expérimentalement (plus de détails dans la section 7.6).

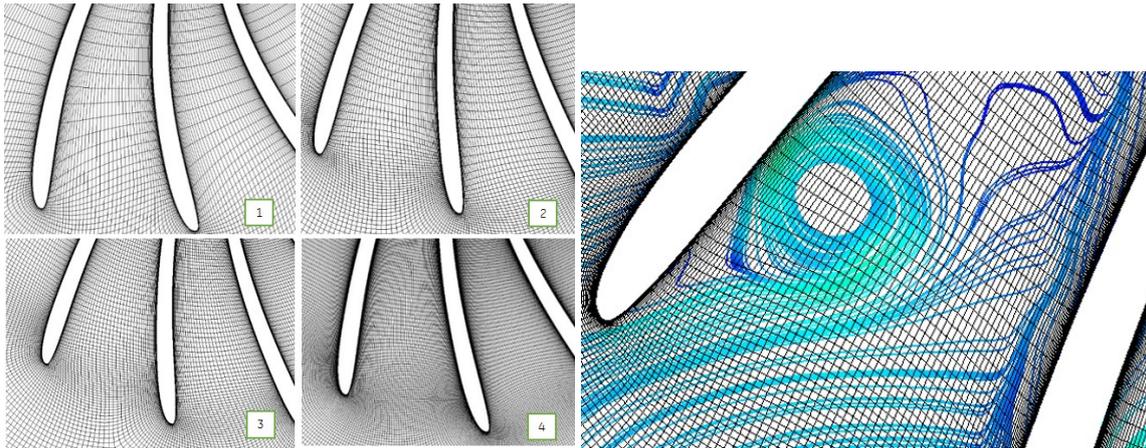


Figure 7.17 – Comparaison des maillages au plafond de la roue (à gauche) et des lignes de courant obtenues par calculs avec le maillage 3 (à droite) [31]

7.4.2 Analyse des résultats

L'évolution de la chute nette, de la chute interne et des pertes de charge dans le domaine de calcul est représentée sur la figure 7.18. Les pertes convergent convenablement à partir du troisième maillage. La chute interne continue d'évoluer légèrement entre les deux maillages les plus fins. Il en va de même pour la chute nette, qui est estimée comme dans l'étude préliminaire (équation 7.1). La différence entre les points de fonctionnement obtenus reste cependant assez faible. Entre autres, les profils de vitesse moyenne dans le plan de sondage de l'aspirateur sont quasi-identiques [31].

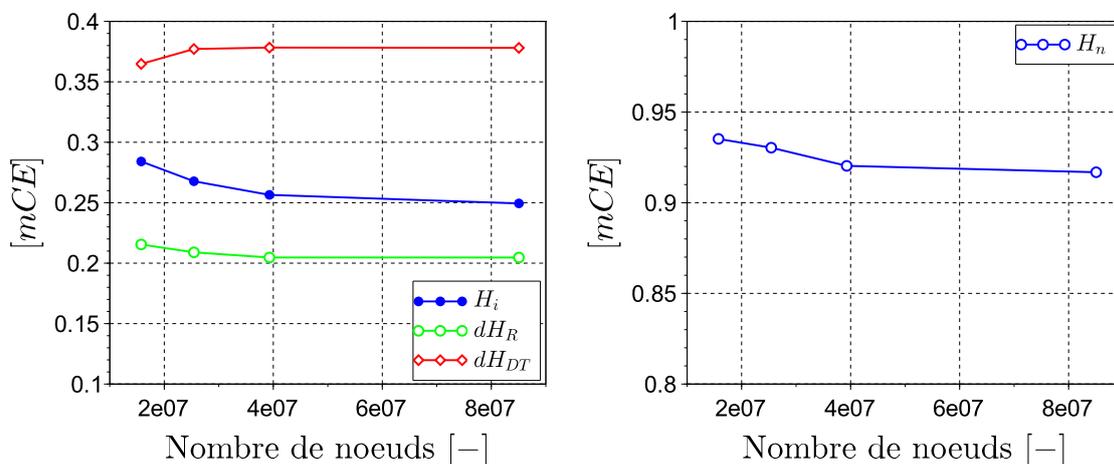


Figure 7.18 – Évolution des performances en fonction du nombre de noeuds

En ce qui concerne l'écoulement dans la roue, les structures cohérentes obtenues sont représentées par une iso-surface du critère Q , colorée par la vorticité (figure 7.19). Entre les maillages 1 et 3, le diamètre et la longueur des vortex inter-aubes augmentent. Ainsi, les pertes et la chute interne sont modifiées. Entre les maillages 3 et 4, de plus en plus de petites structures sont r solv es. En effet, la réduction de la taille de maille et l'augmentation des instabilités dans l'écoulement entraînent une réduction de la longueur de von K rm n, et donc de la viscosité turbulente (chapitre 3). Néanmoins, les vortex inter-aubes semblent conserver une taille similaire

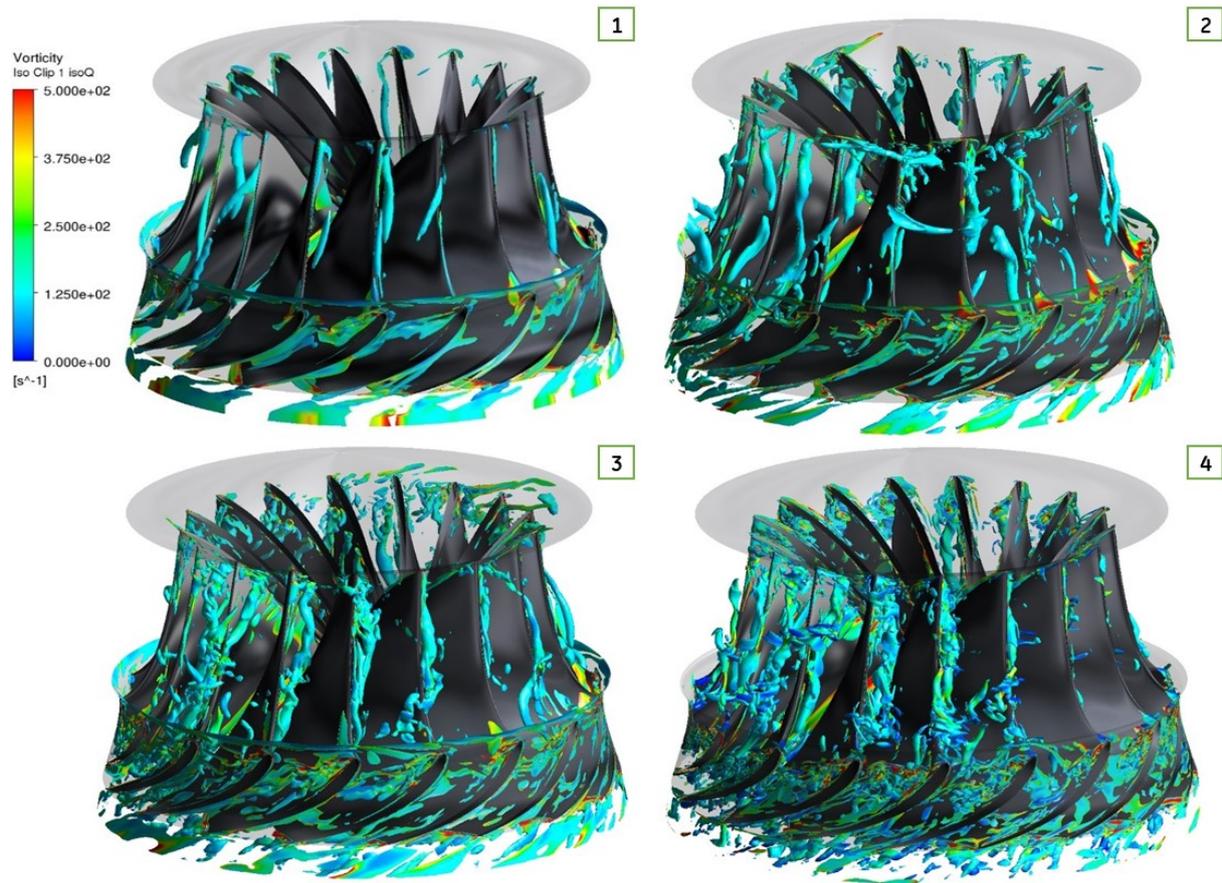


Figure 7.19 – Comparaisons des iso-critère Q colorés par la vorticité pour les maillages 1 à 4 [31]

entre les maillages 3 et 4.

En ce qui concerne les fluctuations de pression, la figure 7.20 représente l'évolution de leur amplitude crête-à-crête avec le nombre de mailles. Les résultats numériques sont adimensionnés par la chute nette visée. Les valeurs expérimentales sont représentées par les lignes en pointillés et correspondent à la prise de charge à la chute nominale hors cavitation (annexe B). Même avec 85 millions de noeuds, l'amplitude crête-à-crête des signaux de pression n'est pas convergée. À l'exception de P1_S2, la tendance d'évolution n'est pas monotone. Pour le maillage le plus fin, l'erreur absolue maximale est d'environ $3\%H_n$ pour les capteurs de la roue, $-2\%H_n$ pour ceux de l'entrefer et de $4.6\%H_n$ ceux du cône.

D'après l'étude précédente (section 7.3), l'amplitude crête-à-crête n'est pas un indicateur suffisant pour s'assurer de la qualité des prédictions de fluctuations de pression. Dans l'idéal, il faudrait également observer les spectres des signaux obtenus numériquement. Cependant, cette comparaison nécessite plusieurs dizaines de tours de roue avant de pouvoir fournir un spectre avec une résolution fréquentielle suffisante. Cette comparaison n'a pas été effectuée, puisque trop coûteuse : du maillage 1 au maillage 4, la vitesse de calcul sur 200 coeurs en parallèle passe de 3.9 à 0.7 tours de roue par jour de simulation. Les spectres obtenus n'étant pas assez discrétisés, aucune conclusion quant à la qualité des spectres prédits en fonction du maillage n'a pu être faite.

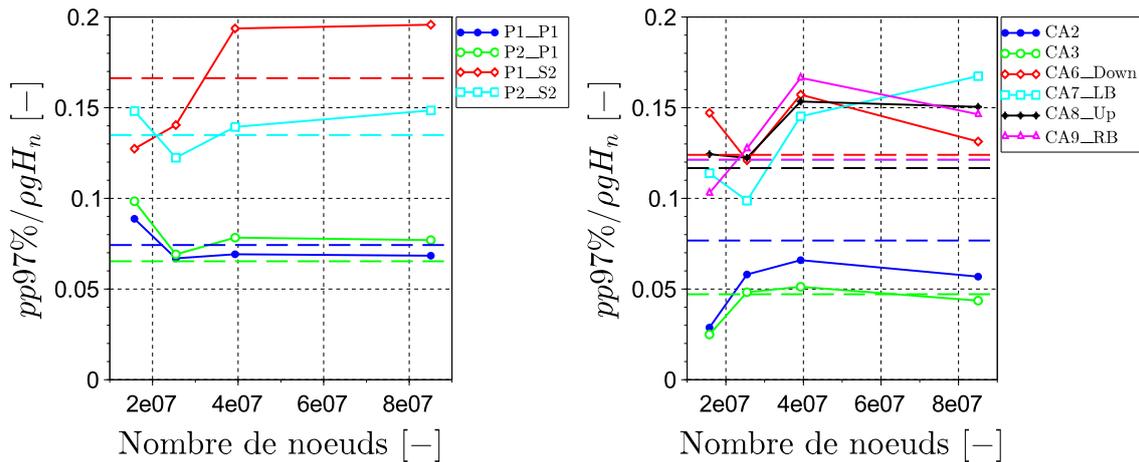


Figure 7.20 – Comparaison des amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression en fonction du maillage (trait plein), par rapport aux mesures (en pointillés)

7.4.3 Résumé

Pour conclure sur cette étude de l'influence du maillage, les résultats ne semblent pas converger, même pour un maillage de 85 millions de noeuds (soit plus de 5 fois plus que le maillage initial). Les performances (chute interne et pertes) commencent à se stabiliser à partir du maillage 3. Dans le même temps, les vortex inter-aubes prédits deviennent de plus en plus cohérents. En ce qui concerne les fluctuations de pression, l'amplitude crête-à-crête ne se stabilise pas. L'obtention de spectres des signaux de pression représente un effort de calcul important, puisque plusieurs dizaines de tours de roue sont nécessaires pour avoir une résolution fréquentielle exploitable. La comparaison de ces spectres avec les mesures n'a pas pu être effectuée.

Il est nécessaire de faire un compromis entre la vitesse de calcul et le temps d'obtention d'une résolution fréquentielle suffisante. C'est donc le maillage 2 qui est sélectionné pour poursuivre cette étude. Celui-ci est plus isotrope dans le plan aubes-à-aubes que le premier maillage et plus fin dans la direction plafond-ceinture. Dans la section suivante, les différentes améliorations apportées par ce nouveau maillage aux résultats numériques sont présentées.

7.5 Calcul 2 : Impact d'un maillage plus raffiné

7.5.1 Paramètres du calcul

Dans cette étude, le maillage 2 (présenté dans la section précédente) est utilisé pour calculer le même point de fonctionnement à charge partielle que précédemment. Contrairement à la première étude (section 7.3), le domaine de calcul est mis à l'échelle du modèle réduit. Le diamètre de sortie de la roue est à présent d'environ 350 mm. Cela permet d'être en similitude de Reynolds et de Froude avec les essais réalisés. De plus, la pression à la sortie du domaine est modifiée, afin que le calcul soit également en similitude de Thoma avec les observations réalisées lors des essais. Ainsi, la dépression obtenue par calculs monophasiques au niveau des vortex inter-aubes pourra être comparée à la pression de vapeur saturante (section 7.6).

Le pas de temps utilisé est à nouveau équivalent à une rotation de la roue de 1° . Le nombre de Courant moyen dans le domaine de calcul est alors de 3.6 et sa valeur maximale est d'environ 200. La vitesse de ce nouveau calcul est d'environ 2.5 tours de roue par jour sur 200 coeurs en parallèle. Les autres paramètres de calcul sont conservés par rapport à la section 7.3 (table 7.7).

Table 7.7 – Calcul 2 : paramètres modifiés par rapport au calcul 1

Catégories	Paramètres du calcul 2	
Conditions aux limites	Condition de sortie	$\overline{p_{sortie}} = -58.8 \times 10^3 \text{ Pa}$
Paramètres solver	Pas de temps	$dt = 1.64 \times 10^{-4} \text{ s} \iff d\theta = 1.0^\circ$

7.5.2 Convergence des résultats

Une fois le régime établi dans le domaine de calcul, 48 tours de roue supplémentaires ont été effectués. En termes de convergence, la différence de pression entre les deux dernières itérations internes est à nouveau de l'ordre de $0.05\%H_n$, ce qui demeure acceptable (annexe C, figure C.4).

La chute nette moyenne obtenue est toujours inférieure à la chute nette expérimentale qui est visée (table 7.8). L'erreur relative est légèrement plus faible que précédemment (-6.2%), de même pour la vitesse et le débit unitaires ($+3.2\%$). La différence de position du point de fonctionnement sur la colline reste négligeable entre les deux calculs (figure 7.6). Bien que l'erreur relative sur la chute soit réduite, ce n'est pas le cas pour le couple unitaire, dont l'erreur augmente (de -3.0% à -4.6%), suite à l'augmentation de l'erreur sur le couple (de -9.3% à -10.5%).

Table 7.8 – Calcul 2 : points de fonctionnement visé et obtenu

Point de fonctionnement	H_n [mCE]	γ [°]	n_{11} [rpm]	Q_{11} [l/s]	T_{11} [N m]
Point visé	15	10	93.30	321.9	98.25
Calcul 2	14.08	10	96.32	332.4	93.74

La répartition des pertes dans le domaine de calcul reste quasi-identique par rapport à l'étude préliminaire (table 7.9). Ce calcul dispose des mêmes sources d'incertitude que précédemment.

Table 7.9 – Calcul 2 : répartition des pertes de charge par composant et chute interne (valeurs moyennes)

	Estimées		Calculées			Somme
	ΔH_{SC}	ΔH_{TC}	ΔH_R	ΔH_{DT}	H_i	H_n
[mCE]	0.003	0.712	3.503	5.637	4.220	14.075
[% H_{calcul}]	< 0.1	5.1	24.9	40.1	30.0	100

7.5.3 Comparaison des résultats numériques aux données expérimentales

7.5.3.1 Position des vortex inter-aubes

Très peu de différences sont observées sur l'écoulement moyen obtenu par calculs : il reste axisymétrique et la position du minimum de pression sur le plafond, dû aux vortex inter-aubes, est quasi identique au calcul 1 (figure 7.21). L'échelle utilisée pour les contours de pression prend en compte l'offset lié à la modification de la pression à la sortie du domaine par rapport à l'étude préliminaire.

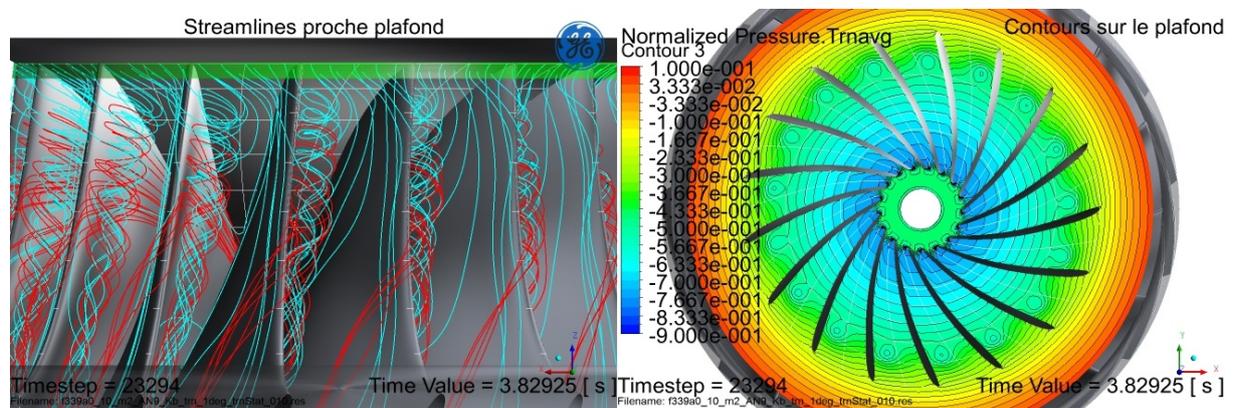


Figure 7.21 – Calcul 2 : écoulement moyen dans la roue

Pour l'écoulement instantané, les vortex inter-aubes obtenus sont plus développés par rapport au calcul 1 (diamètre et longueur) et sont toujours différents d'un canal à l'autre (figure 7.22). Au niveau du plafond, plusieurs dépressions de petites tailles sont présentes vers la sortie de la roue. Elles sont liées aux petites structures amenées par l'écoulement de pompage, que ce maillage permet à présent de résoudre. L'iso-surface de pression (figure 7.22 en bas à droite) montre que la pression au coeur des vortex inter-aubes est plus faible que précédemment. Grâce au maillage plus fin, le coeur des vortex est moins diffusé que lors du calcul 1. En étant plus cohérents, les vortex génèrent alors une dépression plus forte sur le plafond. La valeur choisie pour cette iso-surface correspond à une pression absolue supérieure à la pression de vapeur saturante du fluide p_{vap} . Néanmoins, la diminution de la pression au niveau des VIA représente bien une amélioration par rapport à l'étude préliminaire. En effet, les VIA observés sur modèle réduit étaient cavitants (figure 7.9) et donc associés à des niveaux de pression plus faibles (de l'ordre de p_{vap}). Les aspects concernant la cavitation et les VIA seront davantage développés dans la section 7.6.

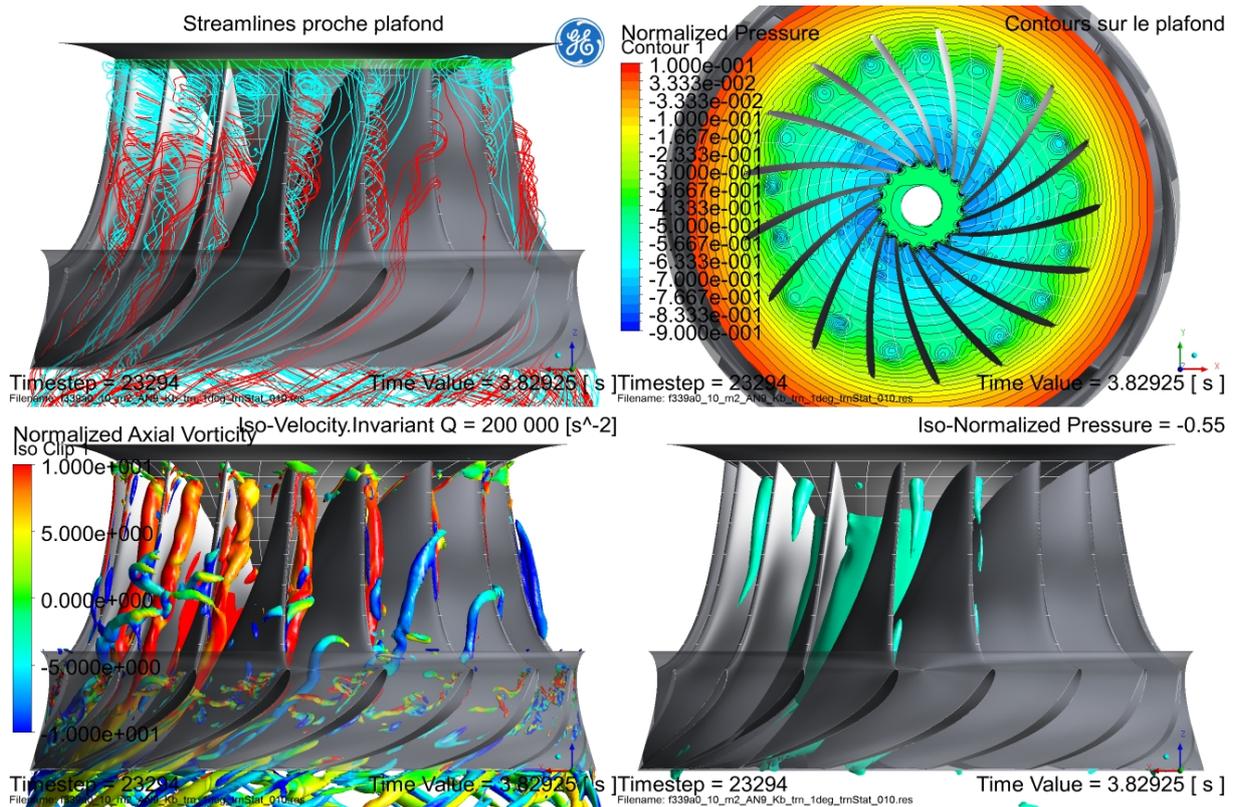


Figure 7.22 – Calcul 2 : écoulement instationnaire dans la roue

Cette fois, le modèle SAS-SST s’active bien au niveau des vortex inter-aubes, là où la fonction σ_{SAS} est quasi-nulle (figure 7.23). Le CFL demeure de l’ordre de 1 au niveau des structures cohérentes du calcul. Ce dernier maillage permet donc bien d’exploiter les capacités du modèle de turbulence utilisé.

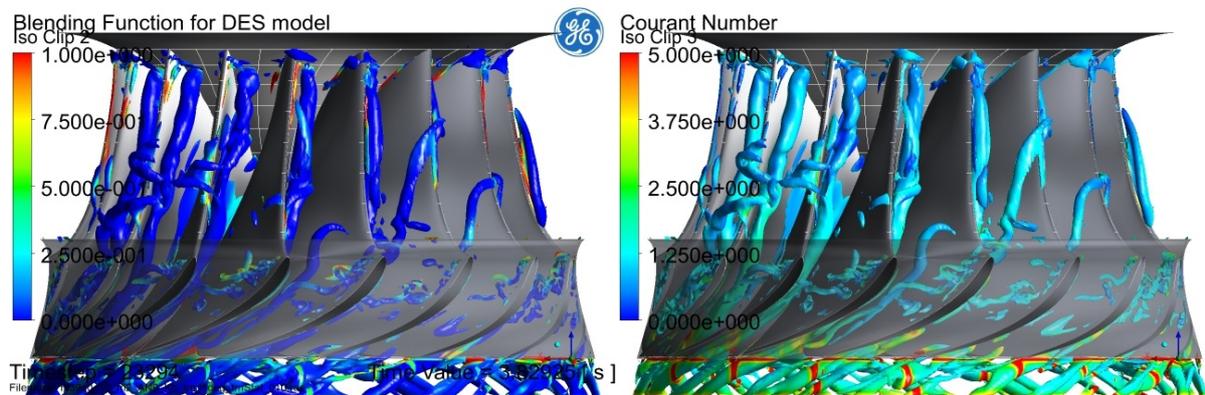


Figure 7.23 – Calcul 2 : iso-surface du critère Q colorée par la fonction de mélange σ_{SAS} (à gauche) et par le CFL (à droite)

Après avoir observé les différences concernant l’écoulement instantané obtenu par calculs, il faut à présent quantifier l’impact du nouveau maillage sur les fluctuations de pression.

7.5.3.2 Fluctuations de pression

Répartition spatiale de l'écart-type du champ de pression

L'écart-type du champ de pression est représenté sur la figure 7.24.

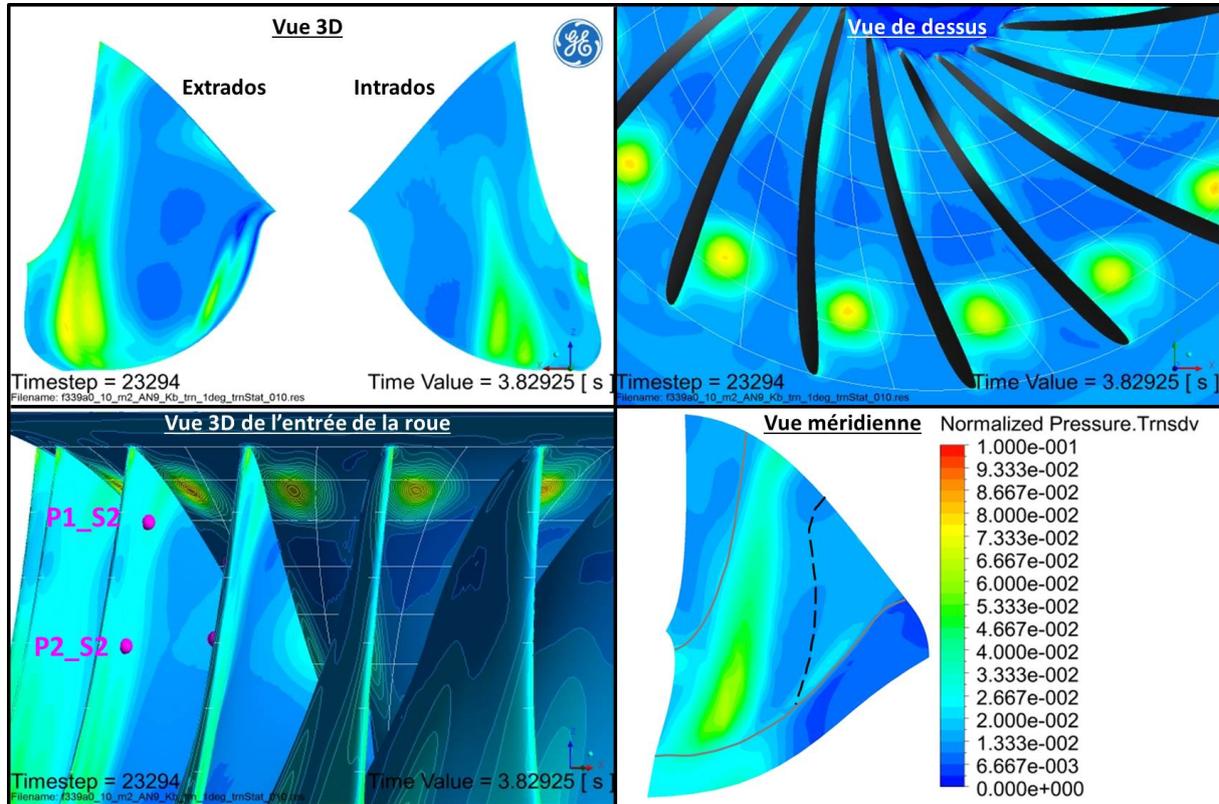


Figure 7.24 – Calcul 2 : écart-type du champ de pression

Alors que cet écart-type est en moyenne plus faible dans la roue que lors de l'étude préliminaire, les maxima de fluctuations liés au vortex inter-aubes sont plus intenses sur le plafond et sur les aubes. En particulier, sur la vue méridienne, l'écart-type maximal est atteint plus en aval sur l'aube, à proximité de l'arête de sortie. Dans cette zone, les vortex sont accélérés par l'écoulement principal. Ces structures ayant tendance à être étirées, la vorticité augmente également. Cela entraîne une chute de pression, qui explique pourquoi certains vortex ont un coeur qui se condense, puis se vaporise de nouveau, entre le plafond et la sortie de la roue.

Les figures 7.25 et 7.26 permettent de résumer les principales différences entre les résultats obtenus avec les différents maillages. Bien que les champs de pression moyenne soient relativement proches, une dépression plus intense est captée avec le maillage fin. Ainsi, plus de lignes de courant sont attirées dans le vortex inter-aubes, dont le diamètre augmente. Plus intense, le tourbillon s'éloigne de l'extrados de l'aube pour occuper plus de place dans le canal et se détache du bord d'attaque. Alors que le niveau de fluctuations augmente au coeur du vortex, l'écart-type diminue globalement en périphérie du phénomène.

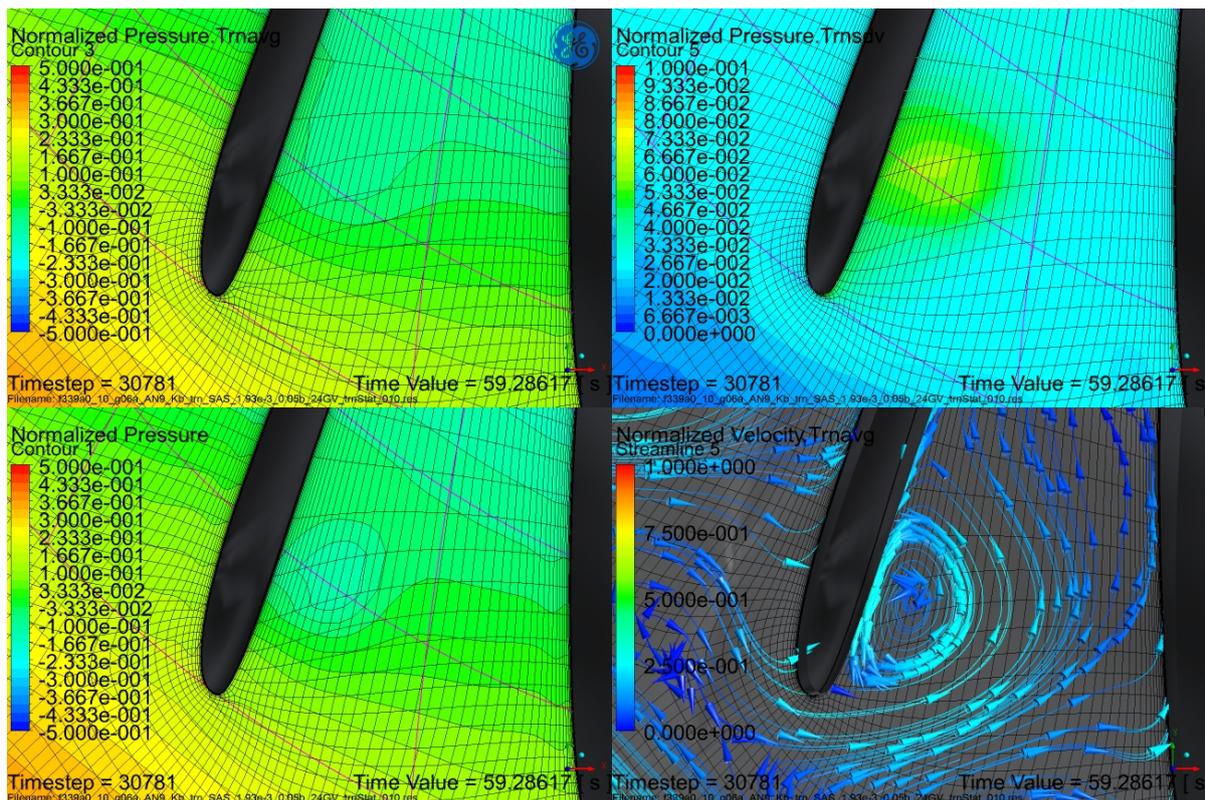


Figure 7.25 – Calcul 1 : contours de pression : moyenne (en haut à gauche), écart-type (en haut à droite), instantanée (en bas à gauche) et lignes de courant moyennes à la surface d'un plan sous plafond de roue (en bas à droite)

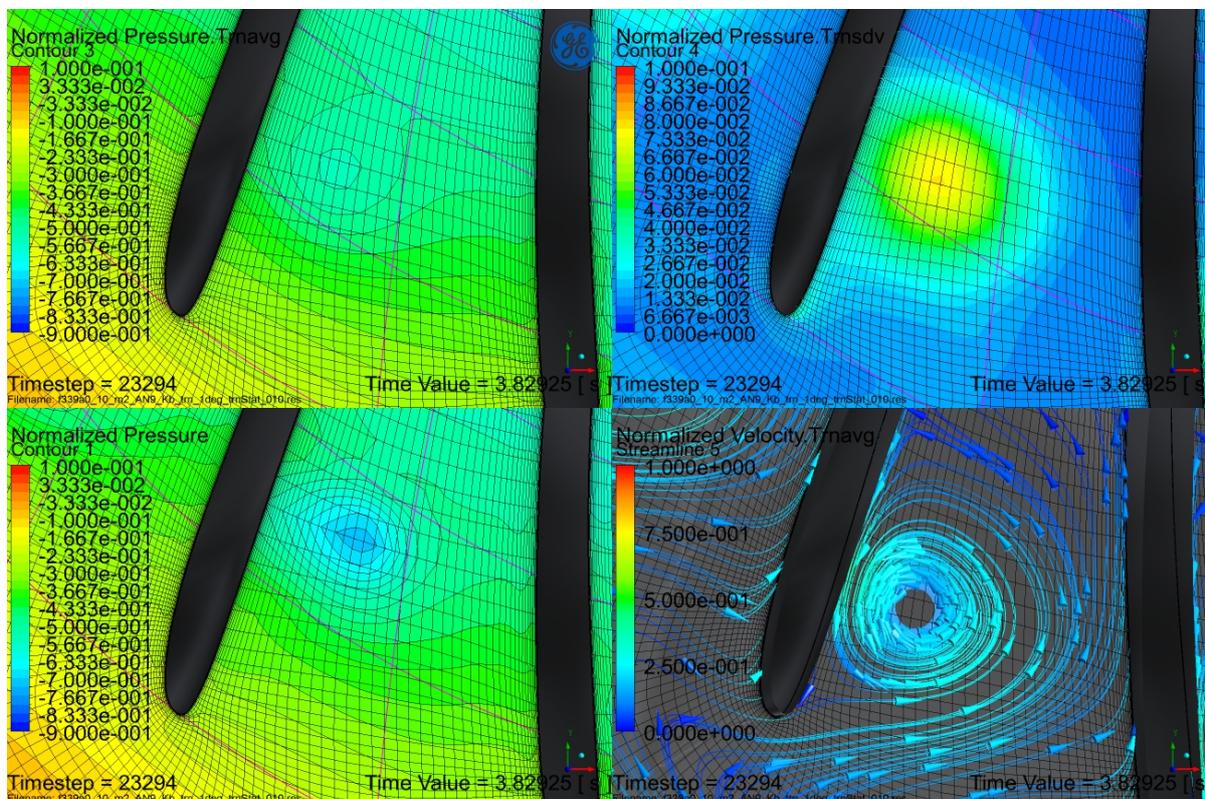


Figure 7.26 – Calcul 2 : contours de pression : moyenne (en haut à gauche), écart-type (en haut à droite), instantanée (en bas à gauche) et lignes de courant moyennes à la surface d'un plan sous plafond de roue (en bas à droite)

Amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression

La figure 7.27 représente l'amplitude crête-à-crête obtenue lors du calcul 2 (en rouge) pour les différents points de monitoring du domaine. Par rapport aux mesures (en bleu), les fluctuations de pression sont désormais sous-estimées : les erreurs absolues vont jusqu'à $-2.2\%H_n$ dans la roue, $-2.8\%H_n$ dans le distributeur et $-1.7\%H_n$ dans l'aspirateur. Par rapport au premier calcul (en vert), les amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression prédites par le calcul 2 sont plus proches (en absolu) des valeurs mesurées pour tous les capteurs.

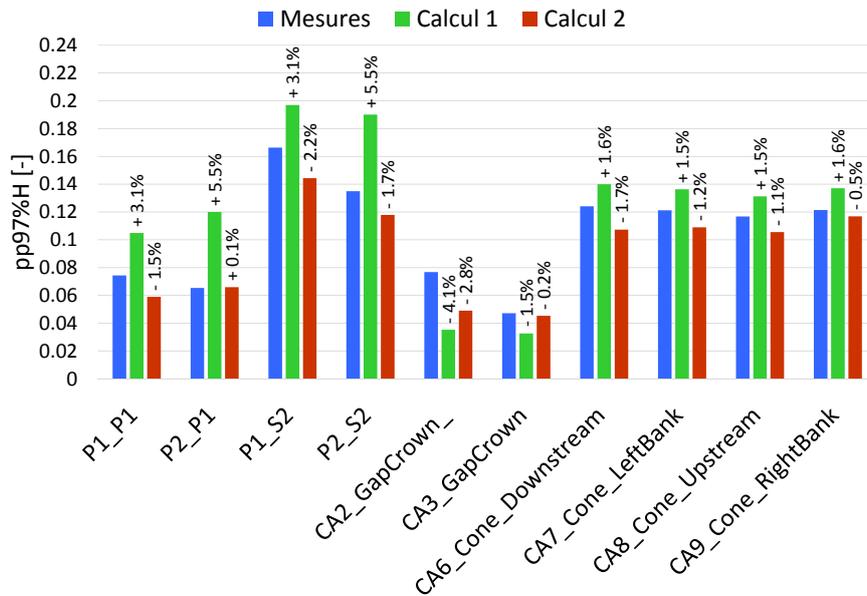


Figure 7.27 – Calcul 1 et 2 : amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression

Contenu fréquentiel des fluctuations de pression

Un traitement équivalent à celui de l'étude préliminaire est appliqué aux signaux de pression obtenus lors du calcul 2 (table 7.10). Avec seulement 48 tours de roue, la résolution fréquentielle des spectres est plus faible que précédemment et s'élève à 4.4% de f_0 . En l'absence d'harmoniques de la fréquence de rotation de la roue sur les signaux de pression à la surface des aubes, aucun retrait de moyenne synchrone n'est effectué. Cela est probablement lié au choix d'un pas de temps, qui n'est plus lié par un nombre entier au temps de passage d'un canal inter-aubes.

Table 7.10 – Calcul 2 : paramètres de traitement des signaux numériques

	Valeur
Durée du signal [$1/T_0$]	48.1
Fréquence d'échantillonnage [$1/f_0$]	360
Durée par sous-intervalle [$1/T_0$]	22.8
Recouvrement	75%
Nombre de sous-intervalles	5

En ce qui concerne les spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue (figure 7.28), leurs amplitudes sont toujours surestimées pour les basses fréquences, mais d'un facteur 2 au lieu de 10 (annexe C, figure C.8). À l'intrados, la première fréquence en termes d'amplitude est de $1.08f_0$, ce qui est proche de la fréquence de $0.91f_0$ mesurée sur plateforme. À l'extrados, l'amplitude des spectres prédits par calculs est très bruitée pour les fréquences inférieures à $5f_0$.

La fréquence maximale des spectres de fluctuations de pression sur les aubes obtenus par calcul est plus élevée que précédemment : leur amplitude reste du même ordre de grandeur que les mesures jusqu'à $10f_0$ ou $15f_0$ environ, au lieu de $5f_0$ dans l'étude préliminaire. De nouveau, la signature large-bande présente sur les mesures entre $25f_0$ et $40f_0$ n'est pas du tout captée numériquement.

Dans l'entrefer, le spectre de fluctuations de pression au niveau de CA3 ne dispose pas de signature en raies entre $4f_0$ et $7f_0$ (figure 7.28). De plus, les basses fréquences ($< 5f_0$) ont une amplitude plus élevée qu'expérimentalement (annexe C, figure C.10). La fréquence maximale obtenue lors de ce calcul est d'environ $20f_0$. Pour le capteur CA2 (annexe C, figure C.12), un pic à environ $12f_0$ est présent et dispose de quatre harmoniques, jusqu'à $60f_0$. Ce pic n'est pas présent sur les mesures de CA3 et n'est pas physique, puisque rien de tel n'est présent expérimentalement. L'origine de ces fréquences est encore à identifier.

Dans le cône, l'amplitude des plus faibles fréquences est également surestimée (annexe C, figure C.10), avant de devenir inférieure aux mesures vers $15f_0$.

Pour l'ensemble des capteurs, les spectres obtenus par calculs présentent à nouveau des pics à intervalles de fréquences réguliers au-delà de $25f_0$ environ, dont l'amplitude est de l'ordre de $0.01\%H_n$ (en rouge sur la figure 7.28 et en annexe C sur les figures C.9 et C.10).

Ainsi, les spectres de fluctuations de pression obtenus sont plus proches des données expérimentales que lors du premier calcul. Cependant, l'amplitude des spectres reste en général surestimée pour les plus faibles fréquences obtenues numériquement. De plus, aucune signature large-bande n'est reproduite au niveau des aubes de la roue sur $[25; 40]f_0$. Les spectres numériques sont encore assez bruités, et présentent de nombreux pics pour des fréquences inférieures à $5f_0$, malgré l'utilisation de la méthode de périodogramme moyenné. Il faudrait donc moyenner davantage les spectres, mais cela entraînerait une nouvelle réduction de la résolution fréquentielle. Pour conserver une résolution identique, plus de tours de roue devraient être calculés, ce qui représente un coût de calcul supplémentaire. Cet effort est nécessaire à la poursuite des investigations sur les phénomènes basse fréquence ayant lieu dans l'entrefer de la machine [31].

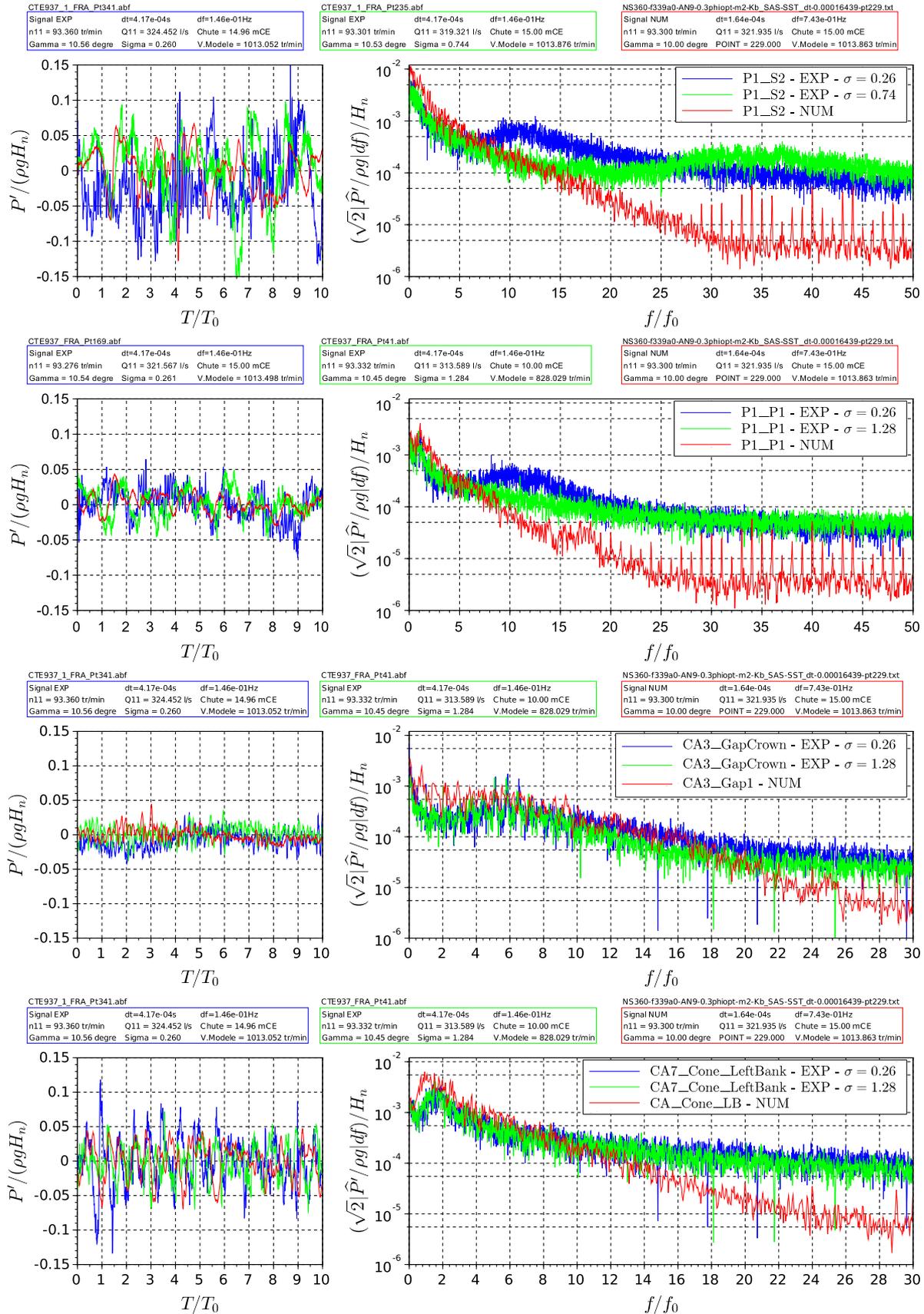


Figure 7.28 – Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression = au niveau de la roue (P1_S2 et P1_P1), de l’entrefer (CA3) et du cône (CA7)

7.5.4 Résumé

Dans cette étude, un maillage plus fin et plus isotrope a été utilisé. Cependant, l'incertitude sur chute nette n'est que faiblement réduite. La répartition des pertes dans la machines reste quasi-identique et l'erreur relative sur le couple augmente légèrement.

L'écoulement moyen demeure relativement identique par rapport au premier calcul. En revanche, le raffinement du maillage modifie l'évolution de l'écoulement au cours du temps. Les vortex inter-aubes prédits par calculs sont plus cohérents et développés que précédemment. Par conséquent, le champ de pression diminue au niveau des VIA, ce qui est plus cohérent avec les observations expérimentales.

Cela entraîne une modification de la répartition spatiale des fluctuations de pression. Par rapport à l'étude préliminaire, elles sont concentrées autour des VIA et plus élevées. Les amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression, enregistrées aux points de monitoring sont plus proches (en absolu) de leur valeur expérimentale que précédemment. Cependant, elles sont sous-estimées par le calcul. Sur les aubes, l'amplitude des spectres de fluctuations de pression est encore généralement surestimée pour les plus basses fréquences. Au-delà de $10f_0$ à $15f_0$, l'amplitude des spectres devient très inférieure à sa valeur expérimentale. Bien que cela représente une amélioration par rapport à l'étude préliminaire, aucune signature large-bande n'est obtenue par calculs entre $25f_0$ et $40f_0$. Enfin, la poursuite du calcul au-delà de 48 tours de roue est nécessaire pour réduire le bruit présent au niveau des spectres obtenus numériquement.

La dernière étude de ce chapitre se concentre sur la modélisation de la cavitation au niveau des vortex inter-aubes.

7.6 Modélisation de la cavitation dans la roue à charge très partielle

Dans la partie expérimentale de cette thèse, l'influence des conditions de cavitation sur les fluctuations de pression dans la roue à charge très partielle a déjà été démontrée sur plusieurs machines (chapitre 4, section 4.3.2 et annexe B du chapitre 5, section B.3).

Afin d'en tenir compte lors de la modélisation des vortex inter-aubes, des calculs URANS avec modèle homogène de cavitation (chapitre 3, section 3.4.3) ont été entrepris. Cependant, le régime établi n'a pas pu être atteint dans le temps imparti pour ce projet. Bien que les calculs effectués dans l'étude précédente soient monophasiques (section 7.5), ils permettent néanmoins de montrer les limites du modèle numérique utilisé, en ce qui concerne l'estimation du volume de vapeur au niveau des VIA obtenus pour le point de fonctionnement étudié.

7.6.1 Utilisation du modèle homogène de cavitation de CFX

Le modèle de cavitation de CFX a déjà été utilisé pour des calculs URANS à charge très partielle [85, 92] et a ainsi été mis en place dans le cadre de cette thèse.

7.6.1.1 Paramètres de calcul

Le maillage et la majorité des paramètres du modèle numérique présenté à la section 7.5 ont été conservés. Les paramètres par défaut du modèle de cavitation ont été employés [97]. Pour ce type de simulations, il est également nécessaire d'augmenter le nombre d'itérations par pas de temps. Celui-ci passe de 5 à 10, conformément aux recommandations [6, 27].

La multiplication du nombre d'itérations et la résolution d'une équation supplémentaire pour le transport du taux vide implique une augmentation du temps de calcul. Avec un pas de temps équivalent à une rotation de 1° de la roue, la vitesse de calcul passe de 2.5 à 0.8 tours de roue par jour de simulation, par rapport à l'étude précédente. Le coût atteint alors quasiment le même niveau qu'un calcul monophasique avec le maillage de 85.1 millions de noeuds (section 7.4).

En plus de l'augmentation du coût de calcul, la méthodologie employée nécessite des étapes supplémentaires, pour initialiser correctement les transferts de masse dans le domaine de calcul. De plus, le solveur CFX présente des instabilités connues lors de calculs instationnaires avec modèle homogène [9]. Par conséquent, le régime établi n'a pas pu être atteint dans le temps imparti pour ce projet.

7.6.1.2 Résultats partiels au dernier pas de temps calculé

Le calcul instationnaire homogène présenté ici dispose d'un pas de temps équivalent à une rotation de la roue de 1°. Il a été initialisé par un calcul au pas de temps 10 fois plus grand (figure 7.3). Un peu moins de 8 tours de roue ont pu être effectués. La figure 7.29 représente l'écoulement instantané obtenu au dernier pas de temps.

Les lignes de courant à proximité du plafond (en haut à gauche), contours de pression sur celui-ci (en haut à droite) et l'iso-surface du critère Q (en bas à gauche) indiquent que les VIA

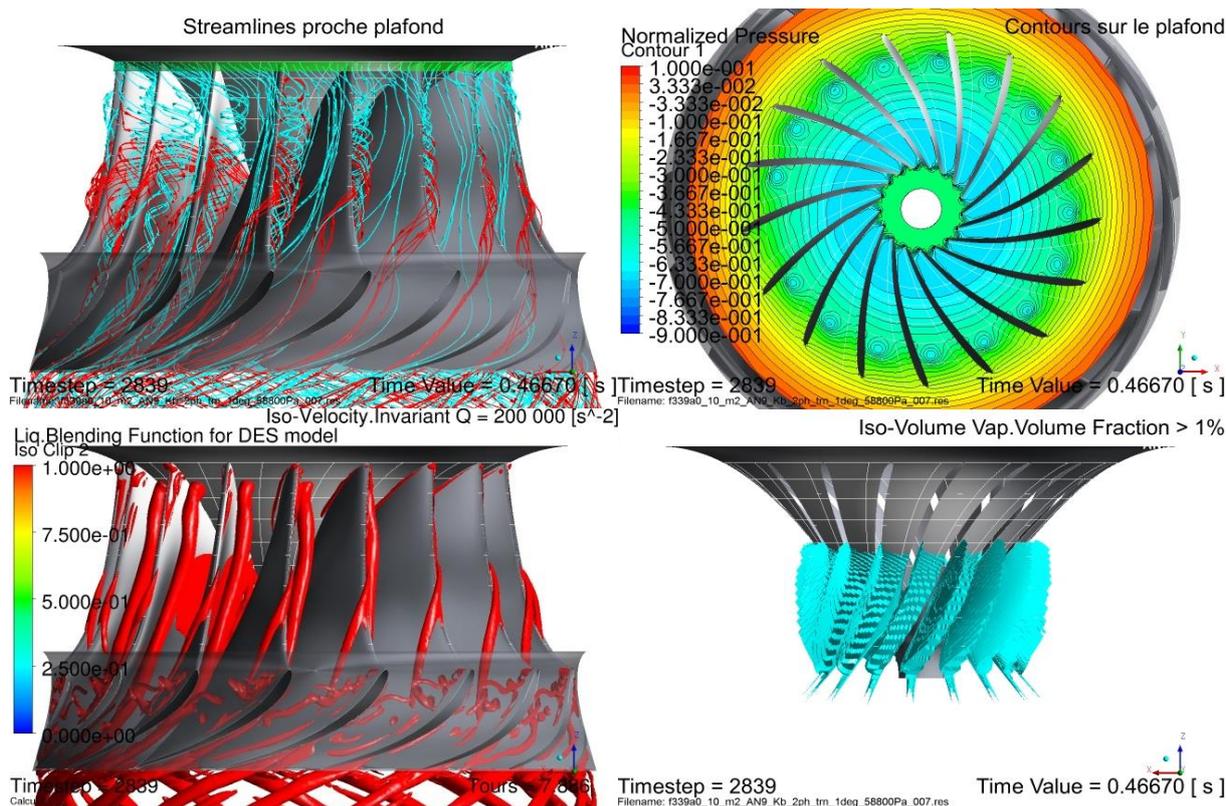


Figure 7.29 – Calcul cavitant : écoulement instationnaire non établi dans la roue au dernier pas de temps

sont quasi-identiques d’un canal inter-aubes à l’autre. Cela montre qu’en moins de 8 tours, les instabilités de l’écoulement n’ont pas encore pu se développer dans la roue. De plus, l’iso-surface du critère Q est colorée par la fonction de mélange σ_{SAS} , qui vaut 1 sur l’intégralité de la surface considérée. Ainsi, le modèle SAS-SST se comporte comme le modèle SST : la viscosité turbulente n’est pas réduite au niveau des VIA. Les structures cohérentes de l’écoulement sont trop stables. Elles proviennent du calcul précédent, pour lequel le pas de temps était équivalent à une rotation de la roue de 10° . Les VIA sont donc moins développés que dans la section 7.5, car encore limités par une viscosité turbulente trop élevée. Enfin, l’iso-volume tel que la fraction volumique de vapeur α soit supérieure à 1% (en bas à droite sur la figure 7.29) délimite une zone de vapeur à la sortie de la roue, proche du plafond. Cependant, le mélange reste complètement liquide au niveau des VIA présents à l’entrée des canaux inter-aubes.

Le régime n’est pas établi : il est donc impossible de conclure sur l’influence de ce modèle de cavitation sur la modélisation des VIA et sur la prédiction des fluctuations de pression au niveau des aubes. Pour pouvoir conclure, ce calcul devra donc être poursuivi et les résultats devront être comparés aux analyses précédentes.

7.6.2 Champ de pression monophasique et potentiel du modèle de cavitation

Dans cette section, le champ de pression du calcul 2 (section 7.5) est analysé plus en détail. Ce calcul a été réalisé est à l’échelle du modèle réduit : cela permet de respecter les similitudes de Reynolds, de Thoma et de Froude (chapitre 2, section 2.2.2.2). L’objectif est de comparer la pression absolue prédite numériquement aux mesures sur le modèle réduit, et d’estimer le

potentiel du modèle homogène de cavitation à modéliser les VIA cavitants observés lors des essais.

7.6.2.1 Recalage de la hauteur nette à l'aspiration

Lors du calcul 2, la hauteur nette à l'aspiration $NPSH$ a été recalée pour correspondre à sa valeur expérimentale, et permettre à la simulation d'être en similitude Thoma par rapport aux essais sur modèle réduit. Le recalage est effectué en modifiant la pression statique à la sortie du domaine de calcul \overline{p}_{sortie} , pour entraîner un offset sur le champ de pression absolue dans tout l'écoulement. Le $NPSH$ a été calculé comme sur plateforme : à l'aide des prises de pression dans la section de référence basse pression de l'aspirateur, de sa section de passage et du débit (figure 7.4 et chapitre 2, équation 2.3).

L'évolution du $NPSH$ et du nombre de Thoma σ au cours du calcul 2 est représentée sur la figure 7.30. Bien que fluctuant, le $NPSH$ moyen obtenu par calculs (en vert) est quasi-identique à la valeur mesurée sur plateforme (en rouge). Le nombre de Thoma est estimé à partir du $NPSH$ et de la chute nette visée (15 mCE). Il est aussi en moyenne très proche de la valeur expérimentale. Néanmoins, la sous-estimation de la chute nette implique une incertitude de $+0.016$ sur la valeur calculée pour σ (chapitre 2, équation 2.2). Cet écart est susceptible d'avoir un impact sur le développement de la cavitation au niveau des VIA.

Malgré cette incertitude, l'erreur relative sur le $NPSH$ est de -0.5% seulement : cela signifie que la pression absolue p_{BP} dans la section de référence basse pression de l'aspirateur est en moyenne très proche de la valeur expérimentale, en particulier au dernier pas de temps calculé.

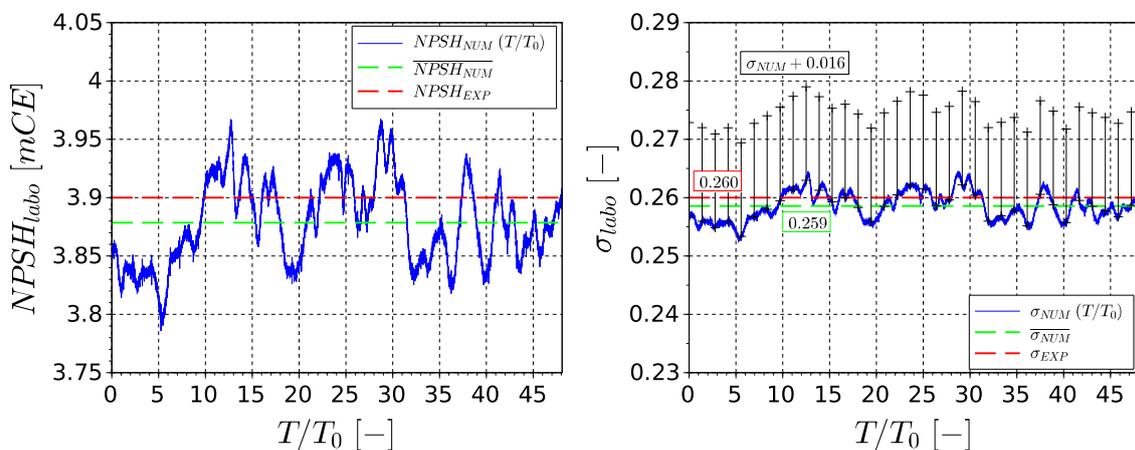


Figure 7.30 – Calcul 2 : conditions de cavitation par rapport aux essais sur modèle réduit

7.6.2.2 Évolution de la pression statique dans le domaine de calcul

Le niveau de pression absolue à la sortie de l'aspirateur est donc acceptable. Mais cette étude se concentre sur l'écoulement dans les canaux inter-aubes. Il faut ainsi comparer la pression statique prédite par calculs au niveau de la roue et les mesures effectuées sur plateforme.

Sur modèle réduit, deux différences de pression statique sont mesurées lors des essais :

- Entre le plan de sondage du cône et la section de référence basse pression :

$$\Delta p_{DT} = p_{sondage} - p_{BP}$$

- Entre l'entrefer et la section de référence basse pression :

$$\Delta p_{Gap} = p_{Gap} - p_{BP}$$

Il est alors possible de comparer ces mesures et les différences de pression statique dans le domaine de calcul. La position des prises de pression est indiquée sur la figure 7.4. La table 7.11 rassemble les mesures expérimentales et numériques obtenues.

Table 7.11 – Comparaison des différences de pression statique moyenne entre essais et calculs

	Δp_{DT} [mCE]	Δp_{Gap} [mCE]
Mesures ¹	-7.64×10^{-2}	+9.08
Calcul 2	$+5.27 \times 10^{-2}$	+7.66
Écart absolu	$+1.29 \times 10^{-1}$	-1.42

Dans l'aspirateur, la différence de pression statique moyenne calculée est supérieure aux mesures d'environ 0.13 mCE. Cet écart est assez faible par rapport à la chute nette visée (15 mCE). Il est probablement dû aux incertitudes de calcul des pertes de charges dans l'aspirateur. La pression absolue prédite à la sortie de la roue est donc légèrement plus grande qu'expérimentalement.

Dans l'entrefer, la différence de pression statique moyenne est inférieure aux mesures de 1.4 mCE. La sous-estimation du couple T_m et donc de la chute interne (section 7.5.2) implique une différence de pression totale plus faible entre l'entrée et la sortie de la roue. Cela explique en partie pourquoi la différence de pression statique Δp_{Gap} est sous-estimée par calculs. De plus, les jeux entre la roue et le distributeur ne sont pas inclus dans le modèle numérique. Or, ils sont susceptibles d'avoir un impact sur la mesure de pression statique dans l'entrefer dans la turbine. Cette sous-estimation du niveau de pression statique dans l'entrefer a été également constatée dans une autre étude de Wack et al. [85]. La pression absolue à l'entrée de la roue est donc plus faible que sur plateforme. Cet écart n'est pas négligeable par rapport à la pression de vapeur saturante de l'eau, qui vaut environ 0.32 mCE. La cavitation devrait ainsi avoir tendance à être surestimée à l'entrée des canaux inter-aubes.

7.6.2.3 Volume potentiel de vapeur dans la roue

La figure 7.31 représente l'iso-surface pour laquelle la pression absolue vaut la pression de vapeur saturante p_{vap} (3167 Pa, à 25°C) pour le calcul 2 (section 7.5). En première approximation, cette iso-surface délimite un volume de vapeur dans l'écoulement, qui est comparé aux observations réalisées à OP4 (chapitre 5).

1. Mesures réalisées hors cavitation, avec la configuration 2 de capteurs du modèle réduit.

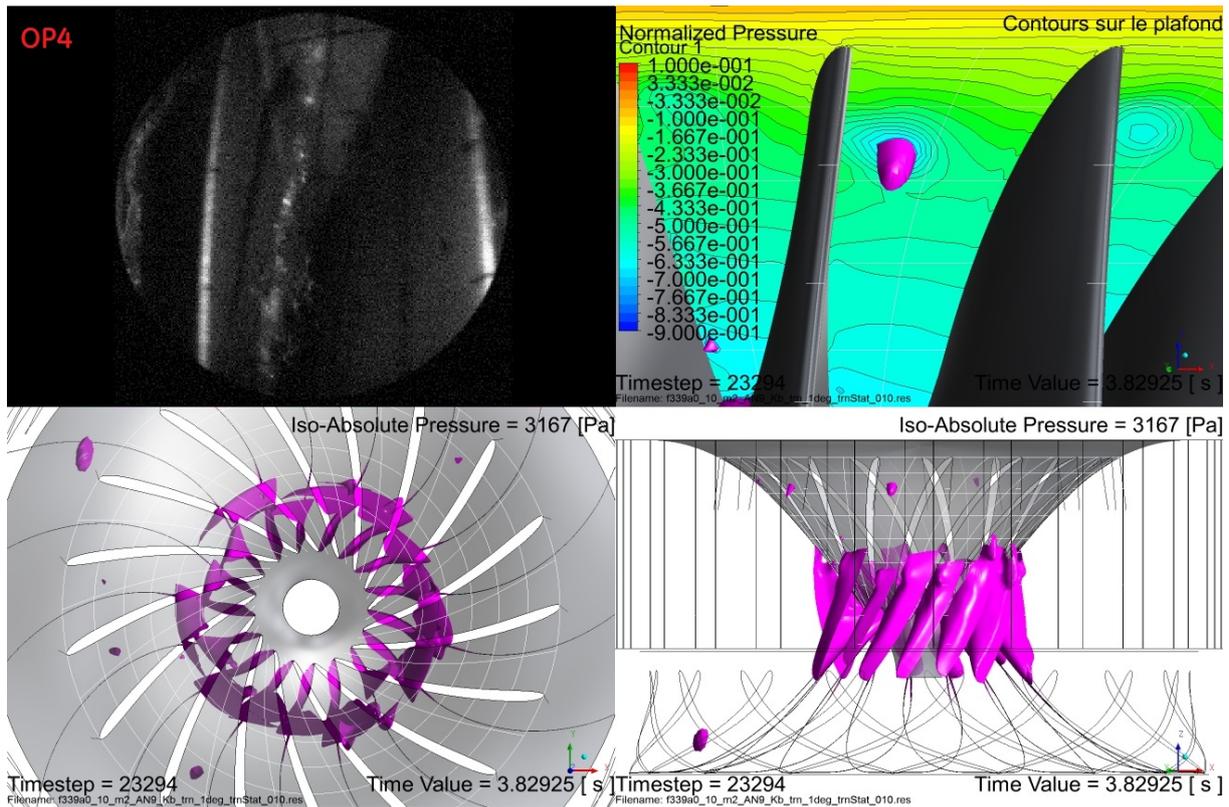


Figure 7.31 – Iso-surface de pression absolue égale à p_{vap} comparée aux observations (en haut à gauche)

Au niveau des vortex inter-aubes, le volume de vapeur est largement sous-estimé par rapport aux observations. Seules les structures les plus cohérentes disposent d'un coeur de vapeur à proximité immédiate du plafond. Au fond des canaux, la zone de vapeur liée au pompage est bien obtenue par calculs. Elle oscille entre 55% et 70% de la longueur du profil hydraulique des aubes au niveau du plafond. Le manque de luminosité lors des observations ne permet pas de confirmer la position de ce phénomène dans le modèle réduit. Cette dernière poche de vapeur était déjà présente dans les résultats avec modèle de cavitation (section 7.6.1).

La dépression au coeur des vortex inter-aubes est donc sous-estimée par calculs. Ce modèle numérique devrait donc avoir tendance à sous-évaluer le volume de cavitation au niveau des VIA. Or, d'après la section précédente, la pression absolue moyenne à l'entrée de la roue est inférieure au niveau mesuré sur plateforme, ce qui conduit à la tendance inverse. En présence de ces deux effets contraires, le niveau de pression absolue dans les canaux inter-aubes ne peut donc pas être garanti à l'aide de ce modèle numérique.

La figure 7.32 représente les iso-surfaces pour lesquelles la pression absolue vaut p_{vap} , pour les quatre maillages testés précédemment (section 7.4). La dépression au coeur des vortex dépend fortement du maillage utilisé. Les iso-surfaces de pression sont différentes entre les maillages 3 et 4, alors que les VIA paraissent similaires à en juger par les iso-surfaces du critère Q (figure 7.19). Seul le maillage 4 (avec 85.1 millions de noeuds) semble permettre des dépressions assez intenses pour que les VIA cavitent autant que lors des observations.

Enfin, les incertitudes sur le champ de pression dans la roue auront un impact sur le terme source de l'équation de taux vide du modèle de cavitation, puisque ce terme dépend

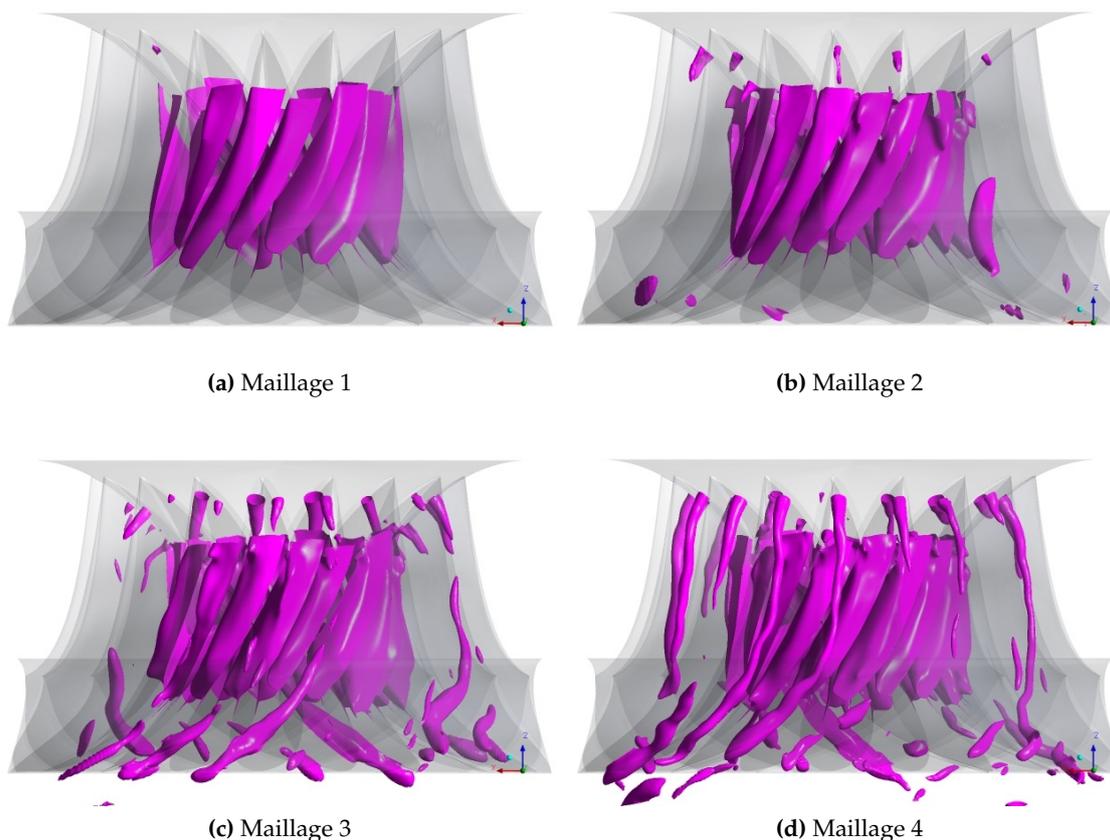


Figure 7.32 – Iso-surface de pression absolue égale à p_{vap} pour les maillages 1 à 4 (section 7.4)

directement de la pression calculée dans l'écoulement (chapitre 3, équation 3.29). Or la pression au niveau des VIA est très influencée par le raffinement maillage. Il devrait donc en être de même pour le volume de vapeur prédit avec le modèle de cavitation au niveau des vortex inter-aubes. Cette dépendance a notamment été constatée dans une autre étude par Wack et al. [84].

7.6.3 Résumé

La modélisation de la cavitation dans une turbine à charge partielle a un coût relativement élevé. L'analyse des résultats monophasiques du calcul 2 a permis de montrer que la similitude de Thoma et de Froude ne peut pas être atteinte complètement. Par rapport aux mesures réalisées sur modèle réduit, les variations du champ de pression statique obtenues par calculs sont différentes. De plus, les dépressions au coeur des VIA sont largement sous-estimées. Elles dépendent fortement du raffinement du maillage utilisé. Le niveau de pression absolue dans la roue ne peut donc pas être garanti. Or celui-ci est essentiel, puisque le modèle de cavitation de CFX se base sur la pression pour estimer les transferts de masse entre les phases liquide et vapeur du fluide qui s'écoule dans la roue.

7.7 Conclusion

Dans ce chapitre, la géométrie utilisée pour les calculs correspond au modèle réduit dont les résultats d'essais ont été présentés au chapitre 5. La validation des résultats numériques a donc pu s'appuyer sur les mesures et les observations réalisées au niveau expérimental. Conformément aux conclusions du chapitre 6, le domaine de calcul a été étendu à l'aval de la roue. L'aspirateur n'étant pas axisymétrique, tous les canaux du distributeur et de la roue ont été inclus dans le modèle numérique. La démarche industrielle suivie au cours des différentes études a permis de déterminer les paramètres qui influencent la modélisation des vortex inter-aubes et la prédiction des fluctuations de pression à la surface de la roue, tout en maîtrisant la hausse des coûts de calcul.

Le modèle numérique permet d'obtenir une position des VIA cohérente avec les données expérimentales, même en utilisant un maillage peu raffiné. L'ajout de l'aspirateur dans le domaine de calcul assure un pompage suffisamment pertinent, pour que les interactions avec l'écoulement en provenance de l'amont soient proches de la réalité. En revanche, le développement de ces vortex (leur taille et leur évolution temporelle) dépend beaucoup de la discrétisation spatiale. L'utilisation d'un maillage trop grossier empêche les instabilités de se développer, ce qui a tendance à diminuer la cohérence et l'intensité des vortex inter-aubes obtenus par calculs. De même, le niveau de pression au coeur des VIA est fortement impacté par le raffinement du maillage au niveau de la roue.

Le modèle numérique permet d'obtenir une répartition spatiale des fluctuations de pression à la surface de la roue qui semble cohérente. Elles sont plus intenses à proximité des VIA, preuve que ce phénomène est bien lié aux fluctuations obtenues par calculs. Toutefois, cette répartition spatiale est également sensible au raffinement du maillage.

L'amplitude crête-à-crête des fluctuations de pression prédites à la surface des aubes est du même ordre de grandeur que les mesures. L'analyse des spectres expérimentaux montre que, pour ce point de fonctionnement, les fluctuations de pression sont liées à la fois à des hautes et à des basses fréquences. Le modèle numérique a tendance à surestimer l'amplitude des pics de plus faibles fréquences. Ces dernières sont liées à des phénomènes ayant lieu dans l'entrefer, qui sortent du cadre de la thèse. Quant aux hautes fréquences liées à la signature large-bande étudiée expérimentalement, elles ne sont pas du tout reproduites par le modèle numérique utilisé. Il faut noter que le raffinement du maillage dans la roue a permis d'atteindre des fréquences de plus en plus élevées entre les calculs 1 et 2.

Pour pouvoir considérer les aspects liés à la cavitation, la bonne prédiction du champ de pression statique dans les canaux inter-aubes est essentielle. Le recalage de la hauteur nette à l'aspiration ne suffit pas pour s'assurer que la pression absolue calculée dans la roue est correcte. Les incertitudes sur la chute interne et sur les pertes de charge dans le domaine de calcul, entraînent des écarts sur la pression absolue moyenne aux bornes de la roue. De plus, la dépression au coeur des VIA est également incertaine, car elle dépend fortement du maillage. Or, le modèle de cavitation de CFX est un modèle homogène à transport de taux de vide, se basant sur le champ de pression pour déterminer les changements de phase dans l'écoulement.

D'où l'importance de prédire correctement la pression statique au niveau des vortex inter-aubes. Enfin, la poursuite des calculs instationnaires cavitants est nécessaire, pour conclure sur l'impact du modèle de cavitation sur les vortex inter-aubes et les fluctuations de pression prédits par calculs.

Chapitre 8

Conclusion et perspectives

Sommaire

8.1 Conclusion	202
8.1.1 Les vortex inter-aubes, phénomène hydraulique de charge partielle	202
8.1.2 Impact mécanique des vortex inter-aubes	203
8.1.3 Réduction de la durée de vie des machines à charge partielle	204
8.1.4 Prédiction des fluctuations de pression à charge partielle	204
8.2 Perspectives	205
8.2.1 Études expérimentales	205
8.2.2 Études numériques	206
8.2.3 Approches complémentaires	206

8.1 Conclusion

L'intégration des sources d'énergies renouvelables sur le réseau électrique entraîne de nouveaux besoins au niveau des centrales hydroélectriques. Les turbines hydrauliques se doivent donc d'être de plus en plus flexibles. Pour les turbines Francis, cela se traduit par des zones de fonctionnement plus étendues, en particulier à charge partielle. L'augmentation des sollicitations mécaniques subies à ces régimes, représente un risque pour la durée de vie des machines. Ainsi, il est nécessaire de mieux comprendre les phénomènes hydrauliques qui se développent dans les turbines à charge partielle et leur impact mécanique, notamment au niveau de la roue. La prédiction du chargement dynamique sur les aubes est également cruciale, pour mieux estimer la durée de vie des turbines qui opèrent de façon continue sur des plages de fonctionnement étendues.

8.1.1 Les vortex inter-aubes, phénomène hydraulique de charge partielle

Ce projet de recherche a permis de compléter les informations disponibles au sujet de la formation des vortex inter-aubes de charge partielle.

Du point de vue expérimental, de nouveaux essais ont été réalisés sur un modèle réduit de turbine basse chute (chapitre 5). Un dispositif d'observation spécial a été mis en place, afin de pouvoir filmer les VIA depuis l'entrée de la roue par caméra rapide, représentant ainsi une première pour GE Renewable Energy. Ces nouvelles prises de vue ont été comparées aux images classiques de l'écoulement à la sortie de la roue. Les aubes du modèle réduit ont également été équipées de capteurs de pression et de jauges de déformation. Ces essais ont permis d'obtenir de nouvelles informations sur les liens entre VIA et les signatures large-bande de fréquences (section 8.1.2). Ils ont également permis de mieux comprendre le phénomène hydraulique. Tout d'abord, l'apparition de vortex développés en sortie de roue n'implique pas nécessairement de signatures large-bande de fréquences sur les spectres mesurés. Ensuite, à mesure que le débit diminue au cours d'une prise de charge, des vortex cavitants remontent vers l'amont des canaux inter-aubes. Ils sont liés à la recirculation ayant lieu dans le cône de l'aspirateur, qui atteint les canaux de la roue dès la déstructuration de la torche hélicoïdale de charge partielle. Enfin, des VIA très développés ont été observés à l'entrée de roue et attachés au plafond, pour des points de fonctionnement caractérisés par des déformations dynamiques relativement élevées. De plus, ces structures se sont avérées différentes d'un canal inter-aubes à l'autre.

Du point de vue numérique, les vortex inter-aubes ont d'abord été étudiés à l'aide de calculs stationnaires d'un seul canal inter-aubes (chapitre 6). Différents mécanismes ont pu être mis en cause dans le développement de ce phénomène. Par rapport à un cas nominal, l'écoulement amont arrive à l'entrée de la roue avec un angle d'incidence dégradé. Un vortex peut alors se former au niveau de la jonction entre l'aube et le plafond. Quand la charge diminue, ce défaut d'incidence touche progressivement une part de plus en plus grande du bord d'attaque. À l'aval, l'écoulement de pompage remonte de plus en plus vers l'amont, à mesure que le débit diminue. Des vortex se forment alors à proximité du plafond, avant d'être advectés par l'écoulement principal, qui s'écoule au niveau de la ceinture. Les tourbillons liés aux défauts d'incidence en

entrée de roue et ceux liés au pompage en sortie, peuvent coexister dans les canaux inter-aubes. Il existe un régime de fonctionnement critique, pour lequel ces structures se rassemblent pour former un unique vortex plus développé, attaché au plafond et à proximité du bord d'attaque. Cette transition brusque se traduit par une augmentation des pertes de charges dans le domaine de la roue. Enfin, l'écoulement de pompage et les VIA sont influencés par la condition fixée à la sortie du domaine de calcul. Elle impacte notamment la quantité de fluide pompé par la roue et l'intensité des dépressions au plafond causées par les VIA.

Un autre modèle numérique a donc été mis en place et des calculs instationnaires ont été réalisés (chapitre 7). L'aspirateur a été ajouté au domaine de calcul, afin d'obtenir un écoulement de pompage plus représentatif de la réalité. Par conséquent, la roue complète et l'ensemble des directrices ont été intégrées au domaine calculé. La géométrie des essais sur modèle réduit instrumenté a été utilisée, afin de pouvoir valider les résultats numériques à l'aide des observations et des mesures réalisées. Pour un point de fonctionnement de charge très partielle, la position moyenne des VIA obtenus par calculs s'est avérée cohérente avec les observations, même avec un maillage relativement léger. En revanche, l'évolution temporelle des vortex inter-aubes et la dépression qu'ils génèrent dans l'écoulement, dépendent fortement de la discrétisation spatiale utilisée.

8.1.2 Impact mécanique des vortex inter-aubes

La comparaison de résultats d'essais réalisés sur plusieurs géométries récentes a permis de mettre en évidence des signatures spectrales communes, au niveau des fluctuations de pression et des déformations dynamiques mesurées à charge partielle (chapitre 4). Des signatures large-bande de fréquences ont notamment été retrouvées sur les signaux issus de jauges de déformation, placées sur les aubes de plusieurs turbines basses chutes. Ce type de signature a également été retrouvée au niveau des fluctuations de pression mesurées à l'entrée de la roue. Au niveau de la sortie, des vortex inter-aubes développés ont été observés aux points de fonctionnement présentant ce type de signature spectrale. Cependant, aucune signature large-bande n'a été mesurée par le capteur de pression situé à proximité du bord de fuite des aubes.

La décomposition par bandes de fréquence a permis d'analyser plus en détail la répartition de la puissance spectrale au sein des signaux mesurés à charge partielle, pour un des modèles réduits étudiés. Le maximum de déformations dynamiques mesurées au cours d'une prise de charge à la chute nominale, a été associé à cette signature large-bande de fréquences. Tout comme les vortex inter-aubes, ce type de signature spectrale s'est avéré sensible aux conditions de cavitation et à la chute prototype. Les fréquences concernées ont tendance à augmenter avec le nombre de Thoma. De plus, l'augmentation de la chute prototype (équivalente sur modèle réduit à une diminution de la vitesse de rotation, à chute constante) entraîne l'apparition de cette signature pour des débits plus élevés.

Lorsque les fréquences en jeu dans ce type de signature atteignent des valeurs élevées, les modes propres mécaniques du modèle réduit peuvent être excités. Il devient alors difficile de séparer la réponse des aubes due à la résonance mécanique et la réponse due aux sollicitations

liées aux phénomènes hydrauliques présents dans l'écoulement. Or, les fréquences propres des modèles réduits ne sont pas transposables aux machines prototypes et le comportement mécanique de la structure réelle devient alors plus complexe à prédire. Ainsi, pour analyser l'impact de ces phénomènes hydrauliques sur prototypes, il faut s'assurer que leurs fréquences ne croisent pas les fréquences propres des modèles réduits.

Les essais du chapitre 5 ont permis de montrer que les signatures large-bande relevées au niveau des spectres de fluctuations de pression sur les aubes sont indépendantes des conditions mécaniques. La même tendance a été retrouvée au niveau d'une des jauges de déformation, positionnée en sortie-ceinture de la roue. Des VIA cavitants ont été observés à proximité de cette jauge et en présence de cette signature spectrale.

En conclusion, cette signature large-bande de fréquences est bien due à un phénomène d'origine hydraulique. En particulier, les observations montrent que des VIA développés sont présents à l'entrée de la roue lorsque les déformations dynamiques et les fluctuations de pression présentent cette signature spectrale. Ces VIA observés en entrée, se retrouvent en sortie de roue, à proximité de la ceinture.

8.1.3 Réduction de la durée de vie des machines à charge partielle

La durée de vie des turbines est un critère important pour qualifier l'amélioration de la flexibilité. Cependant, la durée de vie exacte des machines est une information difficile à obtenir, et des modèles simplifiés sont donc nécessaires pour pouvoir l'estimer.

Les déformations dynamiques mesurées sur un des modèles réduits ont été utilisées pour estimer le taux d'endommagement par fatigue à l'échelle de son prototype. Le risque que représente un fonctionnement continu à très basse charge pour la durée de vie de la roue a ainsi été mis en évidence. Dans le cas de la turbine étudiée, 1 jour de fonctionnement à charge très partielle équivaut en termes d'endommagement par fatigue, à environ 100 jours au régime de la torche. Chacun de ces 100 jours est équivalent à lui seul à quasiment une année entière de fonctionnement au point nominal. L'augmentation de l'endommagement prédit par le modèle mis en place, provient majoritairement de la hausse de l'amplitude des déformations dynamiques mesurées à charge très partielle. La présence de hautes fréquences au niveau du chargement mécanique participe également à l'augmentation de ce taux d'endommagement par fatigue.

8.1.4 Prédiction des fluctuations de pression à charge partielle

Pour estimer les contraintes dynamiques dans la roue à charge partielle à partir de calculs par éléments finis, il est nécessaire de prédire un chargement dynamique correct sur les aubes. La prédiction des fluctuations de pression par CFD doit donc être cohérente avec la réalité.

Les calculs instationnaires réalisés ont permis de montrer que la répartition spatiale des fluctuations de pression dans les canaux inter-aubes est liée aux VIA (chapitre 7). Les amplitudes et les spectres ont été comparés aux mesures réalisées sur modèle réduit. Pour le point de fonctionnement étudié, la partie basse fréquence des fluctuations de pression a été surestimée par calculs,

contrairement à la partie haute fréquence. Ainsi, aucune signature large-bande n'a été obtenue l'aide du modèle numérique utilisé. Les fluctuations de pression et leur répartition spatiale sont influencées par le maillage de la roue. La poursuite des calculs est nécessaire pour mener la comparaison des fluctuations de pression, obtenues avec quatre maillages différents, jusqu'au niveau spectral. En se basant sur l'amplitude crête-à-crête, la convergence des fluctuations de pression nécessite un maillage disposant de plus de 85 millions d'éléments.

Enfin, des calculs instationnaires utilisant le modèle de cavitation de CFX ont été entrepris dans le cadre de cette thèse. Ces calculs se sont avérés trois fois plus coûteux que leurs équivalents monophasiques. Ainsi, le régime établi de l'écoulement n'a pas pu être atteint. Par conséquent, ces calculs devront être poursuivis, pour quantifier l'impact du modèle de cavitation sur le développement des VIA et la prédiction des fluctuations de pression.

Néanmoins, plusieurs résultats sur les aspects liés à la cavitation ont été obtenus par l'analyse du champ de pression prédit par calculs monophasiques. Ces calculs ont été effectués à l'échelle du modèle réduit, afin d'être en homologie en termes de conditions de cavitation par rapport aux observations réalisées sur plateforme. Malgré le recalage de la hauteur nette à l'aspiration du modèle numérique, des incertitudes demeurent sur le niveau moyen de la pression statique au niveau de la roue. De plus, les dépressions au coeur des VIA obtenues par calculs restent supérieures à la pression de vaporisation de l'eau. Le volume de vapeur risque ainsi d'être sous-estimé par rapport aux observations. Par ailleurs, ces dépressions dépendent fortement de la discrétisation spatiale des canaux inter-aubes.

8.2 Perspectives

8.2.1 Études expérimentales

Au niveau des essais réalisés durant cette thèse, toute une base de données est disponible en vue de futures analyses de la géométrie basse chute testée (chapitre 5), dont notamment des mesures effectuées à la chute du coeur de la turbine, dans différentes conditions de cavitation. Comme cela a été mentionné précédemment, le dispositif permettant d'observer l'entrée de la roue et les VIA a été utilisé pour d'autres essais. Ces images ont été prises pour chaque point des prises de charge effectuées. Elles pourraient donc permettre d'analyser finement l'évolution des mesures en fonction du développement des vortex inter-aubes.

Afin de pouvoir mieux observer les VIA sur de prochaines géométries, certaines améliorations du dispositif d'observation par les directrices semblent nécessaires (chapitre 5). L'augmentation de la luminosité dans les canaux inter-aubes permettrait d'obtenir des images plus nettes des VIA, voire de filmer ce phénomène à une fréquence plus élevée. Cela permettrait d'étudier la dynamique propre des vortex à l'entrée de la roue (par traitement d'images par exemple).

La compréhension du comportement mécanique des modèles réduits est nécessaire pour améliorer les futurs prototypes. Il faut poursuivre les comparaisons entre les mesures de différents essais, afin de pouvoir dégager les paramètres de conception qui influencent les vortex inter-aubes. Il est également nécessaire de rendre les modèles d'endommagement par fatigue plus fiables, afin d'améliorer la prédiction de la durée de vie des turbines qui sont opérées de

manière flexible.

Enfin, l'utilisation de capteurs de pression embarqués sur la roue est relativement récent (chapitre 4). La technologie utilisée permet également de mesurer la valeur moyenne de la pression au niveau du capteur : cela permettrait de valider les niveaux de pression obtenus par calculs numériques.

8.2.2 Études numériques

Les chargements instationnaires prédits par calculs à charge très partielle (chapitre 7) peuvent être utilisés pour effectuer des calculs par éléments finis de la roue. Cela permettrait de qualifier la capacité du modèle numérique actuel (dont les limites ont été décrites) à prédire les déformations dynamiques à charge partielle. En comparant les calculs et les mesures, il est aussi possible de comparer les estimations obtenues en termes d'endommagement par fatigue (à l'aide du modèle défini au chapitre 4). En effet, les amplitudes crête-à-crête obtenues par calculs sont du même ordre de grandeur que celles des mesures. Or, l'impact de l'amplitude du chargement dynamique sur le taux d'endommagement par fatigue est prédominant par rapport à celui des hautes fréquences. Cela permettrait de qualifier la capacité de l'ensemble de la méthode à prédire la réduction de durée de vie attendue en dehors de la zone de fonctionnement usuelle.

Les modèles numériques mis en oeuvre dans cette thèse n'ont pas permis de prédire les fluctuations de pression hautes fréquences mesurées sur plateforme (chapitre 7). L'utilisation de modèles plus avancés paraît donc nécessaire.

Du point de vue de la turbulence, les travaux de Doussot sont actuellement en cours au laboratoire LEGI. Des calculs LES de l'écoulement dans une roue de turbine Francis à charge très partielle sont mis en oeuvre, afin d'obtenir les fluctuations de pression mesurées expérimentalement pour ce type de régime.

Du point de vue de la cavitation, la quantification de l'impact du modèle de cavitation sur le développement des VIA et la prédiction des fluctuations de pression, nécessite de poursuivre les calculs initiés durant cette thèse (chapitre 7). Ce modèle dispose de plusieurs paramètres empiriques (chapitre 3, section 3.4.3), dont le recalage n'est pas universel. Le manque de données expérimentales est un frein pour la validation de ce type de modèle numérique. Enfin, certaines instabilités de la version 16.0 du code CFX devront être maîtrisées. Elles concernent les erreurs de calculs de l'écart-type durant les simulations [8] et le redémarrage de calculs instationnaires avec modèle homogène [9].

8.2.3 Approches complémentaires

Cette thèse a permis de mieux comprendre le phénomène de vortex inter-aubes, en apportant de nouvelles observations sur modèles réduits, ainsi que des éléments sur leurs mécanismes de formation. Cette étude est restée exclusivement dans le cadre des turbines Francis. Avec ces nouvelles informations, une prise de recul sur la physique des vortex inter-aubes semble nécessaire. Cela permettrait d'atteindre une meilleure adéquation entre les modèles utilisés et le phénomène physique étudié. Cela pourrait également justifier la complexification des modèles

de turbulence et de cavitation, ainsi que leurs coûts de calcul.

Par exemple, l'aspect hydroacoustique du phénomène, évoqué au chapitre 1 (section 1.4.5), n'a pas été considéré dans cette thèse. Or, les VIA et les spectres de fluctuations de pression dépendent des conditions de cavitation, si bien qu'il semble important de développer cet aspect du phénomène.

Il serait intéressant d'utiliser les modèles analytiques de vortex existants pour déterminer le comportement du champ de pression, en cas de perturbation des vortex par l'écoulement. Cela pourrait être appliqué, dans un premier temps, à un cas simplifié 2D, puis complexifié progressivement pour se rapprocher d'une configuration de roue de turbine Francis. L'estimation d'une éventuelle fréquence associée à ces tourbillons pourrait alors être comparée aux spectres mesurés sur plateforme.

Les études sur les tourbillons marginaux qui se forment en bout de pales d'hélices marines présentent également des résultats intéressants pour mieux comprendre l'origine des fluctuations de pression liées aux VIA [73, 74]. Certaines de ces études relient les fréquences mesurées par hydrophone aux modes propres de déformation des vortex marginaux, prédits à l'aide d'un modèle analytique, en présence de cavitation et sans collapse [13]. Dans le cas des vortex inter-aubes qui se forment à l'entrée de la roue à charge très partielle, les sillages des directrices à l'amont, et l'écoulement de pompage à l'aval, viennent perturber ces vortex cavitants. Il serait intéressant de déterminer, à l'aide du même modèle analytique que Bosschers [13], les fréquences des fluctuations de pression émises par ces structures en présence de cavitation, puis de les comparer aux mesures. Cela pourrait éventuellement éclaircir l'origine des signatures spectrales large-bande de fréquences mesurées à l'entrée de la roue.

Enfin, il serait intéressant d'adapter le modèle hydroacoustique de la torche, développé notamment par [1, 71, 59, 41, 89], aux vortex inter-aubes.

Bibliographie

- [1] S. Aligné. *Forced and Self Oscillations of Hydraulic Systems Induced by Cavitation Vortex Rope of Francis Turbines*. PhD thesis, EPFL, 2011.
- [2] Alstom Hydro France. *Analyse fréquentielle des mesures au laboratoire : Rappels et définitions*. Document interne de formation.
- [3] Alstom Hydro France. *Overview of Grenoble Global Technology Center Hydraulic Laboratory*, 2015.
- [4] F. André. *Note Interne B*. Alstom Hydro France, 2014.
- [5] F. André. *Note Interne E*. Alstom Hydro France, 2014.
- [6] ANSYS. *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide*, 2015. Release 16.0.
- [7] ANSYS. *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*, 2015. Release 16.0.
- [8] ANSYS. *ANSYS Release Notes 16.2*, 2015. Part II : ANSYS Fluids Products, Chapter 2 : CFX Release Notes, Section 2.3 : Updates Affecting Code Behavior.
- [9] ANSYS. *ANSYS Release Notes 18.0*, 2017. Part II : ANSYS Fluids Products, Chapter 2 : CFX Release Notes, Section 2.5 : Issues.
- [10] ASTM International. *Standard practices for Cycle Counting in Fatigue Analysis*, 2011. ASTM E 1049-85, West Conshohocken, PA, USA.
- [11] F. Avellan. Flow investigation in a Francis draft tube : the FLINDT project. In *Proceedings of the 20th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, 2000.
- [12] F. Avellan. Introduction to cavitation in hydraulic machinery. In *The 6th International Conference on Hydraulic Machinery and Hydrodynamics, Timisoara, Romania*, 2004.
- [13] J. Bosschers. Analysis of inertial waves on inviscid cavitating vortices in relation to low-frequency radiated noise. In *WIMRC Cavitation Forum*, 2008.
- [14] S. Bouajila, J. Brammer, E. Flores, C. Ségoufin, and T. Maître. Modelization and simulation of francis turbine inter-blade vortices in partial load conditions. In P. Gourbesville, J. Cunge, and G. Caignaert, editors, *Advances in Hydroinformatics*, pages 931–945, Singapore, 2018. Springer Singapore.
- [15] S. Bouajila, J. Brammer, E. Flores, C. Ségoufin, and T. Maître. Modelisation and Simulation of Francis Turbine Inter-blade Vortices in Partial Load Conditions. In *SimHydro 2017*, 2017.
- [16] S. Bouajila, T. De Colombel, P. Y. Lowys, and T. Maître. Hydraulic Phenomena Frequency Signature of Francis Turbines Operating in Part Load Conditions. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 49, page 082001. IOP Publishing, 2016.

- [17] F. Bouloc, J. Guillozet, F. Duparchy, P. Y. Lowys, and A. Duparchy. Mechanical risks prediction on Francis runner by Spatial Harmonic Decomposition. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 49, page 072015. IOP Publishing, 2016.
- [18] J. Brammer. *CFD Guideline - Generalities*. Alstom Hydro France, 2014. NT-CTEX-CFD-3000 Ind A.
- [19] J. Brammer. *Présentation interne*. GE Renewable Energy, 2016. Influence mécanique de l’injection d’air sur un modèle réduit de turbine Francis basse chute à charge partielle.
- [20] J. Brammer, F. Duparchy, P. Y. Lowys, M. Thibaud, K. Wheeler, and T. De Colombel. Increasing the operating range of Francis turbines by considering dynamic phenomena at partial load. In *Hydro 2016*, 2016.
- [21] C. E. Brennen. *Cavitation and bubble dynamics*. Cambridge University Press, 2013.
- [22] O. Brugière. *Fiabilité et évaluation des incertitudes pour la simulation numérique de la turbulence : application aux machines hydrauliques*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, Grenoble, 2015.
- [23] B. Charriere. *Modélisation et simulation d’écoulements turbulents cavitants avec un modèle de transport de taux de vide*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2015.
- [24] Commission Electrotechnique Internationale. Norme Internationale CEI 60193 - Turbines hydrauliques, pompes d’accumulation et pompes-turbines – Essais de réception sur modèle, 1999. Seconde édition.
- [25] R. Comolet. *Mécanique expérimentale des fluides - Tome 2 : Dynamique des fluides réels, Turbomachines*. Masson, 1963.
- [26] Connaissance des énergies. <https://www.connaissancedesenergies.org/fiche-pedagogique/hydroelectricite> [Accès le 05 octobre 2017].
- [27] P. Côté. *Investigation of the self-excited vibrations in a Francis runner in transient conditions of load rejection*. PhD thesis, Université Laval, 2015.
- [28] T. De Colombel. How to design a hydraulic turbine?, 2015. Alstom Hydro France. Présentation ENSE3 - Grenoble INP.
- [29] J. Decaix. *Modélisation et simulation de la turbulence compressible en milieu diphasique : application aux écoulements cavitants instationnaires*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2012.
- [30] Y. Delannoy and J. L. Kueny. Two phase flow approach in unsteady cavitation modelling. *Proc. of Cavitation and Multiphase Flow Forum*, 1990.
- [31] F. Doussot. *Modélisation des VIA avec un modèle instationnaire complet*. GE Renewable Energy, Mai 2017. Note Interne.
- [32] A. Duparchy, J. Guillozet, T. De Colombel, and L. Bornard. Spatial Harmonic Decomposition as a tool for unsteady flow phenomena analysis. In *IOP conference series : earth and environmental science*, volume 22, page 032016. IOP Publishing, 2014.
- [33] F. Duparchy. *Note Interne NT-CTEX-LH-FV-30X03-indA*. Alstom Hydro France, 2014.

-
- [34] F. Duparchy. *Note Interne NT-CTEX-LH-FV-30X04-IndA*. Alstom Hydro France, 2014.
- [35] C. Duprat. *Simulation numérique instationnaire des écoulements turbulent dans les diffuseurs de centrales hydrauliques en vue de l'amélioration des performances*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2010.
- [36] P. Dörfler, M. Sick, and A. Coutu. *Flow-Induced Pulsation and Vibration in Hydroelectric Machinery*. Springer London, London, 2013. DOI : 10.1007/978-1-4471-4252-2.
- [37] Y. Egorov and F. Menter. Development and Application of SST-SAS Turbulence Model in the DESIDER Project. In S.-H. Peng and W. Haase, editors, *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling : Papers contributed to the 2007 Symposium of Hybrid RANS-LES Methods, Corfu, Greece, 17-18 June 2007*, pages 261–270. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008. DOI : 10.1007/978-3-540-77815-8_27.
- [38] L. R. Eremeef. Turbines hydrauliques - Essais - Cavitation. *Techniques de l'ingénieur*, (BM4406), 2009.
- [39] X. Escaler, E. Egusquiza, M. Farhat, F. Avellan, and M. Coussirat. Detection of cavitation in hydraulic turbines. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 20(4) :983–1007, May 2006.
- [40] M. Farhat, S. Natal, F. Avellan, F. Paquet, P. Y. Lowys, and M. Couston. Onboard measurements of pressure and strain fluctuations in a model of low head Francis turbine. Part 1 : Instrumentation. In *Proceedings of the 21st IAHR symposium on hydraulic machinery and systems*, pages 865–872, 2002.
- [41] A. T. Favrel. *Dynamics of the cavitation precessing vortex rope for Francis turbines at part load operating conditions*. PhD thesis, EPFL, 2016.
- [42] J. H. Ferziger and M. Perić. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2002. DOI : 10.1007/978-3-642-56026-2.
- [43] H. Foroutan and S. Yavuzkurt. Flow in the Simplified Draft Tube of a Francis Turbine Operating at Partial Load—Part I : Simulation of the Vortex Rope. *Journal of Applied Mechanics*, 81(6) :061010, 2014.
- [44] H. Foroutan and S. Yavuzkurt. Flow in the Simplified Draft Tube of a Francis Turbine Operating at Partial Load—Part II : Control of the Vortex Rope. *Journal of Applied Mechanics*, 81(6) :061011, 2014.
- [45] J.-P. Franc, F. Avellan, B. Belahadji, J. Y. Billard, L. Briançon-Marjollet, D. Fréchou, D. H. Fruman, A. Karimi, J. L. Kueny, and Michel J. M. *La cavitation : mécanismes physiques et aspects industriels*. EDP Sciences, January 1995.
- [46] D. François, A. Pineau, and A. Zaoui. *Mechanical Behaviour of Materials*, volume 191 of *Solid Mechanics and Its Applications*. Springer Netherlands, Dordrecht, 2013. DOI : 10.1007/978-94-007-4930-6.
- [47] Fraunhofer Institut für Betriebsfestigkeit. Corrosion-fatigue tests. Technical report, DARMSTADT (LBF, Germany).
- [48] E. Goncalves and R. Fortes-Patella. Numerical simulation of cavitating flows with homogeneous models. *Computers & Fluids*, 38(9) :1682–1696, October 2009.

- [49] R. Guillaume, J. L. Deniau, D. Scolaro, and C. Colombet. Influence of the rotor-stator interaction on the dynamic stresses of Francis runners. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 15, page 052011. IOP Publishing, 2012.
- [50] J. Guillozet, A. Duparchy, and T. De-Colombel. Space-time decomposition for analyzing fluctuations in Francis turbines. In *6th IAHR meeting of the Working Group "Cavitation and dynamic problems"*, 2015.
- [51] G. Hauet. *Premiers éléments sur le phénomène hydraulique Vortex Inter Aube (VIA)*. Alstom Hydro France, 2014. Note Interne.
- [52] H. Hosseinimanesh, C. Devals, B. Nennemann, M. Reggio, and F. Guibault. A numerical study of Francis turbine operation at no-load condition. *Journal of Fluids Engineering*, 139(1) :011104, 2017.
- [53] X. Huang, J. Chamberland-Lauzon, C. Oram, A. Klopfer, and N. Ruchonnet. Fatigue analyses of the prototype Francis runners based on site measurements and simulations. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 012014. IOP Publishing, 2014.
- [54] International Energy Agency. Key World Energy Statistics 2017. Technical report, IEA, 2017.
- [55] International Energy Agency. Renewables information 2017 : Overview. Technical report, IEA, 2017.
- [56] W. P. Jones and B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15(2) :301–314, 1972.
- [57] V. Kolář. Brief notes on vortex identification. In *8th WSEAS International Conference on Fluid Mechanics, 8th WSEAS International Conference on Heat and Mass Transfer*, pages 23–28, 2011.
- [58] R. F. Kunz, D. A. Boger, D. R. Stinebring, T. S. Chyczewski, Jules W. Lindau, H. J. Gibeling, S. Venkateswaran, and T. R. Govindan. A preconditioned Navier–Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction. *Computers & Fluids*, 29(8) :849–875, 2000.
- [59] C. Landry. *Hydroacoustic modeling of a cavitation Vortex rope for a Francis turbine*. PhD thesis, EPFL, 2015.
- [60] B. E. Launder and D. B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 3(2) :269–289, 1974.
- [61] M. Lesieur. *Turbulence in fluids*, volume 40. Springer Science & Business Media, 2012.
- [62] X. Liu, Y. Luo, and Z. Wang. A review on fatigue damage mechanism in hydro turbines. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 54 :1–14, February 2016.
- [63] P. Y. Lowys, F. Paquet, M. Couston, M. Farhat, S. Natal, and F. Avellan. Onboard measurements of pressure and strain fluctuations in a model of low head Francis turbine. Part 2 : Measurements and preliminary analysis results. In *Proceedings of the 21st IAHR symposium on hydraulic machinery and systems*, 2002.

-
- [64] M. V. Magnoli. Comparison of model measured runner blade pressure fluctuations with unsteady flow analysis predictions. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 49, page 082002. IOP Publishing, 2016.
- [65] B. Maines and R. E. A. Arndt. The Case of the Singing Vortex. *Journal of Fluids Engineering*, 119(2) :271, 1997.
- [66] G. Meauzé. *Turbomachines : calcul des écoulements compressibles*. Ed. Techniques Ingénieur, 1995.
- [67] F. R. Menter. Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. 1992.
- [68] F. R. Menter. Best Practice : Scale-Resolving Simulations in ANSYS CFD, 2015. Version 2.00.
- [69] F. R. Menter and Y. Egorov. A scale-adaptive simulation model using two-equation models. *AIAA paper*, 1095 :2005, 2005.
- [70] M.A. Miner. Cumulative damage in fatigue. *J. Appl. Mech.*, 12 :A159–A164, 1945.
- [71] A. Müller. *Physical mechanisms governing self-excited pressure oscillations in Francis turbines*. PhD thesis, EPFL, 2014.
- [72] Office fédéral suisse des questions conjoncturelles. Turbines hydrauliques, 1995. Programme d'Action Énergies Renouvelables (PACER).
- [73] P. Pennings, J. Westerweel, and T. van Terwisga. Sound signature of propeller tip vortex cavitation. *Journal of Physics : Conference Series*, 656 :012186, December 2015.
- [74] P. C. Pennings, J. Bosschers, J. Westerweel, and T. J. C. van Terwisga. Dynamics of isolated vortex cavitation. *Journal of Fluid Mechanics*, 778 :288–313, September 2015.
- [75] M. Perez. *Note Interne NRI 11188C*. Alstom Hydro France, 2012.
- [76] J.-L. Reboud, B. Stutz, and O. Coutier. Two phase flow structure of cavitation : experiment and modeling of unsteady effects. In *3rd International Symposium on Cavitation CAV1998, Grenoble, France*, volume 26, 1998.
- [77] R. Rey, G. Bois, F. Bakir, and S. Khelladi. Turbomachines : calcul des écoulements incompressibles - Support théorique et simulation numérique. *Techniques de l'ingénieur*, (BM4220), 2009.
- [78] J. Sauer and G. H. Schnerr. Unsteady cavitating flow - a new cavitation model based on modified front capturing method and bubble dynamics. In *ASME Fluids Engineering Summer Conference*, Boston, Massachusetts, USA, 2000.
- [79] U. Seidel, C. Mende, B. Hübner, W. Weber, and A. Otto. Dynamic loads in Francis runners and their impact on fatigue life. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22. IOP Publishing, 2014.
- [80] I. Senocak and W. Shyy. A Pressure-Based Method for Turbulent Cavitating Flow Computations. *Journal of Computational Physics*, 176(2) :363–383, March 2002.
- [81] A. K. Singhal, M. M. Athavale, H. Li, and Y. Jiang. Mathematical Basis and Validation of the Full Cavitation Model. *Journal of Fluids Engineering*, 124(3) :617, 2002.

- [82] B. Stutz and J. L. Reboud. Experiments on unsteady cavitation. *Experiments in fluids*, 22(3) :191–198, 1997.
- [83] Sven von Fellenberg, Walter Häussler, and Wolfgang Michler. High-Pressure Air Injection on a Low-Head Francis Turbine. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 012031. IOP Publishing, 2014.
- [84] J Wack and S Riedelbauch. Numerical simulations of the cavitation phenomena in a Francis turbine at deep part load conditions. *Journal of Physics : Conference Series*, 656 :012074, December 2015.
- [85] J. Wack, S. Riedelbauch, K. Yamamoto, and F. Avellan. Two-phase flow simulations of the inter-blade vortices in a Francis turbine. In *9th International Conference on Multiphase Flow*, Firenze, Italy, 2016.
- [86] D. C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26(11) :1299–1310, November 1988.
- [87] S. Wilhelm. *Étude des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe par simulations numériques instationnaires*. PhD thesis, Communauté Université Grenoble Alpes, Grenoble, 2017.
- [88] V. Yakhot, S. A. Orszag, S. Thangam, T. B. Gatski, and C. G. Speziale. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 4(7) :1510–1520, July 1992.
- [89] K. Yamamoto. *Hydrodynamics of Francis turbine operation at deep part load condition*. PhD thesis, EPFL, 2017.
- [90] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel, C. Landry, and F. Avellan. Pressure measurements and high speed visualizations of the cavitation phenomena at deep part load condition in a Francis turbine. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 022011. IOP Publishing, 2014.
- [91] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel, C. Landry, and F. Avellan. Guide vanes embedded visualization technique for investigating Francis runner inter-blade vortices at deep part load operation. In *Proceedings of the 6th IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, Ljubljana, Slovenia*, 2015.
- [92] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel, C. Landry, and F. Avellan. Numerical and experimental evidence of the inter-blade cavitation vortex development at deep part load operation of a Francis turbine. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 49, page 082005. IOP Publishing, 2016.
- [93] L. J. Zhou, M. Liu, Z. W. Wang, D. M. Liu, and Y. Z. Zhao. Investigation of Channel Vortices in Francis Turbines. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 49, page 082003. IOP Publishing, 2016.
- [94] A. Zobeiri. *Investigations of Time Dependent Flow Phenomena in a Turbine and a Pump-Turbine of Francis Type : Rotor-Stator Interactions and Precessing Vortex Rope*. PhD thesis, EPFL, 2009.

- [95] Z. Zuo, S. Liu, D. Liu, D. Qin, and Y. Wu. Numerical Predictions of the Incipient and Developed Interblade Vortex Lines of a Model Francis Turbine by Cavitation Calculations. *Advances in Mechanical Engineering*, 5 :397583, January 2013.
- [96] Z. Zuo, S. Liu, D. Liu, D. Qin, and Y. Wu. Numerical analyses of pressure fluctuations induced by interblade vortices in a model Francis turbine. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 27(4) :513–521, August 2015.
- [97] P. J. Zwart, A. G. Gerber, and T. Belamri. A Two-Phase Flow Model for Predicting Cavitation Dynamics. In *International Conference on Multiphase Flow*, Yokohama, Japan, 2004.

Annexe A

Références du chapitre 4

Table A.1 – Points de fonctionnement analysés au chapitre 4

Géométrie	Essais	Type	Numéros de points	H_n	n_{11}	Q_{11}	σ
				[mCE]	[rpm]	[l/s]	[-]
A	T4-E785 [75]	PDC	229 – 260	10	88.9	-	0.40
B	T7-E157 [4]	PDC1	275 – 321	10	66.4	-	0.17
		PDC2	177 – 255	10	66.4	-	1.55
		PDC3	69 – 108	15	66.4	-	0.73
		PDC4	13 – 41	15	61.5	-	0.73
		Dérive de σ	427 – 437	15	66.4	272	-
C	TP8-E154 [33]	PDC	172 – 212	15	65.3	-	0.18
D	T5-E432 [34]	PDC	98 – 129	15	52.8	-	0.11
E	TP8-E167 [5]	PDC	284 – 330 370 – 386	30	44.0	-	0.12

Annexe B

Données expérimentales complémentaires au chapitre 5

Sommaire

B.1	Points de fonctionnement analysés	220
B.2	Prise de charge à la chute nominale hors cavitation	220
B.2.1	Évolution de l'amplitude crête-à-crête des fluctuations hors cavitation	220
B.2.2	Évolution du contenu spectral des fluctuations hors cavitation	223
B.3	Influence de la cavitation à charge très partielle	229

B.1 Points de fonctionnement analysés

Table B.1 – Essais analysés lors de cette étude

Type d'essais	H_n [mCE]	n_{11} [rpm]	Q_{11} [l/s]	σ [-]	Points de fonctionnement	
					Configuration 1	Configuration 2
Effet de Reynolds	-	84.5	987	σ_{atm}	13 – 24	–
Effet de Reynolds	-	93.3	780	σ_{atm}	138 – 149	219 – 230
Effet de Reynolds	-	93.3	345	σ_{plant}	600 – 611	713 – 724
Prise de charge	15	93.3	-	σ_{plant}	158 – 218	336 – 379
Prise de charge	15 (10) ¹	93.3	-	σ_{atm}	37 – 86	231 – 280
Dérive de σ	15	93.3	340	-	568	708

B.2 Prise de charge à la chute nominale hors cavitation

Cette section présente les mesures de la prise de charge à H_{nom} hors cavitation. Durant ces essais, la cuve à l'aval du modèle réduit est à la pression atmosphérique, de sorte que le nombre de Thoma soit maximal.

Lors des mesures avec la configuration 1 de capteurs (figure 5.3), la chute nette a été fixée par erreur à 10 mCE, au lieu de 15 mCE, pour les dix premiers points de la prise de charge, c'est-à-dire sur $[0.22; 0.37]\varphi_{opt}$. Cela implique que le nombre de Thoma est de l'ordre de 0.7 pour la majorité de points de fonctionnement, sauf pour ces dix points particuliers, pour lesquels le nombre de Thoma vaut environ 1.3.

B.2.1 Évolution de l'amplitude crête-à-crête des fluctuations hors cavitation

L'évolution de l'amplitude crête-à-crête des fluctuations mesurées au cours de la prise de charge sont représentées sur les figures B.1 et B.2. Malgré un nombre de Thoma plus élevé qu'à σ_{plant} , l'évolution des fluctuations en fonction de φ/φ_{opt} est assez identique (section 5.4).

La figure B.3 compare les déformations dynamiques et les fluctuations de pression mesurées pour chaque capteur de la roue, hors cavitation (en trait plein) et à σ_{plant} (en pointillés). Les fluctuations mesurées dans le régime de la torche de charge partielle sont peu sensibles au nombre de Thoma. À mesure que l'ouverture du distributeur diminue, les fluctuations augmentent progressivement et de façon plus rapide sous σ_{plant} . En l'absence de VIA cavitants, la roue est moins sollicitée mécaniquement. Pour cette prise de charge hors cavitation, la même augmentation brusque des déformations dynamiques est mesurée vers $0.3\varphi_{opt}$.

Le capteur P1_S2 est le seul qui relève plus de fluctuations hors cavitation à $0.36\varphi_{opt}$ ($+4.5\%H_n$). Ce pic est lié aux vortex instables dans les canaux inter-aubes (section 5.6.3). Lorsque les vortex passent à proximité de P1_S2, le capteur mesure un pic lié à la dépression au coeur de ces structures. Les signaux mesurés hors cavitation et à σ_{plant} sont représentés sur la figure B.4.

1. Les premiers points de la prise de charge avec la configuration 1 de capteurs ont été enregistrés sous 10 mCE de chute au lieu de 15 mCE.

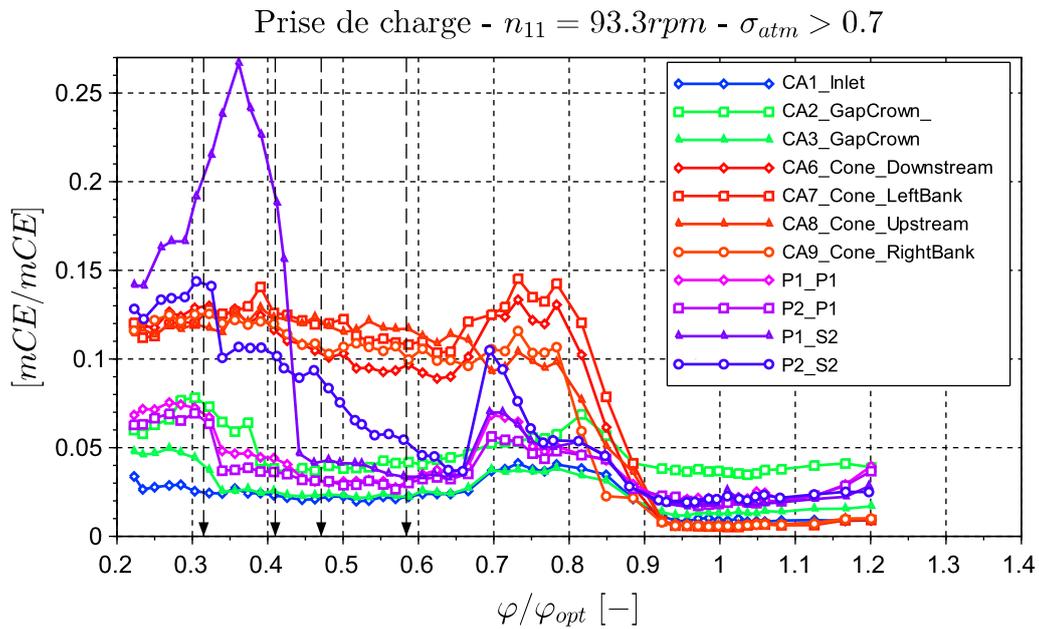


Figure B.1 – Amplitudes crête-à-crête des fluctuations de pression lors de la prise de charge à H_{nom} hors cavitation

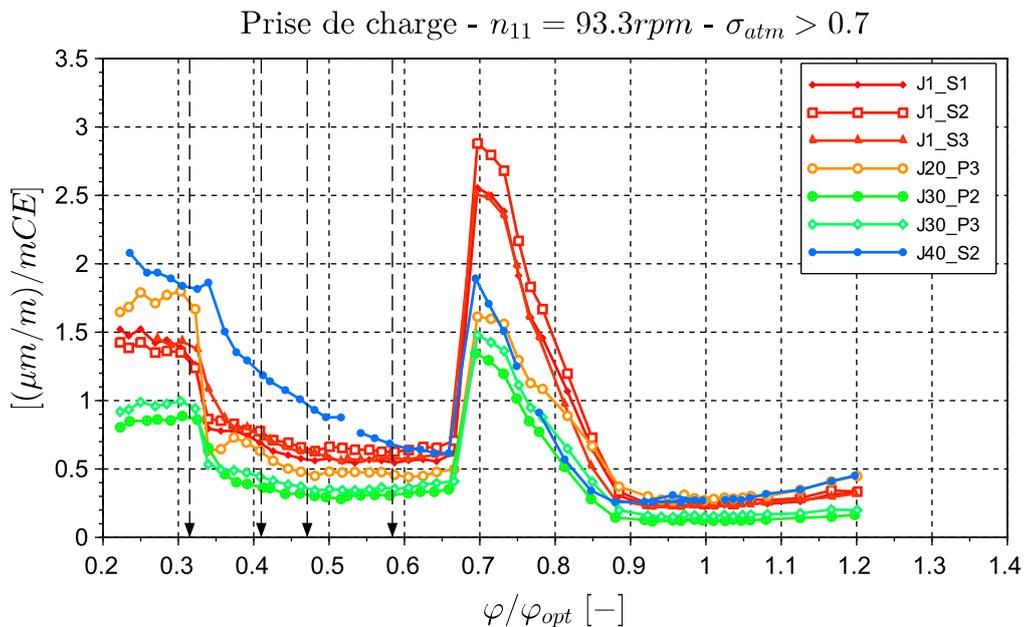


Figure B.2 – Amplitudes crête-à-crête des déformations dynamiques lors de la prise de charge à H_{nom} hors cavitation

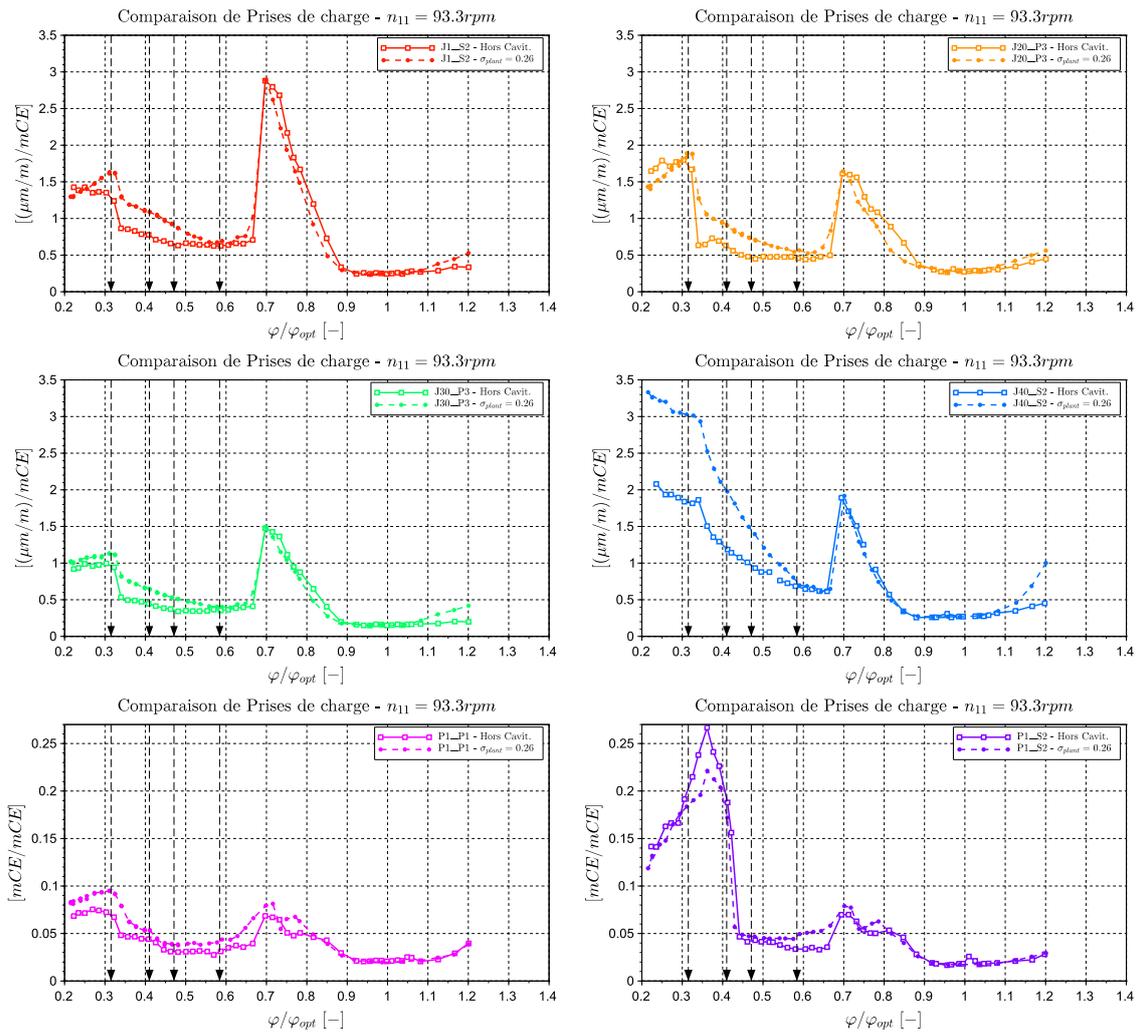


Figure B.3 – Comparaison de l’amplitude crête-à-crête des fluctuations de pression et des déformations dynamique en fonction du nombre de Thoma, pour différents capteurs de la roue, lors de la prise de charge à la chute nominale

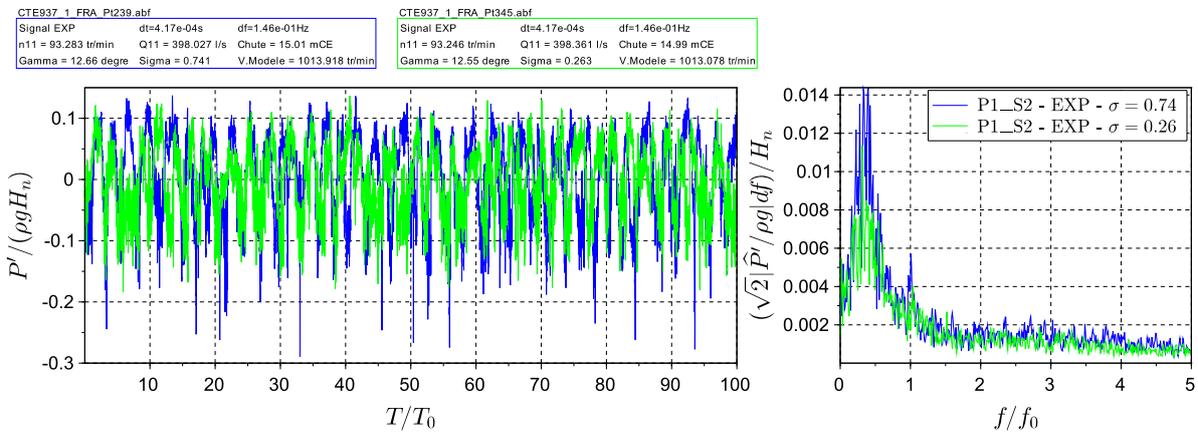


Figure B.4 – Comparaison des signaux mesurés par P1_S2 à $0.36\varphi_{opt}$ à σ_{atm} et à σ_{plant}

Les dépressions mesurées par P1_S2 n'atteignent pas toutes la même valeur lorsque le nombre de Thoma est élevé (en bleu). En comparaison, le niveau des dépressions à σ_{plant} (en vert) est relativement constant. En effet, la dépression est alors limitée par la pression de vapeur saturante de l'eau (formation de cavitation). Hors cavitation, le niveau de pression moyen est plus élevé et la variation de pression liée aux vortex est également plus grande. Cela implique une amplitude crête-à-crête plus élevée, d'où l'augmentation de $+4.5\%H_n$ relevé à $0.36\varphi_{opt}$.

B.2.2 Évolution du contenu spectral des fluctuations hors cavitation

En ce qui concerne les fluctuations de pression dans la roue, une signature large-bande de fréquences est présente entre $25f_0$ et $40f_0$ pour P1_S2 à l'extrados de l'aube 2 (figure B.5). Sous l'influence du nombre de Thoma, elle est composée de fréquences plus hautes qu'à σ_{plant} . À l'intrados, cette signature est absente du spectre de P1_P1, car ce capteur fait partie de la configuration 1 : la diminution de la chute implique une augmentation de σ de 0.7 à 1.3. Ainsi, la signature large-bande se décale en fréquences et n'est pas présente sur la figure B.6.

Le spectre des déformations dynamiques mesurées à la sortie-ceinture de la roue par J40_S2 dispose de la même signature large-bande que P1_S2 (figure B.7). Pour J20_P3 (configuration 1), à l'entrée-plafond de la roue, le changement de chute et de conditions mécaniques se voient très nettement (figure B.8).

Pour tous ces capteurs, l'augmentation des fluctuations à $0.3\varphi_{opt}$ est principalement due aux basses fréquences. Les spectres disposent à nouveau d'une signature vers $1f_0$, qui compose la majorité de la puissance spectrale des signaux (figures B.9, B.10 et B.12). Pour J40_S1, l'amplitude de la signature est très peu marquée par rapport à la prise de charge à σ_{plant} (figure B.11). Cela est cohérent avec la nette diminution de son amplitude crête-à-crête (figure B.3). Les VIA semblent donc plus sollicitants lorsqu'ils cavitent. Du point de vue fréquentiel, cette signature basse fréquence est indépendante du nombre de Thoma. Pour P1_S2, les fluctuations passent par un maximum à $0.36\varphi_{opt}$ qui est probablement toujours dû aux vortex instables observés à OP3. Les conditions de cavitation n'ont donc pas changées le caractère instable de ce phénomène (figure B.4).

Cette dernière signature a été reliée aux spectres de fluctuations dans l'entrefer (figures B.13 et B.14) [31]. Les spectres disposent à nouveau d'une signature en forme de raies entre $4f_0$ et $7f_0$. Il ne semble pas y avoir d'impact du nombre de Thoma sur les amplitudes et les fréquences qui la composent.

Enfin, les fluctuations de pression dans l'aspirateur sont peu impactées par les conditions de cavitation (figure B.15).

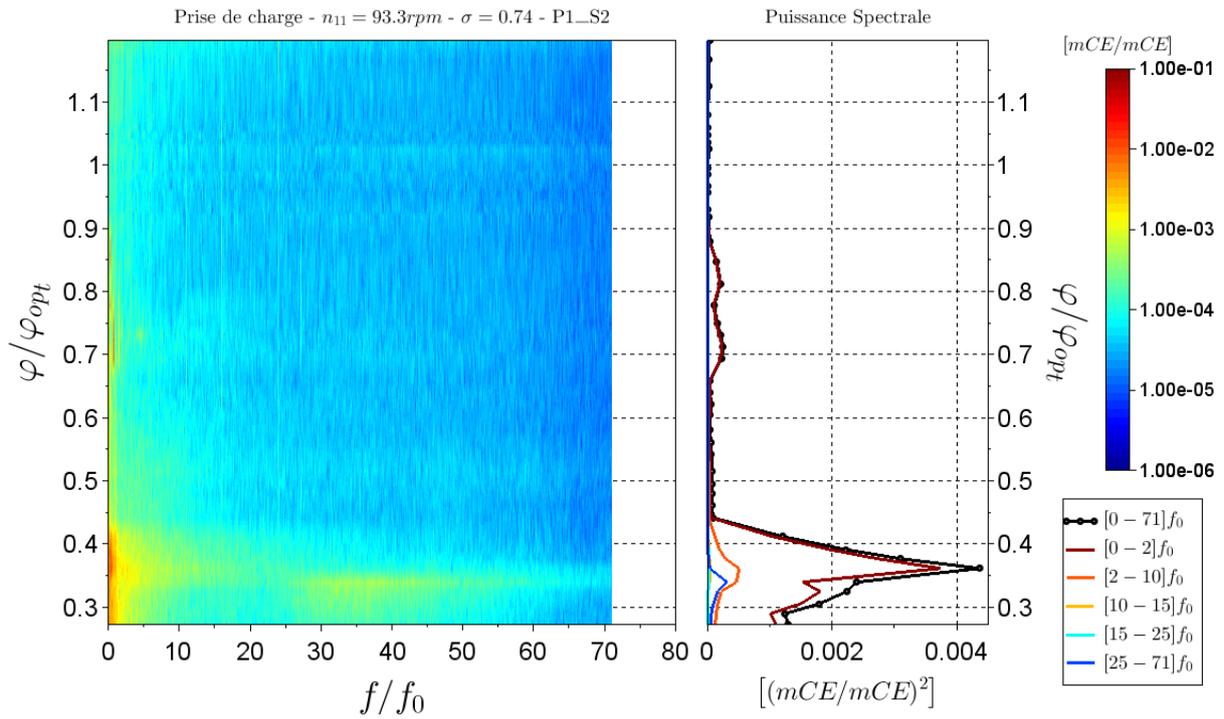


Figure B.5 – Fluctuations de pression sur l’aube 2 (Entrée-Extrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$

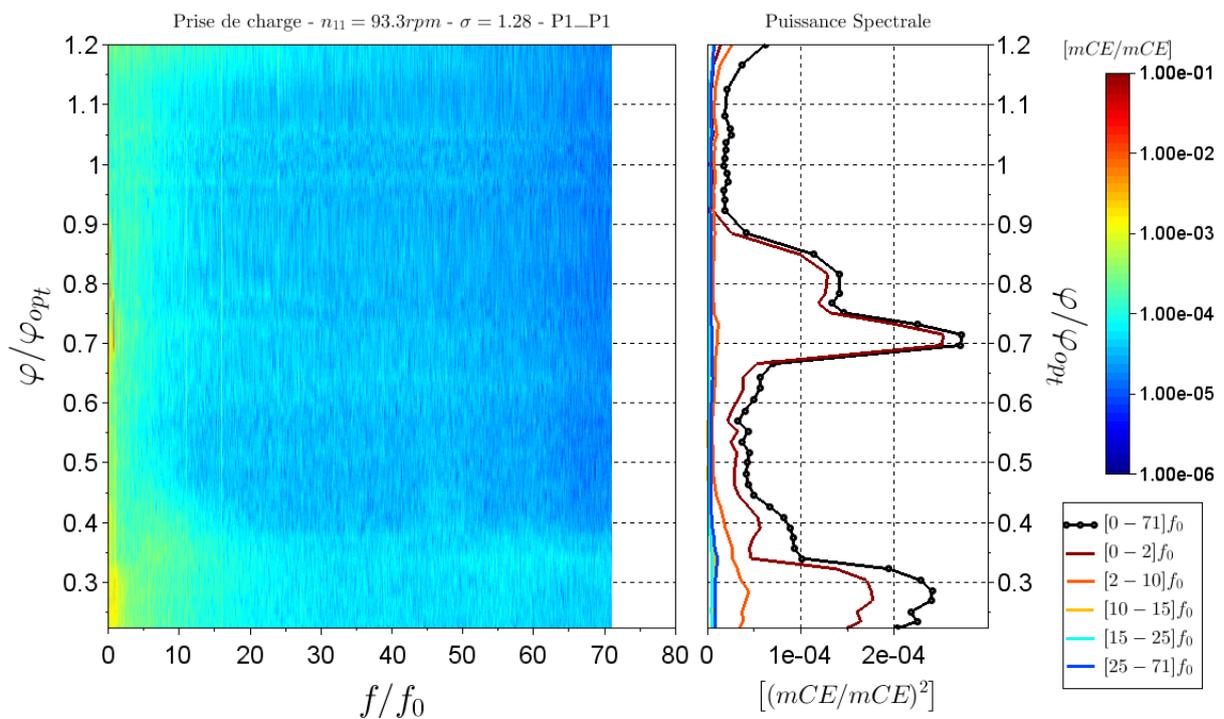


Figure B.6 – Fluctuations de pression sur l’aube 1 (Entrée-Intrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$

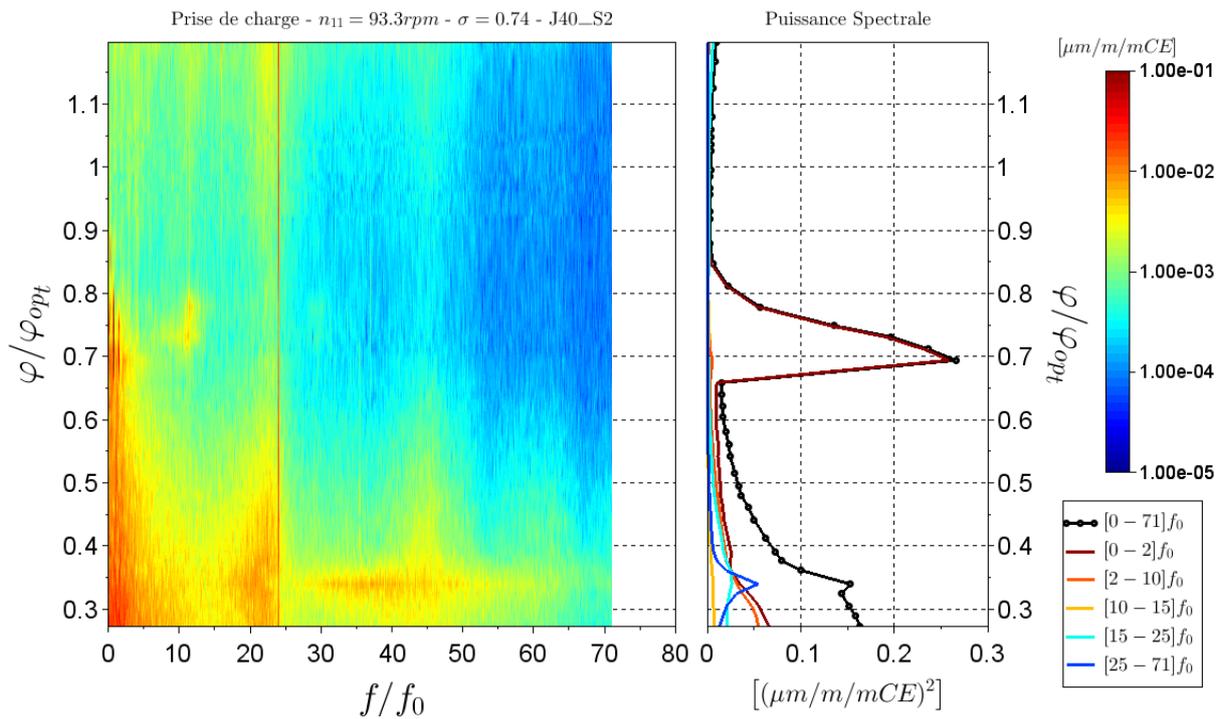


Figure B.7 – Déformations dynamiques sur l’aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$

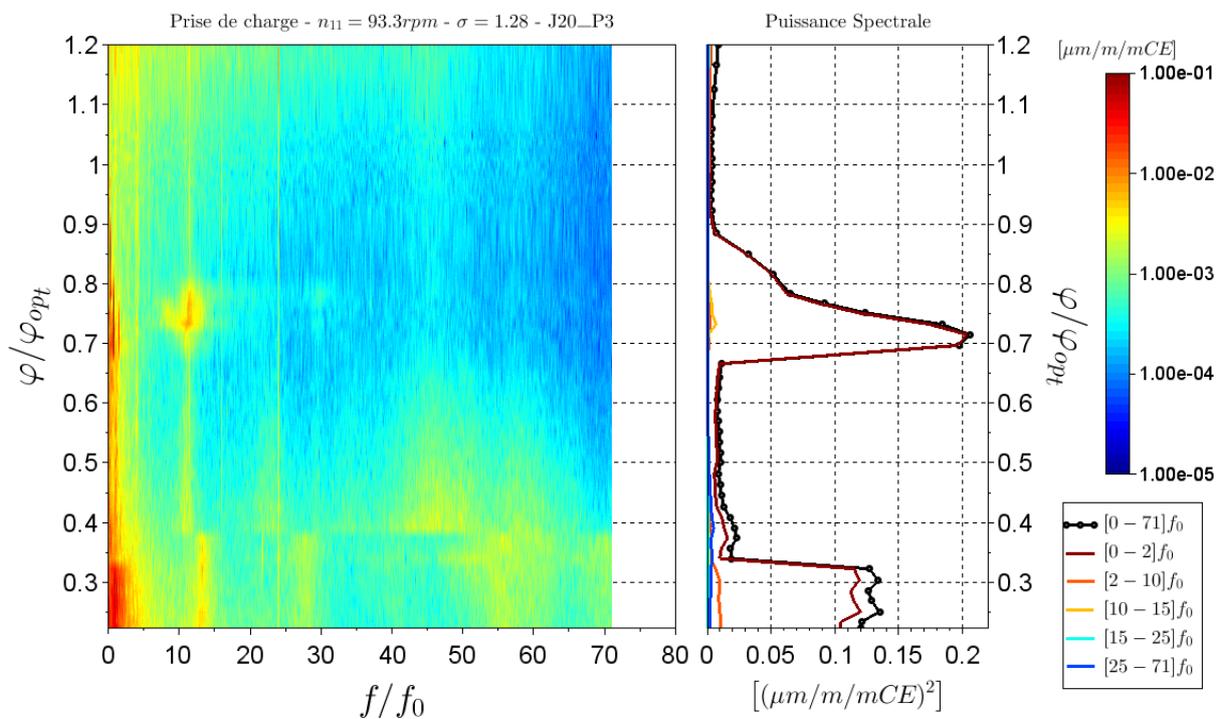


Figure B.8 – Déformations dynamiques sur l’aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 71]f_0$

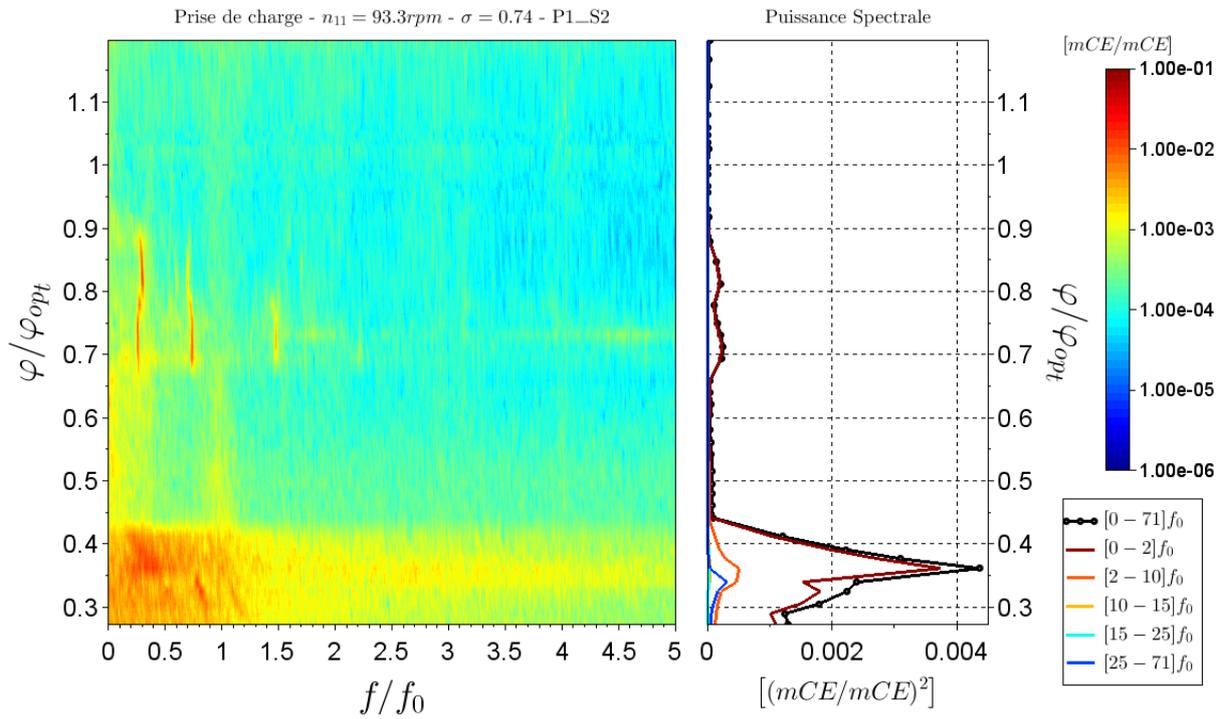


Figure B.9 – Fluctuations de pression sur l’aube 2 (Entrée-Extrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$

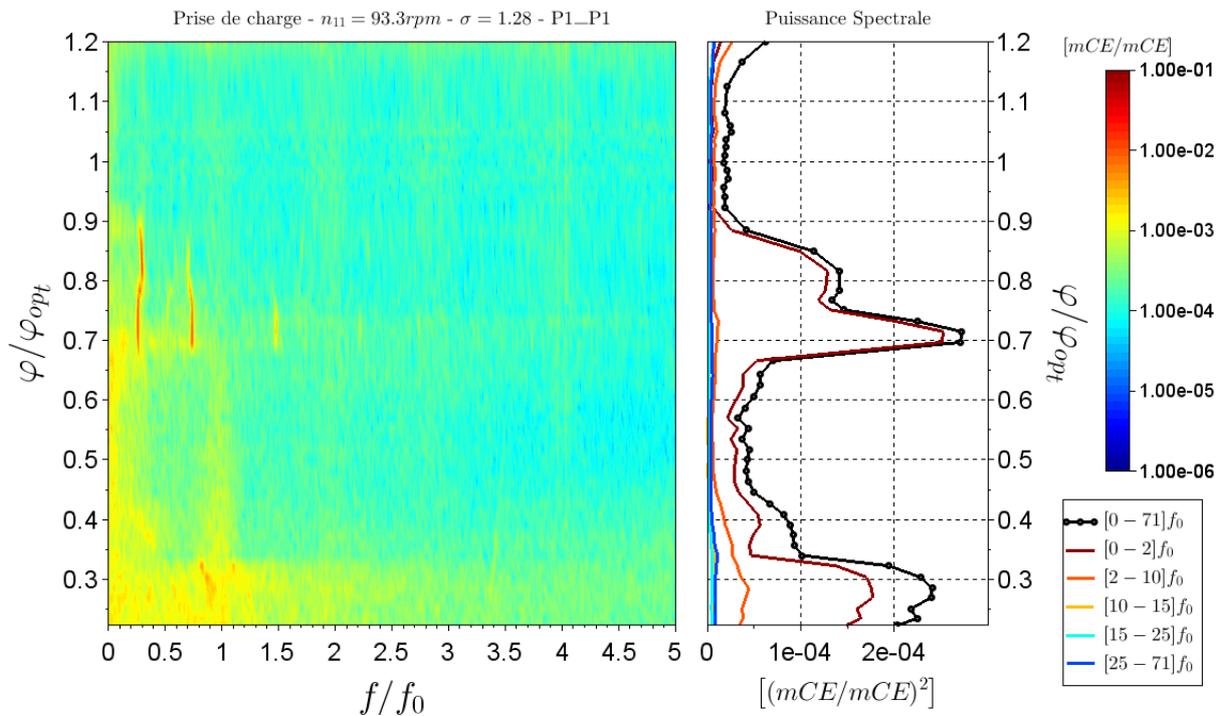


Figure B.10 – Fluctuations de pression sur l’aube 1 (Entrée-Intrados) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$

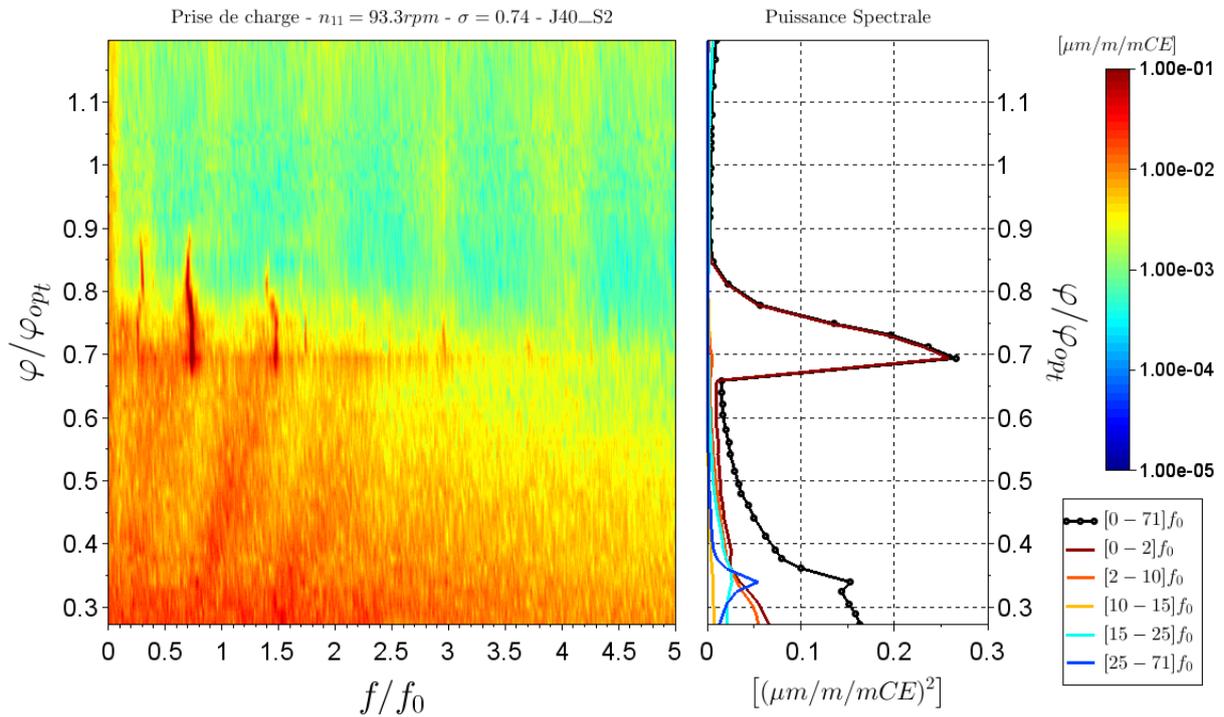


Figure B.11 – Déformations dynamiques sur l’aube 2 (Sortie-Ceinture) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$

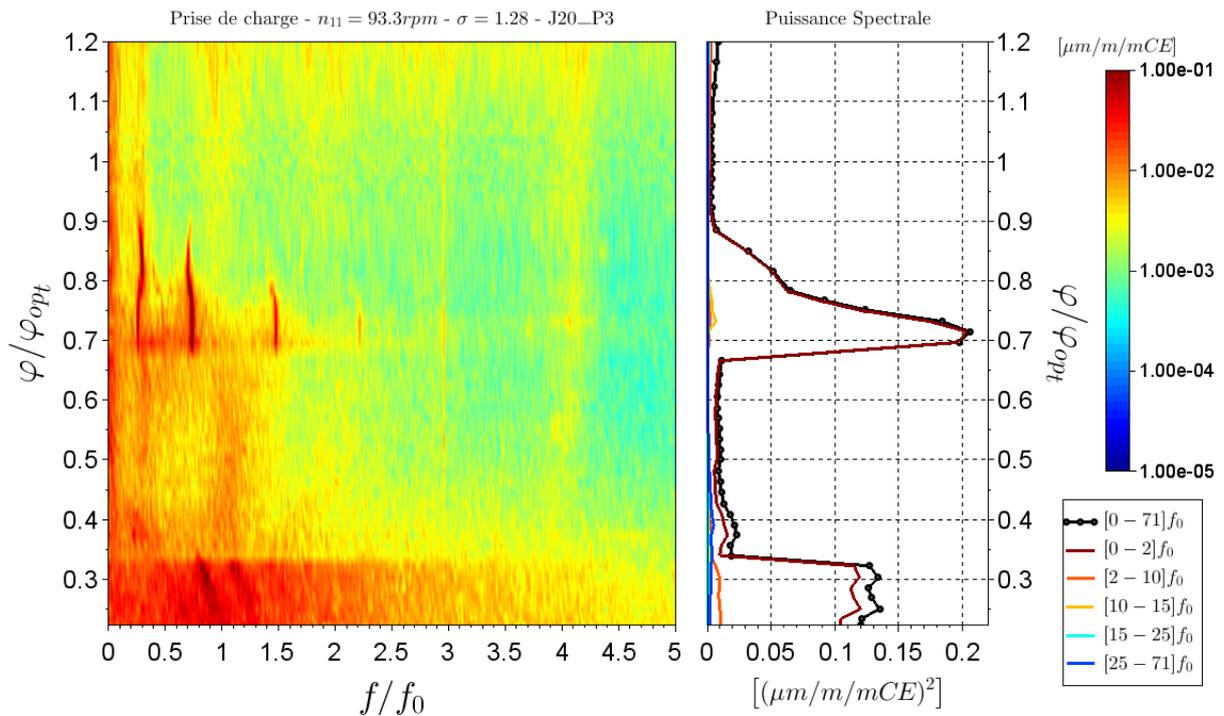


Figure B.12 – Déformations dynamiques sur l’aube 3 (Entrée-Plafond) à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$

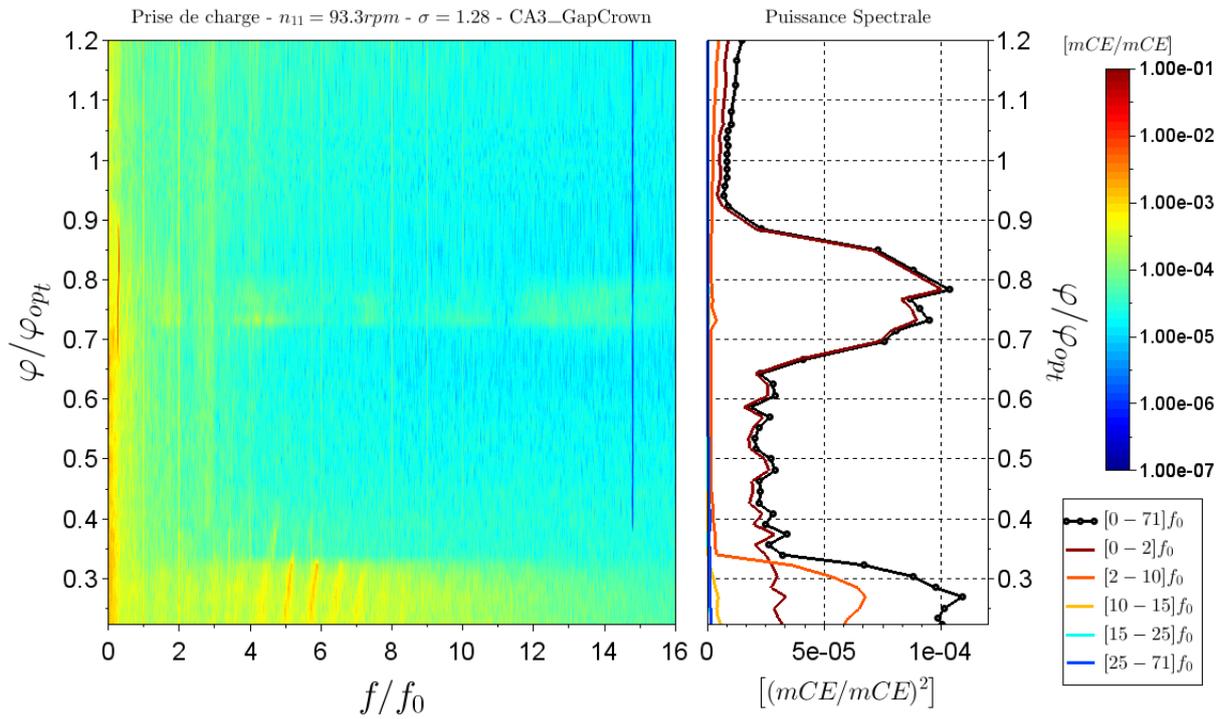


Figure B.13 – Fluctuations de pression dans l'entrefer à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 16]f_0$

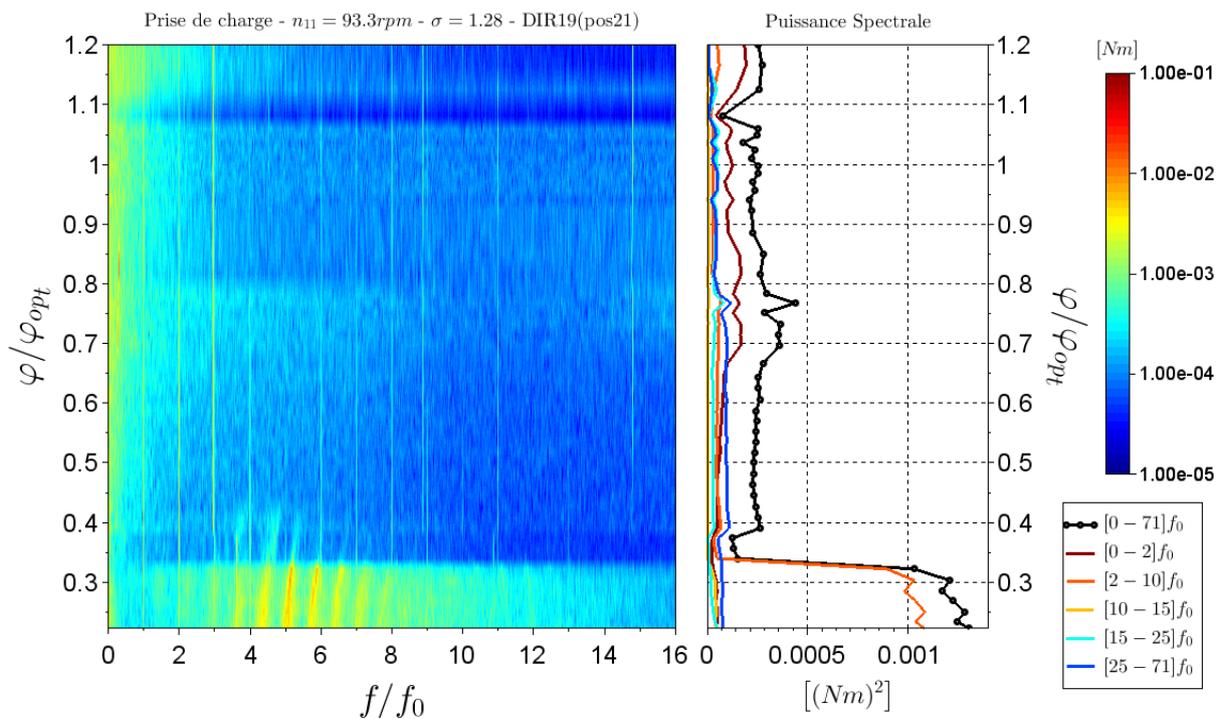


Figure B.14 – Fluctuations de couple au niveau du distributeur à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 16]f_0$

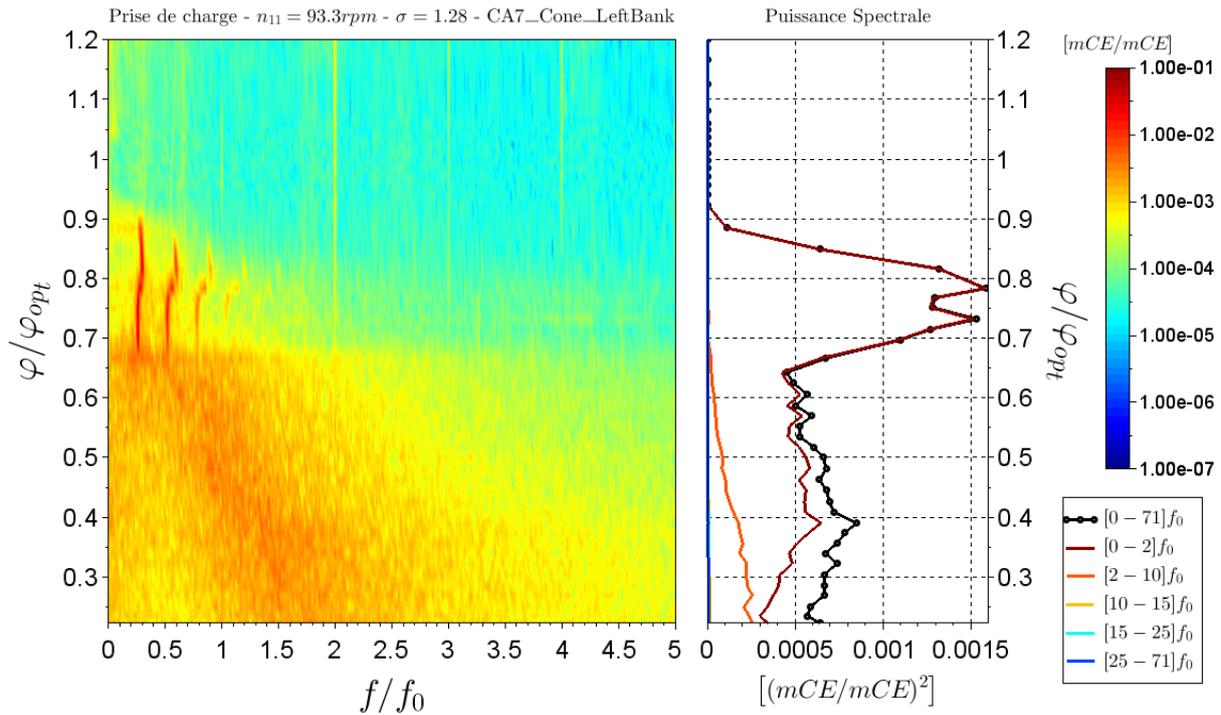


Figure B.15 – Fluctuations de pression dans le cône de l'aspirateur à H_{nom} et $\sigma > 0.7$ sur $[0; 5]f_0$

B.3 Influence de la cavitation à charge très partielle

Une dérive de sigma continue a été effectuée au point de fonctionnement Re_C (figure 5.7). Ce point de fonctionnement est caractérisé par la présence de signatures large-bande de fréquences à σ_{plant} (chapitre 5) et hors cavitation (section B.2.2). Lors d'une dérive de sigma continue, la cuve aval est initialement à la pression atmosphérique. Pendant deux minutes, la pompe à vide de la plateforme est utilisée pour réduire le nombre de Thoma. Dans le même temps, les fluctuations de pression et les déformations sont enregistrées. L'avantage de ce type de dérive est de passer de façon continue sur une plage étendue de nombre de Thoma. Cela permet de révéler l'influence des conditions de cavitation sur certaines mesures. Ce type d'essai dispose également de certains inconvénients. Les paramètres du point de fonctionnement varient un peu, car la chute peut fluctuer au niveau de la plateforme. De plus, il est impossible de connaître (au moment de la mesure) la valeur exacte de sigma en fonction du temps. Elle peut être estimée lors du post-traitement à l'aide du signal de NPSH. Dans le cas présent, la valeur $\sigma_{plant} = 0.26$ est atteinte à environ 58 s.

Sur les figures B.16 à B.19, l'amplitude des spectres est à nouveau divisée par la chute. Une diminution quasi-linéaire des fréquences qui composent la signature est relevée lorsque le nombre de Thoma diminue. Vers 58 s, la signature se retrouve entre $10f_0$ et $20f_0$, comme lors de la prise de charge à σ_{plant} (chapitre 5). La tendance observée sur la géométrie du chapitre 4 est ainsi confirmée sur cette nouvelle géométrie. Les mesures sur J20_P3 indiquent à nouveau la présence d'une fréquence propre de la roue vers $11f_0$.

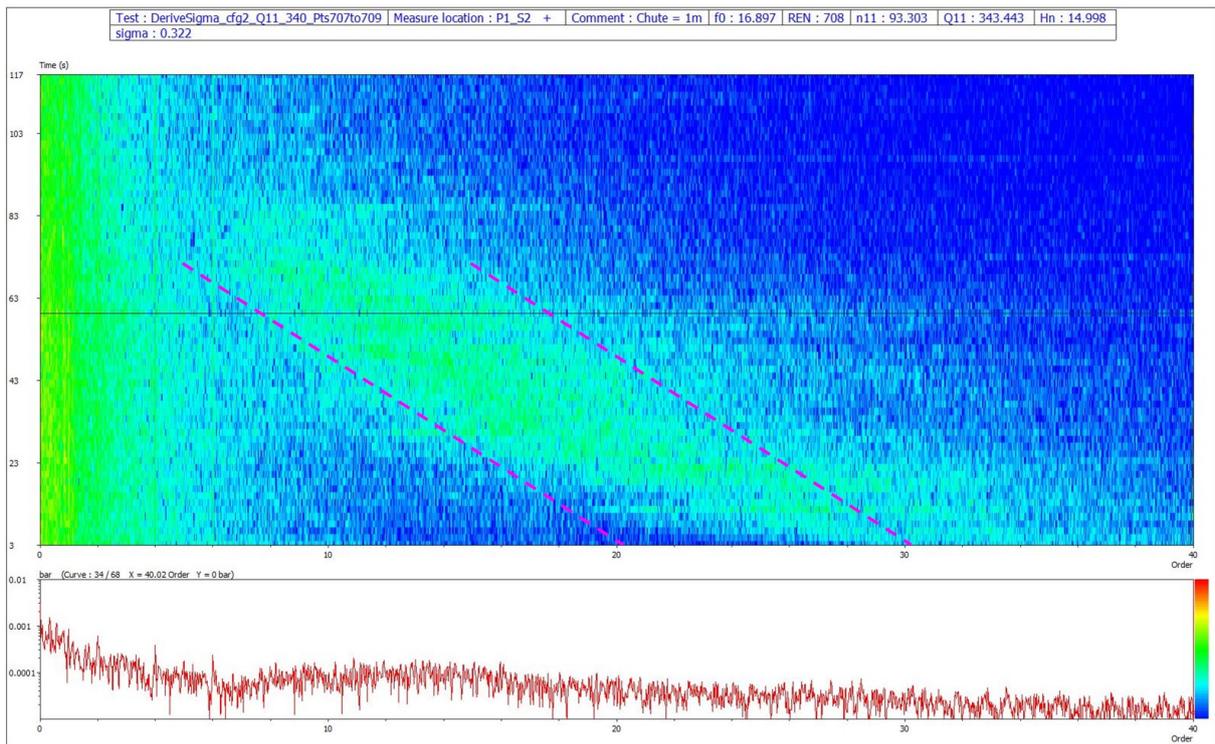


Figure B.16 – Évolution du spectre de P1_S2 lors d'une dérive continue de σ

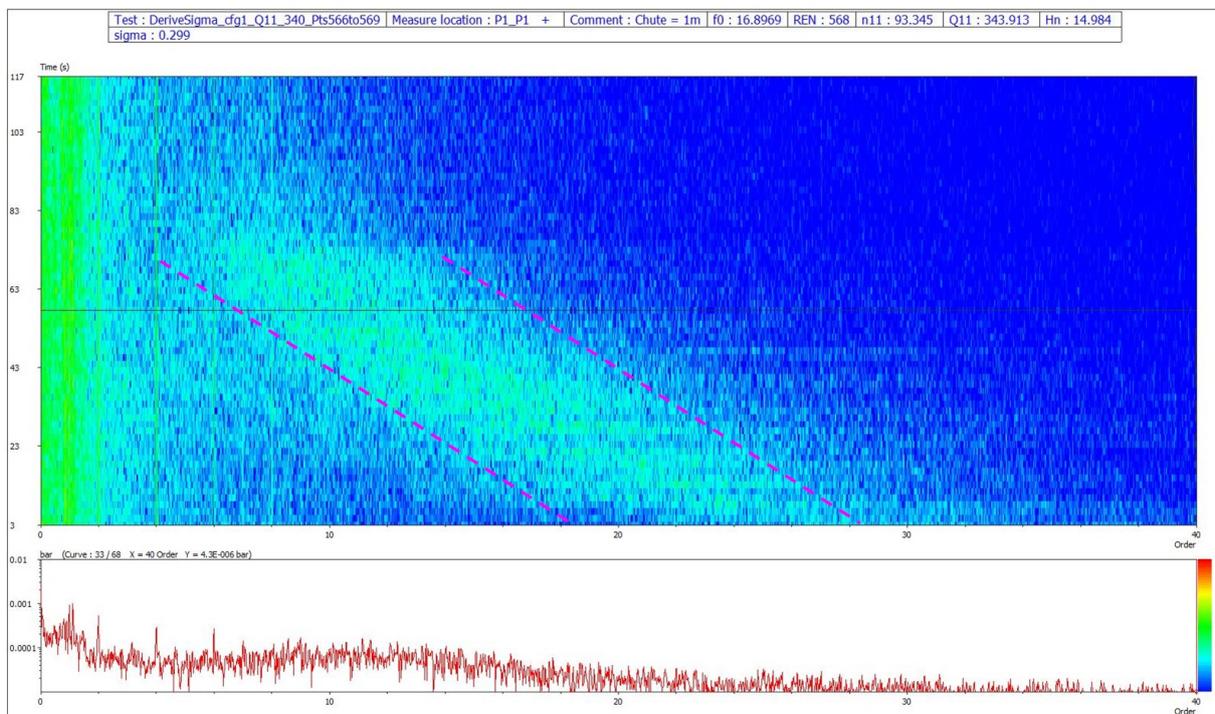


Figure B.17 – Évolution du spectre de P1_P1 lors d'une dérive continue de σ

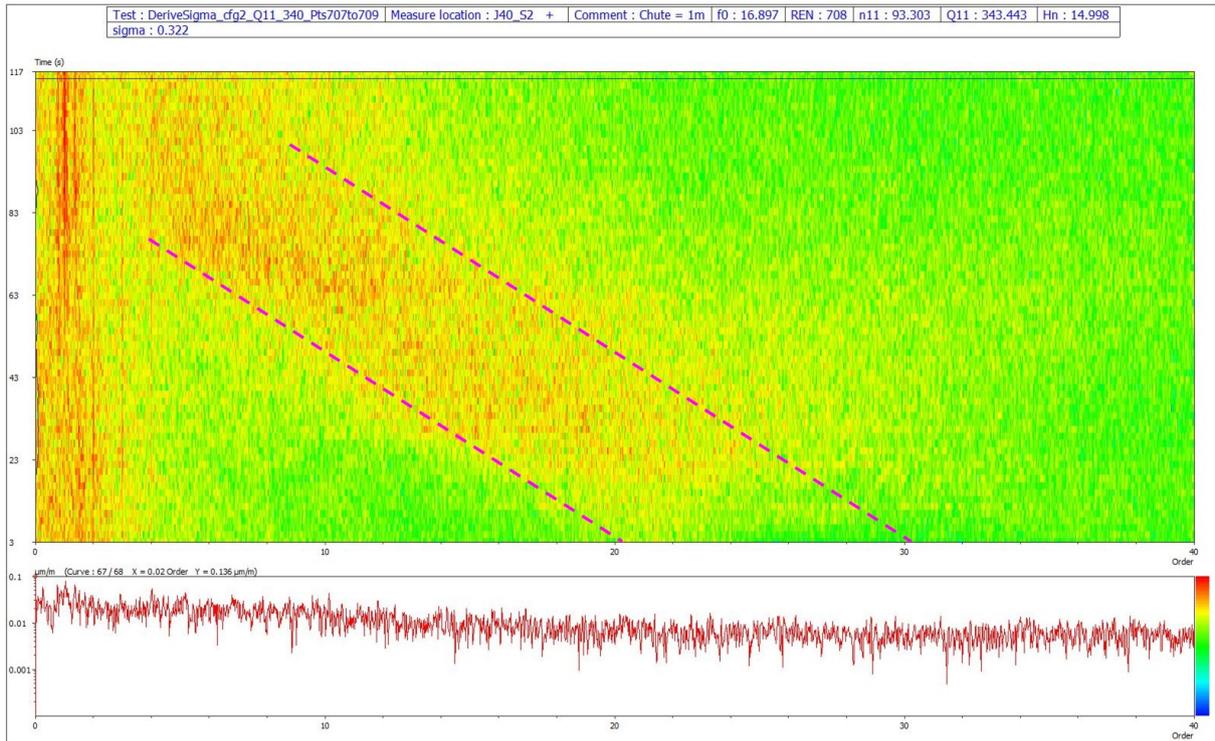


Figure B.18 – Évolution du spectre de J40_S2 lors d'une dérive continue de σ

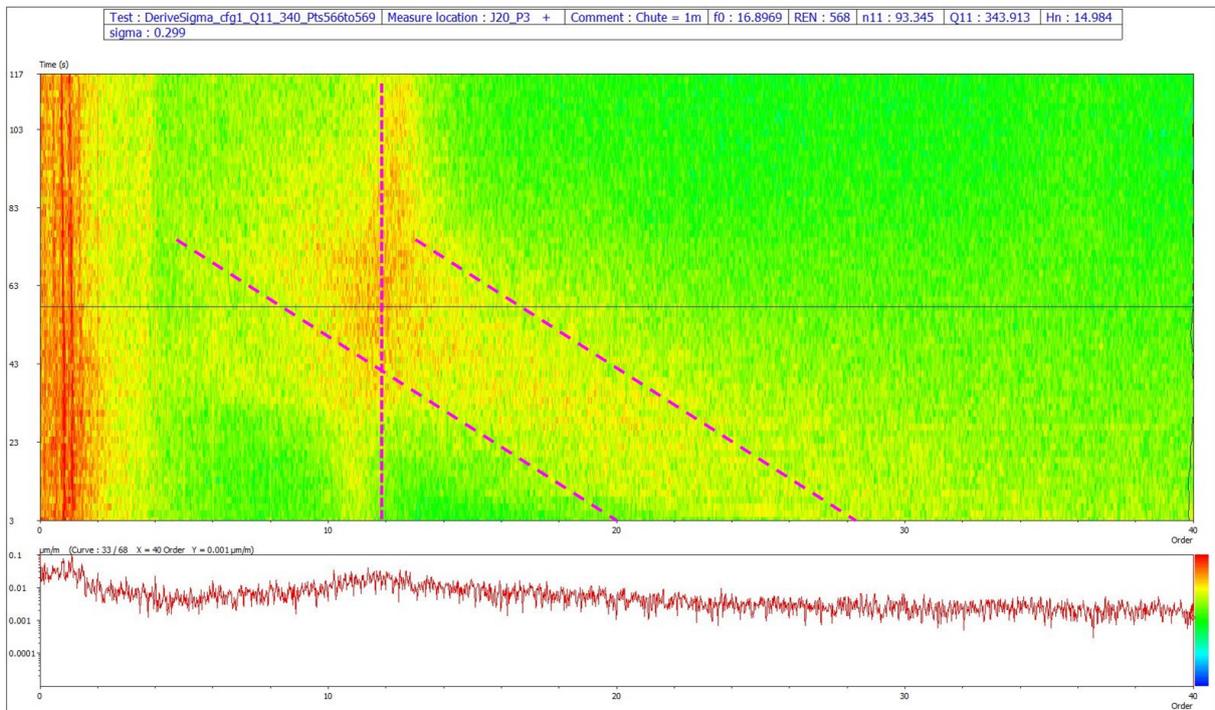


Figure B.19 – Évolution du spectre de J20_P3 lors d'une dérive continue de σ

Annexe C

Compléments pour la modélisation numérique des VIA

Sommaire

C.1	Calculs des performances d'une turbomachine avec CFX	234
C.1.1	Calculs des pertes de charge hydraulique	234
C.1.2	Calculs de la chute interne	236
C.2	Définition du critère Q	237
C.3	Calculs de l'écoulement dans la roue complète	237
C.3.1	Points de fonctionnement de référence	237
C.3.2	Convergence de la pression à chaque pas de temps	238
C.3.2.1	Calcul 1	238
C.3.2.2	Calcul 2	239
C.3.3	Comparaison des spectres expérimentaux et numériques	239
C.3.3.1	Calcul 1	239
C.3.3.2	Calcul 2	243
C.3.4	Fréquences numériques non identifiées sur le capteur CA2	247
C.4	Retours d'expérience sur le modèle de cavitation de CFX	247

C.1 Calculs des performances d'une turbomachine avec CFX

C.1.1 Calculs des pertes de charge hydraulique

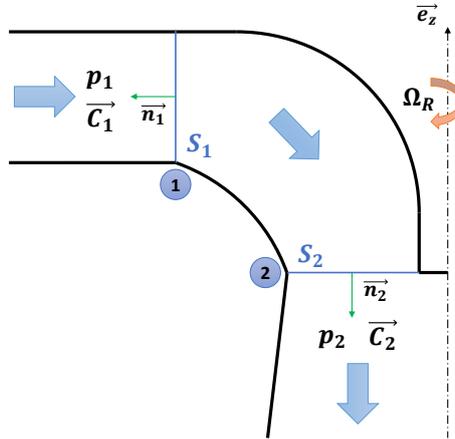


Figure C.1 – Vue méridienne simplifiée d'une roue Francis

Dans cette section, le fluide à l'intérieur de la roue est considéré (figure C.1). D'après le bilan de moment de quantité de mouvement, suivant l'axe machine, pour le fluide dans la roue :

$$\left[\iint_S \overrightarrow{OM} \wedge \rho \vec{C} (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS \right] \cdot \vec{e}_z = T_{roue \rightarrow fluide} = -T_m \quad (C.1)$$

où T_m est le couple récupérée par la roue. Seule la composante tangentielle de la vitesse engendre un couple sur l'arbre :

$$\iint_S \rho r C_\theta (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS = -T_m$$

Par adhérence $\vec{C} \cdot \vec{n}$ s'annule en paroi. En multipliant par Ω_R , il reste donc :

$$\iint_{S_1} \rho U C_\theta (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS + \iint_{S_2} \rho U C_\theta (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS = -T_m \Omega_R = -P_m \quad (C.2)$$

où P_m est la puissance récupérée par la roue.

En appliquant le théorème de Bernoulli généralisé au fluide dans la roue :

$$\iint_S \left(p + \frac{1}{2} \rho C^2 \right) (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS = -P_m + P_f \quad (C.3)$$

où P_f est la puissance dissipée dans la roue. Ici p comprend la composante $\rho g z$ puisque dans CFX, la variable *Pressure* correspond à $p + \rho g z$. De même en paroi, l'intégrale vaut zéro. D'après équation C.2 :

$$P_f = \iint_{S_1} \left(p + \frac{1}{2} \rho C^2 - \rho U C_\theta \right) (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS + \iint_{S_2} \left(p + \frac{1}{2} \rho C^2 - \rho U C_\theta \right) (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS$$

Or, par composition des vitesses (figure C.2) :

$$\begin{cases} C^2 = C_m^2 + C_\theta^2 \\ W^2 = C_m^2 + (U - C_\theta)^2 \end{cases} \implies \frac{1}{2}C^2 - UC_\theta = \frac{1}{2}(W^2 - U^2)$$

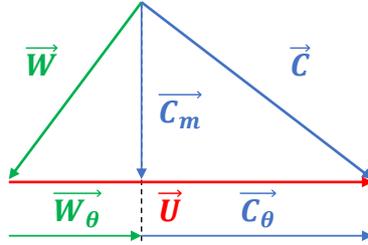


Figure C.2 – Triangle des vitesses

D'où :

$$P_f = \iint_{S_1} \left(p + \frac{1}{2}\rho [W^2 - U^2] \right) (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS + \iint_{S_2} \left(p + \frac{1}{2}\rho [W^2 - U^2] \right) (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS \quad (C.4)$$

Par définition des variables dans CFX :

$$\begin{cases} p_t^{stn} = p + \frac{1}{2}\rho C^2 & : \text{Total Pressure in Stn Frame} \\ p_t^{rel} = p + \frac{1}{2}\rho W^2 & : \text{Total Pressure in Rel Frame} \\ p_t = p + \frac{1}{2}\rho (W^2 - U^2) & : \text{Total Pressure} \end{cases} \quad (C.5)$$

D'où :

$$P_f = \iint_{S_1} p_t (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS + \iint_{S_2} p_t (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS \quad (C.6)$$

Par définition de la fonction *massFlowAve* de CFX :

$$\langle \phi \rangle_S^{MFA} = \frac{1}{\sum_{i \in S} dm_i} \sum_{i \in S} \phi_i \times dm_i \quad (C.7)$$

où ϕ est un champ scalaire et dm_i est le débit massique traversant chaque face i de la surface considérée. Cela revient à faire l'approximation :

$$\langle \phi \rangle_S^{MFA} \approx \frac{1}{\iint_S \rho (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS} \iint_S \phi \times \rho (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS$$

D'où pour la pression totale :

$$\langle p_t \rangle_S^{MFA} \times \iint_S (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS \approx \iint_S p_t (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS \quad (C.8)$$

Ainsi :

$$P_f = \rho g \Delta H_f Q = \langle p_t \rangle_{S_1}^{MFA} \times \underbrace{\iint_{S_1} (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS}_{-Q} + \langle p_t \rangle_{S_2}^{MFA} \times \underbrace{\iint_{S_2} (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS}_{+Q}$$

Donc, la perte de charge dans la roue ΔH_f est :

$$\Delta H_f = \frac{1}{\rho g} \left(\langle p_t \rangle_{S_2}^{MFA} - \langle p_t \rangle_{S_1}^{MFA} \right) \quad (C.9)$$

C.1.2 Calculs de la chute interne

La chute interne correspond au travail récupéré par la roue (chapitre 1, section 1.3.2).

Méthode 1 : détermination par le couple sur la roue

$$(1.3) \iff H_i = \frac{T_m \Omega_R}{\rho g Q_m} \quad (C.10)$$

où T_m est un résultat du calcul dont Ω_R , ρ , g , Q_m sont les données d'entrée. Le couple sur la roue est estimé à l'aide de la fonction *torque* de CFX.

Il faut noter qu'en négligeant les pertes volumétriques, c'est le débit Q_1 qui est effectivement utilisé pour calculer la chute interne, puisque négliger les débits de fuite revient à supposer que $Q_m = Q_1$ (figure 1.8).

Méthode 2 : détermination par la pression totale dans la roue

La seconde façon d'estimer la chute interne découle de la section précédente :

$$\rho g \Delta H_{stn} Q = \langle p_t^{stn} \rangle_{S_1}^{MFA} \times \underbrace{\iint_{S_1} (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS}_{-Q} + \langle p_t^{stn} \rangle_{S_2}^{MFA} \times \underbrace{\iint_{S_2} (\vec{C} \cdot \vec{n}) dS}_{+Q} = P_m + P_f$$

$$\Delta H_{stn} = \frac{1}{\rho g} \left(\langle p_t^{stn} \rangle_{S_2}^{MFA} - \langle p_t^{stn} \rangle_{S_1}^{MFA} \right) \quad (C.11)$$

D'où la chute interne :

$$H_i = \Delta H_{stn} - \Delta H_f$$

$$= \frac{1}{\rho g} \left[\left(\langle p_t^{stn} \rangle_{S_2}^{MFA} - \langle p_t^{stn} \rangle_{S_1}^{MFA} \right) - \left(\langle p_t \rangle_{S_2}^{MFA} - \langle p_t \rangle_{S_1}^{MFA} \right) \right] \quad (C.12)$$

C.2 Définition du critère Q

Avec les notations du chapitre 3, le critère Q est défini comme [68] :

$$Q = 0.25 (\Omega^2 - S^2) \quad (\text{C.13})$$

avec :

$$\begin{cases} S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \\ \Omega = \sqrt{2\omega_{ij}\omega_{ij}} \end{cases} \quad \text{tels que :} \quad \begin{cases} S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \\ \omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \end{cases}$$

C.3 Calculs de l'écoulement dans la roue complète

C.3.1 Points de fonctionnement de référence

Table C.1 – Points de fonctionnement de référence

Modèle réduit	Configuration de capteurs	H_n [mCE]	γ [°]	n_{11} [rpm]	Q_{11} [l/s]	φ/φ_{opt} [-]	T_{11} [N m]	σ [-]
Non instrumenté	-	20.0	10.0	93.30	321.9	0.295	98.25	0.26
Instrumenté	1	15.0	10.5	93.28	321.6	0.292	91.99	0.26
	2	15.0	10.6	93.36	324.5	0.294	96.43	0.26
	1	10.0	10.5	93.33	313.6	0.285	77.53	1.28
	2	15.0	10.5	93.30	319.3	0.290	85.68	0.74

Le point de fonctionnement visé correspond à des essais réalisés sur un modèle réduit antérieur aux travaux présentés au chapitre 5, dont la roue n'était pas instrumentée (table C.1, première ligne). Un point de fonctionnement équivalent des essais sur le modèle réduit instrumenté est également considéré, afin de pouvoir comparer les fluctuations de pression obtenues par calculs au niveau de la roue, avec les mesures. Deux conditions de cavitation sont considérées simultanément : celles du prototype ($\sigma_{plant} = 0.26$) et celles où la cuve aval est la pression atmosphérique, dites *hors cavitation* ($\sigma = \sigma_{atm}$). Comme il y a deux configurations de capteurs (chapitre 5, figure 5.3), cela fait quatre points de fonctionnement (table C.1). L'écart entre ces points correspond à la précision possible lors de l'opération d'un modèle réduit sur plateforme.

C.3.2 Convergence de la pression à chaque pas de temps

C.3.2.1 Calcul 1

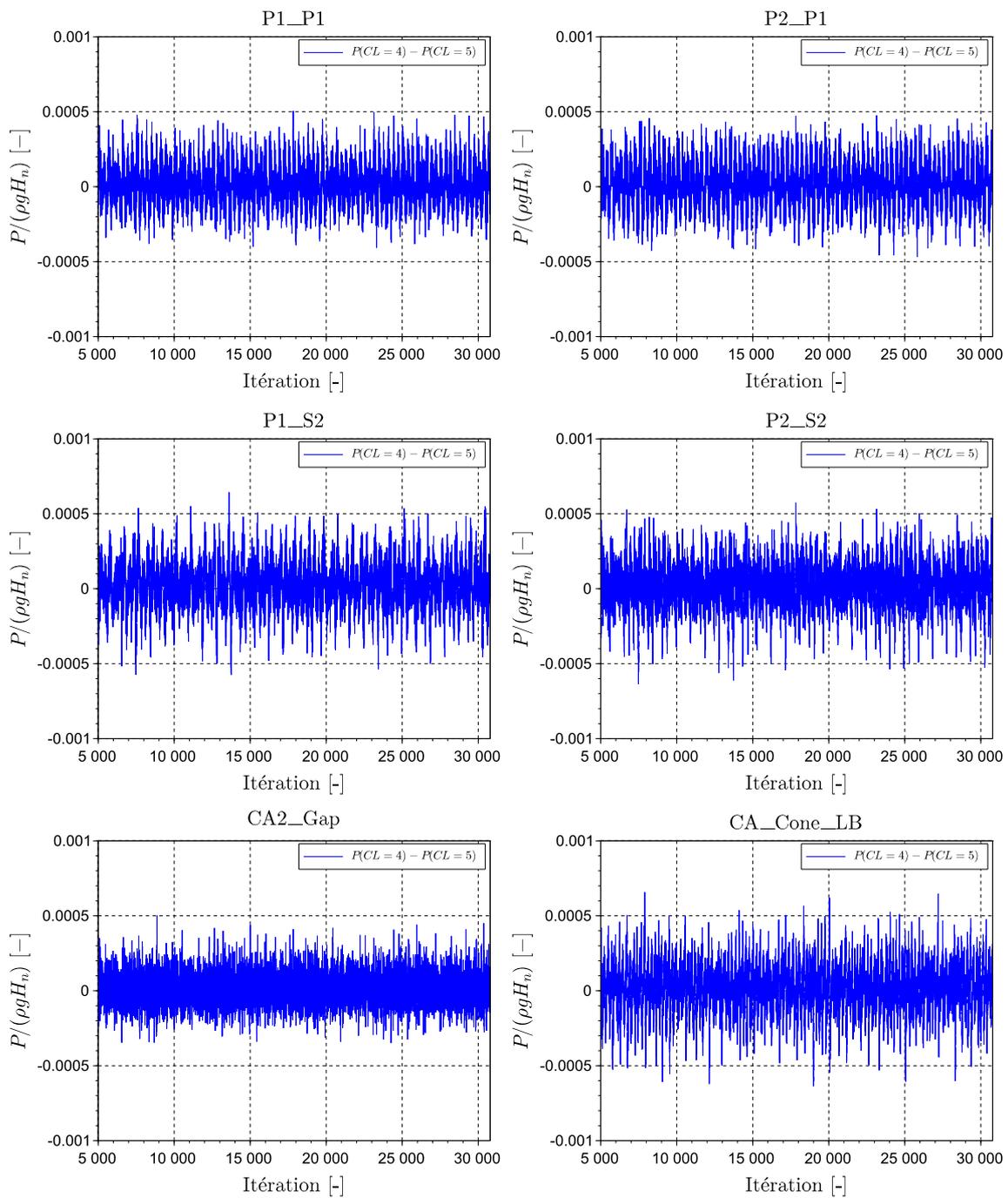


Figure C.3 – Calcul 1 : convergence de la pression à chaque pas de temps au niveau des points de monitoring

C.3.2.2 Calcul 2

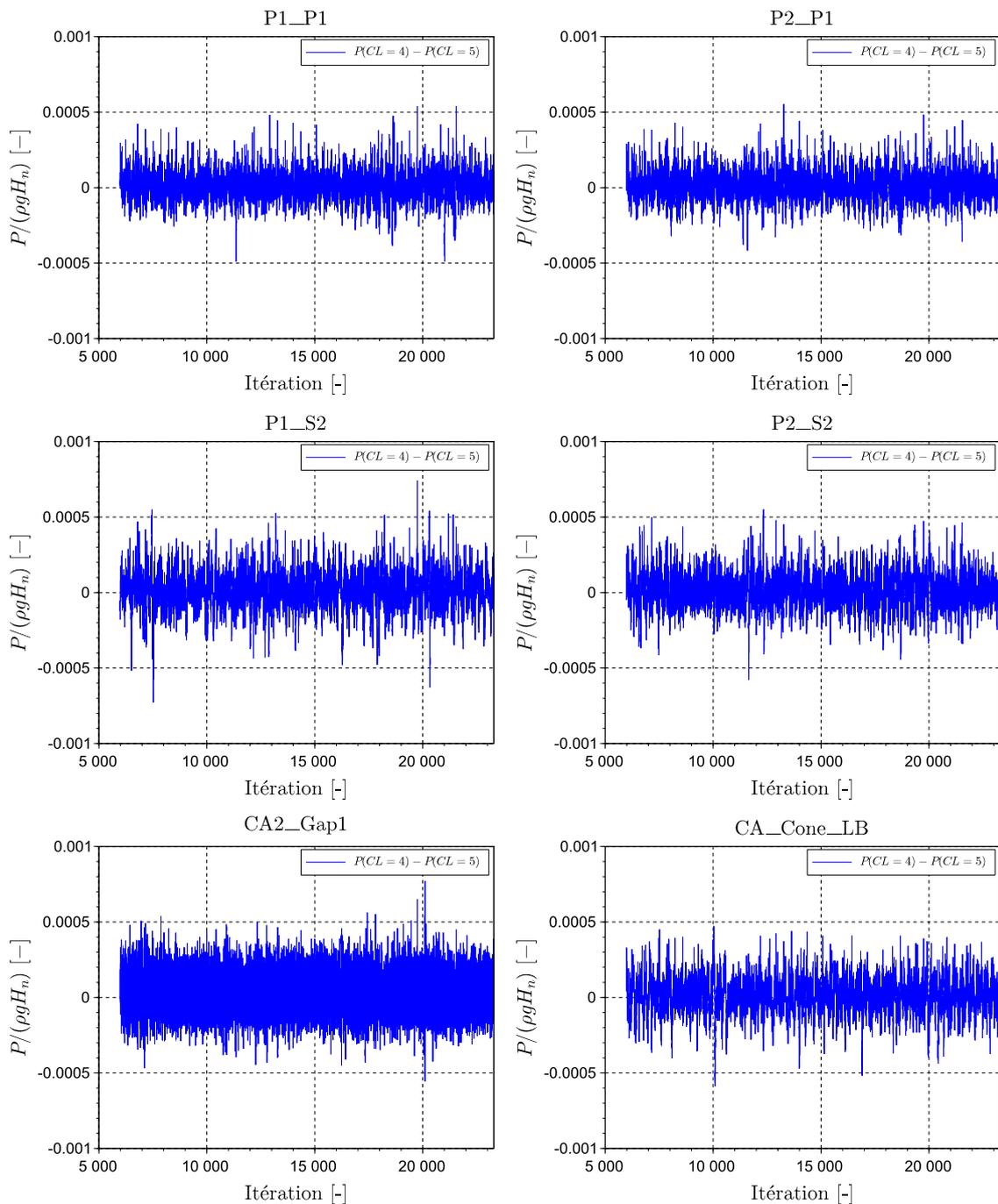


Figure C.4 – Calcul 2 : convergence de la pression à chaque pas de temps au niveau des points de monitoring

C.3.3 Comparaison des spectres expérimentaux et numériques

C.3.3.1 Calcul 1

Figures C.5 à C.7

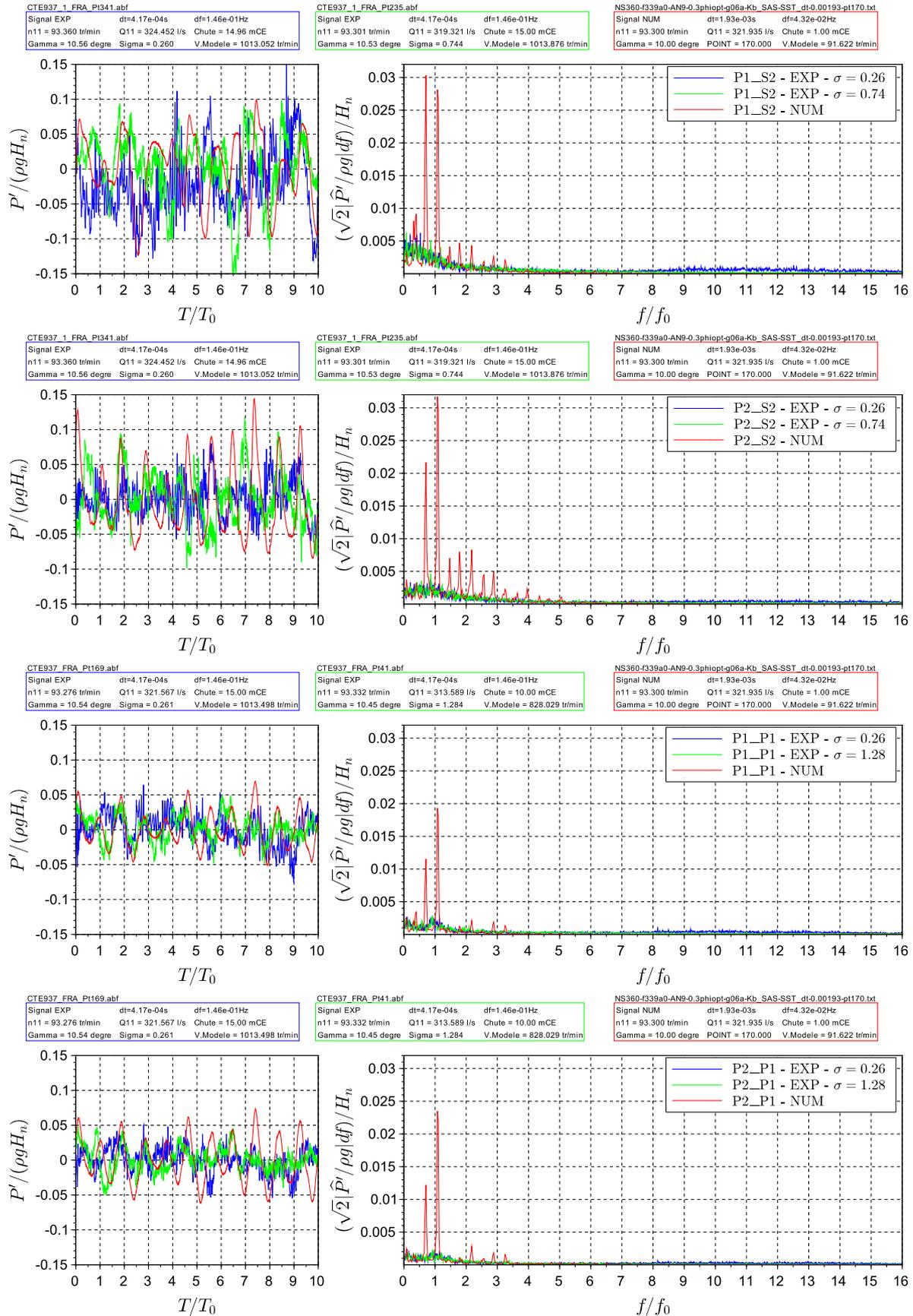


Figure C.5 – Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 16] f_0$

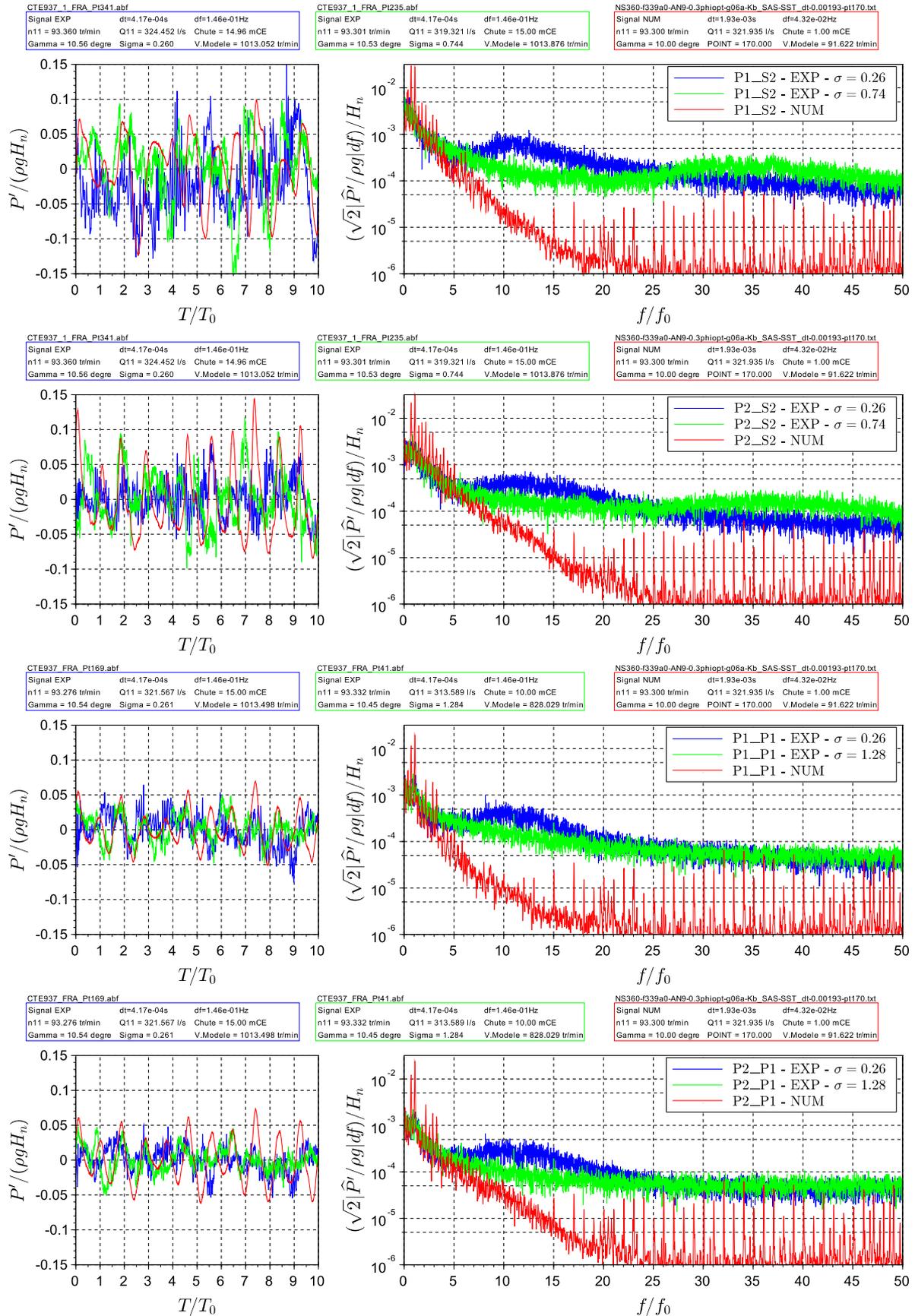


Figure C.6 – Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 50] f_0$

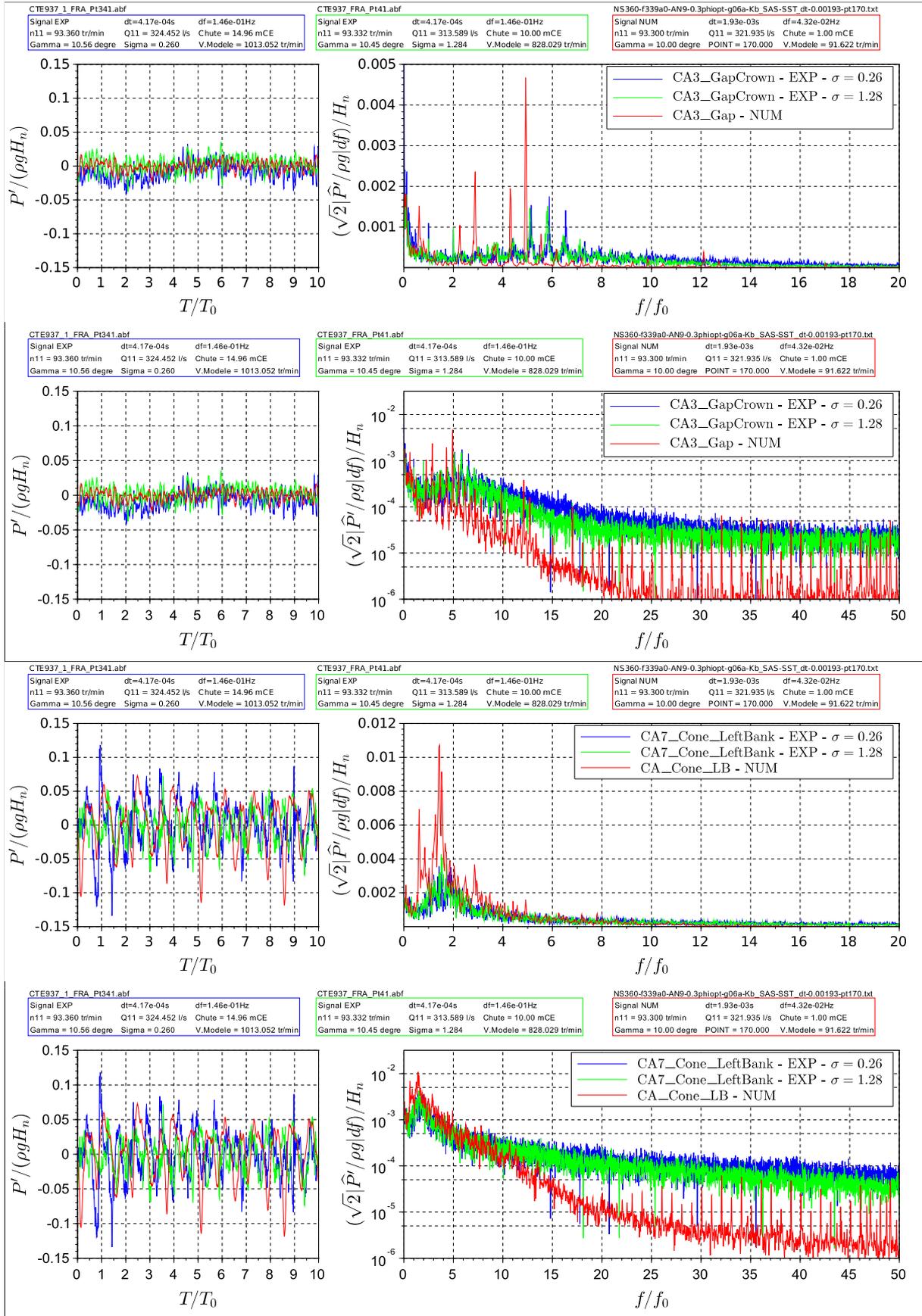


Figure C.7 – Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de l'entrefer et du cône

C.3.3.2 Calcul 2

Figures C.8 à C.10

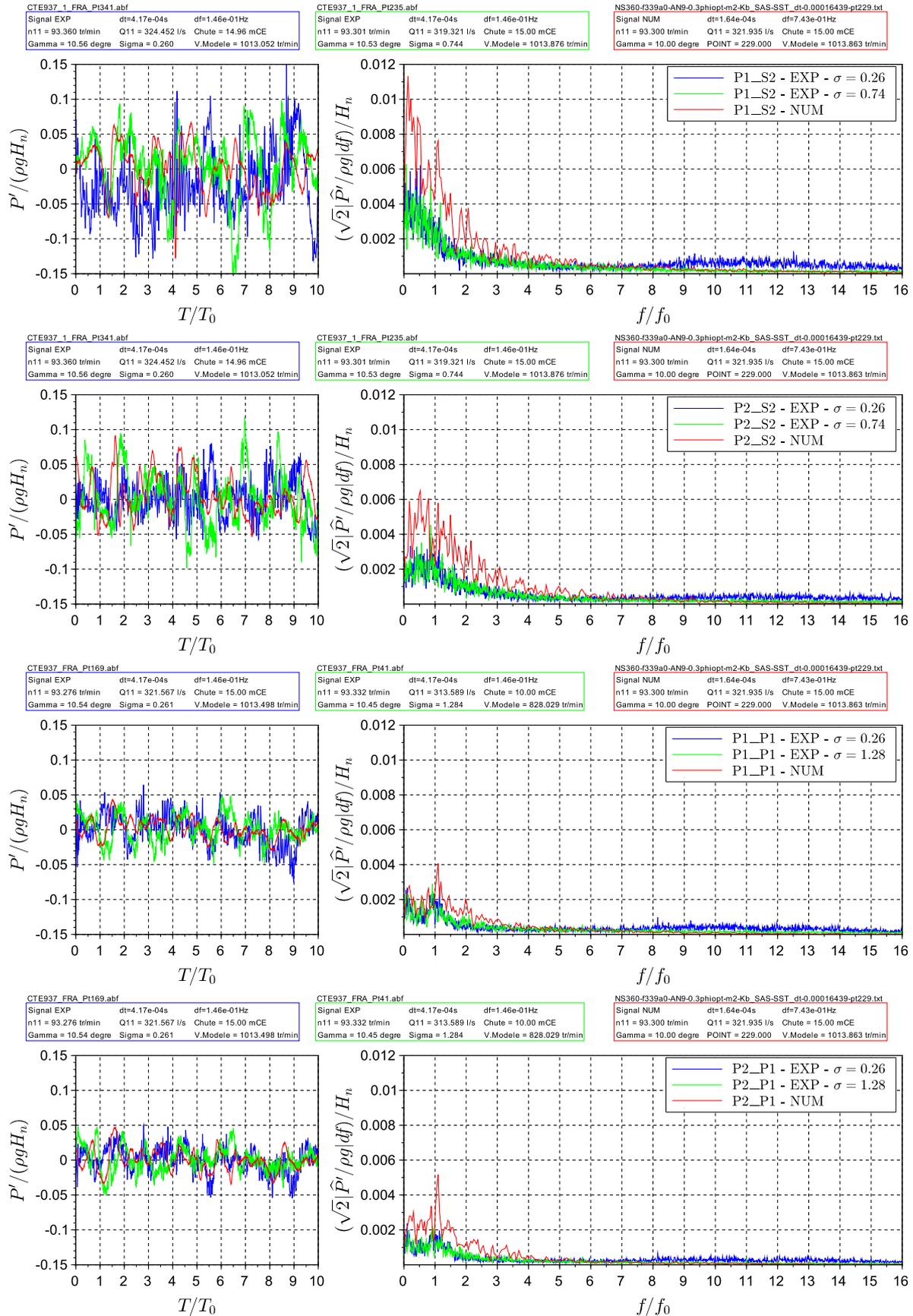


Figure C.8 – Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 16]f_0$

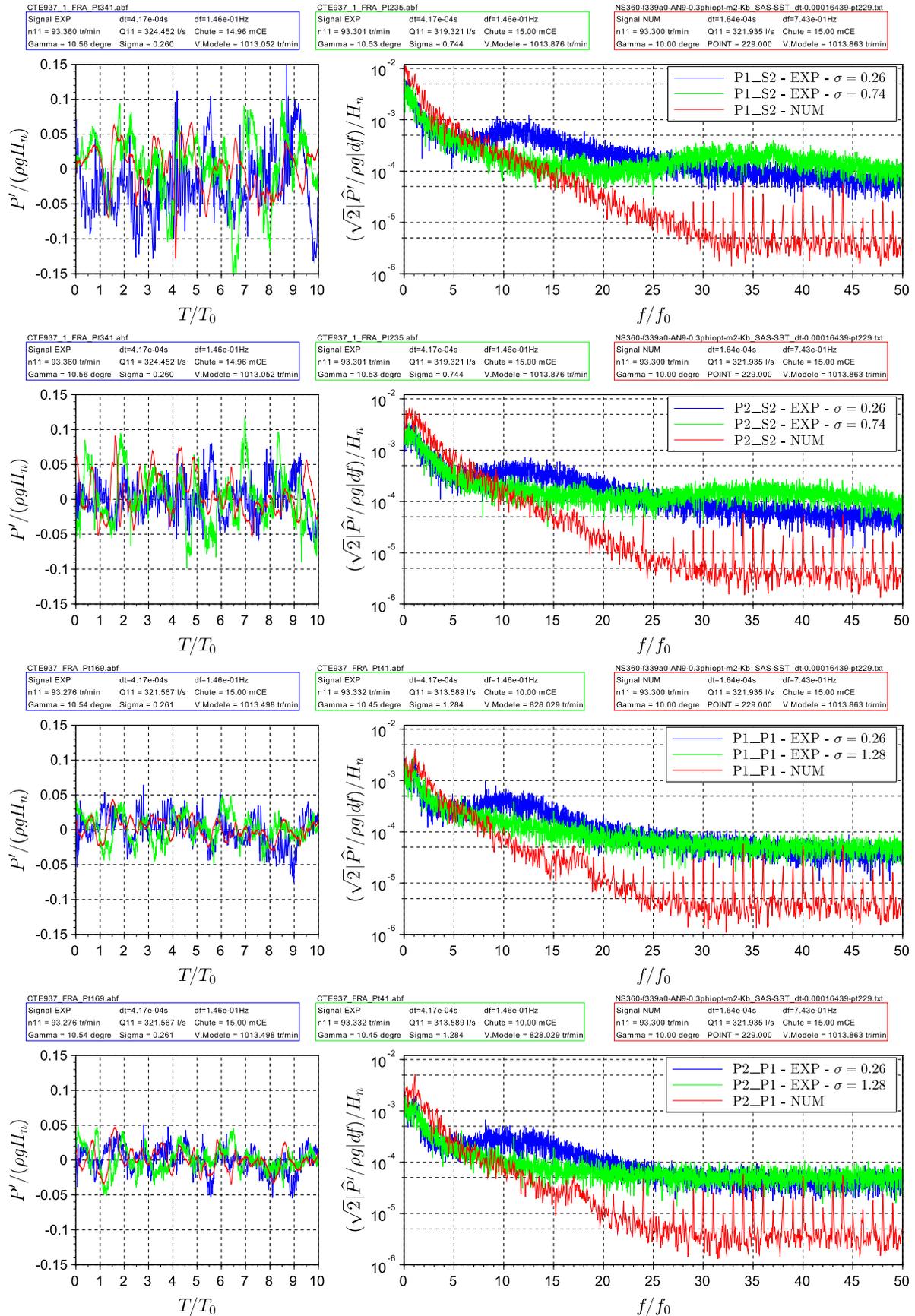


Figure C.9 – Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de la roue sur $[0; 50] f_0$

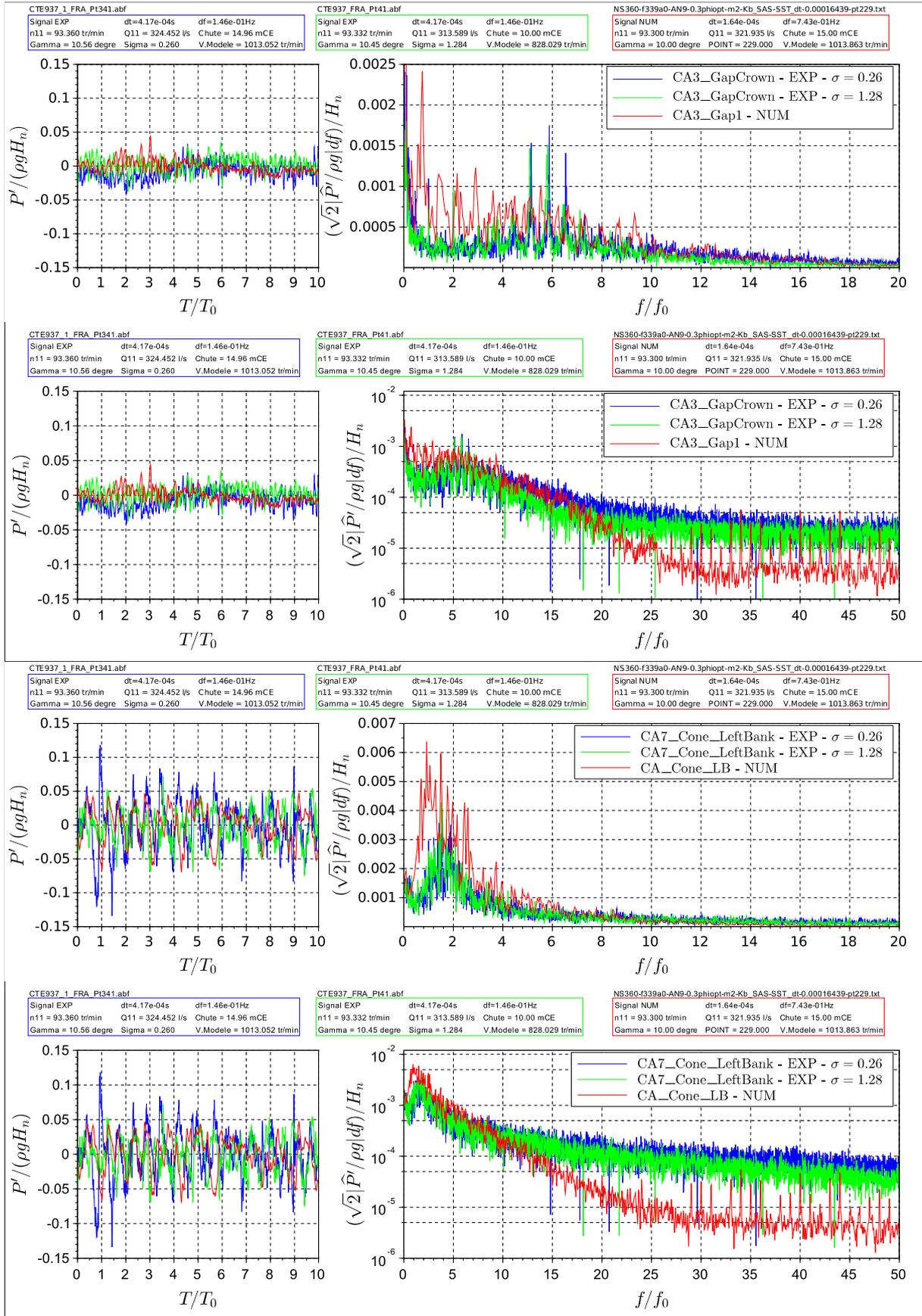


Figure C.10 – Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de l'entrefer et du cône

C.3.4 Fréquences numériques non identifiées sur le capteur CA2

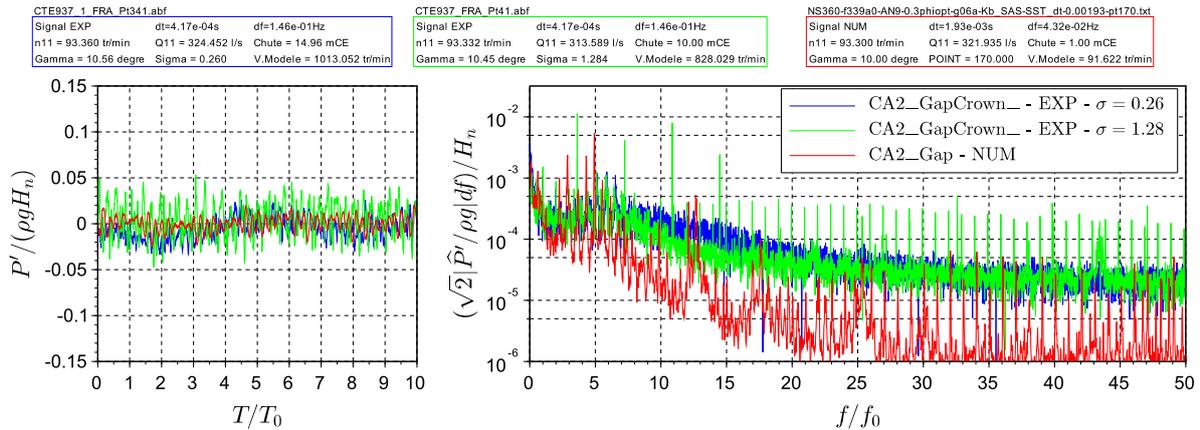


Figure C.11 – Calcul 1 : spectres de fluctuations de pression au niveau de CA2

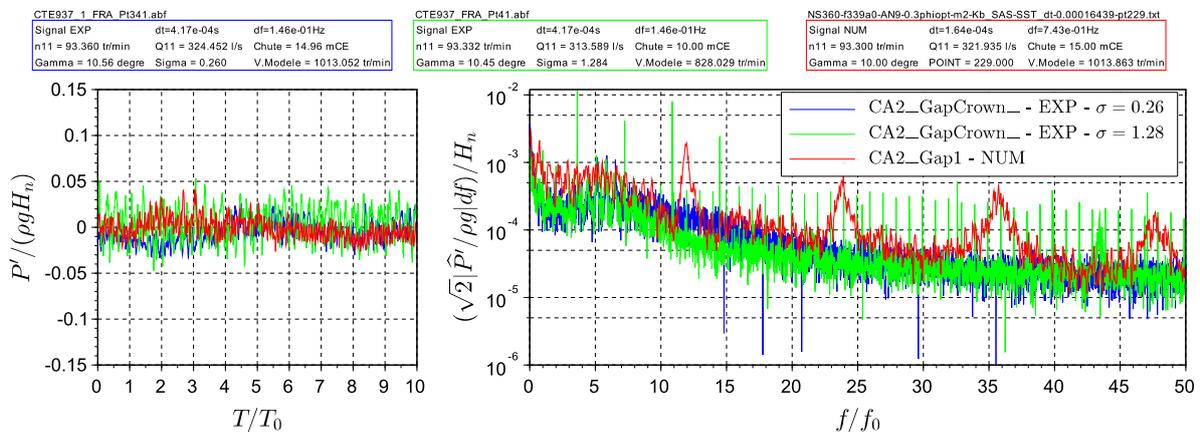


Figure C.12 – Calcul 2 : spectres de fluctuations de pression au niveau de CA2

C.4 Retours d'expérience sur le modèle de cavitation de CFX

Venturi 8°

Afin de prendre en main le modèle de cavitation disponible dans ANSYS, un cas test a dans un premier temps été réalisé. L'écoulement dans un Venturi a donc été modélisé en 2D. Celui-ci est composé d'une paroi supérieure horizontale et d'une partie inférieure permettant de former une conduite convergente puis divergente. Le col de ce Venturi forme donc une arête vive dans la direction transverse à l'écoulement.

Pour le point de fonctionnement considéré ici, une poche de cavitation se forme au niveau du col et des lâchers de vapeur ont lieu à une fréquence bien identifiée par Stutz et Reboud [82]. Ce cas correspond à un des cas expérimentaux de référence ayant servi à valider le modèle numérique de cavitation de Zwart et al., employé ici [97].

Les mêmes paramètres ont donc été utilisés pour ces calculs URANS, notamment en ce qui concerne l'implémentation de la *correction de Reboud* pour la viscosité turbulente [76]. Les calculs ont été effectués avec la version 14.5 du code CFX.

Cependant, il n'a pas été possible d'obtenir un comportement physique des lâchers de vapeur, ni leur fréquence. De plus, les calculs se sont avérés assez instables numériquement. Lors du collapse de la poche, de grosses variations du champ de pression avaient lieu dans le domaine de calcul. Leur impact sur le terme source de l'équation de transport de taux entraînait une augmentation excessive du volume de vapeur, qui finissait par diverger.

Les échanges avec le support technique du solver n'ont pas permis d'améliorer la stabilité de ces calculs ni les résultats.

Méthodologie pour les calculs URANS de la roue complète

Certains problèmes de méthodologie ont desservi l'obtention de résultats. Ce paragraphe se base sur la méthodologie de calcul employée au chapitre 7 et notamment sur la figure 7.3.

Dans un premier temps, il est nécessaire d'effectuer un calcul RANS où les deux fluides sont définis dans le domaine, sans activer les transferts de masse entre les phases liquide et vapeur. L'activation du modèle de cavitation, c'est-à-dire l'utilisation d'un terme source dans l'équation de transport de taux de vide, doit être effectuée entre deux calculs stationnaires. Enfin, il faut poursuivre par des calculs URANS, en réduisant progressivement le pas de temps.

Il ne faut surtout pas activer le modèle de cavitation entre deux calculs instationnaires. En effet, cela a systématiquement engendré une divergence du volume de vapeur dans la machine en cours de calcul, voire dès le premier pas de temps. Le même comportement a été observé lors de la modification, entre deux calculs URANS, du niveau de pression statique à la sortie du domaine calcul, afin de pouvoir recalculer le nombre de Thoma sur sa valeur expérimentale (chapitre 7, section 7.6).

Des problèmes ont été officiellement détectés par ANSYS lors du lancement de la version 18.0 de CFX en janvier 2017, concernant le redémarrage de calculs multiphasiques homogènes et instationnaires disposant d'interfaces entre plusieurs domaines [9]. Des différences ont été constatées entre les champs calculés avant et après le redémarrage de la simulation (dès le premier pas de temps). Or, les calculs sont régulièrement redémarrés, suite aux limites de temps nécessaires au bon fonctionnement de tout cluster de calcul. Il est donc nécessaire de vérifier la convergence dès le premier pas de temps (Partie II, Chapitre 2, section 2.5 dans [9]), afin de s'assurer que d'éventuelles variations du champ de pression n'induisent pas de valeur aberrante du terme source de l'équation de transport de taux vide.

Annexe D

Articles de conférence

Sommaire

IAHR 2016	250
SimHydro 2017	260

Cette annexe contient les deux articles présentés en conférence au cours de cette thèse. Le premier article a été présenté en juillet 2016 à l'IAHR (Hydraulic Machinery and Systems), à Grenoble [16]. Le second article a été présenté en juin 2017 à la conférence SimHydro2017, à Sophia-Antipolis [15] et a été publié dans *Advances in Hydroinformatics, SimHydro2017* [14].

Hydraulic Phenomena Frequency Signature of Francis Turbines Operating in Part Load Conditions

S Bouajila¹, T De Colombel², P-Y Lowys², T Maitre¹

¹Laboratoire LEGI, Domaine Universitaire, BP53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

²General Electric Hydro, 82, Avenue Leon Blum - BP 75, 38041 Grenoble Cedex 9, France

E-mail: sofien.bouajila@grenoble-inp.org

Abstract. With the integration of renewable energies into the electricity grid, new requirements have been defined by power station operators. These changes bring new challenges for hydraulic turbine manufacturers, such as more flexibility during machines operation. In recent years, investigations have been focused on off-design conditions, since unsteady phenomena occur far from the classical Francis turbine operating range. This is especially the case at partial load, where dynamic stresses on the runner could impact the machine lifetime. The main objective of the study presented in this paper is to gain a better understanding of Francis turbine partial load flows. Thus, different runners are compared, based on test rig measurement campaigns already realized on model scale turbines. Pressure sensors and strain gauges signals are compared, using Fast Fourier Transform (FFT) analysis and Spatial Harmonic Decomposition (SHD). Finally, an attempt to classify these sets of frequencies is realized, according to their dynamical loading on the structure operating in off-design conditions and their impact on the turbine lifetime.

1. Introduction

As modern electricity grids include new renewable energy sources, hydroelectric power station operators need to meet new requirements in terms of flexibility and adaptability. The impact on hydraulic turbines manufacturers is to consider extended operating ranges for their machines. To address this request, off-design hydraulic and mechanical conditions are now better investigated. Francis turbines are known for their high efficiency at their Best Efficiency Point (BEP), and the wide range of heads and flow rates they cover worldwide. For more than a decade, the extension of their operating zone has led to the study of the partial load vortex rope [1]. This hydraulic phenomenon causes pressure fluctuations in the machine, mainly in the cone of the draft tube. Most of the technical specifications for Francis turbines still require low level of pressure fluctuations.

Going even deeper at partial load is a new challenge. In such regimes, Francis turbines encounter even more misadapted flows they were not designed for in the past. By increasing the time of operation at partial load, Francis runners are more often confronted to dynamic stresses on the blades, which may lead to lifetime reduction issues [2]. To develop a better understanding of such unsteady loadings and partial load flows, experimental data from reduced scale Francis turbines (called “model” turbine) have been compared. The objective of this study is to describe characteristics of the phenomena occurring at deep part load and their structural impact on the turbine runner.

2. Experimental Setup

The tests were performed in the GE Hydro Laboratory. Two kinds of instrumentation are considered in the present paper. Unless otherwise indicated, all the models presented thereafter are provided with similar configuration of sensors (Figure 1). The acquisition frequency is 2.4 kHz.

Firstly the study makes use of classical flush-mounted pressure fluctuation sensors on non-rotating parts of the scale model. Sensors in the vaneless space and cross sections of the draft tube cone will be used for comparisons.

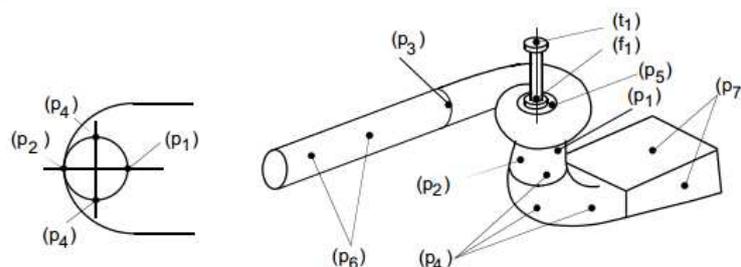


Figure 1. Example of sensor locations [3].

Secondly, strain gauges are positioned directly on runner blades. The gauges are positioned at the connections of blades to the crown and the band of the runner. These zones are critical due to the stress concentration occurring in the fillet radii of the junctions when the blades are loaded. These sensors give information of the static and dynamic loading on the blades.

In addition, flush mounted pressure fluctuations sensors on the runner blades are available for one of the designs. Such embedded instrumentation gives access to information on the pressure field inside one rotating interblade channel.

3. Comparison of several runner designs at the rated head

In this first part, the purpose is to find if there are similarities between fluctuations signals recorded while different turbine models are operating at part load. The frequency content is analyzed by using Fast Fourier Transform (FFT).

3.1. Turbine configurations

Several designs are compared. Selected ones are noted here A, B, C, D and E, from low to high-head turbines. Two types of manufacturing process of the model runner are commonly used for such investigation, achieving either only hydraulic similitude with the industrial turbine, or both hydraulic and mechanical similitude.

3.2. Operating points

Dimensionless parameters are used to describe hydraulic turbines hill chart [3]:

$$\text{Energy coefficient : } \psi = \frac{2gH_n}{U_2^2} \quad \& \quad \text{Discharge coefficient : } \varphi = \frac{Q}{U_2 S_2}$$

with H_n the net head (m), Q the discharge (l/s), g the gravitational acceleration, and U_2 the peripheral velocity (m/s) of the runner outlet, which section is S_2 (m²).

For each design, the load variation at the rated head and at sigma plant value is performed (Table 1). At each steady operating point, a FFT analysis of the dynamic signals is performed. For the sets of measures, waterfall diagrams [3] are used, showing the evolution of one sensor spectrum amplitude and frequency along with the discharge coefficient. For each design, the frequency, the discharge coefficient and the amplitude are made dimensionless by dividing respectively by the rotation frequency of the runner f_0 , the discharge coefficient at the best efficiency point φ_{opt} and the maximum spectrum amplitude obtained for the whole load variation. In the next section, waterfall diagrams from different sensors signals are compared, to highlight several frequency signatures of phenomena occurring at deep part load.

Table 1. Load variation parameters for the selected designs.

Design	Type of turbine	Z_r ^a	Z_s ^a	ψ (-)	σ_{plant} (-)	Type of sensors
A	Low Head	13	24	0.91	0.40	Pressure (fixed), strain gauges
B	Medium Head	15	24	1.62	0.17	Pressure (fixed and embedded), strain gauges
C	Medium Head	15	24	1.68	0.18	Pressure (fixed), strain gauges
D	Medium Head	15+15	24	2.57	0.11	Pressure (fixed), strain gauges
E	High Head	13	20	3.70	0.12	Pressure (fixed), strain gauges

^a Z_r and Z_s are the numbers of runner blades and guide vanes respectively.

3.3. Description of phenomena occurring at partial load

3.3.1. *Large-band frequency signature.* Figure 2 shows the waterfall diagram of the gauge with the highest levels of dynamic strain for each runner. Since the blades are thinner near the trailing edge junctions, all these strain gauges are positioned between 6% and 12% from the trailing edge in the chordwise direction. When reducing the discharge, large-band frequency signatures can be seen on designs A, B and C strain signals. The shape of this signature was generally correlated with the presence of interblade vortices (IBV). It consists of an increase of the spectrum amplitude on a whole range of frequencies. For design A, the signature is around $0.4\varphi_{opt}$, while for the designs B and C, it is around $0.3\varphi_{opt}$. For the runners D and E, the region of higher amplitude extends over $30f_0$, it is therefore not clear if the same phenomenon is occurring for these designs.

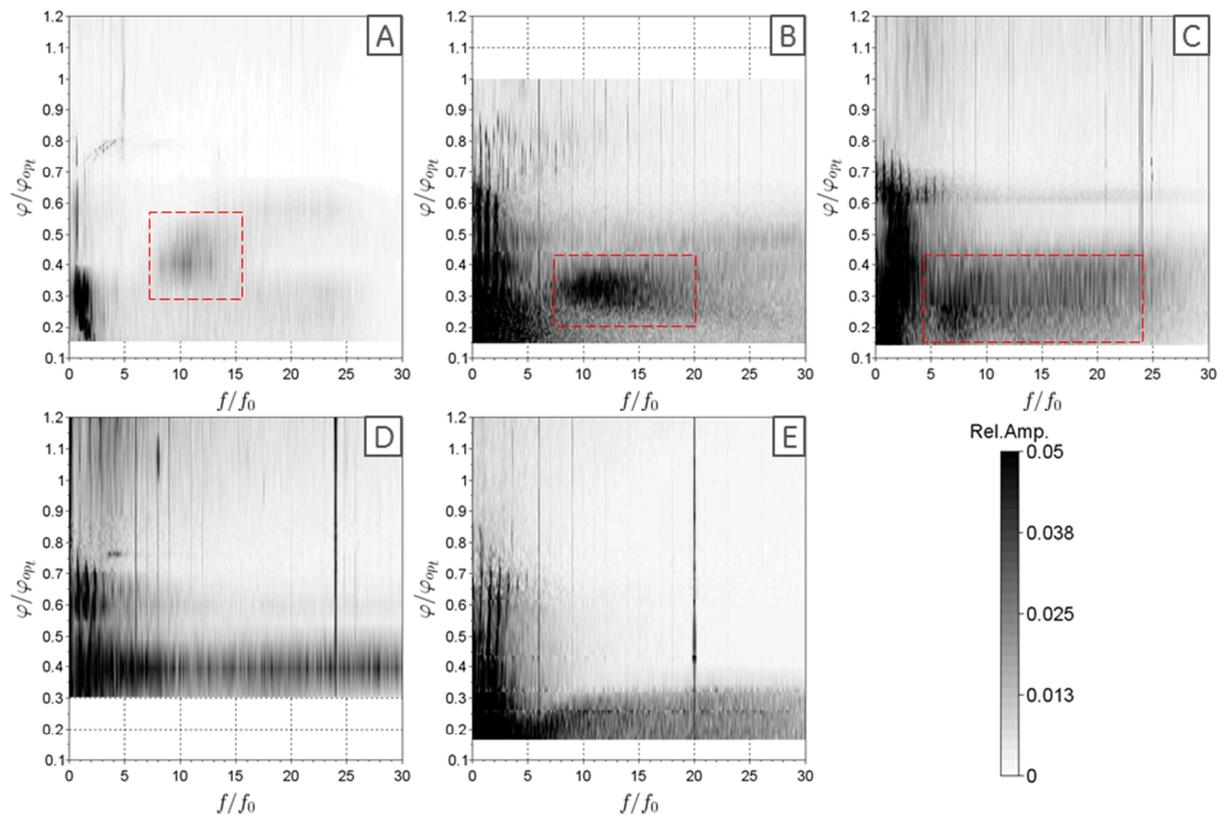


Figure 2. Large-band frequencies on dynamic strain for the selected runners.

3.3.2. “Claw-like” symmetric frequency signature. On pressure sensors located in the vaneless gap between the guide vanes and the runner, pressure fluctuations show a “claw-like” frequency signature on design B and C (Figure 3). Below $0.35\varphi_{opt}$, two sets of several amplitude peaks are developing in opposite frequencies when the flow rate is increasing. Frequency differences between the peaks of each group seem to remain constant, and peaks of opposite frequency trend with the discharge can be identified. Both sets seem symmetrical compared to a vertical line corresponding to half of the blade passing frequency. All these elements suggest that a coherent phenomenon is causing this claw-like signature.

The design A shows some high amplitudes too, however a lack of discretization in the load variation records prevents from any conclusion on the frequency signature. For the higher head designs D and E, no signature of this type was found.

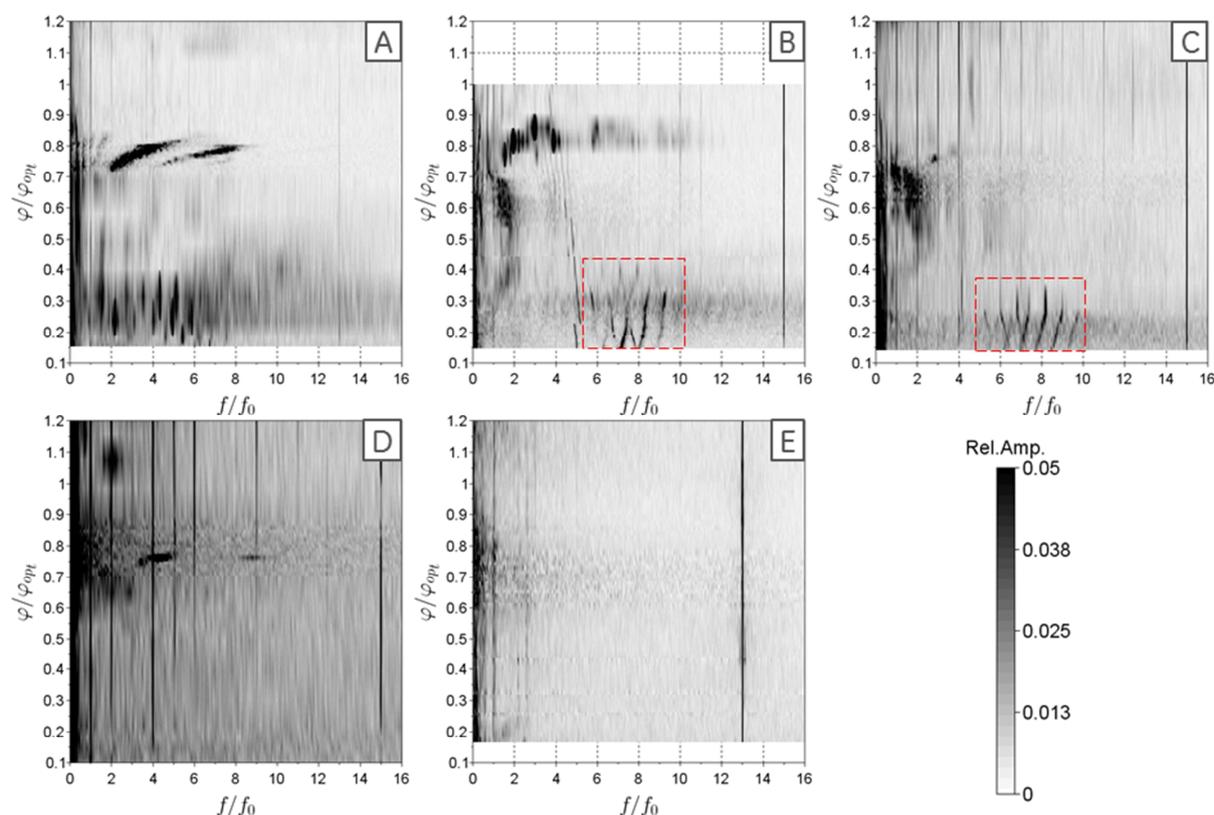


Figure 3. “Claw-like” frequency signature in the vaneless space pressure signal.

3.3.3. Deep part load low frequency signature. At even lower loads, low frequency dynamic loadings on the runner blades and pressure fluctuations on the draft tube cone walls were observed.

Firstly, on the strains gauges (Figure 4 on the bottom) two different trends are observed for the higher peak appearing at deep part load. The first one illustrated with the design B consists of a decreasing frequency peak around f_0 from $0.15\varphi_{opt}$ to $0.3\varphi_{opt}$. The second trend concerns the design E for which the peak frequency stays rather constant and around $0.2f_0$ on the same discharge range than mentioned before. Another interesting peak at $0.8f_0$ will be worth mentioning hereinafter.

Concerning draft tube cone pressure fluctuations (Figure 4 on the top), both designs are different. For design B, deep part load spectrums contain only small amplitudes peaks at lower frequencies, unlike what was on strain gauges signals. An upper part-load resonance can be found around $0.8\varphi_{opt}$, but has only a small impact on the runner (see the bottom-left diagram of Figure 4). For design E, a constant frequency peak at about $0.2f_0$ is observed from roughly $0.45\varphi_{opt}$ to $0.15\varphi_{opt}$.

For design E, it was possible to use the Spatial Harmonic Decomposition [4] on four sensors located in the same horizontal cross section of the draft tube cone. A frequency analysis of the P_0 and P_{-1} terms, representing respectively in phase pressure pulsation and a pattern with one-nodal diameter rotating in the runner direction, showed that the fluctuations peak at $0.2f_0$ in the draft tube was decomposed by the runner strain gauge in two parts, just like it was done for the vortex rope [4]. The $0.8f_0$ peak on the embedded strain gauge is linked to the rotating part of this phenomenon, while the $0.2f_0$ peak is present on strain signals, without changes in frequency from the stationary to the rotating frame instrumentation. Contrary to the vortex rope for which the rotating component is usually of major amplitude, the in-phase amplitude of the fluctuations (P_0) is higher than the rotating one (P_{-1}) for this $0.2f_0$ pulsation.

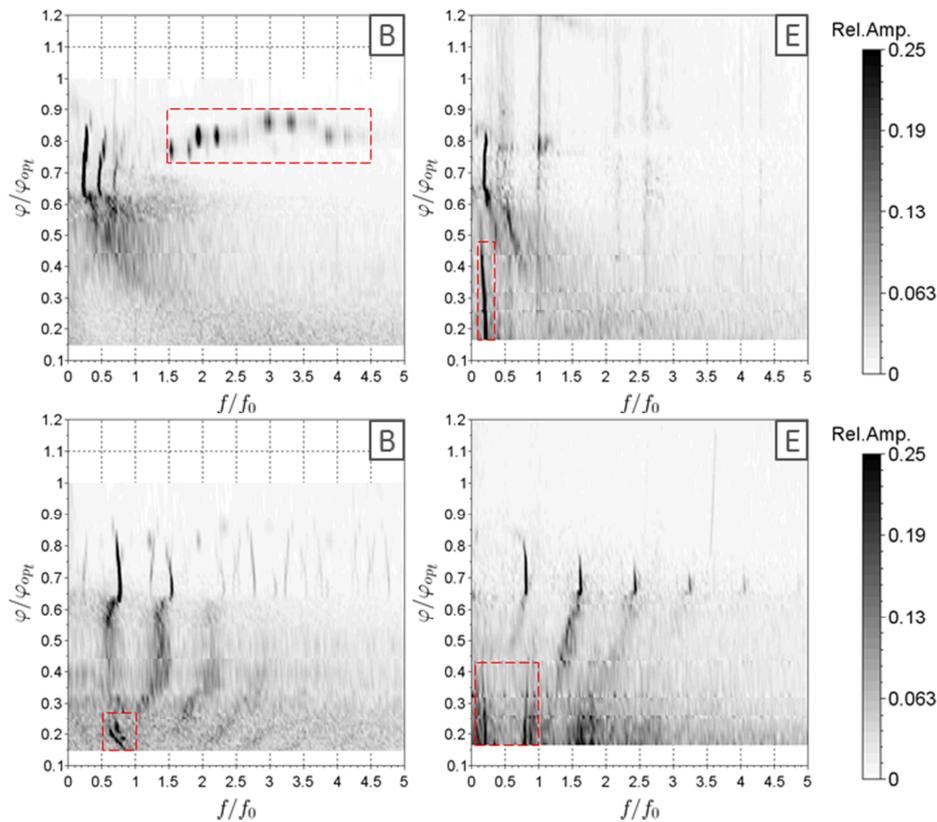


Figure 4. Pressure fluctuations in the draft tube cone (top) and lower frequencies of the dynamic strain (bottom) for designs B and E.

4. Frequency insight on design B test rig results

When trying to extend Francis turbines operating range at deep partial load below the part load helical vortex rope, the first phenomenon that the runner will experience, is the one associated with the large band frequency observed previously. This signature has been studied on the design B, since this reduced scale runner is equipped with on-board pressure sensors and strain gauges.

4.1. Signal frequency content analysis methodology

Classical representations used to describe fluctuations at partial load are the peak-to-peak values or the root mean square of the signals, as a function of the discharge. For finite energy signals, the signal power can be derived from the root mean square value (assuming an ergodic process):

$$P_x = \frac{1}{T} \int_0^T |x(t)|^2 dt = \sum_{i=1}^N |x(t_i)|^2 \cdot \frac{dt}{T} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |x(t_i)|^2 = x_{rms}^2$$

with $x(t)$ the signal, T the acquisition time, dt the sampling period, N the number of samples, P_x the power of the signal and x_{rms} the root mean square value of the signal.

With the Parseval theorem, the signal can be represented in an equivalent way in the time or the frequency domains. Then, it is possible to decompose the signal power in several ranges of frequencies:

$$P_x = \frac{1}{T} \int_0^T |x(t)|^2 dt = df \cdot \int_0^{f_s} 2|X(f)|^2 df$$

$$P_x = \int_0^{f_1} [\sqrt{2}|X(f)|df]^2 + \int_{f_1}^{f_2} [\sqrt{2}|X(f)|df]^2 + \dots + \int_{f_{n-1}}^{f_s} [\sqrt{2}|X(f)|df]^2$$

with $X(f)$ the Fourier Transform of $x(t)$, f_s the sampling frequency, df the frequency resolution, n the number of frequency ranges used in this frequency decomposition (n is equal to 5 for the rest of the study). The ranges are chosen according to the waterfall diagram to enclose observed signatures and isolate their contribution on the whole signal power.

The design B was equipped with embedded pressure sensors, located on one blade pressure and suction sides (PP and PS on Figure 5) in addition to strain gauges (SG). Strain and pressure fluctuations signals are compared in different operating conditions. They are made dimensionless by dividing by the net head.

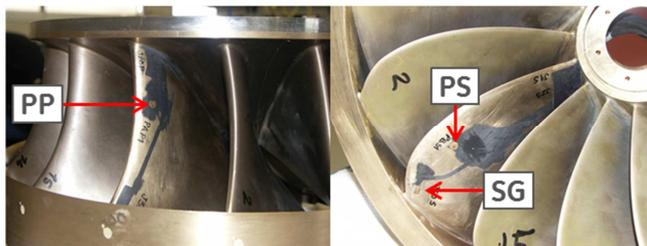


Figure 5. Example of embedded sensors on the runner B.

4.2. Frequency content of the dynamic signals for the design B

To see the evolution of the signal frequency content during load variation, the signal spectral power (SSP) is plotted as a function of the relative discharge coefficient (thick black line) and placed next to the corresponding waterfall diagram (Figure 6). In addition, five grey lines show the spectral power evolution of each frequency range during the load variation. This allows to see at the same time the evolution of the total power and the frequency content of the signal.

This analysis is derived for the gauge with the highest levels of dynamic strain of the design B (Figure 6), which is located at the junction of the trailing edge with the band. When decreasing the discharge, a first local maximum of dynamic loadings is reached at $0.65\varphi_{opt}$ due to the presence of the part load vortex rope. It is worth mentioning that the majority of the spectral power is contained in the lower range of frequencies $[0 - 1]f_0$, which includes the rope frequency. Then the loadings reach their absolute maximum around $0.31\varphi_{opt}$, which corresponds to higher level of the large-band frequency signature identified earlier (Figure 2). For this operating point, the major part (roughly 40%) of the signal spectral power is coming from the range of frequencies $[7 - 20]f_0$ which encloses the large-band frequency signature. On the right of the Figure 6, the runner outlet flow can be visualized, and developed cavitating interblade vortices can be seen near the band for this point of maximum strain of the blades.

The same analysis is applied on the embedded pressure sensors of the runner B (Figure 7). For the inlet sensor, a large-band signature can also be seen at $0.31\varphi_{opt}$. It corresponds to a local maximum of pressure fluctuations but, unlike the dynamic strain, the spectral power is lower than the one of the

vortex rope regime. Even if there is a small increase of power caused by the range $[7 - 20]f_0$, the lower range $[0 - 1]f_0$ is dominant in this case. For the outlet sensor, no large-band signature was found; although interblade vortices are clearly visible in the runner channels near the sensor location (see Figure 6). Both pressure signals show clearly an upper part load resonance around $0.8\varphi_{opt}$ but once again no impact is seen on the strain gauge. The great majority of the spectral power comes from the range $[1 - 4]f_0$, which encloses this phenomenon frequency.

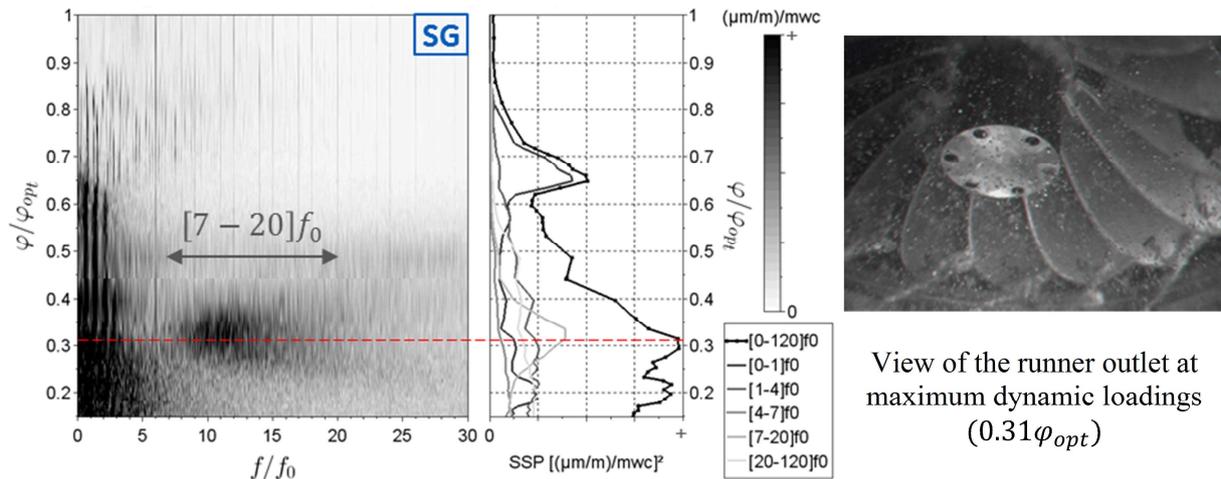


Figure 6. Design B strain gauge signal analysis for a load variation (rated head, sigma plant).

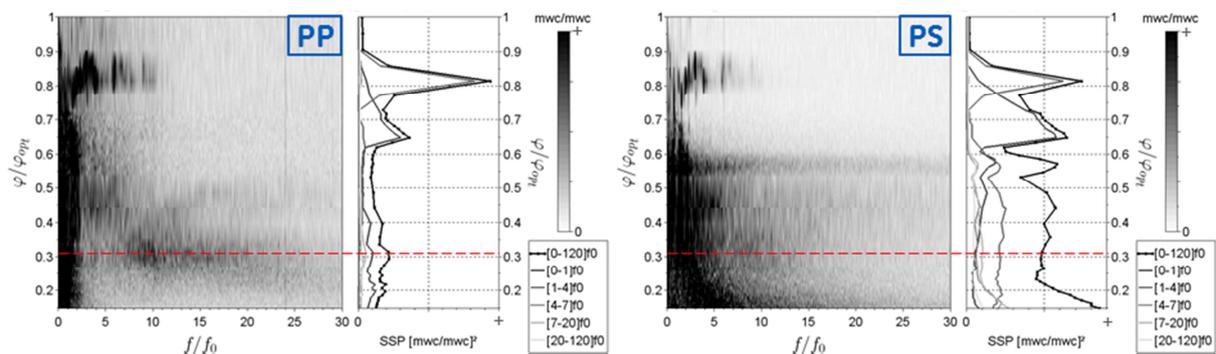


Figure 7. Design B pressure sensors signal analysis for a load variation (rated head, sigma plant).

5. Impact on turbine lifetime

The aim of this last section is to estimate the structural impact of dynamic loadings on the runner in deep partial load operating conditions. The dynamic stresses due to the vortex rope will be taken as a reference for the damage at partial load.

5.1. Load controlled fatigue testing

Fatigue analysis is based on material characterization. Load controlled fatigue testing are performed on different materials to derive their Wöhler curve (or S-N curve), representing the stress amplitude as a function of the number of cycles to failure. As the stress increases, the allowed number of cycles decreases:

$$N_f = C \cdot \Delta\sigma^m$$

with N_f the number of cycles for a given probability of survival (usually 95 or 99.9 %), $\Delta\sigma$ the dynamic stress amplitude, and C and m are the tested material constants.

To describe the prototype material behavior, the Wöhler curve that is used is appropriate for welded structure in cast steel. Load controlled fatigue tests were conducted in water, under in-plane bending conditions with non-zero mean stress value.

5.2. The Rainflow counting method

To describe the blade loading temporal evolution, the commonly used Rainflow method is applied [5]. With this method, the signal is decomposed into several amplitude ranges and a number of cycles are determined for each range of stress amplitude. Then, the Miner's assumption of linear cumulative damage is used: for each previously mentioned amplitude value, an elementary damage is defined as the ratio of the number of cycle encountered during the signal record and the number of cycles at failure. The damage is finally calculated by adding the elementary ones. This linear rule of cumulative damage has some limitations to reproduce such a complex physics, however it is a reasonable engineering tool used in industrial dimensioning processes.

$$D = \sum_i d_i = \sum_i \frac{N_i}{N_{fi}} = \sum_i \frac{N_i}{C \cdot \Delta\sigma_i^m} : \text{fatigue damage}$$

Generally, the value of 1 is chosen as a limit for the damage during dimensioning steps, which corresponds to a chosen probability of failure. For the full scale turbine, the rate of damage per unit of time can be derived by taking into account the ratio of runner rotation frequencies between the model and the prototype.

5.3. Comparison of fatigue damage at part and deep part load

5.3.1. *Methodology and hypotheses.* The first assumption is that scale model stress is scaled up to the prototype, by taking into account the net head ratio:

$$\sigma_{11\text{prototype}} = \frac{H_{\text{prototype}}}{H_{\text{model}}} \cdot \sigma_{11\text{model}}$$

The strain measurement is made on an isotropic material in plane stress conditions, so that:

$$\sigma_{11} = \frac{E}{1-\nu^2} (\varepsilon_{11} + \nu \cdot \varepsilon_{22})$$

with E and ν are the Young's modulus and the Poisson ratio of the material, σ_{11} the normal stress in the first principal direction, ε_{11} and ε_{22} the strain in the first two principal directions.

The strain gauge gives the strain in one direction only. By neglecting the strain in the other one:

$$\sigma_{11\text{prototype}} \approx \frac{H_{\text{prototype}}}{H_{\text{model}}} \cdot \left(\frac{E_{\text{model}}}{1-\nu_{\text{model}}^2} \cdot \varepsilon_{11\text{model}} \right)$$

With this methodology, the damage is calculated at the strain gauge location. The endurance limit was neglected to preserve information on the smaller amplitudes.

5.3.2. *Comparing the vortex rope and deep part load phenomena.* For the rest of the analysis, the most sensitive strain gauge of the design B will be considered. Four operating points are analyzed (Table 2): the best efficiency point (BEP), the part load maximum dynamic loadings in the vortex rope regime (PL), which is taken as a reference for the damage value; the deep part load occurrence of the large-band frequency signature (DPL), and the low variable frequency at quasi-no load (QNL). For these four operating points, the previously exposed fatigue damage method is applied. The results are listed in Table 2.

According to these results, the rate of damage increases during partial load operation. The vortex rope phenomenon has a real impact on the runner lifetime, since the rate of damage is more than 100 times higher than at the best efficiency point where the damage is practically negligible. At deep part load, when the dynamic loadings are at their maximum, the rate of fatigue damage gains roughly two orders of magnitude, while the stress peak-to-peak value is doubled. At lowest flow rate, the rate of damage is still high compared to the vortex rope, but still lower than for the large-band signature

which occurs at higher frequency. As an order of magnitude, one hour of operation at $0.31\varphi_{opt}$ is equivalent to about ninety hours at $0.65\varphi_{opt}$.

The reason for higher rates of damage at deep part load can be explained by examining the Figure 8. When deriving the Rainflow counting method, the recomposed prototype stress signal is divided in several ranges of peak-to-peak amplitudes (on the horizontal axis). For each range, the number of counted cycles can be read on the vertical axis. The four colors are corresponding to the four operating points previously introduced (Table 2). For smaller stress amplitudes on the left of the green dashed line, the difference in damage between the vortex rope and the deeper partial load regimes is mostly linked to the number of cycles, which is multiplied by roughly 100, due to higher frequencies in the signal. However, the main changes are coming from the higher amplitudes that are not occurring when operating in the vortex rope regime (on the right of the dashed green line). The severe damage at deep partial load is mostly due to these increased amplitudes of the dynamic loadings on the runner blades.

Table 2. Comparison of rate of damage in partial load operation

Operating point	ψ (-)	φ/φ_{opt} (-)	Relative Rate of Damage
B ₀ -BEP	1.62	1.00	< 1E-02
B ₀ -PL	1.62	0.65	1.0E+00
B ₀ -DPL	1.62	0.31	8.9E+01
B ₀ -QNL	1.62	0.22	6.2E+01

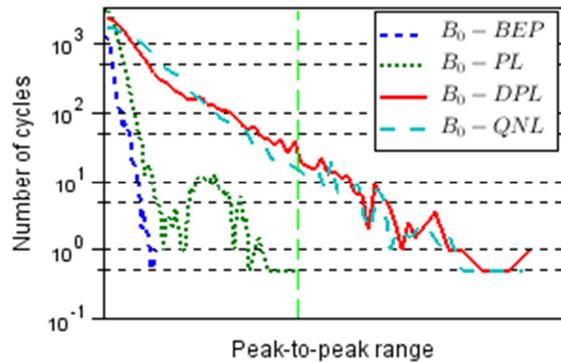


Figure 8. Number of cycles estimated by the Rainflow method for each peak-to-peak range.

6. Conclusion

To address Francis turbine partial load issues, a better understanding of the flow inside the machine for this type of operating points is required. Several turbine designs were investigated by comparing signals acquired during test rig measurements campaigns. At partial load, it was possible to find similarities between pressure fluctuations in the flow and dynamic loadings on the runner blades of the different designs. The most complete instrumented runner was studied in detail by building specific tools to characterize the frequency content of partial load signals recorded in both stationary and rotating frames. For this design, the dynamic loadings on the blades reach a maximum when operating at deep partial load. At this operating point, the loadings are correlated with the occurrence of a large-band frequency signature in strain gauges signals, which contains the major part of the signal spectral power. A similar signature was found in signals of a pressure sensor located at the runner inlet. Investigations on the phenomenon causing such signature confirmed the presence of developed interblade vortices at the point of maximum dynamic stresses. Finally, a fatigue analysis based on the Rainflow counting method and Miner's cumulative damage theory was realized. The rate of damage for the point of maximum large-band loadings is roughly two orders of magnitude higher than for the point of maximum vortex rope stresses. The same result was found for deeper part load lower frequency phenomena, with a rate of damage slightly reduced compare to the large-band frequency one. The phenomenon involving this large-band frequency signature is a major blocking factor that must be overcome in order to develop deep partial load operation and further investigations are recommended.

Acknowledgement

The present work was funded by a French FUI grant. The authors acknowledge General Electric Hydro for providing the experimental data and techniques of the Global Technology Center, in Grenoble. The authors would like to thank also F. André, F. Duparchy, E. Flores and J. Guillozet for their contributions to this work.

References

- [1] Avellan F., 2000, *Flow Investigation in a Francis draft tube: The Flindt Project*, Proc. of the 20th IAHR Symp., Hydraulic Machinery and Systems, Charlotte, USA.
- [2] Lowys P. Y., Paquet F., Couston M., Farhat M., Natal S., Avellan F., 2002, *Onboard Measurements of Pressure and Strain Fluctuations in a Model of Low Head Francis Turbine – Part 2: Measurements and Preliminary Analysis Results*, Proc. of the 21st IAHR Symp., Hydraulic Machinery and Systems, Lausanne, Switzerland, Volume II, pp 873-880.
- [3] Int. Electrotechnical Commission, 1999, *Hydraulic turbines, storage pumps and pump-turbines – Model acceptance tests (Int. Standard IEC 60193)*, section 4.3: Pressure Fluctuations.
- [4] Duparchy A., Guillozet J., De Colombel T., Bornard L., 2014, *Spatial Harmonic Decomposition as a tool for unsteady phenomena analysis*, Proc. of the 27th IAHR Symp., Hydraulic Machinery and Systems, Montreal, Canada.
- [5] ASTM International, 2011, *ASTM E 1049-85 Standard practices for Cycle Counting in Fatigue Analysis*, West Conshohocken, PA, USA.

MODELISATION AND SIMULATION OF FRANCIS TURBINE INTER-BLADE VORTICES IN PARTIAL LOAD CONDITONS

Sofien Bouajila¹, James Brammer, Emmanuel Flores, Claire Ségoufin, Thierry Maître

Mailing addresses

sofien.bouajila@grenoble-inp.org, james.brammer@ge.com, emmanuel.flores@ge.com,
claire.segoufin@ge.com, thierry.maitre@legi.grenoble-inp.fr

KEY WORDS

Off-design operation, dynamic loading, reduced scale model, test rig measurements, high-speed visualization, URANS calculations.

ABSTRACT

As it is a modern market requirement that hydro-electric power plants become more flexible, hydraulic turbine manufacturers are requested to extend the operating range of their machines. For single regulated Francis turbines, consequent off-design conditions involve more complex flows than the ones of the classical continuous operating range. During partial load operation, several hydraulic phenomena are known to occur in the machine. One of them is the development of inter-blade vortices in the runner, and concerns especially low head turbines. Due to these complex flows, the machines are operated with higher levels of dynamic stresses in the runner that can potentially lead to a premature damage of existing units. Therefore, a better understanding of partial load flows in Francis turbines is required to provide new appropriate designs. To describe the full-size machine behavior, numerical simulations and test rig measurements are used in a complementary way during the design stage. Therefore, new CFD modelisation and experimental techniques are required to address off-design operation. In this study, a reduced scale model of a low head Francis turbine was tested. It was equipped with on-board strain gauges and pressure sensors, in addition to the classical instrumentation. High-speed visualizations of the flow at the inlet of the runner channels were performed by means of three special guide vanes. The experimental data were used to validate numerical simulations of the flow inside the runner. URANS calculations were performed using a commercial code. At partial load conditions, the location of the inter-blade vortices was successfully simulated and the comparison between numerical and experimental results showed a good agreement. The present test rig measurements campaign and numerical simulations are providing further insights about partial load flows inside low head Francis turbine runners.

1. INTRODUCTION

The hydro power industry is transforming due to new needs of the electricity grid. With the integration of renewable energies such as wind and solar, hydro power units are required to be more flexible. To cope with hydro power plants operators demands, hydraulic turbine manufacturers are extending their machines operating ranges. In the case of Francis turbines, new off-design conditions lead to various unsteady hydraulic phenomena that are potentially increasing the level of dynamic loading on the machines. Consequently, increased fatigue damage is expected and needs to be considered in order to avoid premature maintenance operations on the units.

Concerning partial load operation, continuous operating range limits have been stretched in recent years. As the helicoidal vortex rope that develops in the draft tube has been largely investigated, knowledge about its mechanical impact on the runner is providing help at the design stage [1]. From deep partial load to no-load condition, strain fluctuation measurements on reduced scale models provide useful feedback on the dynamic loading on the runner [2] [3] and evidence higher fatigue damage to be expected [4]. However, the hydraulic phenomena that occur in such conditions and their impact on the mechanical loading are not fully understood.

¹ Corresponding author

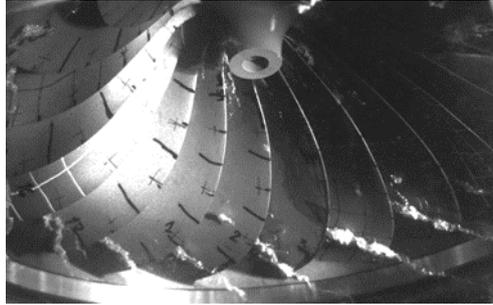


Figure 1: Example of inter-blade vortices occurring during deep partial load operation of a Francis runner

Among the potential root causes of higher dynamic loading, inter-blade vortices (**Figure 1**) are known to develop in the runner channels in deep partial load conditions [5]. This phenomenon has been more studied recently, from its incipient to its more developed forms, based on both experimental and numerical approaches [6] [7] [8]. Nevertheless, the specific impact of inter-blade vortices on the runner mechanical loading remains unclear, as multiple frequency signatures appear to be involved at deep partial load [4]. Strain fluctuation measurements on the runner were performed in [3] and appeared to be poorly correlated with the classical peak-to-peak value of pressure fluctuations in the stationary parts of the turbine.

In order to improve Francis turbines design, partial load fatigue damage on the full-scale machines needs to be estimated, which means that the dynamic loading on the runner needs to be correctly predicted. Therefore, transient pressure fields applied on the runner are required and must be properly estimated. As numerical predictions of the unsteady and complex flows occurring at deep partial load need to be performed, numerical modelling is used in order to achieve affordable computational costs. Hence, experimental data are essential to validate numerical models and tests on reduced scale machines are performed in deep partial load operating conditions, implying the need for new measurements and visualization techniques.

In this study a low head Francis turbine was tested using a reduced scale model, and CFD calculations were carried out. The physical model was equipped with on-board strain gauges and pressure sensors, in addition to the classical instrumentation. High-speed visualizations of the flow at the inlet of the runner channels were performed by means of three special guide vanes. Simultaneous strain and pressure measurements are compared to the observations of the inter-blade vortices developing in the runner. The experimental data were compared to URANS calculations of the flow inside the runner.

2. EXPERIMENTAL INVESTIGATION

2.1 Experimental setup

2.1.1 Reduced scale model

A reduced scale model of a low head Francis turbine was used to investigate partial load conditions. Tests were conducted at GE Renewable Energy's Hydraulic Laboratory, in Grenoble. This runner was manufactured to ensure both mechanical and hydraulic similitudes with the full-scale machine. In addition to the classical instrumentation recommended by IEC 60193 [9], on-board strain gauges and pressure sensors were placed on the runner (**Figure 2**). Strain gauges are located close to the critical areas where higher levels of dynamic stress are expected, at the blades connections to the crown and the band of the runner. Pressure sensors were positioned at the inlet of one inter-blade channel, on pressure and suction sides of the blades.

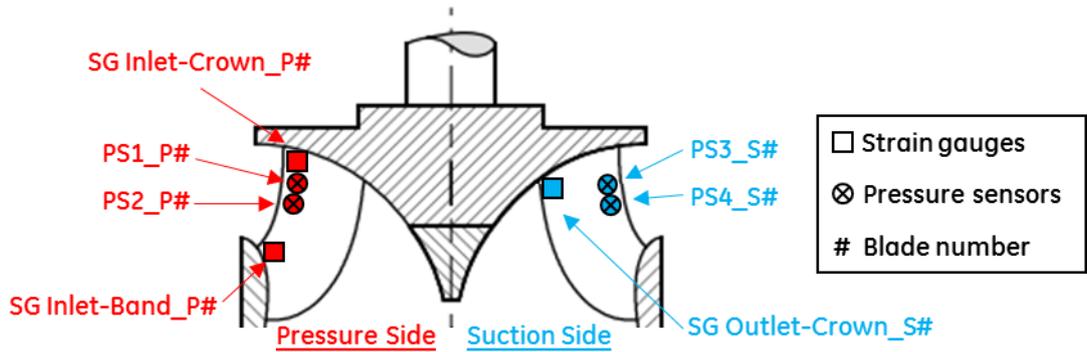


Figure 2: Schematic view of runner on-board instrumentation

2.1.2 Special observation guide vanes

In order to unveil the link between inter-blade vortices, pressure fluctuations in the flow and strain fluctuations in the runner, instrumented guide vanes were specially designed. The purpose of the device is to observe the runner inlet and the inter-blade channel to understand how inter-blade vortices form, develop and evolve during the turbine operation. This is a new visualization technique that has only been used previously on one other case [10] and therefore offers a unique insight of the runner behavior.

In this study, three successive guide vanes of the distributor are instrumented (Figure 3a). The observation guide vane (the middle one) is equipped with a rigid borescope. The instrument goes inside the guide vane through its rotation axis. The middle of the guide vane is made of acrylic glass, and is reproducing the same hydraulic profile as the other guide vanes. To observe the runner inlet, a high-speed camera is connected to the borescope. The two other guide vanes are used to provide continuous lighting inside the runner channels. They are equipped with LED arrays, fixed inside the body of the guide vanes. Again, acrylic glass is used to seal the electronic components and ensures the continuity of the hydraulic profiles. Downstream of the runner, the classical observation technique is implemented: a stroboscopic light and a standard camera are used to capture the flow through the transparent cone of the draft tube. The frequency of the stroboscope is set to be close to that of the runner rotation frequency, so that the blades appear to be slowly rotating, which allows easier observations of the flow. Grid patterns were drawn at the inlet (Figure 3b) and outlet (Figure 3c) of the runner, to locate more easily the expected hydraulic phenomena.

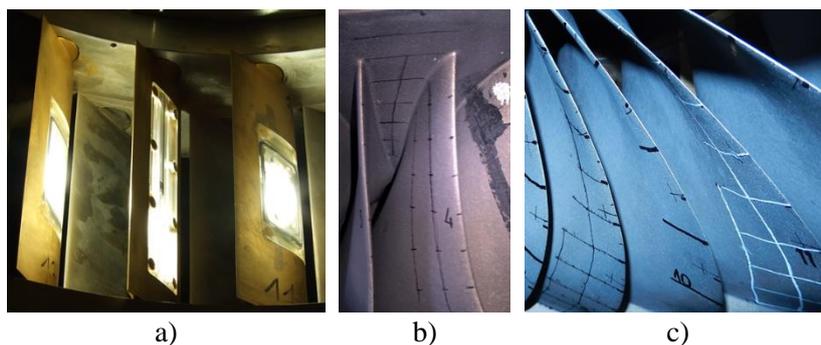


Figure 3: Special guide vanes (a) and grid pattern to help observations of the flow (b,c)

2.2 Results and observations

The reduced scale model was tested at the rated head. The dimensionless parameters that are used to describe hydraulic turbines hill chart are defined in Table 1. In the downstream tank of the test rig, a vacuum pump is used to control the absolute pressure level above the water free surface. It is therefore possible to test different cavitation conditions during the reduced scale model operation, by changing the Thoma number (Table 1).

Name	Symbol	Unit	Definition
Energy coefficient	ψ	[-]	$\frac{2gH_n}{(\omega D/2)^2}$
Discharge coefficient	φ	[-]	$\frac{Q}{\pi\omega(D/2)^3}$
Torque coefficient	τ	[-]	$\frac{2T_m}{\rho\pi\omega^2(D/2)^5}$
Net Positive Suction Head	$NPSH$	[mWC]	$\left(\frac{P_{LP}}{\rho g} + z_{LP} + \frac{v_{LP}^2}{2g}\right) - \left(\frac{P_{vap}}{\rho g} + z_{ref}\right)$
Thoma Number	σ	[-]	$\frac{NPSH}{H_n}$

Table 1: Parameters used to describe hydraulic machines operating conditions and cavitation [9]

On **Figure 4**, the evolution of pressure and strain fluctuations during a load variation is presented. The downstream tank free surface was at atmospheric pressure, leading to a high value of the Thoma number and corresponding to a non-cavitating flow, in order to compare with the single-phase calculations. Signals peak-to-peak amplitudes are normalized by the net head, while the discharge coefficient is divided by its value at the best efficiency point of the load variation φ_{opt} . Four pressure sensors were located in the runner (blue), one in the vaneless area (green) and one in the draft tube cone (red). The strain gauges that were used were located at the runner inlet (green) and outlet (orange).

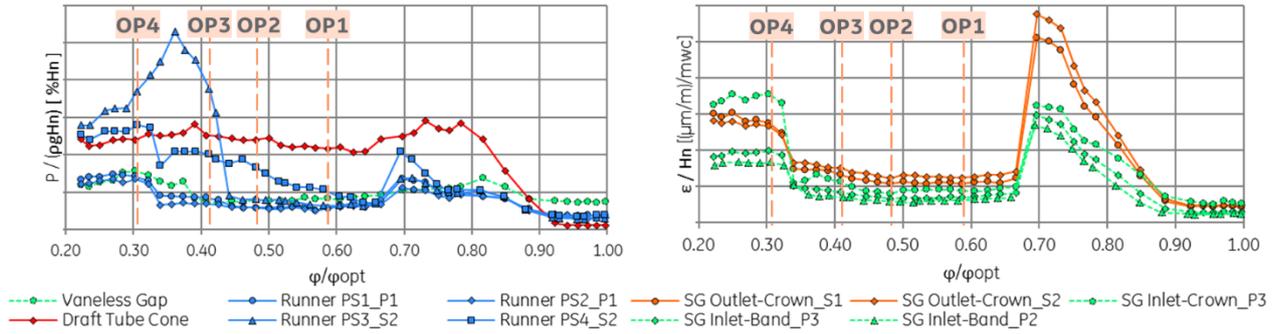


Figure 4 : Evolution of fluctuations during a load variation: pressure fluctuations (left) and dynamic strain (right)

Between $0.7\varphi_{opt}$ and $0.9\varphi_{opt}$, a first increase of pressure and strain fluctuations can be seen. It is due to the helicoidal vortex rope that forms in the draft tube. Maximum pressure fluctuations are located in the draft tube, and maximum dynamic strain is found at the outlet of the runner, near the crown. As the discharge decreases, a significant reduction in the dynamic strain is observed straight after the peak, because the vortex rope is no longer a coherent structure. For lower flow rates, fluctuations tend to increase again. At $0.36\varphi_{opt}$, the runner pressure sensor PS3_S2 shows a first maximum of fluctuations, not observed on the others pressure measurements. At $0.32\varphi_{opt}$ a sudden increase of the dynamic strain occurs in the runner (from inlet to outlet). The increase is captured by three pressure sensors in the runner. Whilst the fluctuations also rise in the vaneless area this phenomenon cannot be seen from the sensor in the cone.

To understand the root cause of the evolution of fluctuations inside the machine, observations of the flow were conducted. Four operating points (OP1 to OP4) were defined, from 60% to 30% of the optimal discharge coefficient (**Figure 4**). At high value of the Thoma number, the flow is entirely liquid and transparent, so it is not possible to see the flow patterns. Therefore, all observations were made at plant cavitation conditions, at a lower value of the Thoma number, in order to have enough vapor structures and to be in Thoma similitude with the full-scale machine. **Figure 5** shows the corresponding pictures for the four operating points: on the left the flow downstream the runner is depicted, whilst on the right, the runner inlet flow is presented.

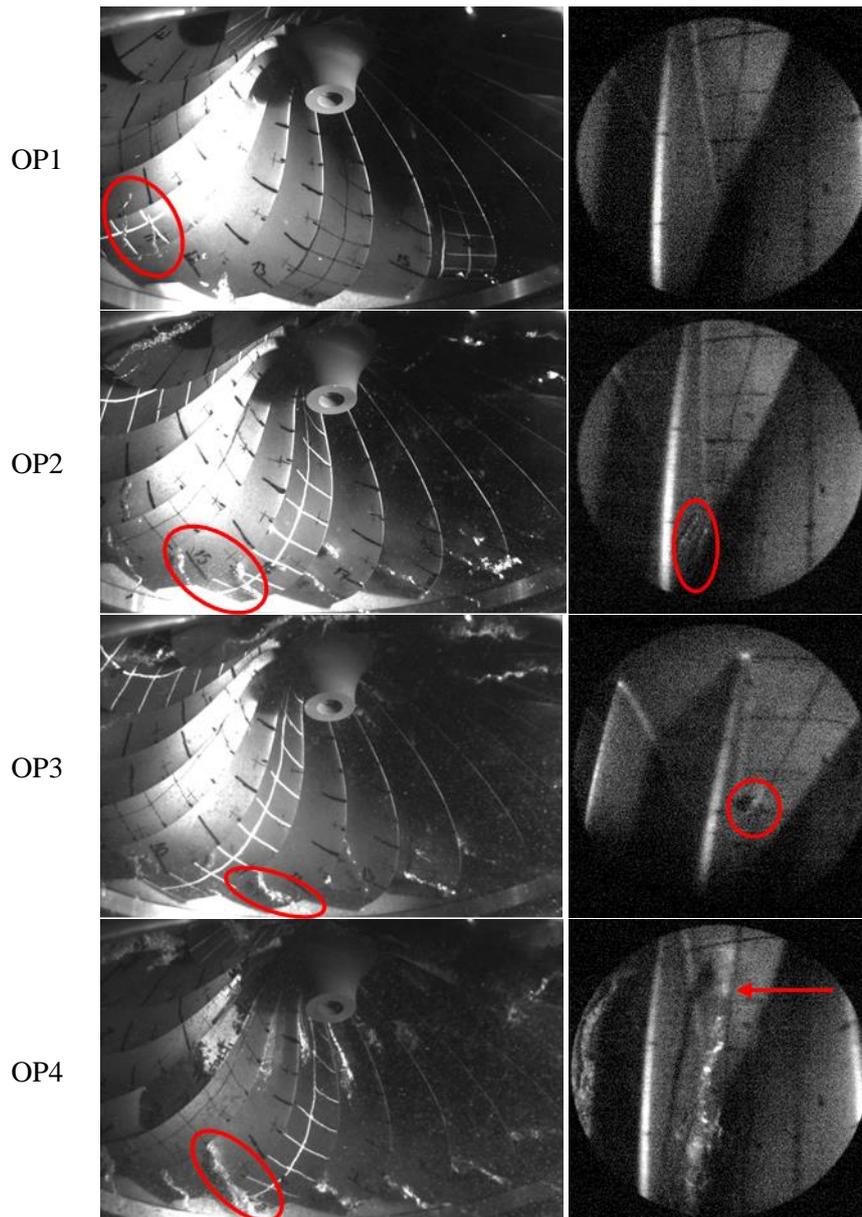


Figure 5: Outlet (left) and inlet (right) flow for OP1 to OP4

Concerning the incipient inter-blade vortices, strain and pressure peak-to-peak levels were lower at OP1 compared to the vortex rope regime at $0.7\varphi_{opt}$. For this operating point, vortices began to appear at the runner outlet, close to the band as indicated on **Figure 5**. They were very unsteady and were present in only a few runner channels at the same time. Direct observation confirmed the presence of rotating vapor structures in the draft tube cone, interacting with inter-blade vortices. In this regime, reverse flow structures seem to reduce the local pressure below the blades suction side, thus cavitation forms in channel vortices core. The position of the vapor structures changes in time, as the flow rotates in the draft tube, at a different rotation speed from the runner one. Since the stroboscope is flashing at a frequency that is roughly equal to the runner rotation one, the phenomenon is shifted to a new angular position at each flash, which is likely to give some apparent stochastic aspect to the vortices.

Inter-blade vortices developed from OP1 to OP2. Outlet vortices appeared in all the runner channels, close to the band. They seemed to be more steady, and the length and the diameter of their vapor core increased compared to OP1 (it is worth mentioning again that these observations were made with stroboscopic lighting). Seen from the guide vanes, several vortices started to appear in the middle of the runner channels, attached to the crown at 54% of the fillet length from the leading edges and close to blades suction side.

From OP2 to OP3, both runner pressure sensors located on the inlet suction side of the instrumented blade measured higher peak-to-peak amplitudes. A similar increase was measured while operating the reduced scale model at plant cavitation conditions (not represented here). However, further frequency analyses are required, since pressure fluctuations spectra might be different after this modification of the Thoma number. The same phenomenon developed at the runner outlet. The vortices appeared thicker and longer. At the channel inlet, the vortex structures moved upstream and were then attached to the crown at 27% of the fillet length from the leading edges. As such vortices get closer to suction side on-board sensors, they disturbed the local pressure field and induced the measured rise of fluctuations. As no vapor appeared any closer of these pressure sensors, it was not possible to visualize the actual flow field. Meanwhile, no significant increase of mechanical dynamic loading was observed.

From OP3 to OP4, pressure and strain fluctuations significantly increase, except for the cone and one of the runner pressure sensors. The poor correlation between draft tube peak-to-peak pressure fluctuations and the dynamic strain experienced by the runner was found once again [3]. The same hydraulic structures continued to develop at channels outlet. At the inlet, large vortices arose from the crown to the bottom of the camera frame, at 14% of the fillet length from blades leading edge. They appeared attached to the crown and their position varied between the middle of the channel and blades suction side. Further investigations are required to determine to what extent observed phenomena are linked to the increase of dynamic loading at OP4. Spectral analyses of strain and pressure signals for different cavitation conditions are currently ongoing.

For this load variation, the highest peak-to-peak level of strain fluctuations measured below $0.7\varphi_{opt}$ was found at OP4. Pressure fluctuations also rose in the vaneless area and for most of runner pressure sensors. Meanwhile, inter-blade vortices changed of shape from OP3 to OP4. Therefore, further investigations are conducted using numerical simulations to understand the flow field inside the runner at OP4.

3. NUMERICAL SETUP

In this study, a commercial finite volume solver was used to perform single-phase unsteady RANS calculations for the operating point OP4. The calculation domain consisted of three connected domains: the 24 guide vanes flow passages, the whole runner, and the draft tube. At the outlet of the domain, an extension was placed to reduce the influence of the boundary conditions on the flow (**Figure 6**). Structured meshes were used for all domains. As investigations focus on the inter-blade vortices flow, the draft-tube mesh was coarser than the rest of the meshes (**Table 2**).

Domain	Number of nodes [10^6]	y_{max}^+
Distributor	3.8	4.5
Runner	8.0	6.2
Draft Tube	1.2	280

Table 2: Number of nodes and corresponding y^+ values

Transient Rotor-Stator interfaces were used to connect the three domains. At the inlet, the mass flow was prescribed according to the measurements at OP4. The angle of the inlet flow was defined by preliminary steady calculations of the tandem cascade. A 5% inlet turbulence intensity was chosen, and the eddy length scale was set to 10% of the distributor height. At the outlet, the average static pressure was set constant. The scale-resolving SAS-SST turbulence model was used. The selected time step was chosen to have 20 time steps per inter-blade channel, and corresponded to a rotation of roughly 1° of the runner. The result was an average CFL number below 5 in the calculation domain, which was above the recommended value of 1 [11]. For computational cost issues, the time step was not reduced any more in this study, implying unavoidable higher CFL regions in the calculation domain. Concerning the discretization, a hybrid scheme is used for the advection terms, which finds a trade-off between the accuracy of a second order scheme and the bounded property of a first order upwind difference scheme. For transient terms, a second order backward Euler scheme is taken. For turbulence equations, a first order upwind and a first order backward Euler schemes are respectively used for advection and transient terms. A sufficient number of

inner loops were chosen for each time step, to ensure that the transient terms converge. At first, the calculation is run until the average quantities are converged (torque, head, losses,...). Then, 50 additional revolutions of the runner are performed to characterize the pressure fluctuations and to converge the corresponding statistical quantities (see section 4.2).

Additional monitoring points were placed and the evolution of pressure was recorded during the transient simulation. Their locations correspond to the reduced scale model pressure sensors in order to compare to the measurements (**Figure 7**). Experimental grid patterns were reproduced at the post-processing stage, to help the comparison of inter-blade vortices positions in the runner channels.

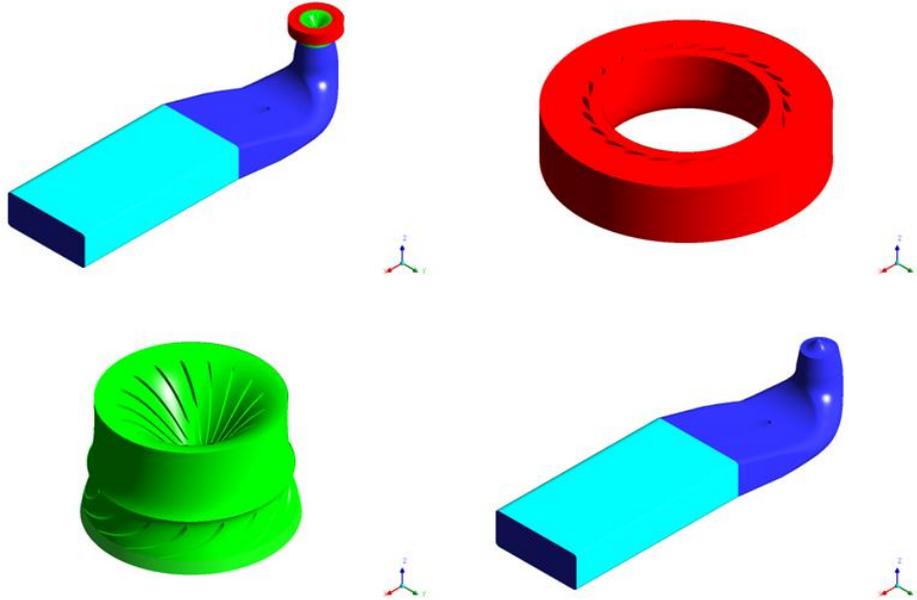


Figure 6: Calculation domain: distributor (red), runner (green), draft tube (blue) and numerical extension (light blue)



Figure 7: Position of the monitoring points

4. NUMERICAL SIMULATIONS: COMPARISON WITH EXPERIMENTAL DATA

During the setup of the numerical simulations, only the flow rate through the machine, the runner rotation speed and the guide vanes opening were given as boundary conditions. Thus, the discharge coefficient φ and the flow angles at the inlet of the runner were ensured during the calculations. However, the net head remained a result of the simulation and the energy coefficient was underestimated by around 6% compared to the targeted operating point OP4. The torque coefficient was underestimated by around 9%. Based on the measured hill chart of the machine, this difference is not expected to induce significant modification of the flow features.

4.1 Flow analysis

On **Figure 8**, time-averaged velocity streamlines and pressure field on the crown are represented. Light blue streamlines are coming from the runner inlet, while red streamlines are coming from the runner outlet, both flowing near the crown. It can be concluded from the front view of the runner that upstream and downstream

flows are interacting near the crown, and mixing in the inter-blade vortices. The reverse flow mechanism can be observed here, as the flow enters runner channels outlet. Local minima of time-averaged pressure can be seen on the crown, which correspond to the core of the attached vortices (as seen on **Figure 5** at OP4). Their locations are in good agreement with experimental observations at 14% of the fillet length from leading edges, between the middle of the channel and blade suction side.

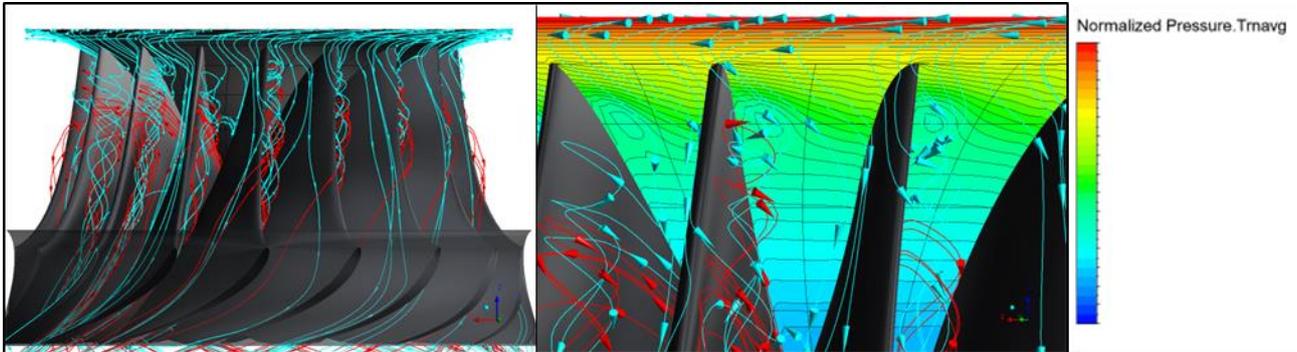


Figure 8: Time-averaged velocity streamlines near the crown, from upstream (light blue) and downstream (red), and time-averaged pressure field on the crown

On **Figure 9**, instantaneous velocity and pressure fields are shown. In addition, surfaces of constant Q -criterion restricted to positive axial vorticity is displayed. Whilst the time-averaged velocity and pressure fields appeared quite axisymmetric (**Figure 8**), the obtained unsteady flow exposes different vortices in each runner channel, and consequently the pressure on the crown as well. Both the upstream and downstream flows merge in spanwise coherent structures that are rotating in the same direction as the runner, as experimentally observed at OP4 (**Figure 5**).

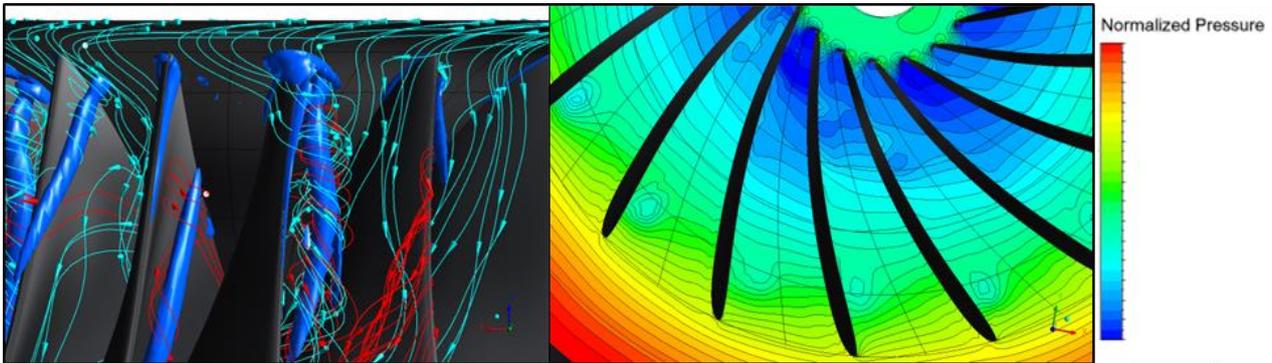


Figure 9: Instantaneous velocity streamlines and iso-surface of Q -criterion restricted to positive axial vorticity (left) and pressure contours on the crown (right).

Upstream-downstream interactions can also be observed in 2D representations. On **Figure 10**, circumferentially averaged streamwise velocity is displayed on the runner meridional plane. As it can be seen, the pumping flow encounters the upstream flow close to the crown. The dashed line represents the circumferentially averaged limit between the main and reverse flows in the runner channels (where the velocity has no streamwise component). At the runner inlet, the flow rate is reduced near the crown compared to the band region. Consequently, the velocity is reduced in the crown area, and the incoming flow angle is poorly adapted at the leading edge, as it can be seen from the blade-to-blade view (**Figure 10**). One part of the flow is blocked on the pressure side (near the stagnation point on the blades), whereas the other part accelerates when it passes around the leading edge and goes to the suction side, where flow separation occurs. In this case, the separation forms a vortex structure that is creating a local minimum of pressure at the crown surface previously mentioned. Downstream, the flow passages are blocked near the crown, and both main and reverse flows degenerate into 3D vortex structures, which are convected by the discharge near the band, and finally forming inter-blade vortices.

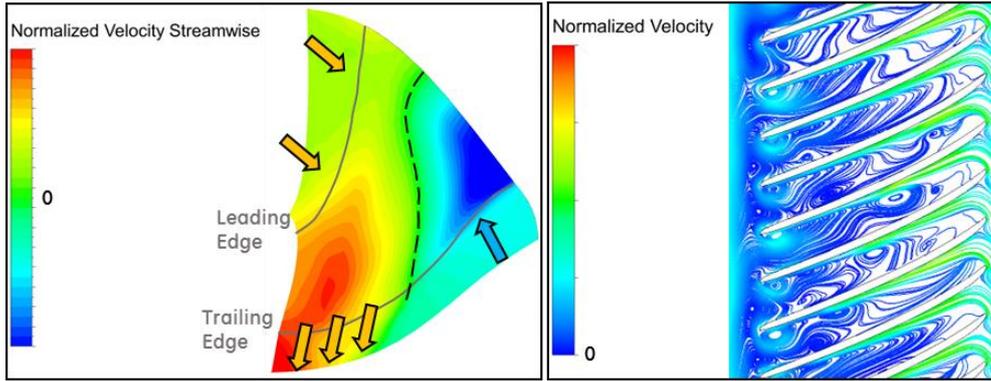


Figure 10: Circumferentially averaged instantaneous streamwise velocity in the runner meridional plane (left) and instantaneous surface streamlines near the crown on a 10% normalized span blade-to-blade surface (right)

4.2 Predicted pressure fluctuations and comparison to measurements

Transient statistics were recorded for the pressure field for more than 50 runner revolutions, to ensure the convergence of statistical quantities. On **Figure 11** the standard deviation of the pressure on the crown and on the blades is depicted. From the top view of the runner, a region of locally increased fluctuations at 14% of the fillet length from the leading edge can be seen on the crown (dashed circles). On the front view, this fluctuating region expands also on the blades on both the pressure and suction sides (between dashed lines), where runner sensors PS3_S2 and PS4_S2 were positioned. As mentioned before, this is due to the development of inter-blade vortices. Furthermore, on the meridional view of the runner (**Figure 11**), the circumferential average of the pressure standard deviation shows a maximum between the leading edge and the zero streamwise velocity limit (as on **Figure 10**). It suggests that the inter-blades vortices generate a local increase of the pressure fluctuations that are numerically predicted inside runner channels.

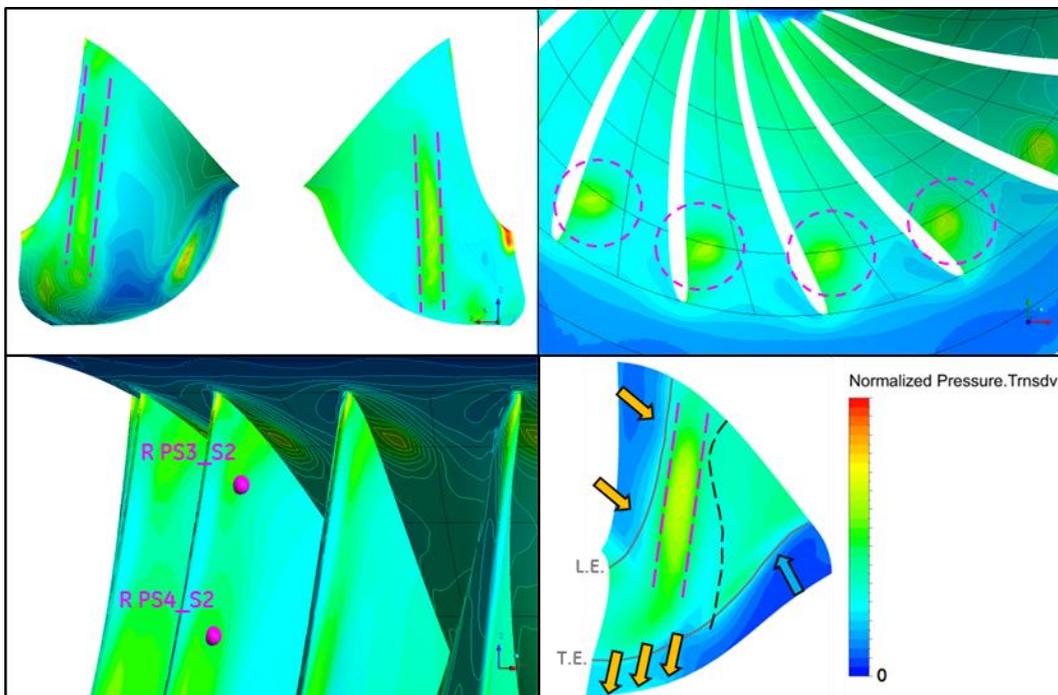


Figure 11: Pressure standard deviation on the runner and the circumferentially averaged pressure on the meridional plane.

Pressure fluctuations levels at the monitoring points are compared to the measurements in the vaneless area, the runner, and the draft tube. On **Figure 12**, predicted peak-to-peak values of pressure signals reach the same order of magnitude as the experimental results at OP4, for all the sensors. The prediction relative errors are -22%, +43% and +12% for the sensor in the vaneless area, in the runner and in the draft tube

respectively. The time evolution of the signals are coherent with the experimental data. However higher frequencies found in the measurements were not predicted. Further analysis is required to determine whether these higher frequencies are associated to the hydraulic phenomena, or if they are part of the measurement noise. Therefore, further spectral analyses are required to compare experimental and numerical pressure spectra. Such high frequencies could be missing in the numerical signals due to smaller scales that are not correctly resolved due to the spatial discretization of the mesh.

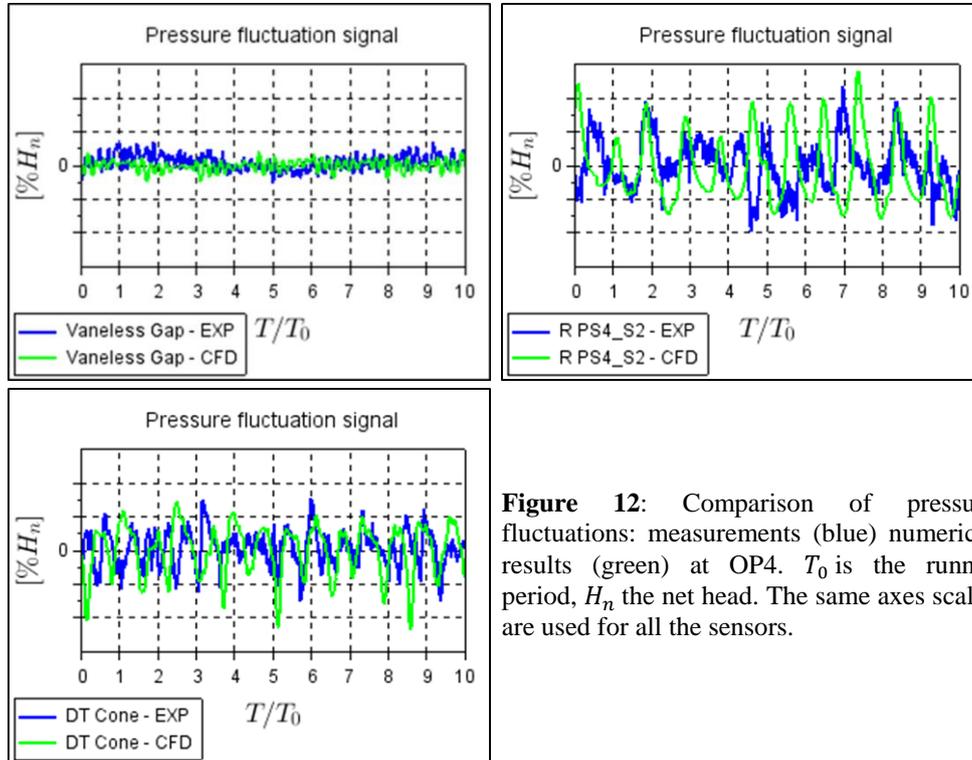


Figure 12: Comparison of pressure fluctuations: measurements (blue) numerical results (green) at OP4. T_0 is the runner period, H_n the net head. The same axes scales are used for all the sensors.

5. CONCLUSION

In this study, deep partial load inter-blade vortices were studied using both experimental and numerical approaches. An instrumented reduced scale model turbine was tested, which allowed strain and pressure fluctuations to be correlated to high-speed visualizations of the flow inside the runner. One deep partial load operating point was chosen to perform non-cavitating URANS calculations, and the experimental data were essential to assess the suitability of the numerical modeling. The predicted flow field was in good agreement with the observations, especially concerning the position of the inter-blade vortices inside the runner channels. Further insights of the vortices development highlighted complex interactions between upstream and downstream flows when they mix inside the runner. The predicted standard deviation of the pressure field gave coherent qualitative results, as fluctuating regions were found close to the inter-blade vortices locations. Nonetheless, the obtained pressure signals could be improved, as the numerical model might underestimate the highest frequencies that were measured. Therefore, further investigations are needed to reproduce more accurate pressure spectra on the runner. A next step would also be to test a cavitation model, to study the impact on the accuracy of predicting pressure fluctuations linked to cavitating inter-blade-vortices.

Such pressure fluctuations are required to foresee the dynamic mechanical loading on the runner in deep partial load conditions. Both experimental and numerical approaches provide helpful information on the impact of inter-blade vortices on Francis turbine runners, and help to better understand the flow behavior in off-design operating conditions.

ACKNOWLEDGEMENTS

The present work was funded by the French Directorate General for Enterprise. The authors acknowledge GE Renewable Energy for providing the data and techniques of the Global Technology Center, in Grenoble.

NOMENCLATURE

Symbol	Name	Unit
D	Reference diameter of the runner	[m]
g	Gravitational acceleration	[m. s ⁻²]
H_n	Net head	[mWC]
p_{LB}	Absolute pressure in the low pressure reference section of the turbine	[Pa]
P_{vap}	vapor pressure	[Pa]
Q	Discharge	[m ³ . s ⁻¹]
T_m	Runner torque	[N. m]
v_{LB}	Flow velocity in the low pressure reference section of the turbine	[m. s ⁻¹]
z_{LB}	Altitude of the low pressure reference section of the turbine	[m]
z_{ref}	Altitude of the distributor axis	[m]
ρ	Water density	[kg. m ⁻³]
ω	Runner rotation speed	[rad. s ⁻¹]

REFERENCES AND CITATIONS

- [1] J. Brammer, F. Duparchy, P. Y. Lowys, M. Thibaud, K. Wheeler et T. De Colombel, «Increasing the operating range of Francis turbines by considering dynamic phenomena at partial load,» *Proc. of the Hydro 2016 conference*, 2016.
- [2] P.-Y. Lowys, F. Paquet, M. Couston, M. Farhat, S. Natal et F. Avellan, «Onboard Measurements of Pressure and Strain Fluctuations in a Model of Low Head Francis Turbine - Part 2 : Measurements and Preliminary Analysis Results,» *Proc. of the 21st IAHR Symp., Hydraulic Machinery and Systems*, vol. II, pp. 873-880, 2002.
- [3] F. Bouloc, J. Guillozet, F. Duparchy, P. Y. Lowys et A. Duparchy, «Mechanical risks prediction on Francis runner by Spatial Harmonic Decomposition,» *Proc. of the 28th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems*, pp. 703-712, 2016.
- [4] S. Bouajila, T. De Colombel, P. Y. Lowys et T. Maître, «Hydraulic phenomena frequency signature of Francis turbines operating in part load conditions,» *Proc. of the 28th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems*, pp. 1281-1290, 2016.
- [5] J. P. Franc, F. Avellan, B. Belahadji, J. Y. Billard, L. Briançon-Marjollet, D. Fréchou, D. H. Fruman, A. Karimi, J. L. Kueny et J. M. Michel, *La cavitation - Mécanismes physiques et aspects industriels*, 1995.
- [6] L. Zhou, M. LIU, Z. Wang, D. LIU et Y. ZHAO, «Investigation of Channel Vortices in Francis Turbines,» *Proc. of the 28th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems*, pp. 1301-1310, 2016.
- [7] M. V. Magnoli, «Comparison of model measured runner blade pressure fluctuations with unsteady flow analysis predictions,» *Proc. of the 28th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems*, pp. 1291-1300, 2016.
- [8] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel, C. Landry et F. Avellan, «Numerical and experimental evidence of inter-blade cavitation vortex development at deep part load operation of a Francis turbine,» *Proc. of the 28th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems*, pp. 1323-1330, 2016.
- [9] I. E. Comission, *Hydraulic turbines, storage pumps and pump-turbines - Model acceptance test (Int. Standard IEC 60193)*, 1999.
- [10] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel, C. Landry et F. Avellan, «Guide Vanes Embedded Visualization technique for Investigating Francis Runner Inter-blade Vortices at Deep Part Load Operation,» *Proc. of the 6th IAHR Int. Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, 2015.
- [11] F. R. Menter, «Best Practice: Scale-Resolving Simulations in ANSYS CFD,» ANSYS Germany GmbH, 2015.

Résumé

L'intégration des énergies renouvelables sur le réseau électrique entraîne de nouveaux besoins chez les exploitants de centrales hydroélectriques. Ainsi, les fabricants de turbines hydrauliques doivent garantir des plages de fonctionnement de plus en plus étendues, afin d'assurer une plus grande flexibilité d'utilisation des machines. Pour les turbines Francis, un fonctionnement en-dehors des conditions nominales implique potentiellement une augmentation des sollicitations mécaniques, notamment à faible débit (charge partielle). Cette hausse est due à l'apparition de phénomènes hydrauliques dans l'écoulement, dont notamment les vortex inter-aubes. Pour garantir des plages de fonctionnement étendues à leurs clients, les fabricants se doivent de maîtriser l'impact de telles conditions d'opération sur la durée de vie de leurs machines. Il est donc nécessaire de mieux comprendre l'écoulement complexe dans la turbine et son impact mécanique à charge partielle. Dans ce contexte, cette thèse a une double approche expérimentale et numérique. L'analyse se base sur des mesures et des observations réalisées lors d'essais sur modèles réduits. Elles ont permis de corrélérer les phénomènes hydrauliques observés et l'évolution des fluctuations de pression et des déformations dynamiques mesurées, pour différents points de fonctionnement. Ces résultats ont notamment été utilisés pour estimer le phénomène de fatigue lors du fonctionnement continu d'une turbine à très faible charge. La simulation numérique des fluides (CFD) a également été utilisée pour mieux comprendre les mécanismes impliqués dans la formation des vortex inter-aubes, et pour prédire le chargement dynamique qui s'exerce sur la roue à charge partielle. La validation des résultats numériques est basée sur la comparaison avec les données expérimentales issues des précédents essais sur modèles réduits.

Mots clés : Turbine Francis, Charge partielle, Vortex inter-aubes, Essais sur modèles réduits, Simulation numérique des fluides (CFD)

Abstract

The integration of renewable energies into the electricity grid brings new needs for hydro power plant operators in terms of how they are operated. Consequently, hydraulic turbine manufacturers are required to extend their machine's operating range in order to increase their flexibility. In the case of Francis turbines, dynamic stresses could increase in off-design conditions due to several hydraulic phenomena that appear in the flow, especially at partial load. One of them is the development of inter-blade vortices in the runner. In order to guarantee an extended operating range manufacturers have to control the impact of such operating conditions on their turbines lifetime. Therefore, a better understanding of complex partial load flows and their mechanical impact on the turbines is needed. In this context, this thesis uses both experimental and numerical approaches. Reduced scale model turbines were tested in order to correlate hydraulic phenomena observed in the flow and the evolution of pressure and strain fluctuations for different operating points. The results were then used to estimate the turbine fatigue in partial load conditions. Computational Fluid Dynamics was also used to better understand the formation of inter-blade vortices and to predict the dynamic loading on the runner at partial load. These numerical results were validated by comparison with the experimental data from the previous test rig measurements and observation campaigns.

Key words : Francis turbine, Partial load, Inter-blade vortices, Reduced scale model tests, Computational Fluid Dynamics (CFD)