



HAL
open science

Simulation numérique de l'écoulement de charge partielle dans les turbines Francis : analyse de la topologie et de la dynamique des vortex inter-aubes

François Doussot

► **To cite this version:**

François Doussot. Simulation numérique de l'écoulement de charge partielle dans les turbines Francis : analyse de la topologie et de la dynamique des vortex inter-aubes. Autre. Université Grenoble Alpes, 2019. Français. NNT : 2019GREAI069 . tel-02475760

HAL Id: tel-02475760

<https://theses.hal.science/tel-02475760>

Submitted on 12 Feb 2020

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, Procédés, Énergétique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

François Doussot

Thèse dirigée par **Olivier METAIS**
et codirigée par **Guillaume BALARAC**

préparée au sein du **Laboratoire des Écoulements Géophysiques
et Industriels (LEGI)**
dans l'**École Doctorale Ingénierie - Matériaux Mécanique
Énergétique Environnement Procédés Production (I-MEP2)**

Simulation numérique de l'écoulement de charge partielle dans les turbines Francis : analyse de la topologie et de la dynamique des vortex inter- aubes

Thèse soutenue publiquement le **03/12/2019**,
devant le jury composé de :

M. Antoine DAZIN

Professeur à l' ENSAM (Lille), Président du jury et rapporteur

M. Jérôme BOUDET

Maître de conférence au LMFA (Lyon), Rapporteur

M. Yves DUBIEF

Professeur à University of Vermont (Etats-Unis), Examineur

M. Olivier METAIS

Professeur au LEGI (Grenoble), Directeur de thèse

M. Guillaume BALARAC

Maître de conférence au LEGI (Grenoble), Co-directeur de thèse

M. Yann LAURANT

Ingénieur-Docteur à GE Renewable Energy (Grenoble), Encadrant industriel





Résumé

Les machines hydrauliques sont conçues pour fonctionner essentiellement autour du point de fonctionnement nominal. Cependant, afin notamment d'intégrer les énergies renouvelables sur le réseau, ces machines hydrauliques doivent nécessairement faire preuve de flexibilité. Ainsi, la plage de fonctionnement des turbines Francis cherche à être étendue, notamment pour des fonctionnements à des débits plus faibles. Lorsqu'une turbine Francis fonctionne avec un débit compris entre 30 et 60% du débit nominal, l'écoulement dans la roue est caractérisé par la présence de vortex entre les aubes. Dans ces conditions, des contraintes dynamiques apparaissent dans la roue et peuvent réduire la durée de vie de la machine à cause du phénomène de fatigue mécanique. Cette étude a pour objectif d'améliorer la compréhension de la dynamique de ces phénomènes à travers une approche numérique. Des simulations ont été effectuées avec plusieurs approches de la turbulence : des simulations stationnaires (RANS), des simulations instationnaires avec une approche hybride de la turbulence (SAS) et la Simulation des Grandes Echelles (SGE). Les simulations stationnaires permettent de comprendre les phénomènes à l'origine de la formation de ces vortex. L'analyse présentée dans ce travail montre que les vortex inter-aubes sont générés à cause d'une mauvaise incidence en entrée de la roue ou à cause d'une zone de recirculation sous la roue. Différentes topologies de vortex sont mises en évidence, générées par la compétition de ces deux phénomènes. Le chargement dynamique doit être connu afin d'évaluer précisément la durée de vie d'une roue. Plusieurs points de fonctionnement ont été simulés avec des calculs instationnaires afin de comprendre comment les fluctuations de pression dépendent du point de fonctionnement de la machine. La localisation des fluctuations de pression et les fréquences associées ont été analysées et comparées à des mesures expérimentales effectuées sur un modèle réduit. Les résultats montrent que les simulations SAS permettent de mettre en évidence des mécanismes à basses fréquences de ces écoulements de charge partielle. Cependant, les fluctuations à hautes fréquences sont largement sous-estimées par cette approche. Plus particulièrement, une signature fréquentielle large bande, caractéristique de l'écoulement de charge partielle, n'est pas prédite par ces simulations. La SGE a été utilisée afin d'améliorer la prédiction de ces hautes fréquences et de comprendre l'origine de ces phénomènes instationnaires. Les résultats démontrent la pertinence de l'utilisation de ce type d'approche numérique en mettant en évidence des sources d'instabilités hautes fréquences dans la machine.

Mots clefs — Charge partielle, Turbine Francis, Vortex inter-aubes, Simulation des Grandes Echelles (SGE), Turbulence, Flexibilité, Topologie de vortex, Energie hydroélectrique

Numerical simulation of the part load condition in Francis turbines : analysis of the topology and the dynamic of inter-blade vortices

Abstract

Hydraulic machines are designed to operate in flow conditions close to the best efficiency point. However, to respond to the increasing demand for flexibility mainly due to the integration of renewable energy in the electrical grid, the operating range of Francis turbines must be extended towards smaller discharge levels without restriction. When Francis turbines are operated typically between 30% and 60% of the rated output power, the dynamic of the flow field is dominated by inter-blade vortices in the runner. At these off-design operating conditions and due to these phenomena, dynamic stresses level can increase, and potentially lead to fatigue damage of the mechanical structure of the machine. The objective of this study is to present investigations on the dynamic behaviour of the inter-blade vortices and their impact on the runner by using numerical simulations. Computations were performed with different turbulence modelling approaches to assess their relevance and reliability : Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), Scale-Adaptive Simulations (SAS) and Large-Eddy Simulations (LES). Steady simulations aimed to better understand the emergence condition of the inter-blade vortices. The analysis showed that vortices can be generated due to poor inlet adaptation at part load, however other vortices can also be due to a local backflow in the runner. The competition between these two phenomena leads to various topologies of the inter-blade vortices. The dynamic loading on the blade has to be known in order to evaluate the lifetime of the runner by mechanical analysis. Different operating conditions have been simulated using unsteady simulations to understand the dependence of pressure fluctuations upon the operating conditions. The localisation of the pressure fluctuations and their frequency signature have been analysed and compared to experimental measurements performed on a scaled model. The results of SAS simulations show the driving phenomena at a low range of frequencies of the dynamic of part load conditions. However the high frequency fluctuations are underestimated by this approach. Then large eddy simulations are computed to improve the prediction of high frequency fluctuations. The study of a wide-band frequency signature is particularly detailed in this work.

Keywords — Part load, Francis Turbine, Inter-blade vortices, Channel vortices, Large Eddy Simulation (LES), Turbulence, Flexibility, Vortex topology, Hydroelectric power

Avant propos

Ce manuscrit de thèse est le fruit d'un investissement personnel de 3 ans, mais surtout d'un travail d'équipe. Je tiens à remercier toutes les personnes ayant contribué de près ou de loin à cette expérience forte, d'un point de vue scientifique et professionnel, mais surtout sur le plan humain et personnel.

J'ai eu le plaisir d'effectuer ce travail sous la direction d'Olivier Métais. Il m'a donné une grande liberté dans les choix d'orientation de cette thèse ; cette preuve de confiance m'a encouragé pendant ces trois années. Je tiens en particulier à remercier son soutien et sa vision systématiquement optimiste des résultats pour valoriser ces travaux de recherche. Un grand merci pour avoir corrigé les centaines d'accents manquants et les nombreuses coquilles présentes dans les premières versions de ce manuscrit, révélatrices d'une certaine précipitation pour finir à temps !

J'ai été honoré d'être encadré au jour le jour par Guillaume Balarac. Il est en général très inspirant de cotoyer des personnes passionnées. C'est le cas avec Guillaume ; son investissement dans la recherche pour la simulation numérique m'impressionnera toujours ! Son esprit de synthèse et son efficacité remarquable m'ont permis d'avancer rapidement dans les problématiques diverses rencontrées dans ce travail. Guillaume a toujours la porte ouverte pour discuter malgré ses nombreuses responsabilités. Merci beaucoup pour ta proximité, pour ton soutien, pour la confiance que tu m'as accordée et pour tout ce que tu m'as apporté.

Je suis très heureux que Jérôme Boudet et Antoine Dazin aient accepté de rapporter mon travail ; lire ces 200 pages avec une grande attention est en soit une épreuve. De même, j'ai eu le plaisir de voir mon travail examiné par Yves Dubief, aussi membre du jury. Je les remercie très sincèrement pour cela, pour leur bienveillance lors de la soutenance, pour leurs retours constructifs et pour les échanges très intéressants que nous avons eu.

Je remercie aussi chaleureusement Patrick Bégou pour son aide et son support sur toutes les problématiques informatiques. Je ne comprends toujours pas une grande partie de ce que tu dis quand tu parles d'informatique, mais ça me fait moins peur maintenant ! Et surtout un grand merci pour ta bonne humeur, pour tes histoires de montagne et pour faire de l'équipe MoST une grande famille !

Ces travaux ont été menés en collaboration avec General Electric Renewable Energy, où j'ai eu la chance d'être encadré par Claire Ségoufin et Yann Laurant. Je leur suis très reconnaissant pour leur soutien ; la valeur ajoutée de ce travail réside dans cette collaboration réussie. La démarche portée par Claire et Yann est exemplaire et permet de faire avancer les connaissances à la fois dans les milieux industriels comme académiques. Ils ont su me faire bénéficier de leurs expériences et de leurs visions des choses. Je vous remercie sincèrement pour votre encadrement, et pour m'avoir laissé la liberté de m'éloigner des approches "classiques" afin de proposer une contribution originale.

Ce travail s'inscrit dans la continuité de la thèse de Sofien Bouajila. En plus de m'avoir transmis toutes tes connaissances, tes résultats, tes questionnements, tu as su me laisser une place dans ton travail de thèse et me donner des conseils très pertinents. Je t'en suis énormément reconnaissant.

J'ai choisi de travailler sur ce sujet de thèse pour répondre à une problématique concrète, avec une application industrielle dans le domaine de l'énergie. L'expérience acquise pendant cette thèse a attisé ma curiosité pour l'énergie, qui apparaît comme pilier de notre société

moderne, mais qui peut aussi être une de ses principales limites. Dans ce contexte, l'énergie hydraulique semble être une des réponses les plus adaptées pour répondre aux enjeux environnementaux sous-jacents à ceux de l'énergie. Le travail de doctorant demande d'approfondir la technique, il me semble cependant fondamental de conserver une vision d'ensemble afin de développer un regard critique.

Pendant ces trois années de thèse, la concentration de CO₂ moyenne dans l'atmosphère a augmenté de 1.6%, l'énergie consommée dans le monde de 2.5% [77]. L'évolution de la consommation énergétique et du climat montre que les solutions technologiques - comme celles recherchées pendant ce travail - ne sont pas à la hauteur des défis à relever. Je suis très heureux d'avoir pu approfondir mes connaissances et d'avoir pu prendre du recul sur ces problématiques transverses. Ces trois années ont été très enrichissantes en particulier sur cet aspect et m'ont ainsi permis de remettre en question la place de l'ingénieur dans notre société.

Ces trois années correspondent à une période très heureuse, sans aucun doute en grande partie grâce à l'ambiance au LEGI. Je remercie très sincèrement tous les membres du LEGI pour faire de ce laboratoire un espace de travail et de vie très agréable. Cela est possible grâce à une équipe de doctorants et post-doc très agréable.

En particulier j'ai eu la chance de passer des moments géniaux avec les membres de l'équipe MoST, dirigée par Giovanni Ghigliotti. Je remercie notamment mon co-bureau Matthieu, qui m'a suivi en secret depuis toujours, pour m'avoir supporté pendant ces deux dernières années. Merci - en dehors de l'odeur dans le bureau - pour tous ces moments avec une Chouffe; "ça fait du bien de rire". J'ai eu aussi le plaisir de voir arriver des nouveaux doctorants dans l'équipe (Jérémie, Cyril, Savinien, Thomas,) qui ont apporté un peu de folie et d'ambiance dans le groupe, grâce à vous les pécores ça a toujours été un plaisir de venir travailler. L'équipe se compose aussi de quelques dinosaures : un grand merci à Docteur Sahut pour nous faire marrer malgré ses trois heures de sommeil quotidiennes et à Manu notamment pour partager sa vision éclairée aux pauses café sur de nombreux sujets importants. Le laboratoire est aussi un lieu d'enseignement et de partage de connaissances, les stagiaires sont une partie intégrante de la vie du laboratoire. Dans ce cadre, je remercie sincèrement Ilyès pour sa motivation pendant son super stage et la stagiaire pour ses gâteaux!

Ces trois années ont été marquées par de nombreuses rencontres inspirantes. Je tiens à remercier en particulier petite perruche pour ta tchatte légendaire et ta pensée radicale, ainsi que les copains de l'EVUG pour ces stages incroyables!

J'adresse aussi mes sincères remerciements à ma famille pour leur soutien et pour m'avoir encouragé à poursuivre mes études. Enfin je tiens à remercier chaleureusement mon gros tas : merci Chloé pour tous ces moments merveilleux, pour ta bienveillance et pour ces projets enthousiasmants à venir!

Sommaire

1	Introduction	19
1.1	Généralités sur l'hydroélectricité	20
1.1.1	Brève histoire de l'énergie hydraulique	20
1.1.2	Sources d'énergie hydraulique	21
1.1.3	Structure d'un aménagement hydroélectrique	21
1.1.4	Puissance d'une turbine hydraulique	21
1.1.5	Les différents types de turbines	23
1.1.6	La flexibilité des machines hydrauliques dans le contexte actuel	23
1.2	Fonctionnement d'une turbine Francis	24
1.2.1	Éléments constitutifs d'une turbine Francis	24
1.2.2	Triangle des vitesses	27
1.2.3	Description des régimes de fonctionnement	28
1.2.4	Phénomènes caractéristiques de régimes de fonctionnement	29
1.3	Problématiques du travail de thèse	32
1.3.1	Turbines étudiées	32
1.3.2	Problématiques industrielles	33
1.3.3	Problématiques académiques	33
1.3.4	Collaboration avec General Electric Renewable Energy	34
1.4	Organisation du mémoire	34
2	Modélisation de la turbulence et méthodes numériques	37
2.1	Caractéristiques d'un écoulement turbulent	38
2.1.1	Equations gouvernant la dynamique d'un écoulement turbulent	38
2.1.2	Approche statistique de la turbulence	39
2.1.3	Mécanismes énergétiques de la turbulence	39
2.2	Modélisation de la turbulence dans les modèles RANS	40
2.2.1	Hypothèse de Boussinesq	40
2.2.2	Modèles de turbulence	41
2.2.3	Simulations URANS	43
2.3	Simulation des grandes échelles	43
2.3.1	Equations filtrées	44
2.3.2	Modèle sous-maille	44
2.4	Méthodes hybrides RANS - SGE	45
2.4.1	Généralités	45
2.4.2	Le modèle SAS	46
2.5	Résolution numérique	48
2.5.1	Discrétisation spatiale	48
2.5.2	Résolution de l'écoulement en paroi	49
2.5.3	Schémas numériques	50
2.5.4	Modélisation des parties fixes et tournantes	53
2.5.5	Modélisation des conditions aux limites	55
2.6	Traitement des signaux temporels	56
2.6.1	Grandeurs statistiques	56
2.6.2	Domaine fréquentiel	56

2.7	Résumé du chapitre	57
3	Dynamique de l'écoulement de charge partielle dans les turbines Francis : état de l'art	59
3.1	Analyse de l'écoulement de charge partielle	60
3.1.1	Écoulement dans le cône en charge partielle	60
3.1.2	Analyse de l'écoulement dans la roue	61
3.1.3	Dynamique de l'écoulement de charge partielle dans la roue	62
3.1.4	Influence du point de fonctionnement sur les VIAs	64
3.2	Autres sources d'instabilités dans les turbines Francis	65
3.2.1	Interaction rotor-stator	65
3.2.2	Vortex de Von-Karman	66
3.3	Méthodes utilisées pour l'étude des VIAs	67
3.3.1	Approches numériques	67
3.3.2	Mesures expérimentales	68
3.3.3	Influence de la cavitation sur la réponse acoustique d'un système	69
3.4	Analyse des résultats numériques	70
3.4.1	Évaluation de la convergence temporelle des simulations	70
3.4.2	Méthode de détection de vortex	70
4	Caractérisation des VIAs par des simulations stationnaires	73
4.1	Modèle numérique	74
4.1.1	Domaine d'étude et paramètres de calcul	74
4.1.2	Maillage	76
4.1.3	Configuration du point de fonctionnement	76
4.2	Validation du modèle à partir des données expérimentales de la roue 1	77
4.2.1	Validation du modèle avec les valeurs intégrales	77
4.2.2	Validation du modèle concernant la prédiction des VIAs	78
4.3	Caractérisation des VIAs	81
4.3.1	Vortex de pompage	81
4.3.2	Défaut d'incidence extradados	83
4.3.3	Défaut d'incidence extradados généralisé	83
4.3.4	Défaut d'incidence intrados	84
4.3.5	Vortex "fer à cheval"	84
4.4	Dépendance au point de fonctionnement	85
4.4.1	Méthodologie	85
4.4.2	Limites des topologies de VIAs pour la roue 1	86
4.4.3	Analyse comparative des limites des topologies de VIAs pour la roue 2	88
4.4.4	Phénomènes invariants en fonction de la géométrie	89
4.4.5	Phénomènes dépendants de la géométrie	89
4.5	Conclusions du chapitre	90
5	Etude de la dynamique de l'écoulement de charge partielle à l'aide du modèle SAS	91
5.1	Modèle numérique	92
5.1.1	Données expérimentales	92
5.1.2	Domaine de calcul et type d'interface	92
5.1.3	Sensibilité au maillage et pas de temps	95
5.2	Analyse de 4 points de fonctionnement à n_{11} fixé	100
5.2.1	Simulation de 4 points de fonctionnement	100
5.2.2	Evolution des données intégrales	101
5.2.3	Evolution des topologies de VIA	103
5.2.4	Evolution des fluctuations de pression en fonction du point de fonctionnement	104
5.2.5	Détail des phénomènes mis en évidence sur ces points de fonctionnement	107

5.2.6	Justification de l'amplitude des fluctuations de pression mesurées pour chaque point de fonctionnement	114
5.2.7	Coupure en fréquence des spectres de pression	116
5.3	Conclusions du chapitre	117
6	Simulation des grandes échelles de la dynamique des VIAs dans le domaine tournant	119
6.1	Modèle numérique	120
6.1.1	Domaine de calcul et conditions aux limites	120
6.1.2	Calcul de la condition d'entrée	121
6.1.3	Influence de la réduction du domaine de calcul	122
6.1.4	Influence du maillage	124
6.2	Analyse de 5 points de fonctionnement et comparaison avec le modèle SAS pour la turbine 1	127
6.2.1	Analyse des grandeurs statistiques	128
6.2.2	Analyse des topologies de VIAs	129
6.3	Influence du point de fonctionnement sur les fluctuations de pression dans la turbine 1	132
6.3.1	Influence du type de VIAs sur les fluctuations de pression	132
6.3.2	Influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression	135
6.3.3	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression	138
6.4	Analyse comparative du comportement des fluctuations de pression de la turbine 2	141
6.4.1	Modèle numérique	141
6.4.2	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression	143
6.5	Conclusions du chapitre	147
7	Simulation des grandes échelles de l'interaction entre la roue et les directrices et influence de la condition d'entrée	149
7.1	Calcul de l'interaction entre les directrices et la roue	150
7.1.1	Modèle numérique	150
7.1.2	Analyse des résultats	154
7.2	Interaction directrices-roue à travers un calcul 2D	158
7.2.1	Modèle numérique	158
7.2.2	Validation du modèle 2D par rapport au 3D	159
7.2.3	Influence du point de fonctionnement sur les structures dans l'entrefer	160
7.2.4	Influence du modèle : comparaison SGE/SAS avec la configuration bidimensionnelle	160
7.2.5	Résumé : analyse des structures dans l'entrefer	161
7.3	Réponse des VIAs à une excitation périodique en entrée de roue	162
7.3.1	Points de fonctionnement étudiés	162
7.3.2	Modèle d'excitation en entrée	163
7.3.3	Réponse à l'excitation d'entrée	164
7.4	Résumé et discussion	167
7.4.1	Résumé des résultats	167
7.4.2	Discussion	168
8	Conclusions et perspectives	169
8.1	Conclusions	170
8.1.1	Ecoulement moyen dans la machine en charge partielle	170
8.1.2	Phénomènes instationnaires à l'origine de fluctuations de pression à basses fréquences dans la roue	171
8.1.3	Analyse de la dynamique des VIAs à travers la SGE	171
8.1.4	Instabilités en entrée de la roue	172
8.2	Perspectives	172
8.2.1	Etudes expérimentales	172

8.2.2 Etudes numériques	173
Annexes	180
A Lien entre φ, U et V_m	181
B Influence de la condition de sortie	182
B.1 Modèle simplifié	182
B.2 Calcul avec la cuve	182
B.3 Quantification de l'influence de la cuve	183
C Maillage de l'aspirateur	185
C.1 Maillages utilisés	185
C.2 Analyse des résultats	185
D Répartition du débit par le distributeur	187
D.1 Modèle numérique	187
D.2 Résultats	187
E Vortex de Von Karman dans les directrices	189
E.1 Modèle numérique	189
E.2 Résultats et discussion	190
F Influence des fluctuations de débit sur les fluctuations de pression	192

Table des figures

1.1	Affiche de l'Exposition Internationale de 1925 à Grenoble	20
1.2	Répartition de la capacité de production mondiale d'énergie hydraulique. Source : [94]	21
1.3	Structure d'un aménagement hydraulique. Source : [8]	22
1.4	Type de turbine en fonction de la chute. Source : General Electric Renewable Energy	24
1.5	Temps de réponse des installation de production électrique dans la zone nordique (Danemark, Suède, Norvège et Finlande). Source : [41]	25
1.6	Evolution du régime de fonctionnement d'une turbine. Source : General Electric Renewable Energy	25
1.7	Architecture d'une turbine de type Francis. Source : General Electric Renewable Energy	26
1.8	Ouverture des directrices. Source : d'après [21]	26
1.9	Vue méridienne de la roue Francis99. Source : D'après [86]	27
1.10	Triangles des vitesses dans une turbine Francis pour 3 points de fonctionnement	27
1.11	Exemple d'une colline de rendement - Francis 99. Source : Francis 99 first Workshop [68]	30
1.12	Diagramme d'état de l'eau. Source : [71]	31
1.13	Erosion de cavitation sur une turbine Francis. Source : [14]	31
1.14	Phénomènes de torche apparaissant dans le cône.	31
1.15	Visualisations expérimentales des VIAs.	32
1.16	Visualisations des deux roues étudiées	33
2.1	Cascade d'énergie à grand nombre de Reynolds. Source : [92]	41
2.2	Représentation du filtre dans l'espace	45
2.3	Influence du modèle de turbulence sur le sillage d'une balle de golf à travers un iso-contour de Critère-Q. Source : [39]	46
2.4	Représentation du calcul de la skewness	49
2.5	Vitesse proche paroi pour un écoulement de fluide visqueux à faible nombre de Reynolds (gauche) et à fort nombre de Reynolds (droite). Source : [32]	49
2.6	Profil de la vitesse adimensionnée à la paroi en fonction de y^+ pour un écoulement à l'équilibre. Source : [32]	50
2.7	Représentation d'un volume de controle centré sur les nœuds	51
2.8	Écoulement à travers les interfaces "stage" et "Transient Rotor-Stator" représentés schématiquement	54
2.9	Condition de sortie et géométrie du domaine de calcul. Source : [4]	55
2.10	Illustration du "périodogramme" pour traiter un signal $f(t)$ quelconque	57
3.1	Analyse de la déstructuration de la torche. Source : [95]	61
3.2	Sondage de vitesse en sortie de roue dans deux sections horizontales. Source : [95]	61
3.3	Mécanisme de formation des VIAs d'après Zhou et al. [102]	62
3.4	Spectres de fluctuations de pression dans la roue pour 3 points de fonctionnement en charge partielle. Source : [95]	63

3.5	Signature haute fréquence observée dans 3 types de turbines. Source : [13] . . .	63
3.6	Spectres de fluctuations de jauges de contraintes dans une turbine Francis. Source : [58]	64
3.7	Signature des fluctuations de pression dans l'entrefer pour 3 turbines. Source : [13]	65
3.8	Modulation des fluctuations de pression dans l'entrefer par le RSI. Source : [64]	66
3.9	Spectre de contraintes mesurées dans la roue pour deux turbines Francis. Source : [83]	66
3.10	Influence du maillage sur le volume de vapeur calculé dans la roue. Source : [90]	67
3.11	Schéma de l'architecture d'une plateforme d'essai. Source : General Electric Renewable Energy	69
3.12	Spectre de pression obtenu en amont du demi-cylindre en fonction du nombre de Thoma. Source : [78]	70
3.13	Application d'un filtre spatial à un bruleur swirlé. Source : [38]	71
4.1	Domaine de calcul jusqu'à la fin du cône	75
4.2	Maillage surfacique sur une aube utilisé pour cette étude	75
4.3	Comparaison du couple numérique et expérimental à $\bar{n}_{11}=1.05$	77
4.4	Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=1.1$ et $\varphi/\varphi_{opt}=0.48$	79
4.5	Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{opt}=0.65$	79
4.6	Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{opt}=0.49$	80
4.7	Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{opt}=0.36$	80
4.8	4 types de vortex inter-aubes. Les lignes de courant jaune viennent de l'entrée, les bleues de la sortie.	82
4.9	Schémas de l'écoulement au bord d'attaque à l'origine de défaut d'incidence en extradados et en intrados	82
4.10	Schémas de l'écoulement dans la vue méridienne	83
4.11	Mécanisme de formation d'un vortex de pompage	84
4.12	Lignes de courant 2D sur des plans horizontaux en entrée de roue à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{opt}=0.65$	85
4.13	Interaction entre le vortex de pompage et le défaut d'incidence généralisé	86
4.14	Vortex "fer à cheval" au plafond et à la ceinture identifiés par un iso-contour de Q	87
4.15	Topologies des vortex en fonction du point de fonctionnement pour la roue 1	88
4.16	Topologies des vortex en fonction du point de fonctionnement pour la roue 2	89
5.1	Localisation des capteurs de pression expérimentaux utilisés	93
5.2	Lignes de courant dans l'extension de l'aspirateur - Les lignes rouges et bleues correspondent à des vitesses selon x respectivement positives et négatives	94
5.3	Maillages surfaciques au plafond	96
5.4	Convergence des valeurs intégrales en fonction du maillage	97
5.5	Visualisation des VIAs pour 4 maillages : Iso-valeur de Q dans la roue	97
5.6	Convergence de l'amplitude des fluctuations de pression et comparaison aux données expérimentales	98
5.7	Evaluation du CFL local dans une coupe horizontale au centre du distributeur au point $Pt4$	100
5.8	Activation de la résolution type SGE au point $Pt4$: zones où le terme Q_{SAS} est non nul	100
5.9	Variation de l'amplitude crête à crête des fluctuations de pression expérimentale sur les 4 capteurs embarqués dans la roue en fonction de φ/φ_{opt} à $\bar{n}_{11}=1.1$	101

5.10	Variation des pertes dans la machine pour les quatre points de fonctionnement simulés	102
5.11	Visualisation des VIAs par un iso-contour de Q pour les 4 points de fonctionnement	103
5.12	Intensité du pompage en fonction de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ à $\bar{n}_{11}=1.1$	104
5.13	Evolution de l'écart-type de pression sur les aubes pour les 4 points de fonctionnement et lien avec le vecteur vitesse proche de l'extrados	105
5.14	Comparaison de l'amplitude crête à crête des fluctuations de pression dans la roue par rapport aux mesures expérimentales	106
5.15	Analyse de l'écoulement de pompage au point $Pt1$	107
5.16	Fluctuations de pression au niveau du point d'arrêt pour tous les points de fonctionnement	108
5.17	Visualisation des vitesses axiales moyennes dans la zone de pompage sous la roue pour les 4 points de fonctionnement	109
5.18	Evolution des structures dans le cône en fonction du débit : visualisation d'un contour d'iso-pression	110
5.19	Fluctuations de pression au capteur C1 pour tous les points de fonctionnement	111
5.20	Critère Q dans l'entrefer et la roue pour le point $Pt4$	112
5.21	Analyse des signaux de pression au capteur E1 au point $Pt4$	112
5.22	Déphasage entre les signaux de pression du capteur E2 au point $Pt4$	113
5.23	Vecteurs vitesse à hauteur des deux capteurs en extrados pour le point $Pt2$. Les capteurs S1 et S2 sont respectivement représentés en jaune et vert.	115
5.24	Comparaison des résultats numériques et expérimentaux des mesures de pression au capteur S1 pour le point $Pt3$	115
5.25	Spectre de pression au capteur P2	116
5.26	Spectre de pression hautes fréquences au capteur S1	116
6.1	Géométrie des calculs SGE à 1 canal	121
6.2	Visualisation de la surface utilisée comme donnée d'entrée (en orange sur la figure)	122
6.3	Comparaison du sondage de vitesse en sortie de roue entre un calcul de roue complète et un calcul à un canal	123
6.4	Influence du domaine de calcul sur les spectres de fluctuations de pression sur le capteur S1	124
6.5	Maillages utilisés pour l'étude de convergence en maillage	125
6.6	Influence du maillage sur le gradient de pression moyen	126
6.7	Influence du maillage sur l'écart-type de pression	126
6.8	Convergence en maillage des spectres de fluctuations de pression dans la roue	127
6.9	Influence de la configuration numérique sur les spectres de fluctuations de pression sur le capteur S1 au point $Pt4$	129
6.10	Visualisation du critère Q en SAS	130
6.11	Visualisation du critère Q filtré en SGE	130
6.12	Visualisation du critère Q non filtré en SGE	131
6.13	Visualisation du critère Q au point $Pt5$	132
6.14	Visualisation du critère Q au point $Pt4 + 10\%$	132
6.15	Influence du type de vortex sur l'écart-type de la pression dans un plan horizontal	133
6.16	Influence du type de vortex sur le gradient de pression moyen dans un plan horizontal	133
6.17	Influence du type de vortex sur l'écart-type de la pression sur la roue	134
6.18	Influence du type de vortex sur la signature fréquentielle des fluctuations de pression dans la roue	135
6.19	Influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression dans un plan horizontal	136
6.20	Influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression sur la roue	136
6.21	Influence de Q_{11} sur les spectres de fluctuations de pression	137
6.22	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression dans un plan horizontal	138

6.23	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression en entrée de la roue	139
6.24	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression en sortie de la roue	140
6.25	Influence de n_{11} sur les spectres de fluctuations de pression	140
6.26	Topologies des VIAs au point <i>OP1</i>	142
6.27	Topologies des VIAs au point <i>OP2</i>	142
6.28	Vecteurs vitesse moyenne colorés par la pression moyenne pour 2 points de fonctionnement de la roue 2	143
6.29	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression dans un plan horizontal . . .	144
6.30	Influence de n_{11} sur le gradient de pression moyen dans un plan horizontal . .	145
6.31	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression dans la roue	146
6.32	Influence de n_{11} sur les spectres de fluctuations de pression	146
6.33	Influence de n_{11} sur la pression au centre du VIA dans un plan horizontal . .	147
6.34	Influence de n_{11} sur la distance du VIA à l'axe de rotation de la roue	147
7.1	Maillage utilisé pour les calculs de roue avec les directrices	151
7.2	Schéma de la vitesse du maillage	152
7.3	Vitesse du maillage à proximité de la ceinture et dans le cône au point <i>Pt4</i> .	153
7.4	Influence du gradient de vitesse sur la déformation d'un élément bidimensionnel	153
7.5	Déformation d'un élément par rotation du maillage	153
7.6	Vecteurs vitesse instantannée dans un plan horizontal au centre du distribu- teur au point <i>Pt4</i> , colorés par la vorticité axiale	154
7.7	Structures dans le cône issues de la déstructuration de la torche	155
7.8	Visualisation du critère Q dans l'entrefer au point <i>Pt4</i>	156
7.9	Visualisation du critère Q dans l'entrefer au point <i>Pt6</i>	156
7.10	Spectres de vorticité axiale sur le capteur E1 pour deux chutes différentes au point <i>Pt4</i>	157
7.11	Modèle quasi-2D	158
7.12	Comparaison des topologies obtenues entre les configurations 2D et 3D	159
7.13	Comparaison des spectres de vorticité axiale entre les modèles 2D et 3D . . .	160
7.14	Influence du point de fonctionnement sur les structures observées dans l'entrefer	161
7.15	Influence du modèle sur la norme de la vorticité à partir de calculs 2D	161
7.16	Vitesse orthoradiale ajoutée par la partie instationnaire	164
7.17	Influence de l'excitation d'entrée sur l'écart-type du gradient de pression au point <i>Pt4</i> + 10%	165
7.18	Analyse de la condition d'entrée instationnaire et réponse en fréquence dans la roue au point <i>Pt4</i> + 10%	166
7.19	Influence de l'excitation d'entrée sur l'écart-type du gradient de pression au <i>BEP</i>	166
7.20	Influence de la condition d'entrée sur la réponse en fréquence dans la roue au point <i>Pt4</i> + 10%	167
7.21	Influence de la condition d'entrée sur la réponse en fréquence dans la roue au <i>BEP</i>	167
B.1	Lignes de courant dans l'extension de l'aspirateur avec un convergent	182
B.2	Maillage de la configuration avec la cuve	183
B.3	Influence de la géométrie de sortie sur les sondages de vitesse moyenne en sortie de roue	184
C.1	Deux maillages d'aspirateur (en rouge) comparés au maillage de roue (en noir) au niveau de l'interface	185
C.2	Influence du maillage dans l'aspirateur sur les fluctuations de la poussée axiale	186
D.1	Domaine de calcul	187
D.2	Débit par canal de directrice au coeur et en charge partielle	188
E.1	Débit par canal de directrice au coeur et en charge partielle	189
E.2	Topologies des VIAs au point <i>OP1</i>	190

E.3	Signature fréquentielle des lâchers tourbillonnaires au point <i>Pt4</i>	191
F.1	Configuration utilisée pour l'étude : écoulement dans un canal	192
F.2	Influence des fluctuations de débit sur les fluctuations de pression	193

Liste des tableaux

5.1	Caractéristiques des 4 maillages utilisés pour l'étude de convergence en maillage	95
5.2	Analyse des valeurs intégrales pour les 4 points de fonctionnement	102
6.1	Maillages utilisés pour la SGE	124
6.2	Erreur entre couple numérique et expérimental	128
6.3	Erreur entre couple numérique et expérimental	142
7.1	Points étudiés de la turbine 1 avec l'approche ALE	151
B.1	Part du débit total dans chaque pertuis	183

Liste des symboles

Symboles latins

Symbole	Unité	Définition
a	m	Distance d'ouverture des directrices
c	m/s	Vitesse du son
C_m	m/s	Vitesse débitante (méridienne)
f_0	Hz	Fréquence de rotation de la roue
Fr	–	Nombre de Froude
g	m/s^2	Accélération de la pesanteur
H_i	m	Chute interne
H_n	m	Chute nette
k	m^2/s^2	Energie cinétique turbulente
l_K	m	Echelle de Kolmogorov
l_I	m	Echelle intégrale
l_m	m	Longueur de mélange
L_{vK}	m	Longueur de Von Karman
M	–	Nombre de Mach
n_{11}	rpm	Vitesse réduite
\bar{n}_{11}	–	Vitesse réduite adimensionnée par sa valeur au meilleur point de fonctionnement
n	rpm	Vitesse de rotation de la roue
n_s	–	Vitesse spécifique
p	Pa	Pression statique
P_i	W	Puissance interne
P_n	W	Puissance nette
p_{vap}	Pa	Pression de vapeur saturante
Q	m^3/s	Débit volumique
Q_{11}	L/s	Débit réduit
\bar{Q}_{11}	–	Débit réduit adimensionné par sa valeur au meilleur point de fonctionnement
Re	–	Nombre de Reynolds
St	–	Nombre de Strouhal
T	Nm	Couple
u_θ	m/s	Vitesse circumférentielle dans la base cylindrique $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z\}$
u_r	m/s	Vitesse radiale dans la base cylindrique $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z\}$
u_z	m/s	Vitesse axiale dans la base cylindrique $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z\}$
u^+	–	Vitesse adimensionnée à la paroi
u_τ	m/s	Vitesse de frottement à la paroi
\bar{U}	m/s	Vitesse d'entraînement à la sortie de la roue
\dot{x}	m/s	Vitesse du maillage
y^+	–	distance adimensionnée à la paroi
z	m	Altitude

Symboles grecs

Symbole	Unité	Définition
α	$^{\circ}$	Angle d'ouverture des directrices
Ω	rad/s	Vitesse angulaire de la roue
ω	s^{-1}	Fréquence caractéristique de la turbulence
φ	A faire	Coefficient de débit
μ	$Pa\cdot s$	Viscosité dynamique
ν	m^2/s	Viscosité cinématique
ρ_0	kg/m^3	Masse volumique
ν_t	m^2/s	Viscosité turbulente
ϵ	m^2/s^3	Dissipation turbulente
σ_c	–	Nombre de Thoma
δ_{ij}	–	Symbole de Kronecher
η	–	Rendement hydraulique

Liste des acronymes

Acronyme	Définition
BEP	Point de meilleur rendement (Best Efficiency Point)
CFL	Nombre de Courant–Friedrichs–Lewy
CORIA	Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermo- chimie
DMD	Dynamic Mode Decomposition
LEGI	Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
MoST	Modélisation et Simulation de la Turbulence
NPSH	Net positive suction head
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RSI	Rotor-stator interaction
SAS	Scale-Adaptive Simulation
SGE	Simulation des Grandes Echelles
SST	Shear Stress Transport
THI	Turbulence Homogène Isotrope
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes
VIA	Vortex inter-aubes
WALE	Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Généralités sur l'hydroélectricité	20
1.1.1 Brève histoire de l'énergie hydraulique	20
1.1.2 Sources d'énergie hydraulique	21
1.1.3 Structure d'un aménagement hydroélectrique	21
1.1.4 Puissance d'une turbine hydraulique	21
1.1.5 Les différents types de turbines	23
1.1.6 La flexibilité des machines hydrauliques dans le contexte actuel	23
1.2 Fonctionnement d'une turbine Francis	24
1.2.1 Éléments constitutifs d'une turbine Francis	24
1.2.2 Triangle des vitesses	27
1.2.3 Description des régimes de fonctionnement	28
1.2.4 Phénomènes caractéristiques de régimes de fonctionnement	29
1.3 Problématiques du travail de thèse	32
1.3.1 Turbines étudiées	32
1.3.2 Problématiques industrielles	33
1.3.3 Problématiques académiques	33
1.3.4 Collaboration avec General Electric Renewable Energy	34
1.4 Organisation du mémoire	34

Résumé

L'hydroélectricité est un élément essentiel dans le marché de l'énergie. Elle permet d'une part de bénéficier d'une énergie "naturelle" utilisant des ressources en eau. D'autre part, ses propriétés de stockage associées à des temps de réponse très rapides donnent à cette méthode de production la capacité à équilibrer le réseau électrique. Cet outil de régulation est de plus en plus nécessaire dans le contexte actuel où des énergies renouvelables produisent une puissance intermittente sur le réseau. Pour répondre à ce besoin, les machines hydrauliques doivent être de plus en plus flexibles. Cela signifie qu'elles doivent être en capacité d'effectuer de nombreux cycles d'arrêt et de démarrage, mais aussi de fonctionner dans des régimes de fonctionnement très larges.

Ce chapitre présente dans un premier temps des généralités sur l'utilisation de l'énergie hydraulique. Cette thèse s'intéresse aux phénomènes apparaissant dans les turbines Francis ; le fonctionnement de ce type de turbine sera donc détaillé dans un second temps. Enfin, cette étude propose une brève présentation de l'écoulement de charge partielle. Les régimes de fonctionnement associés et les problématiques qu'ils soulèvent seront alors présentés.

1.1 Généralités sur l'hydroélectricité

1.1.1 Brève histoire de l'énergie hydraulique

Les premiers barrages n'ont pas été construits pour générer de l'électricité mais pour répondre à des besoins en eau. Ils ont ensuite été développés pour générer de l'énergie mécanique pour les papeteries situées dans les Alpes à partir de 1830. En 1882, Aristide Bergès produit du courant grâce à une turbine utilisant une conduite forcée de 500m de chute pour alimenter une usine.



FIGURE 1.1 – Affiche de l'Exposition Internationale de 1925 à Grenoble

L'énergie hydraulique est alors rapidement vue comme une énergie prometteuse. L'affiche

de l'Exposition Internationale de 1925 sur la figure 1.1 en témoigne, présentant la ressource en eau à travers sa personnification en une femme apportant la richesse. L'hydroélectricité a alors connu un développement rapide, notamment en Amérique du Nord et en Europe après la seconde guerre mondiale. Dans les trente dernières années, de nombreuses usines hydroélectriques ont vu le jour dans les pays émergents.

1.1.2 Sources d'énergie hydraulique

La capacité de production par l'énergie hydraulique représentait dans le monde 1.21TW en 2015 [94]. En 2016, l'hydroélectricité a généré 71% de l'énergie renouvelable produit dans le monde, soit 16.4% de l'énergie électrique consommée mondialement, toutes sources comprises. En 2015, la Chine est de loin le premier producteur mondial d'énergie hydraulique au monde, avec une capacité installée de 319 GW, soit environ 3 fois la puissance installée au Etats-Unis, deuxième producteur mondial d'hydroélectricité.

La capacité de production installée est très élevée en Asie, comme le montre la figure 1.2. Ce graphique montre aussi que les nouveaux marchés se situent essentiellement en Afrique et au Moyen-Orient, où les capacités hydrauliques n'ont pas encore été exploitées comme elles l'ont été dans le reste du monde.

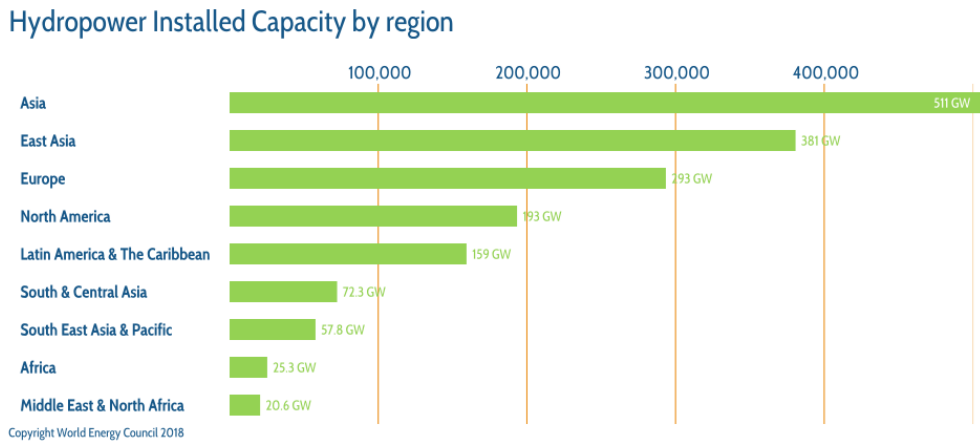


FIGURE 1.2 – Répartition de la capacité de production mondiale d'énergie hydraulique. Source : [94]

1.1.3 Structure d'un aménagement hydroélectrique

Une installation hydraulique utilise la différence d'énergie potentielle entre un bassin amont et un bassin aval. Ils sont reliés par une conduite forcée dans laquelle s'écoule l'eau. Les éléments principaux d'une centrale hydroélectrique sont représentés dans la figure 1.3.

L'écoulement qui transite dans la conduite forcée alimente un ou plusieurs groupes hydrauliques. L'architecture de ces installations dépend du type de turbine installée, détaillée par la suite pour des turbines de type Francis. Quelque soit le type de turbine, la roue est l'élément qui convertit l'énergie hydraulique en énergie mécanique. Cette énergie mécanique est ensuite transmise par un arbre à un alternateur qui génère l'électricité.

1.1.4 Puissance d'une turbine hydraulique

La puissance d'une installation hydraulique est donc conditionnée par la différence d'énergie potentielle entre les bassins amont et aval. Les grandeurs définies dans ce paragraphe correspondent aux normes internationales [21]. La charge est définie en un point A par :

$$H_A = \frac{P_A}{\rho g} + z_A + \frac{V_A^2}{2g} \quad (1.1)$$

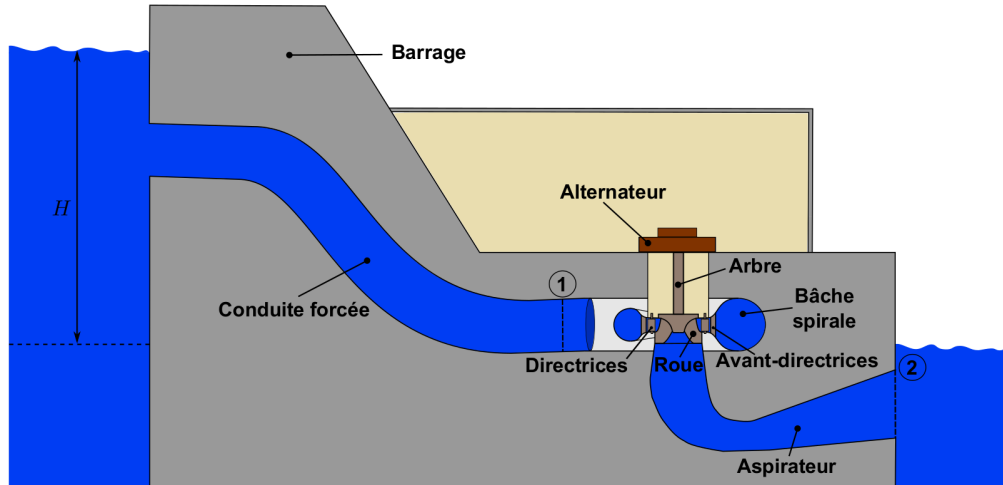


FIGURE 1.3 – Structure d'un aménagement hydraulique. Source : [8]

où P_A est la pression statique au point A, z_A son altitude, V_A la vitesse du fluide en A, ρ la masse volumique du fluide et g l'accélération de la pesanteur.

La différence de charge entre les bassin amont et aval définit alors **la chute brute** : $H_b = H_{\text{amont}} - H_{\text{aval}}$. En considérant en amont et en aval la charge à la surface libre du fluide, leurs pressions égales à la pression atmosphérique peuvent être supposées identiques et leurs vitesses négligeables. Ainsi, d'après la définition (1.1), la chute brute se réduit finalement à $H_b = z_{\text{aval}} - z_{\text{amont}}$.

Cependant des pertes sont présentes dans l'installation. **La chute nette** H_n représente la différence de charge aux bornes de la turbines. Elle est alors définie par la relation suivante :

$$H_n = H_b - \Delta H_{\text{pertes}} \quad (1.2)$$

où ΔH_{pertes} correspond aux pertes de charge en amont de la turbine.

A partir de cette chute nette, il est possible de définir **la puissance nette** P_n pouvant être récupérée par la turbine. Elle est égale au produit de l'énergie massique nette gH_n par le débit massique dans la turbine ρQ où Q est le débit volumique :

$$P_n = \rho g Q H_n \quad (1.3)$$

Cependant la puissance mécanique récupérée par la roue est plus faible que la puissance nette à cause des pertes dans la machine. Ces pertes peuvent être hydrauliques : les pertes de charge dans la machine en sont la cause principale. De plus, une turbine possède un débit de fuite au niveau de la jonction entre les parties fixes et la roue à travers un organe appelé labyrinthe, à l'origine de pertes de puissance. Des pertes mécaniques apparaissent aussi dans la machine. Plus particulièrement ces pertes peuvent être générées par frottement entre les surfaces extérieures de la roue et les parois fixes, appelés généralement les frottements disques.

La puissance ainsi produite est la **puissance interne**. La puissance mécanique est obtenue à partir du couple sur l'arbre de la turbine T et de la vitesse de rotation Ω :

$$P_i = T \Omega \quad (1.4)$$

Par analogie à la chute nette, la chute interne H_i peut alors être définie afin que $P_i = \rho g Q H_i$. Le **rendement hydraulique** de la turbine est défini par le rapport entre la puissance interne et la puissance nette :

$$\eta = \frac{P_i}{P_n} \quad (1.5)$$

1.1.5 Les différents types de turbines

Pour produire de l'électricité à partir d'une charge hydraulique, plusieurs types de turbines peuvent être utilisés. Ces turbines peuvent être à simple réglage ou à double réglage. Les turbines à simple réglage n'ont qu'un organe permettant d'adapter l'écoulement au point de fonctionnement. A un point de fonctionnement donné, il n'y a donc qu'une configuration possible. Les turbines à double réglage permettent d'avoir un degré de liberté de plus pour régler la turbine à un fonctionnement optimal pour chaque point de fonctionnement.

Quatre types de turbines sont communément utilisés. Elles sont brièvement décrites ci-dessous :

Pelton : Ce type de turbine utilise plusieurs injecteurs qui convertissent la charge en des jets d'eau à très haute vitesse à la pression atmosphérique. Ces jets impactent une roue à auget pour convertir l'énergie cinétique de l'eau en énergie mécanique de rotation. Ces turbines sont utilisées dans des configurations avec une haute chute (supérieure à 200m, comme illustré dans la figure 1.4), avec des débits relativement faibles.

Francis : Les turbines Francis convertissent un écoulement mis en rotation dans le distributeur en un écoulement axial. Ces turbines, à simple réglage, sont les plus utilisées dans le monde, avec environ 60% de la capacité mondiale installée. Leur fonctionnement est détaillé dans la partie suivante.

Kaplan : Les turbines Kaplan sont des turbines proche des hélices, où l'angle des pales est ajustable. Ce sont donc des turbines à double réglages. L'écoulement incident se fait dans un distributeur de façon radiale avant d'alimenter la turbine. Elles ont été développées pour être efficaces sur des installations de basses chutes (inférieures à environ 50m, comme illustré dans la figure 1.4), où l'utilisation de turbines de type Francis n'était pas adaptée.

Bulbe : Les turbines de type bulbe sont des turbines à axe horizontal utilisées pour des très basses chutes. Ce sont aussi des turbines à double réglages.

Le choix du type de turbine est essentiellement conditionné par la chute, comme le montre la figure 1.4.

Pour classifier ces turbines, on peut aussi utiliser la vitesse spécifique n_s , définie par :

$$n_s = \frac{n\sqrt{P_n}}{H_n^{5/4}} \quad (1.6)$$

où n est exprimé en *rpm*, P_n en *kW*. Cette grandeur sera utilisée dans le paragraphe 1.3.1 pour caractériser deux turbines Francis différentes.

Dans le cadre de ce travail, seules les turbines de type Francis sont étudiées. Leur fonctionnement est détaillé dans le paragraphe 1.2.

1.1.6 La flexibilité des machines hydrauliques dans le contexte actuel

L'énergie hydraulique possède une propriété qui lui accorde un rôle majeur dans la régulation du réseau électricité : sa flexibilité. Les machines hydrauliques ont un temps de réponse de l'ordre de la minute alors qu'une centrale à charbon flexible possède un temps de démarrage entre 2 et 5h [42]. De même, les turbines à gaz permettent d'obtenir un temps de démarrage d'environ 40 minutes [80]. Les centrales nucléaires demandent aussi plusieurs heures pour démarrer jusqu'à la puissance maximale [41]. Ces données sont illustrées dans la figure 1.5 : les temps de réponse des diverses sources de production dans la zone nordique (Danemark, Suède, Norvège et Finlande) y sont présentées, d'après l'International Energy Agency [41]. On y voit que les machines hydrauliques sont les plus rapides des moyens de production présentés ici.

Ainsi, l'énergie hydraulique permet d'injecter rapidement une quantité importante d'énergie sur le réseau afin d'absorber les pics de consommation électrique. De plus, les stations

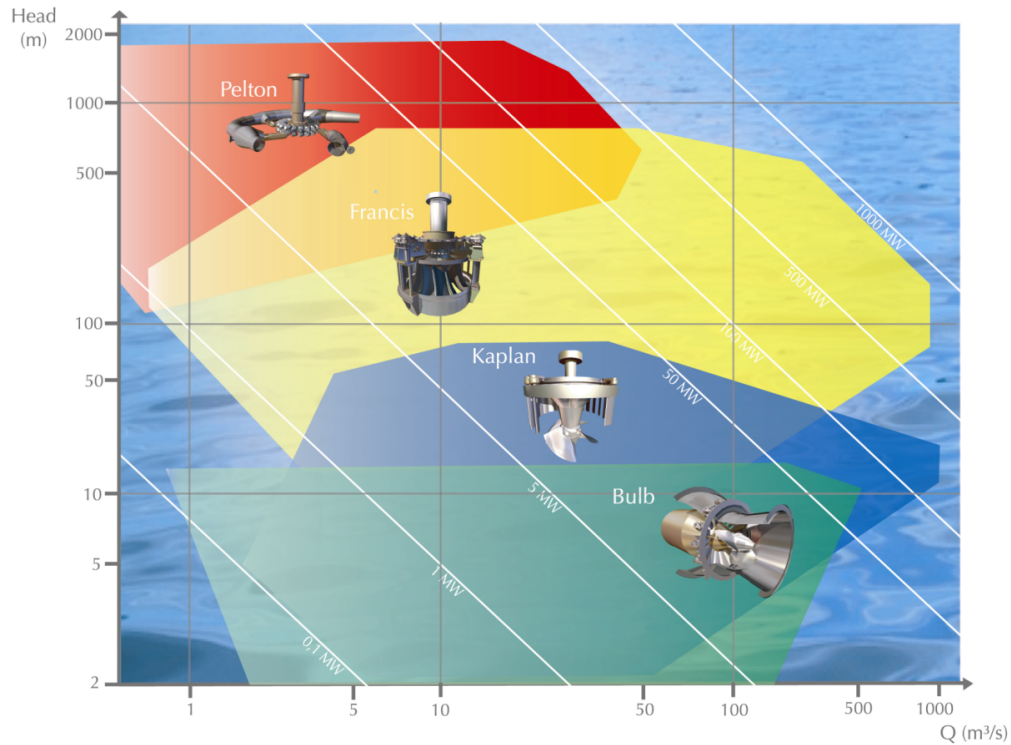


FIGURE 1.4 – Type de turbine en fonction de la chute. Source : General Electric Renewable Energy

de pompage/turbinage permettent de stocker l'énergie sous forme d'énergie potentielle. En effet, en cas d'une production d'électricité supérieure à la consommation, l'énergie peut être utilisée pour alimenter des pompes qui élèvent l'eau du bassin aval au bassin amont. Ainsi, cette différence d'énergie potentielle fournie par la pompe peut ensuite être récupérée grâce aux turbines, au rendement près d'un cycle complet de pompage-turbinage.

Cette propriété est d'autant plus importante dans le contexte actuel. En effet, l'intégration sur le réseau des énergies renouvelables intermittentes est à l'origine d'une production variable d'énergie, fortement dépendante des conditions climatiques. L'énergie hydraulique est alors nécessaire pour intégrer ces nouveaux moyens de productions qui nécessitent une régulation efficace du réseau. Pour illustrer cette problématique récente, la figure 1.6 présente un histogramme du temps de fonctionnement en fonction la puissance fournie par une turbine-pompe installée au Portugal, en pourcentage de la puissance maximale. Les zones de fonctionnement sont évaluées sur 2 périodes : entre 2005 et 2007 et entre 2008 et 2010. On note alors que l'utilisation de cette machine a sensiblement évolué entre ces deux périodes : les points de fonctionnement à faible charge (ici entre 38 et 77% de la puissance maximale) sont plus utilisés entre 2008 et 2010 qu'entre 2005 et 2007. Cela illustre que depuis une dizaine d'années, les machines hydrauliques sont amenées à fonctionner loin de leur régime optimal pour répondre au besoin de flexibilité.

1.2 Fonctionnement d'une turbine Francis

1.2.1 Éléments constitutifs d'une turbine Francis

La figure 1.7 présente une architecture classique de turbine Francis. L'eau s'écoule depuis la conduite forcée dans les organes successifs, notés 1 à 5 sur la figure 1.7. Ces éléments sont aussi reportés dans une vue en coupe dans la figure 1.9.

La bêche spirale (1) : Cette bêche a pour fonction de distribuer uniformément le

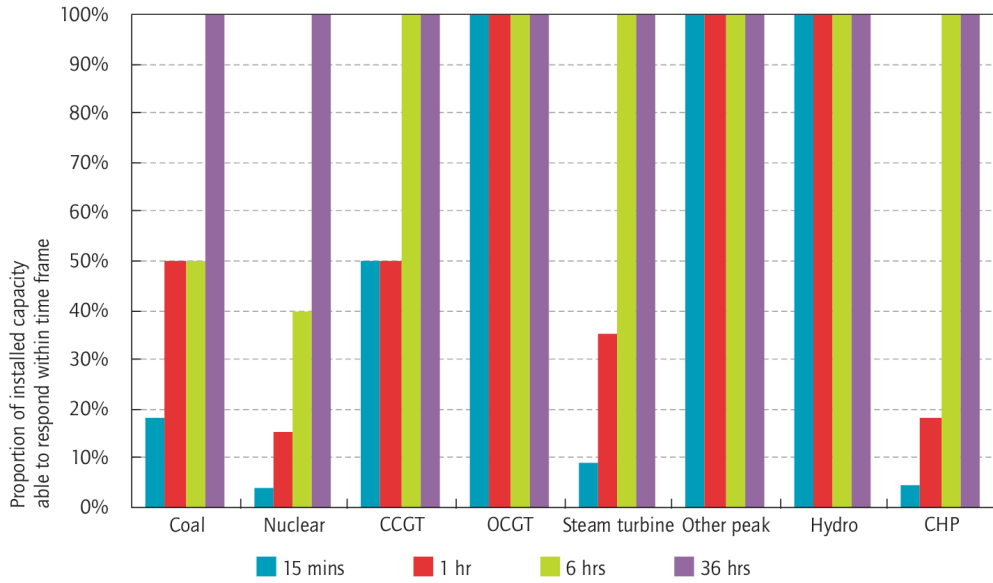


FIGURE 1.5 – Temps de réponse des installation de production électrique dans la zone nordique (Danemark, Suède, Norvège et Finlande).
Source : [41]

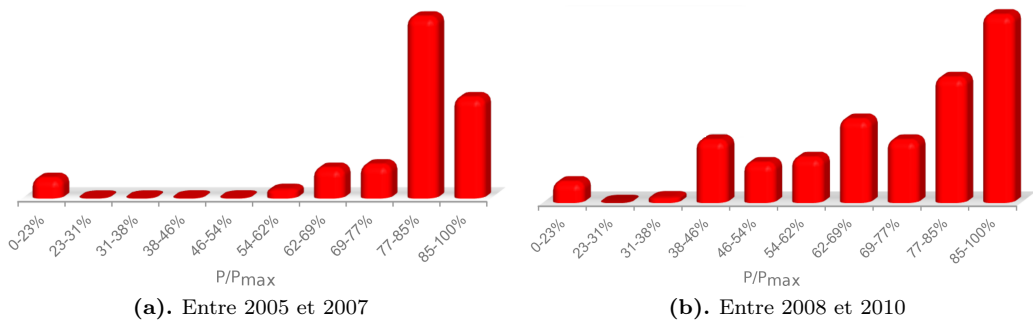


FIGURE 1.6. Evolution du régime de fonctionnement d'une turbine. Source : General Electric Renewable Energy

débit dans tous les canaux des avant-directrices. Elle est caractérisée par une section de passage décroissante à partir de l'entrée, donnée par le bec de bêche.

Les avant-directrices (2) : Combinées à la bêche, elles ont pour fonction de fournir en aval un écoulement radial quasiment uniforme. Elles donnent à l'écoulement un angle d'incidence adapté en amont des directrices.

Les directrices (3) : Elles correspondent à l'organe de réglage d'une turbine Francis. En position fermée, aucun débit n'entre dans la turbine. Leur degré d'ouverture permet de réguler le débit entrant dans la turbine. Elles sont conçues notamment afin de permettre qu'au point de meilleur rendement, présenté dans le paragraphe 1.2.2, l'écoulement en entrée de la roue soit adapté au bord d'attaque de la roue. La mesure de l'ouverture des directrices est illustrée dans la figure 1.8. L'ouverture est quantifiée par un angle (noté α) ou une distance (notée a), tous les deux étant mesurés par rapport à la position fermée. On appelle l'**entrefer** le volume défini entre les directrices et la roue.

La roue (4) : Cet élément convertit l'énergie hydraulique en énergie mécanique. Alors que l'écoulement est radial en entrée de la roue, il ressort dans la direction axiale en aval de celle-ci. La rotation de la roue entraîne un **arbre**, qui transmet l'énergie

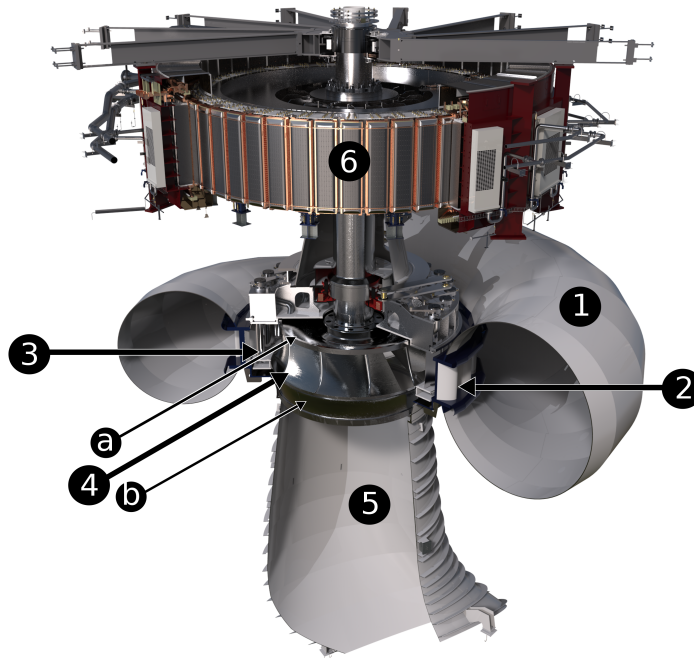


FIGURE 1.7 – Architecture d’une turbine de type Francis. Source : General Electric Renewable Energy

mécanique à l’**alternateur**, noté (6). Un canal de roue est l’espace entre deux aubes. Il est délimité par le bord d’attaque et le bord de fuite des aubes, ainsi que le **plafond** de la roue (noté $4a$ dans la figure 1.7) et la ceinture (notée $4b$). La roue est représentée dans une vue en coupe dans la figure 1.9. Les différentes parties y sont placées. On appelle la **pointe** de la roue la partie au centre de la roue, entre le plafond et le bord de fuite.

L’aspirateur (5) : L’aspirateur a pour rôle de transformer l’énergie cinétique résiduelle en sortie de roue en pression statique afin d’augmenter la charge interne [92]. Il est divisé en plusieurs parties. Il est d’abord composé du **cône**, qui est un divergent en sortie de roue. Ensuite, les turbines à axe vertical présentent un **coude**, qui permet de transformer un écoulement vertical en un écoulement horizontal. L’écoulement passe ensuite dans un **divergent**, parfois séparé par une **pile** au centre pour des raisons de maîtrise d’ouvrage. Dans ce cas, l’écoulement se fait de part et d’autre de la pile dans deux **pertuis**.

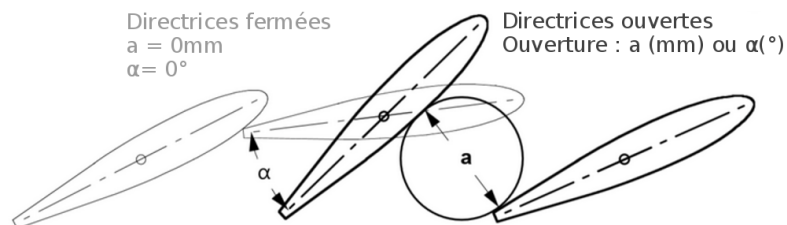


FIGURE 1.8 – Ouverture des directrices. Source : d’après [21]

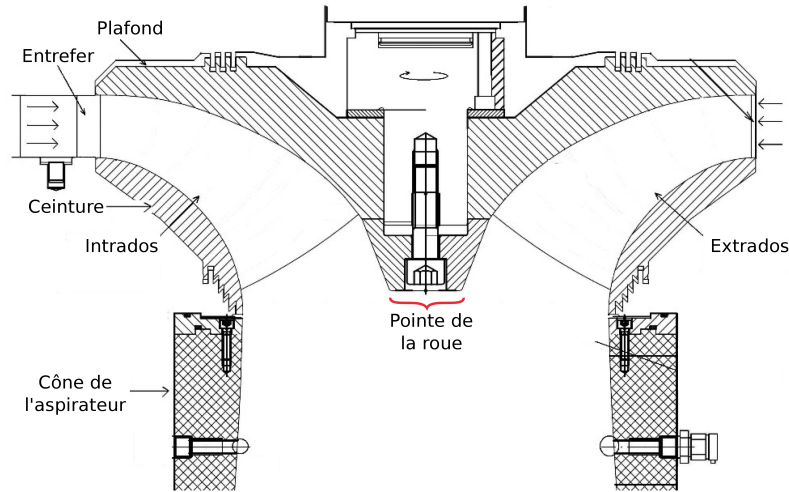


FIGURE 1.9 – Vue méridienne de la roue Francis99. Source : D’après [86]

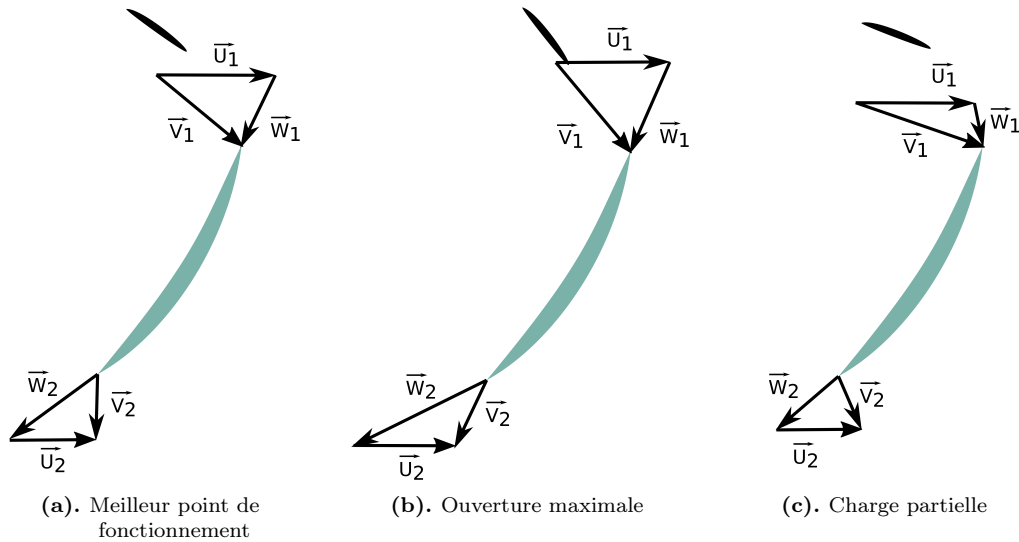


FIGURE 1.10. Triangles des vitesses dans une turbine Francis pour 3 points de fonctionnement

1.2.2 Triangle des vitesses

Pour comprendre plus précisément le fonctionnement d’une turbine Francis, il est possible d’analyser les vitesses en entrée et en sortie de la roue. Pour la suite de ce mémoire, un point quelconque sera défini par ses coordonnées cylindriques $\{r, \theta, z\}$ dans une base orthonormée $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z\}$, où \vec{e}_z correspond à l’axe de rotation de la roue.

La roue tourne à une vitesse angulaire Ω . Soit $\vec{U} = \Omega r \vec{e}_\theta$ la vitesse d’entraînement associée. La vitesse absolue dans le repère fixe est notée \vec{V} et la vitesse relative \vec{W} dans le repère de la roue.

Les triangles de vitesses en entrée et en sortie de roue sont directement liés au couple obtenu. En effet, le couple peut être obtenu en appliquant le théorème d’Euler, détaillé par Pluviose et al. [74], sur l’ensemble des tubes de courants contenus entre deux surfaces Σ_1 et Σ_2 de part et d’autre de la roue. Soient r_1 et r_2 la distance entre un point quelconque des surfaces respectives Σ_1 et Σ_2 et l’axe de la roue. De même, soient V_{u1} et V_{u2} les composantes circonférentielles des vitesses absolues \vec{V} sur ces surfaces. En intégrant le théorème d’Euler sur ces surfaces, en utilisant un débit massique élémentaire dq_m , il vient :

$$T = \int_{\Sigma_2} r_2 V_{u2} dq_m - \int_{\Sigma_1} r_1 V_{u1} dq_m \quad (1.7)$$

Le couple apparaît donc directement comme une fonction des vitesses en entrée et en sortie de la roue, et plus particulièrement de la composante circonférentielle de la vitesse absolue. Le triangle de vitesse en entrée est directement dépendant du point de fonctionnement ; c'est notamment l'angle d'ouverture des directrices et le débit dans la machine qui donne les composantes de la vitesse en entrée. En sortie, la vitesse obtenue sur la section Σ_2 dépend de la forme de l'aube et de la condition d'entrée.

Afin d'illustrer le fonctionnement d'une turbine Francis pour plusieurs points de fonctionnement, la figure 1.10 représente les triangles de vitesse aux bornes de la roue pour trois points caractéristiques. Pour ces trois points, le débit et l'angle des directrices sont différents : ils sont maximaux pour le cas (b), minimaux en (c) et optimaux en (a). Ainsi les composantes des vitesses en entrée et en sortie sont différentes pour ces trois cas, représentées dans la figure 1.10.

Meilleur point de fonctionnement (a) : La roue est conçue pour fonctionner à ce point de fonctionnement : l'écoulement montre un angle d'incidence correspondant à l'angle géométrique du bord d'attaque. L'écoulement de sortie est purement axial dans le repère absolu, ce qui permet d'après l'équation (1.7) d'obtenir un couple maximal. Cela correspond donc au régime optimal de la machine.

Ouverture maximale des directrices (b) : L'écoulement incident est caractérisé par un débit supérieur à celui du régime nominal. Les directrices étant particulièrement ouvertes, la vitesse tangentielle dans l'entrefer est inférieure à celle du régime nominal. L'écoulement de sortie est caractérisé par une vitesse tangentielle contrarotative par rapport à la rotation de la roue.

Charge partielle (c) : Les directrices étant plus fermées, la vitesse tangentielle dans l'entrefer est supérieure à celles obtenues pour les autres régimes. L'écoulement de sortie montre une vitesse tangentielle non nulle, orientée dans le même sens que la rotation de la roue : le moment cinétique en entrée n'est pas entièrement converti. Cette vitesse tangentielle est à l'origine de phénomènes comme la torche de charge partielle.

L'utilisation de ces triangles de vitesse correspond à une vision très idéaliste de l'écoulement dans une turbine car elle fait appel à plusieurs hypothèses. Cela suppose que l'écoulement incident soit axisymétrique et homogène selon z . Il suppose aussi que l'angle fluide n'est pas considérablement modifié dans l'entrefer. De même, cela représente un écoulement axisymétrique en sortie, ce qui n'est pas le cas en charge partielle. Ces hypothèses seront discutées par la suite.

1.2.3 Description des régimes de fonctionnement

Quatre paramètres peuvent varier lors du fonctionnement d'une turbine Francis. Le débit, la chute nette, la vitesse de rotation de la roue et l'angle des directrices sont les variables caractérisant un point de fonctionnement. En pratique, la chute est donnée par la différence entre les altitudes de la surface libre des bassins amont et aval. Elle est donc constante sur la durée caractéristique d'un point de fonctionnement. L'ouverture des directrices permet de contrôler le débit entrant dans la turbine. Un point de fonctionnement peut donc être caractérisé par la chute, et deux des trois autres paramètres, le troisième paramètre étant contraint par le fonctionnement de la turbine.

1.2.3.1 Variables réduites

Pour simplifier les études en turbomachine, les variables caractérisant le point de fonctionnement peuvent être réduites ou adimensionnées.

Les machines hydrauliques sont conçues pour travailler essentiellement autour d'un certain point fonctionnement où le rendement est maximal : il s'agit du point de meilleur

fonctionnement défini dans le paragraphe précédent. Pour s'accorder avec les normes utilisées dans l'industrie, les points de fonctionnement sont caractérisés par **la vitesse réduite** n_{11} et **le débit réduit** Q_{11} . Ils sont définis de la façon suivante :

$$\begin{cases} n_{11} = \frac{nD}{\sqrt{H_n}} \\ Q_{11} = \frac{Q}{D^2\sqrt{H_n}} \end{cases} \quad (1.8)$$

Q correspond au débit volumique, D au diamètre en sortie de la roue, n à la vitesse de rotation de la roue en tours par minutes : $n = \frac{60}{2\pi}\Omega$ et H_n est la chute nette.

A partir de ces paramètres, un **coefficient de débit** $\varphi = \frac{Vm}{U}$ peut être utilisé. Vm représente la vitesse débitante en sortie de roue et U la vitesse périphérique en sortie de roue, soit $U = \Omega R$, où R est le rayon hydraulique. L'annexe A montre que ce coefficient de débit est proportionnel à $\frac{Q_{11}}{n_{11}}$: avec Q expérimenté en $[L/s]$ et n en $[rad/s]$, on a :

$$\varphi = \frac{Vm}{U} = \frac{0.24}{\pi^2} \frac{Q_{11}}{n_{11}} \quad (1.9)$$

Les résultats des performances d'une turbine sont habituellement représentés dans une colline de rendement. La figure 1.11 présente un exemple d'une colline de rendement, mettant en évidence les performances de la machine pour les différents points de fonctionnement. Sur cette figure, l'angle des directrices est représenté par α . Sur cette colline, il faut cependant noter que les variables en abscisse et en ordonnée sont respectivement $n_{ed} = \frac{n_{11}}{\sqrt{g}}$ et $Q_{ed} = \frac{Q_{11}}{\sqrt{g}}$, toutes les deux sans dimension. On voit sur cette figure comment les points de fonctionnement dépendent de l'ouverture α . Les iso-contours de rendement sont représentés en traits pleins sur l'ensemble de la gamme de fonctionnement étudié. Le rendement évolue de 93.4% au meilleur point de fonctionnement (source : [68]) à des valeurs inférieures à 70%. Lorsque n_{11} ou Q_{11} sont éloignées des valeurs associées au meilleur point de fonctionnement, on parle généralement de fonctionnement "hors design". Il faut remarquer que le rendement chute lorsque le point de fonctionnement s'éloigne (en n_{ed} ou en Q_{ed}) du meilleur point de fonctionnement).

Pour la suite de ce mémoire, les valeurs au meilleur point de fonctionnement, notées avec l'indice *opt*, sont utilisées afin d'adimensionner les grandeurs utilisées, définies dans l'équation (1.10). Les grandeurs \bar{n}_{11} , \bar{Q}_{11} et $\bar{\varphi}$ définissent alors l'état de la machine par rapport au meilleur point de fonctionnement.

$$\begin{cases} \bar{n}_{11} = n_{11}/n_{11opt} \\ \bar{Q}_{11} = Q_{11}/Q_{11opt} \\ \bar{\varphi} = \varphi/\varphi_{opt} \end{cases} \quad (1.10)$$

1.2.4 Phénomènes caractéristiques de régimes de fonctionnement

En fonction du régime de fonctionnement, différents phénomènes peuvent apparaître. Ces phénomènes sont notamment visibles expérimentalement à cause du phénomène de cavitation. Pour comprendre globalement les phénomènes principaux d'une turbine Francis, les mécanismes associés à certains phénomènes sont présentés très brièvement dans ce paragraphe.

1.2.4.1 Phénomène de cavitation

Lorsque la pression statique devient plus faible que la pression de vapeur saturante, l'eau sous forme liquide passe à l'état de vapeur. Cette transformation est représentée sur la figure 1.12. Ce changement de phase, induit pas une baisse de la pression, est appelé cavitation.

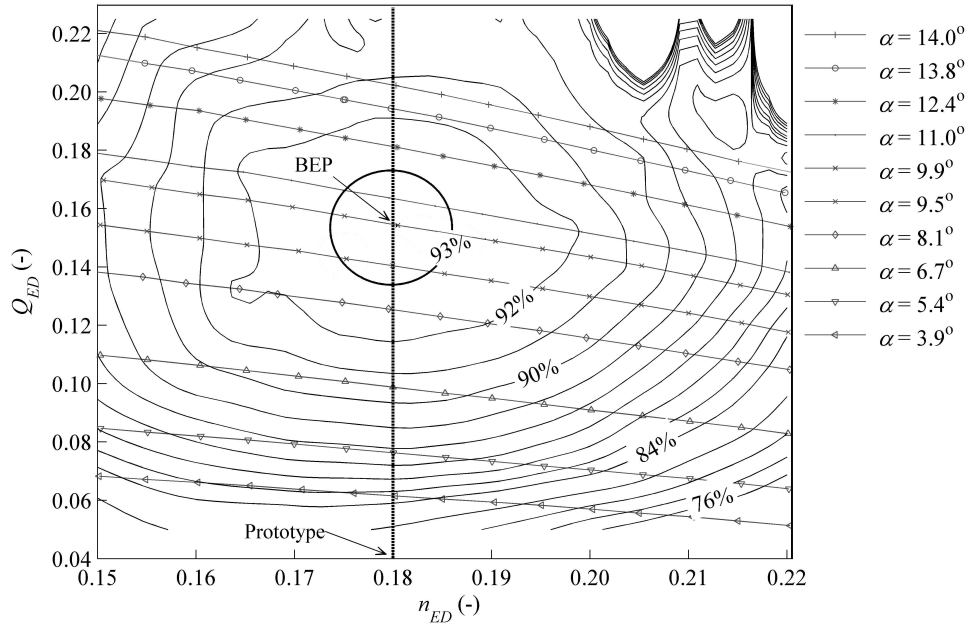


FIGURE 1.11 – Exemple d’une colline de rendement - Francis 99. Source : Francis 99 first Workshop [68]

Ce phénomène peut apparaître dans les machines hydrauliques. En effet, des zones de basse pression peuvent être générées à cause de décollements du fluide à la paroi, d’apparition de tourbillons intenses ou encore à cause de fortes vitesses locales. Cela est illustré dans les figures 1.14 et 1.15 pour différents régimes de fonctionnement.

Le phénomène de cavitation est problématique car il peut engendrer des contraintes mécaniques importantes. En effet, l’implosion d’une bulle de vapeur à la proximité de la paroi génère une onde de choc sphérique, qui impacte la paroi [71]. La répétition de ce phénomène peut engendrer de la fatigue des matériaux, qui peut être à l’origine de rupture mécanique. De plus, la cavitation peut être à l’origine de l’arrachement de matière en surface, appelé érosion de cavitation. Dans des cas extrêmes, l’érosion de cavitation peut mener à des endommagements tels qu’illustrés dans la figure 1.13.

Le nombre de Thoma, noté σ_c , permet de quantifier le phénomène de cavitation. Il s’agit d’un nombre sans dimension, qui présente le rapport entre la pression locale et la pression dynamique. Il est défini par :

$$\sigma_c = \frac{NPSH}{H_n} \quad (1.11)$$

où H_n est la chute nette, et $NPSH$ (Net positive suction head) quantifie la différence entre la charge dans une section de référence, de surface S_{BP} où passe un débit Q_{BP} , située dans l’aspirateur et une charge de référence. La charge de référence est prise avec la pression de vapeur saturante p_{vap} et avec l’altitude du distributeur z_{ref} . On a :

$$\begin{aligned} NPSH &= H_{BP} - H_{ref} \\ &= \left(\frac{p_{BP}}{\rho_0 g} + z_{BP} + \frac{Q_{BP}^2}{2gS_{BP}^2} \right) - \left(\frac{p_{vap}}{\rho_0 g} + z_{ref} \right) \\ &= \frac{p_{BP} - p_{vap}}{\rho_0 g} + (z_{BP} - z_{ref}) + \frac{Q_{BP}^2}{2gS_{BP}^2} \end{aligned} \quad (1.12)$$

1.2.4.2 Torche de pleine charge

La torche de pleine charge est un phénomène caractéristique des régimes à fort débit, ce qui peut se représenter avec les triangles de vitesse de la figure 1.10b. A cause du débit total

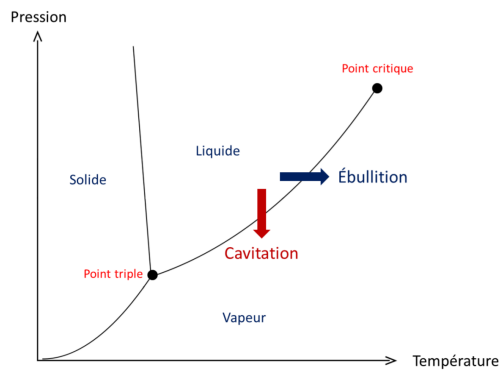
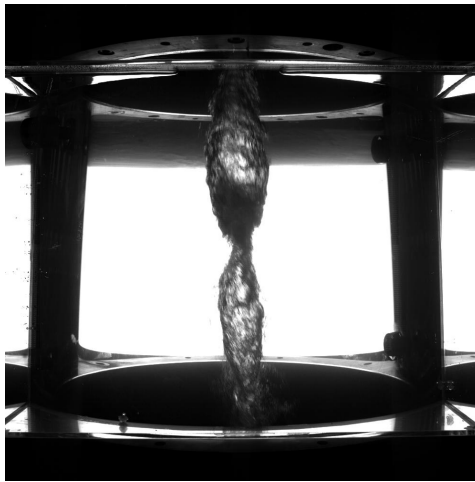


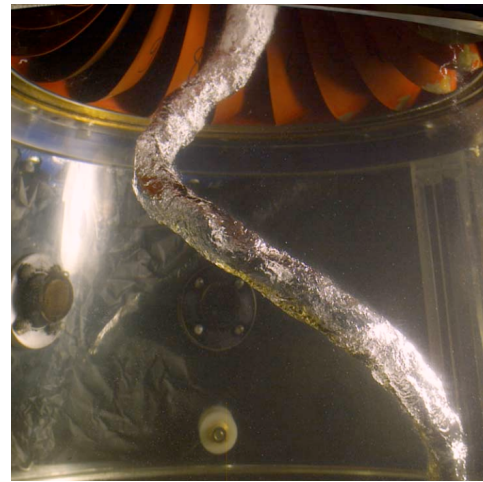
FIGURE 1.12 – Diagramme d'état de l'eau.
Source : [71]



FIGURE 1.13 – Erosion de cavitation sur une turbine Francis. Source : [14]



(a). Torche de pleine charge. Source : [62]



(b). Torche de charge partielle. Source : [35]

FIGURE 1.14. Phénomènes de torche apparaissant dans le cône.

supérieur au débit associé au point de meilleur fonctionnement, l'écoulement caractérisé par une vitesse débitante importante au centre de la roue. Cette zone de forte vitesse est à l'origine d'une structure cavitante axisymétrique, attachée à la pointe de la roue. Decaix et al. [27] montre que ces points de fonctionnement sont caractérisés par un fort gradient de la vitesse circumférentielle au centre de la roue, là où se forme le vortex. Cette structure est illustrée dans la figure 1.14a. Les plages de fonctionnement où apparaissent ce phénomène ne sont pas étudiées dans ce mémoire.

1.2.4.3 Torche de charge partielle

La torche de charge partielle est présente dans le cône de l'aspirateur pour des valeurs de φ/φ_{opt} comprises environ entre 0,7 et 0,85 [65], dépendant de la conception de la turbine. Il s'agit d'un vortex cohérent qui tourne dans le sens de la roue dans le cône à une fréquence d'environ $0.3f_0$, où f_0 est la fréquence de la roue. Cette structure tourne autour d'une zone caractérisée par une vitesse axiale quasi-nulle [72].

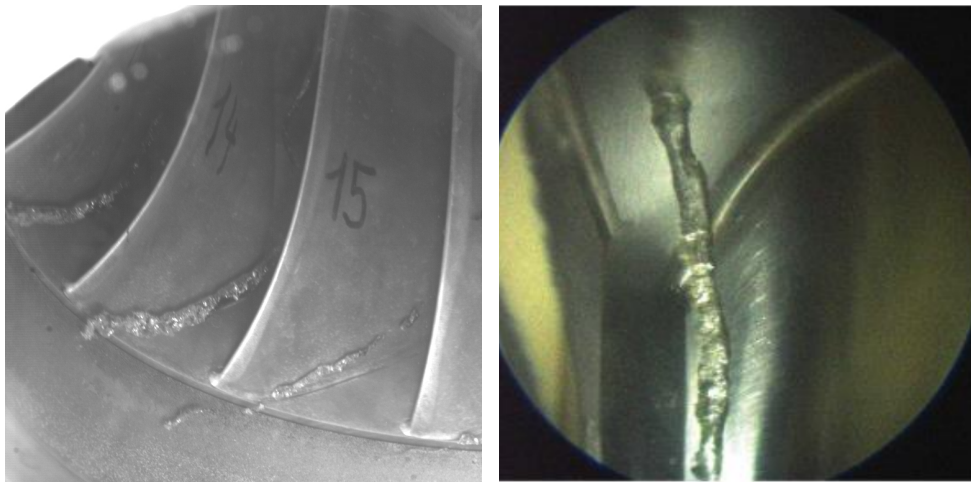
Ce vortex est illustré dans la figure 1.14b. Cette torche se détruit pour des coefficients de débit φ/φ_{opt} plus faibles, laissant apparaître des bulles de cavitation plus diffuses.

1.2.4.4 Vortex inter-aubes

Pour de faibles coefficients de débit (fortement dépendant de la machine), des vortex apparaissent dans la roue : ce sont les vortex inter-aubes (VIAs). La plupart du temps, ces vortex sont observés en sortie de roue grâce à la cavitation, comme illustré dans la figure 1.15a. De récents dispositifs expérimentaux permettent de visualiser ces vortex dans la roue, ce qui permet d'obtenir les observations de Yamamoto et al. [97] dans la figure 1.15b.

Le travail présenté dans ce manuscrit s'intéresse principalement à ces structures. Une revue détaillée de la littérature scientifique sur ce sujet est proposée dans la partie 3.1 du chapitre 3.

La présence de ces vortex est généralement associée à un endommagement de la roue, donc une réduction de sa durée de vie. Les dommages peuvent être dus à la cavitation (érosion), ou à la fatigue générée par des fluctuations du chargement mécanique de la roue.



(a). Vortex inter-aubes en sortie de roue. Source : [96]
(b). Vortex inter-aubes vu depuis le distributeur. Source : [97]

FIGURE 1.15. Visualisations expérimentales des VIAs.

1.3 Problématiques du travail de thèse

Ce travail propose une analyse de l'écoulement de charge partielle et très partielle dans les turbines Francis, avec une attention particulière portée sur la dynamique des VIAs. Pour répondre à cette problématique industrielle, des méthodes numériques ont été mises en place au LEGI. Le travail de cette thèse est donc à la frontière entre les milieux industriels et académiques, qui adressent chacun des enjeux complémentaires.

1.3.1 Turbines étudiées

Ce travail propose l'étude de deux turbines Francis, notées respectivement turbine 1 et turbine 2. Ces turbines sont caractérisées par des vitesses spécifiques n_s différentes.

La turbine 1 est celle principalement étudiée dans ce mémoire, car de nombreuses données expérimentales, présentées ensuite dans le paragraphe 3.3.2, sont disponibles. Elle est caractérisée par une vitesse spécifique $n_s = 320$: c'est une turbine Francis basse chute. La roue est composée de 17 aubes et est représentée dans la figure 1.16a.

La turbine 2 est associée à une plus haute chute : sa vitesse spécifique est $n_s = 200$. La roue est composée de 13 aubes, et est représentée dans la figure 1.16b.

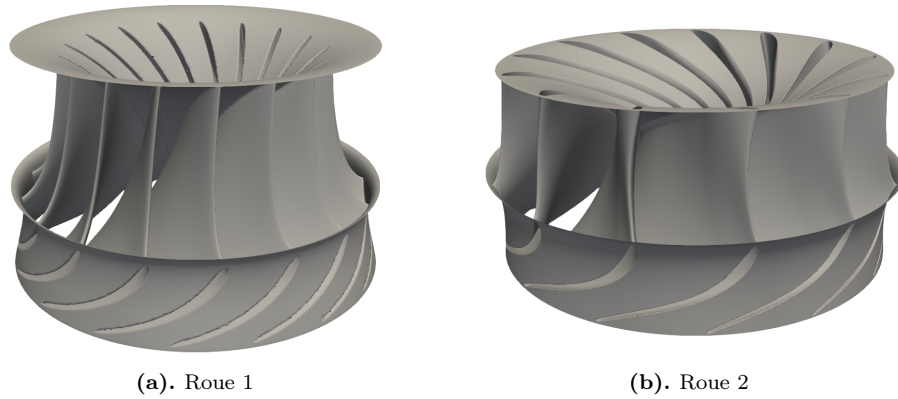


FIGURE 1.16. Visualisations des deux roues étudiées

1.3.2 Problématiques industrielles

Dans le contexte actuel, il est attendu que les turbines Francis soient capables de fonctionner dans les régimes de fonctionnement de charge partielle, pour une large gamme de points de fonctionnement. Cependant ces régimes sont encore mal compris. Nous présentons ici une synthèse des principales problématiques de ces régimes. Une revue exhaustive de la littérature sur ce sujet sera présentée dans le chapitre 3.

Tout d'abord les mécanismes principaux, stationnaires, qui sont à l'origine de la structure principale de l'écoulement ne sont pas connus ou portent à discussion. En effet, ces régimes sont caractérisés par des phénomènes à grandes échelles : décollements massifs, zone de recirculation, etc... L'objectif premier est donc d'identifier les phénomènes moteurs dans la formation des VIAs.

Ensuite les chargements de charge partielle sont problématiques pour la turbine car ils sont caractérisés par de fortes instationnarités. Des études expérimentales permettent de quantifier ces instationnarités grâce à des mesures des quantités fluctuantes. Cependant ces mesures expérimentales ne permettent pas de comprendre les phénomènes à l'origine de ces fluctuations. Cette étude a donc pour objectif de comprendre les mécanismes à l'origine de ces instationnarités.

Plus particulièrement, une signature fréquentielle identifiée expérimentalement peut-être à l'origine d'un endommagement maximal de la roue [13]. Ce résultat expérimental est détaillé dans le paragraphe 3.1.3.1. Cette signature fréquentielle possède des propriétés remarquables. Tout d'abord il s'agit d'une signature large bande traduisant un phénomène non déterministe. De plus la fréquence et l'amplitude de ce phénomène dépendent de la cavitation dans la turbine. Ces propriétés rendent difficile la modélisation d'un tel phénomène. Ce mémoire présente une méthodologie permettant de simuler avec des temps de calculs raisonnables les VIAs et d'améliorer la compréhension des fluctuations associées.

D'autre part, ce travail met aussi en oeuvre des calculs aux coûts importants qui ne sont pas envisageables dans une phase de conception industrielle. Ce type de calcul n'est donc appliqué qu'à un nombre réduit de configurations dans l'objectif d'extrapoler les phénomènes physiques mis en évidence à d'autres cas. Ce travail de recherche est essentiel pour faire avancer la compréhension de l'écoulement dans ces machines tournantes.

1.3.3 Problématiques académiques

Ce travail constitue un cas d'étude particulièrement intéressant pour appliquer les méthodes numériques avancées développées dans le milieu académique. L'essentiel du travail présenté dans ce manuscrit a été effectué avec le code de calcul YALES2, développé au CO-RIA par V. Moureau and G. Lartigue [59]. Il s'agit d'un code de calcul de simulations des grandes échelles. Les méthodes numériques utilisées sont détaillées dans le chapitre suivant.

Ce travail fait la preuve par l'exemple que de telles approches numériques peuvent être appliquées sur des cas industriels afin d'améliorer la compréhension des phénomènes physiques. Une comparaison entre les résultats issus des méthodes statistiques (simulations RANS et URANS) et les résultats des simulations des grandes échelles permet de conclure quant aux bénéfices de ces approches numériques.

1.3.4 Collaboration avec General Electric Renewable Energy

Pour répondre à ces enjeux présentant des implications industrielles évidentes, cette étude a été menée en collaboration avec General Electric Renewable Energy. Plus particulièrement, le chapitre 4 présente une étude des VIAs avec une méthode habituellement utilisée dans l'industrie. Les résultats de cette étude sont très largement attribuables au soutien de General Electric Renewable Energy. Les méthodes utilisées ont été développées à partir du savoir faire des ingénieurs de GE. Leur support en termes d'analyse physique et de compréhension des phénomènes a été essentiel dans le cadre de ces recherches.

1.4 Organisation du mémoire

Dans un premier temps, ce premier chapitre présente une vision d'ensemble de l'hydraulique et des mécanismes nécessaires à la compréhension du travail effectué. Après une brève introduction sur l'énergie hydraulique, le fonctionnement d'une turbine de type Francis a été décrit. Plus précisément, les caractéristiques des fonctionnements "hors design", qui sont le cœur de cette étude, ont été présentées. Les variables nécessaires à l'étude ont été définies. Les problématiques liées aux fonctionnements en charge partielle ont été mises en évidence, afin de montrer le sens de ce travail. Les objectifs de cette étude, à la fois d'un point de vue académique et industriel, y ont été finalement fixés dans ce premier chapitre.

Le travail présenté dans ce mémoire utilise plusieurs techniques de modélisations. Le second chapitre présente ces méthodes. Plusieurs approches ont été utilisées afin de simuler des écoulements turbulents. Les méthodes statistiques utilisent une modélisation de la turbulence : les différents modèles et leurs spécificités sont exposés dans ce chapitre. La SGE est une approche permettant de résoudre directement une partie des fluctuations d'un écoulement turbulent ; cette technique est détaillée dans le chapitre 2. Les modèles "d'interfaces rotor/stator", nécessaires dans l'étude des machines tournantes, sont décrits. Ensuite, les méthodes numériques de résolution des équations sont brièvement présentées. Finalement, les moyens numériques mis en place afin de traiter les signaux temporels sont détaillés.

L'étude présentée dans ce mémoire s'appuie sur de nombreuses publications, concernant autant l'analyse physique de l'écoulement que les méthodes numériques. Ainsi, un état de l'art de la compréhension de l'écoulement de charge partielle, et plus particulièrement de la dynamique des VIAs, sera dressé dans le chapitre 3. Des études concernant d'autres applications peuvent aussi être enrichissantes dans la compréhension des phénomènes physiques : une brève revue de quelques publications liées moins directement à l'écoulement dans les turbines Francis sera proposée. Plus particulièrement, des phénomènes acoustiques liés à la cavitation peuvent apparaître dans les régimes de fonctionnement étudiés ; l'analyse de ces phénomènes sur des géométries plus simples permet d'améliorer la compréhension de l'écoulement.

Le chapitre 4 présente une étude stationnaire des VIAs à travers un modèle simple. Après avoir mis en place et validé ce modèle, l'analyse physique des résultats permet de catégoriser les VIAs en quatre types. Ensuite, ce chapitre expose comment ces catégories de VIAs dépendent du point de fonctionnement. Cette étude a été effectuée sur les deux turbines, ce qui permet de différencier les phénomènes qui semblent sensibles aux caractéristiques géométriques de la turbine de ceux qui apparaissent systématiquement.

Une fois que les propriétés statiques des VIAs ont été analysées, la dynamique de l'écoulement de charge partielle est étudiée. Pour cela, un modèle numérique instationnaire utilisant le modèle de turbulence SAS a été mis en place. Après avoir comparé les résultats à des mesures expérimentales, l'analyse des résultats permet de mettre en évidence des phénomènes

instationnaires caractéristiques de l'écoulement de charge partielle. Une attention particulière a été portée à la compréhension de la signature fréquentielle de ces phénomènes. Nous verrons finalement les limites de ce premier modèle instationnaire.

Pour étudier plus précisément la signature fréquentielle liée à la présence des VIAs, la technique de Simulation des Grandes Echelles (SGE) peut être utilisée. Après avoir mis en place une configuration numérique utilisant une géométrie simplifiée, les résultats sont comparés à ceux du chapitre 5 afin de comprendre dans quelles mesures ce type de simulation permet d'améliorer les prédictions de la dynamique de l'écoulement. Nous verrons que cette approche permet d'améliorer considérablement la prédiction des phénomènes hautes-fréquences. Cependant il apparaît qu'une signature fréquentielle caractéristique de l'écoulement de charge partielle, mesurées expérimentalement, n'est pas prédite par ces simulations.

Finalement, afin de simuler l'écoulement avec une condition d'entrée plus réaliste, une configuration plus réaliste a été mise en place. Grâce à l'utilisation d'un maillage mobile, il est possible de simuler l'interaction entre les parties fixes et tournantes sans utiliser d'interface entre ces deux domaines. Ces simulations permettent d'obtenir des informations sur la dynamique de l'écoulement dans l'entrefer, piloté par l'interaction entre la roue et les directrices.

Enfin, le dernier chapitre tire les conclusions de ce travail, montrant les avancées concernant à la fois les techniques de modélisation et les méthodes numériques adaptées à l'analyse physique fine de l'écoulement dans ces régimes complexes. Cette étude ouvre plusieurs perspectives, décrites à la fin de ce mémoire.

Chapitre 2

Modélisation de la turbulence et méthodes numériques

Sommaire

2.1	Caractéristiques d'un écoulement turbulent	38
2.1.1	Equations gouvernant la dynamique d'un écoulement turbulent	38
2.1.2	Approche statistique de la turbulence	39
2.1.3	Mécanismes énergétiques de la turbulence	39
2.2	Modélisation de la turbulence dans les modèles RANS	40
2.2.1	Hypothèse de Boussinesq	40
2.2.2	Modèles de turbulence	41
2.2.3	Simulations URANS	43
2.3	Simulation des grandes échelles	43
2.3.1	Equations filtrées	44
2.3.2	Modèle sous-maille	44
2.4	Méthodes hybrides RANS - SGE	45
2.4.1	Généralités	45
2.4.2	Le modèle SAS	46
2.5	Résolution numérique	48
2.5.1	Discrétisation spatiale	48
2.5.2	Résolution de l'écoulement en paroi	49
2.5.3	Schémas numériques	50
2.5.4	Modélisation des parties fixes et tournantes	53
2.5.5	Modélisation des conditions aux limites	55
2.6	Traitement des signaux temporels	56
2.6.1	Grandeurs statistiques	56
2.6.2	Domaine fréquentiel	56
2.7	Résumé du chapitre	57

Le chapitre précédent présente le contexte de ce travail. Afin d'atteindre les objectifs, différents outils vont être utilisés. La simulation numérique en mécanique des fluides permet de calculer l'écoulement dans un domaine fluide discrétisé. Ces simulations numériques permettent une très bonne compréhension de l'écoulement car elles donnent l'accès aux champs vectoriel et scalaires caractéristiques de l'écoulement en tout point. De plus elles permettent d'éviter des coûts importants rencontrés dans les domaines expérimentaux. La mise en place de ces simulations fait cependant appel à de nombreuses hypothèses et approximations. Ce chapitre a pour objectif de présenter brièvement les simulations numériques réalisées dans la suite de ce mémoire.

2.1 Caractéristiques d'un écoulement turbulent

Ce chapitre s'appuie principalement sur les travaux de Métais [61], des thèses de Wilhem [92] et Paquette [71], et des livres de Comolet [22] et de Rodi et al. [23].

2.1.1 Equations gouvernant la dynamique d'un écoulement turbulent

Un écoulement peut être considéré comme incompressible lorsqu'il est caractérisé par un nombre de Mach M faible. Le nombre de Mach est défini par $M = \frac{U}{c}$, où U est une vitesse caractéristique de l'écoulement et c la vitesse du son dans ce fluide.

Dans le domaine de l'hydraulique, l'écoulement est systématiquement caractérisé par $M \ll 1$. En utilisant la convention de sommation d'Einstein, la conservation de la masse permet alors d'obtenir l'équation suivante :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

Ici, u_i représente la composante de la vitesse selon x_i .

La conservation de la quantité de mouvement pour un écoulement incompressible d'un fluide newtonien conduit aux équations de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] + b_i \quad (2.2)$$

ρ_0 est la masse volumique du fluide, μ sa viscosité dynamique. p est la pression statique du fluide et b_i la composante selon x_i d'une force volumique extérieure. Le terme de gauche possède une partie non linéaire correspondant au terme d'advection ; il caractérise l'inertie de l'écoulement. Les termes de droite correspondent respectivement aux forces de pression, les forces visqueuses et les forces volumiques extérieures b_i .

Il n'existe pas de solution analytique de ces équations non linéaires, à l'exception de cas particulièrement simples. Afin de résoudre ce système, des méthodes numériques peuvent être utilisées.

Soient U et L respectivement une vitesse caractéristique et une longueur caractéristique de l'écoulement. Les variables adimensionnelles, notées avec le symbole *, sont définies de la façon suivante :

$$\begin{cases} x = & x^* . L \\ u = & u^* . U \\ t = & t^* . \frac{L}{U} \\ p = & p^* . \rho_0 U^2 \end{cases} \quad (2.3)$$

En les remplaçant dans l'équation (2.2), on obtient alors l'équation suivante :

$$\frac{U^2}{L} \frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{U^2}{L} \frac{\partial}{\partial x_j^*} (u_i^* u_j^*) = -\frac{U^2}{L} \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{\rho_0} \frac{U}{L^2} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) \right] + b_i \quad (2.4)$$

soit encore

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial}{\partial x_j^*} (u_i^* u_j^*) = -\frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) + b_i \frac{L}{U^2} \quad (2.5)$$

Il apparaît ici le nombre adimensionnel $Re = \frac{U.L.\rho_0}{\mu} = \frac{U.L}{\nu}$, où $\nu = \frac{\mu}{\rho_0}$ correspond à la viscosité cinématique du fluide. Le nombre de Reynolds Re représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses dans l'écoulement. Les écoulements caractérisés par de forts nombre de Reynolds sont qualifiés de **turbulents**. Dans ce cas, les effets d'inertie sont prépondérants devant les effets visqueux, ce qui signifie que les perturbations ne seront pas amorties par les effets visqueux. Des écoulements secondaires, générés par les instabilités non amorties de l'écoulement, s'y forment et s'ajoutent à l'écoulement moyen. Elles prennent la forme de structures tourbillonnaires sur une large gamme d'échelles. Un écoulement turbulent est chaotique, non prévisible à cause de ces instabilités.

2.1.2 Approche statistique de la turbulence

Dans le cadre de l'étude d'un écoulement turbulent, il est possible de dissocier les fluctuations du champ moyen. Pour cela, un champ quelconque $f(\vec{x}, t)$ peut être décomposé en une composante moyenne temporelle et une fluctuation :

$$f(\vec{x}, t) = \underbrace{\langle f \rangle(\vec{x}, t)}_{\text{valeur moyenne}} + \underbrace{f'(\vec{x}, t)}_{\text{fluctuation}} \quad (2.6)$$

Les fluctuations autour du champ moyen sont caractéristiques d'un écoulement turbulent. En effet, ce terme instationnaire contient le caractère chaotique d'un écoulement. Ainsi, on peut décomposer chaque terme de l'équation (2.2) en une composante moyenne, notée $\langle \cdot \rangle$ et une composante fluctuante, notée $'$. Par définition, pour tout champ $f(\vec{x}, t)$, $\langle f'(\vec{x}, t) \rangle = 0$. Les équations (2.1) et (2.2) deviennent alors en ignorant les vortex volumiques :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \rho_0 \langle u_i' u_j' \rangle \right] + b_i \quad (2.8)$$

La méthode **RANS, pour Reynolds Averaged Navier-Stokes**, propose de résoudre uniquement ces équations afin d'accéder au champ moyen. Le tenseur de Reynolds apparaît dans l'équation (2.8) ; il est défini par :

$$\sigma_{ij}^t = -\rho_0 \langle u_i' u_j' \rangle = -\rho_0 \begin{pmatrix} \langle u_1'^2 \rangle & \langle u_1' u_2' \rangle & \langle u_1' u_3' \rangle \\ \langle u_2' u_1' \rangle & \langle u_2'^2 \rangle & \langle u_2' u_3' \rangle \\ \langle u_3' u_1' \rangle & \langle u_3' u_2' \rangle & \langle u_3'^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Ce tenseur symétrique fait apparaître 6 inconnues. En considérant aussi $\langle p \rangle$ et les trois composantes de vitesses moyenne $\langle u_i \rangle$, le système présente 10 inconnues. Pourtant ce système ne fait apparaître que 4 équations ; le système d'équations n'est pas fermé. Pour résoudre ce système, il faut utiliser des modèles qui permettent de réduire le nombre d'inconnues. Les modèles sont détaillés dans le paragraphe 2.2.

2.1.3 Mécanismes énergétiques de la turbulence

Afin d'analyser les mécanismes énergétiques d'un écoulement turbulent, on peut s'intéresser à l'énergie cinétique moyenne par unité de masse $K = \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle$.

En multipliant par $\frac{1}{2} \langle u_i \rangle$ l'équation de Navier Stokes moyennée (2.8), on obtient l'équation suivante :

$$\underbrace{\frac{\partial K}{\partial t}}_I + \underbrace{\langle u_i \rangle \frac{\partial K}{\partial x_i}}_{II} = \underbrace{\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle u_i \rangle \langle u'_i u'_j \rangle + \frac{1}{\rho_0} \langle p \rangle \langle u_i \rangle - 2\nu \langle u_i \rangle \langle S_{ij} \rangle \right)}_{IV} - \underbrace{2\nu \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}_V \quad (2.10)$$

où $\langle S_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)$ correspond au tenseur des taux de déformation moyen.

Cette équation fait apparaître plusieurs termes. Les termes (I) et (II) correspondent respectivement à la variation temporelle de l'énergie cinétique moyenne et au terme d'advection de l'énergie cinétique moyenne. Le terme (III) correspond à un transfert d'énergie de l'écoulement moyen à l'écoulement fluctuant. Souvent négatif, on peut définir plutôt son opposé : $P = -\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle$ comme le **terme de production d'énergie cinétique turbulente**. Le terme (IV) représente la diffusion de l'énergie cinétique moyenne et le terme (V) la dissipation visqueuse : l'énergie cinétique est transformée en chaleur.

De même, soit $k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle$ l'énergie cinétique turbulente par unité de masse. Son évolution temporelle est alors régie par l'équation (2.11) :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_I + \underbrace{\langle u_i \rangle \frac{\partial k}{\partial x_i}}_{II} = \underbrace{-\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle u'_j \frac{u'_i u'_i}{2} \rangle + \frac{1}{\rho_0} \langle p' u'_i \rangle - 2\nu \langle u'_i s'_{ij} \rangle \right)}_{IV} - \underbrace{2\nu \langle s'_{ij} s'_{ij} \rangle}_V \quad (2.11)$$

où $s'_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)$ est le tenseur des taux de déformation du champ turbulent.

En décomposant de la même manière que l'équation (2.10), 5 termes peuvent être mis en évidence afin de comprendre les mécanismes de la variation temporelle d'énergie cinétique turbulente. Les termes (I) et (II) sont analogues à ceux de l'équation de l'énergie cinétique moyenne. On retrouve la production d'énergie cinétique turbulente dans le terme (III) : l'énergie cinétique moyenne est transformée en énergie cinétique turbulente. Le terme (IV) correspond à la diffusion de l'énergie cinétique turbulente et le terme (V) sa dissipation par viscosité.

Ces équations permettent de comprendre les variations temporelles de l'énergie cinétique turbulente. Elles sont directement liées aux échelles de longueur de la turbulence. En effet, en 1922, Richardson [76] explique le mécanisme énergétique de la turbulence dans un livre appliqué à la météorologie : les grands tourbillons, les plus énergétiques, transfèrent leur énergie à des plus petits tourbillons qui la dissipe. C'est ce qu'on appelle la "cascade de Richardson" : l'énergie des échelles les plus grandes passe successivement à des échelles plus petites, jusqu'à ce qu'elle soit dissipée. Kolmogorov [45] propose ensuite en 1941 une étude de cette échelle où l'énergie est dissipée : il s'agit de l'échelle de Kolmogorov, notée l_k . Les échelles dissipatives correspondent donc à des tourbillons dont la taille caractéristique l est telle que $l < l_k$. Soit $\kappa = \frac{2\pi}{l}$ le nombre d'onde associée à l'échelle de longueur l . Soit $E(\kappa)$ la densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente. La cascade d'énergie est représentée dans la figure 2.1 pour un haut nombre de Reynolds en turbulence isotrope.

Ce graphique montre que le terme de production (III) est à l'origine de structures à de grandes échelles de la turbulence. L'échelle intégrale l_I quantifie l'échelle de ces structures. Ces structures sont ensuite transférées à de plus petites échelles en suivant une loi en $\kappa^{-\frac{5}{3}}$, jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. Les plus petites structures sont alors dissipées par le terme (V) de l'équation (2.11) en chaleur.

2.2 Modélisation de la turbulence dans les modèles RANS

2.2.1 Hypothèse de Boussinesq

Dans l'équation (2.8), le tenseur de Reynolds s'ajoute au tenseur des contraintes visqueuses. Il représente une contrainte supplémentaire générée par le caractère turbulent de l'écoulement.

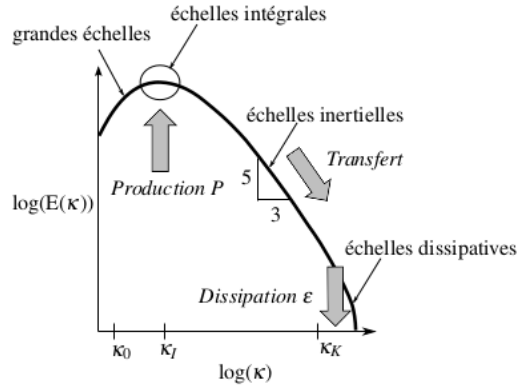


FIGURE 2.1. Cascade d'énergie à grand nombre de Reynolds. Source : [92]

L'hypothèse de Boussinesq consiste alors à modéliser le tenseur de Reynolds à travers une viscosité turbulente ν_t . La viscosité turbulente est définie par la relation suivante :

$$-\langle u'_i u'_j \rangle = 2\nu_t \langle S_{ij} \rangle - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (2.12)$$

où δ_{ij} correspond au symbole de Kronecher. En intégrant la viscosité turbulente dans l'équation (2.8), on obtient :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \langle p^* \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] + b_i$$

Il faut noter que la pression absolue n'est plus calculée ici ; cette équation fait apparaître la pression modifiée $\langle p^* \rangle = \langle p \rangle + \rho_0 \frac{2}{3} k$. Grâce à cette modélisation, les six inconnues du tenseur de Reynolds sont réduites à une seule inconnue ν_t . L'hypothèse de Boussinesq permet donc de réduire le système à résoudre à 5 inconnues pour 4 équations. Il est donc nécessaire de faire une hypothèse pour évaluer la viscosité turbulente. Par analyse dimensionnelle, on peut écrire :

$$\nu_t \propto l_m u_t \quad (2.13)$$

où l_m est la longueur de mélange et u_t une vitesse caractéristique de l'agitation turbulente. La vitesse caractéristique u_t peut être définie à partir de l'énergie cinétique turbulente par $u_t \propto \sqrt{k}$. L'effet de "mélange" est induit par la présence de structures tourbillonnaires dans l'écoulement ; la longueur de mélange représente donc l'échelle caractéristique de ces structures.

ν_t peut alors être évaluée de différentes manières ; sa définition correspond au modèle de turbulence. En effet, ν_t peut être exprimée directement par une équation analytique, ce qui correspond à "un modèle à zéro équation". Les modèles communément utilisés dans le domaine de l'hydraulique sont des modèles dits "à deux équations". Ces modèles proposent un calcul de ν_t à partir de deux équations algébriques. De nombreux modèles à deux équations existent. Les modèles les plus utilisés sont présentés brièvement dans le paragraphe suivant.

2.2.2 Modèles de turbulence

2.2.2.1 Modèle $k-\epsilon$

Ce modèle a été développé par Jones et Launder en 1972 [44]. Ici l'échelle caractéristique est supposée être proportionnelle à l'échelle intégrale l_I qui quantifie les grandes échelles de la turbulence. A partir d'une analyse dimensionnelle, on peut évaluer l_I par la relation suivante :

$$l_m \propto l_I = \frac{u_t^3}{\epsilon} = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\epsilon} \quad (2.14)$$

Ainsi, on obtient à partir de l'équation (2.13) la relation suivante :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.15)$$

où ϵ est la dissipation turbulente et C_μ est une constante sans dimension.

Ce modèle correspond donc à la résolution d'une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et une équation pour la dissipation turbulente ϵ . Ces équations sont les suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} k = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \vec{\nabla} k \right] + P - \epsilon \\ \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} \epsilon = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \vec{\nabla} \epsilon \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon 1} P - C_{\epsilon 2} \epsilon) \end{cases} \quad (2.16)$$

Les 5 constantes C_μ , σ_k , σ_ϵ , $C_{\epsilon 1}$ et $C_{\epsilon 2}$ qui apparaissent ici doivent être déterminées. Elles sont habituellement fixées à $C_\mu = 0,09$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\epsilon = 1,3$, $C_{\epsilon 1} = 1,44$, et $C_{\epsilon 2} = 1,92$ d'après un ajustement sur de nombreux cas d'écoulement turbulent, comme le montre Versteeg et al. [89] page 71. Ce modèle est très largement utilisé dans l'industrie. Cependant il n'est pas capable de prédire correctement des écoulements à fort gradient de pression adverse [6]. Ce modèle n'est donc pas optimal pour simuler des décollements ; il n'est donc pas adapté dans le cadre de cette étude qui s'intéresse aux vortex inter-aubes générés entre autre par la présence de décollements dans la turbine.

2.2.2.2 Modèle $k-\omega$

Ce modèle a été développé par Wilcox en 1988 [17]. Il se base sur la définition une fréquence caractéristique de la turbulence, $\omega \propto \frac{\epsilon}{k}$, qui représente le taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente.

L'équation (2.15) devient alors :

$$\nu_t \propto \frac{k}{\omega} \quad (2.17)$$

Le modèle $k-\omega$ permet d'obtenir une meilleure prédiction de l'écoulement de proche paroi que le modèle $k-\epsilon$. Wilcox [91] montre que c'est particulièrement le cas pour des écoulements à fort gradient de pression adverse, où le modèle $k-\epsilon$ s'avère moins prédictif.

En écrivant deux équations de transport pour k et ω , on obtient :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} k = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \vec{\nabla} k \right] + P - \epsilon \\ \frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} \omega = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\omega} \right) \vec{\nabla} \omega \right] + C_{\omega 1} \frac{\omega}{k} P - C_{\omega 2} \omega^2 \end{cases} \quad (2.18)$$

avec $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 2$, $\sigma_\omega = 2$, $C_{\omega 1} = \frac{5}{9}$ et $C_{\omega 2} = \frac{3}{40}$

2.2.2.3 Modèle $k-\omega$ SST

Ce modèle combine les avantages des modèles $k-\epsilon$ et $k-\omega$ et est couramment utilisé dans l'étude des turbomachines. Développé par Menter [55], ce modèle utilise la formulation du modèle $k-\omega$ proche paroi et une reformulation du modèle $k-\epsilon$ en dehors des couches limites. Pour cela, il est considéré que $\epsilon \propto \omega k$ afin d'obtenir une formulation similaire au modèle $k-\omega$

Menter propose de considérer le transport de la contrainte de cisaillement turbulente afin d'améliorer la prédiction des décollements, d'où le nom SST pour «Shear Stress Transport». Afin de gérer la transition entre les modèles, une fonction F_1 est utilisée. F_1 vaut 1 dans la zone de couche limite, où le modèle $k-\omega$ est utilisé, et 0 en dehors, ce qui correspond à l'utilisation du modèle $k-\epsilon$.

On obtient alors l'équation de transport suivante pour ω :

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} \omega = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\omega f}} \right) \vec{\nabla} \omega \right] + C_{\omega f 1} \frac{\omega}{k} P - C_{\omega f 2} \omega^2 + (1 - F_1) \frac{2}{\sigma_{\epsilon} \omega} \vec{\nabla} k \cdot \vec{\nabla} \omega \quad (2.19)$$

avec $\frac{1}{\sigma_{\omega f}} = \frac{F_1}{\sigma_{\omega}} + \frac{(1 - F_1)}{\sigma_{\epsilon}}$.

2.2.2.4 Transport d'un scalaire quelconque et autres modèles

Dans un cas plus général, un modèle $k - \Phi$ peut être utilisé. Soit Φ un scalaire tel que $\Phi \propto k^l \epsilon^m$ avec m et l quelconque.

Alors une analyse dimensionnelle permet d'obtenir :

$$\nu_t = C_{\mu} k^{2 + \frac{l}{m}} \Phi^{-\frac{1}{m}} \quad (2.20)$$

En conservant l'équation de transport pour k présentée précédemment, l'équation de transport pour le scalaire Φ est la suivante :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} \Phi = \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\Phi f}} \right) \vec{\nabla} \Phi \right] + \frac{\Phi}{k} \left(C_{\Phi 1} P - C_{\Phi 2} \epsilon \right) \quad (2.21)$$

Ainsi on retrouve dans cette équation le modèle $k-\omega$ pour $l = -1$ et $m = 1$. D'autres modèles peuvent donc prendre cette forme. C'est notamment le cas du modèle $k-\sqrt{k}L$, qui est à l'origine du modèle SAS-SST, détaillé dans le paragraphe 2.4.2.

2.2.3 Simulations URANS

Les simulations RANS résolvent les champs moyens. Cependant il faut noter que les équations présentées précédemment font apparaître des dérivées temporelles. Des simulations instationnaires peuvent être effectuées avec les mêmes équations : c'est ce qui est appelé communément les simulations URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes).

Ces calculs peuvent être effectués lorsque le champ moyen varie à une échelle de temps caractéristique distincte des échelles de temps de l'écoulement turbulent. C'est par exemple le cas de l'écoulement autour d'une voiture en accélération. Ainsi les conditions aux limites changent à une fréquence faible devant la fréquence caractéristique de la turbulence.

Les simulations URANS permettent donc de modéliser des écoulement instationnaires, et bénéficient de coûts de calculs relativement réduits. Cependant l'approche statistique ne permet pas de simuler le caractère chaotique d'un écoulement turbulent. Toutes les échelles de la turbulence sont modélisées et ne sont pas résolues : ces simulations sont limitées pour représenter un écoulement turbulent dont les échelles de temps caractéristiques de la turbulence sont de l'ordre de grandeur de celles du champ moyen. Dans ce cas, la SGE doit être utilisée.

2.3 Simulation des grandes échelles

Les simulations RANS permettent de calculer uniquement les champs moyens. Afin d'obtenir davantage d'informations sur la dynamique de l'écoulement, il est nécessaire de résoudre les fluctuations autour du champ moyen, donc de résoudre les équations de Navier-Stokes (2.5) sans utiliser l'opérateur "moyenne". La résolution numérique de ces équations sans modèle est appelée SND pour "Simulation Numérique Directe". Cependant la résolution de toute les échelles de la turbulence demande un maillage extrêmement fin qui nécessite de discrétiser jusqu'aux plus petites échelles de la turbulence. Par exemple, Moin et al. [57] montrent qu'environ 10^{16} mailles seraient nécessaires pour effectuer la SND d'un avion en vol. Les coûts de calculs associés à la SND sur des géométries industrielles complexes ne sont donc pas encore envisageables.

Il est alors possible de décomposer la dynamique de l'écoulement selon les échelles de la turbulence. Les grandes échelles contiennent la majorité de l'énergie de l'écoulement. Alors que ces grandes échelles dépendent de la géométrie et des conditions aux limites, les plus petites échelles de la turbulence sont considérées comme universelles ; c'est à dire que les mécanismes de ces petites échelles sont indépendants du cas étudié. En effet, on peut considérer que ces plus petites échelles sont statistiquement isotropes [18]. Ainsi il est possible de les modéliser afin de diminuer le coût de calcul.

C'est sur ce constat que la technique de la Simulation des Grandes Echelles (SGE) apparaît dans les années 1960 avec le développement du modèle de Smagorinsky pour la météorologie [84]. La SGE consiste donc à modéliser les plus petites échelles dissipatives de la turbulence et à résoudre explicitement les fluctuations à ces plus grandes échelles. La séparation entre les échelles modélisées et les échelles résolues est basée sur le maillage. Les résultats sont par définition dépendants du maillage : ces simulations demandent l'utilisation d'un maillage relativement fin afin de simuler une grande partie de l'énergie cinétique turbulente [9].

2.3.1 Equations filtrées

Par analogie aux modèles RANS où l'opérateur $\langle \cdot \rangle$ est appliqué aux équations de Navier-Stokes (2.2), ici un filtre passe-bas est utilisé pour séparer les échelles résolues des échelles modélisées. Soit G_Δ un filtre passe bas de taille Δ .

Un champ quelconque $f(\vec{x}, t)$ peut alors être décomposé de la façon suivante :

$$f(\vec{x}, t) = \bar{f}(\vec{x}, t) + f''(\vec{x}, t) \quad (2.22)$$

$\bar{f}(\vec{x}, t) = f(\vec{x}, t) * G_\Delta$ correspond au champ filtré issu de la convolution entre la fonction f et G_Δ . Ce terme permet donc d'évaluer les variations de f dues aux échelles supérieures à Δ . A l'inverse, $f''(\vec{x}, t)$ correspond aux fluctuations de f dues aux échelles plus petites que Δ .

L'opérateur de filtrage n'est pas systématiquement commutatif avec les dérivées spatiales [88]. On fait cependant l'hypothèse que le filtrage est commutatif avec les dérivées spatiales et temporelles. Ainsi, les équations (2.1) et (2.2) deviennent :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \bar{u}_j = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) + \bar{u}_i \bar{u}_j - \overline{u_i u_j} \right] + b_i \quad (2.24)$$

Soit $T_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$ le tenseur sous-maille. On peut remarquer l'analogie avec le tenseur de Reynolds qui apparaît dans l'équation (2.8). Les formulations des équations filtrées et moyennées sont donc identiques. Ces approches diffèrent par l'expression des termes modélisés, respectivement σ_{ij}^t et $\rho_0 T_{ij}$ en RANS et en SGE.

2.3.2 Modèle sous-maille

L'échelle de coupure Δ est imposée par le filtre passe bas G_Δ ; il s'agit de la taille minimale des échelles résolues. Les simulations des grandes échelles utilisent généralement une **échelle de coupure proportionnelle à la taille de maille**. Les échelles non résolues sont appelées les échelles sous-maille.

Les équations (2.23) et (2.24) font apparaître 10 inconnues (3 \bar{u}_i , 1 \bar{p} , 6 T_{ij}) pour 4 équations. Pour fermer le système, il est donc nécessaire d'utiliser un modèle. Ce modèle va concerner les mécanismes énergétiques de ces échelles sous-mailles.

De façon similaire aux modèles RANS, les transferts d'énergie des échelles résolues aux échelles sous-mailles peuvent être modélisés grâce à l'utilisation d'une viscosité turbulente

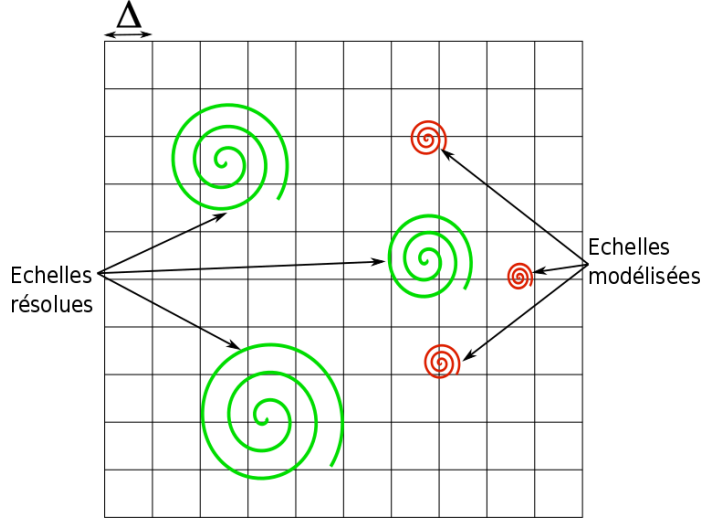


FIGURE 2.2 – Représentation du filtre dans l'espace

sous-maillages ν_{SM} , dépendante du temps et de l'espace. A partir de l'hypothèse de Boussinesq, le transfert d'énergie peut être écrit de la façon suivante :

$$T_{ij} = -2\nu_{SM}(\vec{x}, t)\overline{S}_{ij} + \frac{1}{3}T_{ll}\delta_{ij} \quad (2.25)$$

où $\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)$ représente le tenseur des taux de déformation des grandes échelles. Dans ce cas, l'équation (2.24) s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u}_i \overline{u}_j = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \overline{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_{SM}) \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + b_i \quad (2.26)$$

Ici \overline{p}^* correspond à la pression modifiée : $\overline{p}^* = \overline{p} + \frac{1}{3}\rho_0 T_{ll}$.

Il existe alors différents modèles sous-maillages qui proposent une expression pour ν_{SM} . Le modèle de Smagorinsky consiste à écrire :

$$\nu_{SM} = C_s \Delta^2 |\overline{S}| \quad (2.27)$$

où C_s est la constante de Smagorinsky et $|\overline{S}| = \sqrt{2\overline{S}_{ij} \overline{S}_{ij}}$.

Selon les configurations, la constante C_s est fixée à des valeurs entre 0.23 et 0.1 ([48], [73]). Ces valeurs semblent dépendre du type d'écoulement modélisé et de la résolution [37]. Pour améliorer le comportement de ce modèle, C_s peut-être une fonction du temps et de l'espace. Le modèle de Smagorinsky dynamique, proposé par Germano et al. en 1991 [37] permet d'obtenir des variations C_s en fonction des régions de l'écoulement. Les détails de ce modèle peuvent être trouvés dans [23], pages 27 à 31.

2.4 Méthodes hybrides RANS - SGE

2.4.1 Généralités

Deux approches ont été présentées jusqu'ici : la modélisation statistique de la turbulence (RANS) et la SGE. Pour la simulation de phénomènes instationnaires, la SGE permet d'obtenir plus d'informations grâce à la résolution d'une partie des échelles de la turbulence. Cependant, ces calculs nécessitent des maillages suffisamment fins [9]; cette approche souffre donc du fait qu'elle engendre des coûts de calculs relativement importants lorsqu'elle est appliquée à des géométries complexes.

Pour simuler la dynamique d'écoulement dans une géométrie complexe, il est alors possible d'imaginer une combinaison des modèles RANS et SGE afin de bénéficier à la fois d'une résolution d'une partie des échelles de la turbulence, tout en conservant des temps de calculs relativement faibles. Il faut noter que plusieurs méthodes hybrides RANS-SGE existent. Dans ce mémoire seul le modèle **Scale-Adaptive Simulation (SAS)** est utilisé. Il est détaillé dans le paragraphe suivant.

Nous avons vu que les équations régissant les simulations RANS (URANS) et SGE sont formellement identiques. Cependant ces approches diffèrent selon deux aspects principaux.

Le premier réside dans le fait que la viscosité turbulente est modélisée différemment d'un modèle à l'autre. Alors que les modèles RANS utilisent la viscosité turbulente pour modéliser toutes les échelles de la turbulence, la viscosité turbulente d'un modèle SGE ne modélise que les échelles sous-maille. Ainsi, on a généralement :

$$(\nu_t)_{\text{RANS}} \gg (\nu_t)_{\text{SGE}} \quad (2.28)$$

La seconde différence majeure réside dans les schémas numériques. Ils sont détaillés dans la partie 2.5.3 : nous y verrons que les schémas numériques habituellement utilisés pour les simulations RANS privilégient la stabilité à la précision, contrairement à ceux utilisés pour la SGE.

La figure 2.3 présente les résultats de simulations avec un modèle URANS, SAS et SGE, pour deux nombres de Reynolds différents. Le critère Q (détaillé dans le paragraphe 3.4.2.1), permet de visualiser les structures tourbillonnaires dans le sillage d'une balle de golf. On voit que la SGE prédit de nombreuses structures turbulentes dans le sillage, avec notamment des petites structures proches de la paroi. A l'inverse, l'approche URANS ne montre qu'une structure principale ; le modèle ne résout pas les petites structures. Enfin la simulation SAS apparaît comme un compromis entre ces deux approches, présentant des structures qui semblent instationnaires semblables à celles issues de la SGE. On note cependant que les plus petites structures observées avec la SGE ne sont pas résolues par ce modèle.

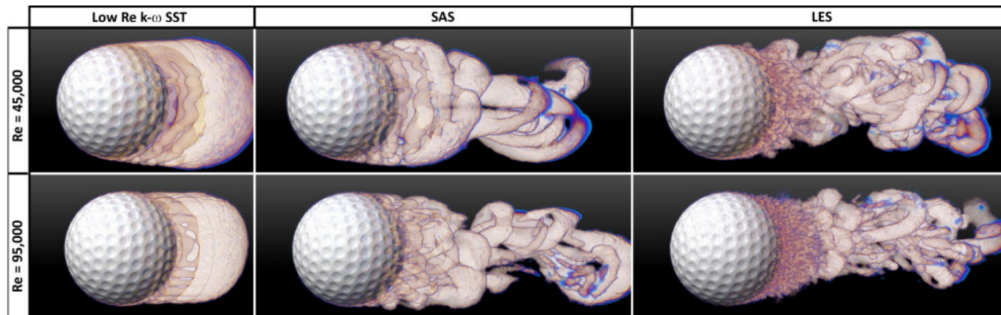


FIGURE 2.3 – Influence du modèle de turbulence sur le sillage d'une balle de golf à travers un iso-contour de Critère-Q. Source : [39]

2.4.2 Le modèle SAS

Une méthode hybride RANS-SGE est caractérisée par la présence de régions utilisant un modèles URANS et d'autres régions résolues par la SGE. Le modèle SAS est une méthode dite adaptative, dans le sens où le modèle peut passer automatiquement d'un modèle RANS à un modèle de SGE en fonction du temps et de l'espace.

Ce modèle a été développé en 2005 par Menter et Egorov [56]. Il est détaillé dans littérature, comme par Rodi et al. [23] pages 117 à 120, et par Métais [61].

Ce modèle s'appuie sur une longueur caractéristique dans l'objectif de caractériser les zones instationnaires, afin de passer automatiquement d'une résolution statistique de type URANS à une résolution de type SGE. Il s'agit de **la longueur de Von-Karman L_{VK}** . Cette longueur caractéristique est définie de la façon suivante :

$$L_{vK} = \frac{\kappa S}{|U''|} \quad (2.29)$$

où $\kappa = 0.41$ correspond à la constante de Von Karman, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ le second invariant du tenseur des contraintes et $|U''| = \sqrt{\sum \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \right)}$ correspond au laplacien de la vitesse calculée avec l'approche URANS.

Afin d'établir une longueur caractéristique de la turbulence issue du calcul RANS, on utilise $L = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{3/4} \omega}$ [61].

A partir du transport d'un scalaire quelconque énoncé dans le paragraphe 2.2.2.4, on peut obtenir la formulation du transport du scalaire $\sqrt{k}L$. En partant de cette équation, Menter and Egorov [56] proposent la formulation du modèle SAS par les équations de transport suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial k}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} k = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \vec{\nabla} k \right) + P - C_\mu^{3/4} \frac{k^2}{\Phi} \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \langle \vec{u} \rangle \cdot \vec{\nabla} \Phi = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\Phi} \vec{\nabla} \Phi \right) + \frac{\Phi}{k} \left(C_{\Phi 1} P \left(1 - C_\Phi^{\text{SAS}} \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 \right) - C_{\Phi 2} C_\mu^{3/4} k \right) \end{cases} \quad (2.30)$$

où la viscosité turbulente vaut $\nu_t^{\text{SAS}} = C_\mu^{3/4} \Phi$. Les constantes qui apparaissent dans ce modèle sont $C_\mu = 0.09$, $C_{\Phi 1} = 0.8$, $C_{\Phi 2} = 0.175$, $C_\Phi^{\text{SAS}} = 1.838$ et $\sigma_\Phi = \sigma_k = 2/3$.

Dans l'équation de transport de Φ , apparaît le terme $Q_{\text{SAS}} = 1 - C_\Phi^{\text{SAS}} \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2$. C'est le terme du modèle SAS qui gère la transition entre une résolution de type URANS à une résolution de type SGE. Les longueurs L et L_{vK} y sont comparées afin de déterminer quel modèle utiliser.

Si $L < L_{vK}$: La longueur caractéristique du champ moyen est inférieure à la taille des gros tourbillons : les conditions d'un calcul URANS sont réunies. Un champ quasi-stationnaire est caractérisé par de faibles fluctuations de vitesses. Ainsi, si $|U''|$ tend vers 0, alors L_{vK} tend vers l'infini, donc L/L_{vK} tend vers zéro. Dans l'équation de transport de Φ , le terme $1 - C_\Phi^{\text{SAS}} \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2$ tend alors vers 1 lorsque L/L_{vK} tend vers 0 ; on retrouve alors un modèle $k - \Phi$ classique, comme évoqué dans le paragraphe 2.2.2.4.

Si $L > L_{vK}$: La longueur caractéristique du champ moyen est supérieure à la taille des tourbillons les plus énergétiques. Le modèle passe d'un comportement URANS à un comportement SGE. Pour cela, Menter and Egorov utilisent le modèle WALE, décrit brièvement ci-dessous, choisi pour sa robustesse et sa facilité d'implémentation [23]. Le terme $1 - C_\Phi^{\text{SAS}} \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2$ engendre une diminution de la viscosité turbulente associée au modèle URANS. Au final, la viscosité turbulente de ce modèle correspond à $\nu_t = \max(\nu_t^{\text{SAS}}, \nu_{SM}^{\text{WALE}})$; où ν_{SM}^{WALE} est la viscosité sous-maille du modèle WALE. Ce modèle est présenté brièvement ci-dessous.

Le modèle WALE (Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity) a été proposé par Nicoud et Ducros [66]. Le lecteur est renvoyé à [23], page 31, pour davantage de détails sur ce modèle. Ce modèle propose une expression de la viscosité sous-maille basée sur le tenseur "gradient de vitesse" du champ filtré : $g_{ij} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$.

Soit $G_{ij}^a = \frac{1}{2}(g_{ik}g_{kj} + g_{jk}g_{ki}) - \frac{1}{3}\delta_{ij}g_{kk}$ la partie à trace nulle du tenseur du gradient de vitesse. Alors Nicoud et Ducros [66] proposent l'expression de ν_{SM}^{WALE} suivante :

$$\nu_{SM}^{\text{WALE}} = (C_\omega \Delta)^2 \frac{|(G_{ij}^a)|^{6/2}}{(S_{ij}S_{ij})^{5/2} + |(G_{ij}^a)|^{5/2}} \quad (2.31)$$

où C_ω est une constante dont la valeur est recommandée entre 0.45 et 0.5 [66]. Les grandeurs filtrées correspondent à celles définies dans le paragraphe 2.3.

2.5 Résolution numérique

Les équations présentées dans la première partie de ce chapitre sont des équations analytiques. Ces équations constituent un système fermé aux dérivées partielles qui doivent être discrétisées dans l'espace et dans le temps pour être résolues. Les bases de la résolution numériques de ces équations sont évoquées dans cette partie.

2.5.1 Discrétisation spatiale

L'espace est discrétisé en un nombre fini d'éléments qui constituent un maillage. En 3 dimensions, ces éléments sont des volumes définis par des points à leurs extrémités : ce sont les nœuds. La connectivité d'un nœud correspond à son nombre de voisin.

2.5.1.1 Types de maillages

Les maillages peuvent être de deux catégories différentes : structurés ou non-structurés. Les maillages structurés sont caractérisés par une connectivité régulière entre les nœuds. En 3 dimensions ces maillages sont de type hexaédriques. Cela impose des contraintes sur la connectivité des nœuds qui rendent l'utilisation de tels maillages compliquée sur des géométries complexes. Ces maillages ne permettent pas d'effectuer des raffinements locaux des éléments. Les maillages structurés permettent de limiter le nombre d'éléments pour discrétiser une géométrie donnée. C'est en particulier le cas lorsque l'écoulement possède une direction privilégiée ; dans ce cas l'utilisation de maillages anisotropes est intéressante pour réduire le nombre d'éléments. Ainsi, par exemple pour la discrétisation de la couche limite où les gradients normaux à la paroi doivent être correctement décrits, les éléments de volumes peuvent être déformés afin de discrétiser finement l'espace dans la direction normale et en ayant des tailles plus importantes le long de la paroi [53] [81].

Cependant la qualité du maillage est essentielle lorsque des schémas d'ordres élevés sont utilisés ; c'est notamment le cas dans la SGE. Dans ce cas des maillages non-structurés sont privilégiés ; ils sont caractérisés par une connectivité irrégulière. En 3 dimensions, les éléments utilisés dans ce travail sont des tétraèdres. Ces maillages permettent de discrétiser plus facilement des géométries complexes, d'effectuer des raffinements locaux, et d'obtenir des qualités de maillages satisfaisantes. De plus, les maillages ainsi obtenus peuvent être isotropes [43]. Cependant cela implique que le nombre d'éléments du maillage est plus important que dans le cas d'un maillage structuré.

Enfin, il existe des maillages hybrides composés à la fois d'éléments structurés et non structurés. Ce type de maillage permet de bénéficier des avantages de chacun de ces deux types d'éléments dans des zones différentes.

2.5.1.2 Critère de qualité de maillage

L'évaluation de la qualité d'un maillage est une étape nécessaire dans la résolution des équations régissant la dynamique d'un écoulement. De nombreux critères sont habituellement utilisés pour décrire la qualité d'un maillage.

La figure 2.4 illustre le calcul de la skewness de l'élément de couleur rouge, de volume V , représenté en deux dimensions. L'élément de couleur bleue, de volume V_{opt} est défini comme étant un triangle équilatéral inclus dans le cercle circonscrit de l'élément étudié. La skewness est alors définie comme étant égale à :

$$Skewness = \frac{V_{opt} - V}{V_{opt}} \quad (2.32)$$

La skewness permet d'évaluer la déformation d'un élément en variant entre 0 et 1. Une valeur de 0 indique alors que l'élément correspond au volume optimal, il est donc de bonne

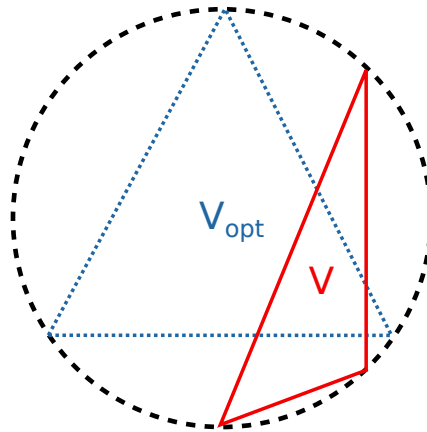


FIGURE 2.4. Représentation du calcul de la skewness

qualité. À l'inverse, une valeur proche de 1 révèle que l'élément est totalement déformé d'après la figure 2.4, il s'agit donc d'un élément de très mauvaise qualité. Sa valeur sera particulièrement considérée dans le chapitre 7 dans le cadre de l'adaptation de maillage.

2.5.2 Résolution de l'écoulement en paroi

La bonne résolution de l'écoulement situé proche d'une paroi est très importante pour la simulation numérique, notamment pour analyser des écoulements avec de potentiels décollements. La théorie de la couche limite pour un fluide incompressible est détaillée dans Comolet [22], pages 152 à 203. Pour des fluides visqueux, on admet qu'il y a une adhérence du fluide à la paroi : cela signifie que la vitesse du fluide est identique à celle de la paroi. La zone caractérisée par un défaut de vitesse entre ce cas de fluide visqueux et l'écoulement d'un fluide non visqueux est appelée "couche limite", elle a été introduite par Prandtl [47]. Le gradient de vitesse dans la direction orthogonale à la paroi est dépendant du nombre de Reynolds, comme le montre la figure 2.5. On y voit que le gradient de vitesse est plus important à fort nombre de Reynolds. Afin de simuler correctement l'écoulement en paroi, il est donc nécessaire d'adapter la taille de maille à l'écoulement en paroi.

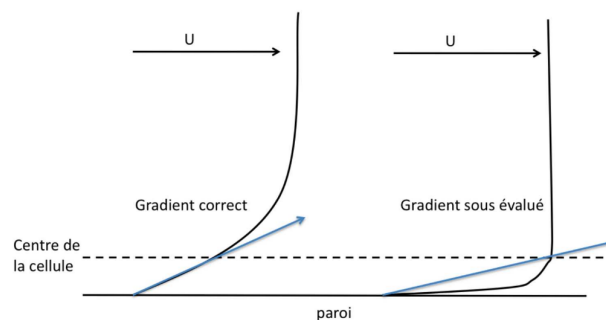


FIGURE 2.5. Vitesse proche paroi pour un écoulement de fluide visqueux à faible nombre de Reynolds (gauche) et à fort nombre de Reynolds (droite). Source : [32]

Pour quantifier la taille de maille nécessaire afin de simuler correctement l'écoulement en paroi, on définit la distance adimensionnée à la paroi, notée y^+ par l'expression suivante :

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2.33)$$

où $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_0}}$ est la vitesse de frottement à la paroi, y la distance normale à la paroi.

On définit de même la vitesse adimensionnée à la paroi u^+ par la relation :

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (2.34)$$

où U est la vitesse locale. L'utilisation de ces quantités adimensionnées permet d'établir des lois "universelles" concernant l'évolution de u^+ en fonction de y^+ .

La figure 2.6 présente l'évolution de la vitesse u^+ en fonction de y^+ pour un écoulement à l'équilibre sur une plaque plane, issue d'un calcul de Simulation Numérique Directe. On y distingue trois régimes. Tout d'abord pour $y^+ < 5$, on parle de sous-couche visqueuse. Les effets de viscosité dominent et on peut approximer l'évolution de u^+ par une loi linéaire $u^+ = y^+$. Ensuite pour $5 < y^+ < 30$, les effets d'inertie et de viscosité ont des rôles comparables. On parle souvent de "région de transition". Enfin pour $y^+ > 30$, les effets d'inerties dominent sur les effets visqueux : cette zone est appelée généralement "sous-couche inertielle", ou encore région logarithmique. En effet, pour un écoulement sur une plaque plane, u^+ suit une loi logarithmique [32].

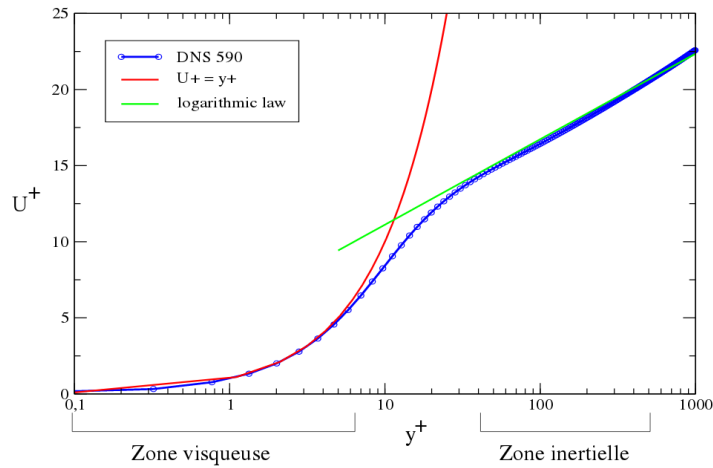


FIGURE 2.6. Profil de la vitesse adimensionnée à la paroi en fonction de y^+ pour un écoulement à l'équilibre. Source : [32]

Différentes approches peuvent être utilisées pour simuler l'écoulement en couche limite. Le maillage peut discrétiser entièrement la couche limite : pour cela la valeur de y^+ en paroi doit être inférieure à 1. Une autre approche consiste à utiliser des modèles de couche limite. Cela permet de modéliser cet écoulement en paroi au lieu de le résoudre afin de diminuer le temps de calcul en réduisant le nombre d'éléments du maillage [32].

2.5.3 Schémas numériques

Dans ce paragraphe, les méthodes numériques utilisées pour résoudre les équations algébriques sur le maillage sont décrites. Dans le cadre de cette thèse deux codes différents sont utilisés : CFX et YALES2. Dans les deux cas, la méthode des volumes finis est utilisée.

2.5.3.1 Méthode des volumes finis

Cette méthode est utilisée principalement en mécanique des fluides [4], [5], [59]. Elle s'appuie sur des volumes de contrôle définis à partir du maillage. Les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont intégrées sur chaque volume de contrôle. Les termes faisant apparaître l'opérateur divergence sont transformés en intégrales surfaciques grâce au théorème de Green-Ostrogradski. Cette méthode revient donc à effectuer un bilan de conservation sur des volumes de contrôle : les intégrales volumiques correspondent aux grandeurs internes aux volumes et les intégrales surfaciques aux flux à la limite du volume de contrôle.

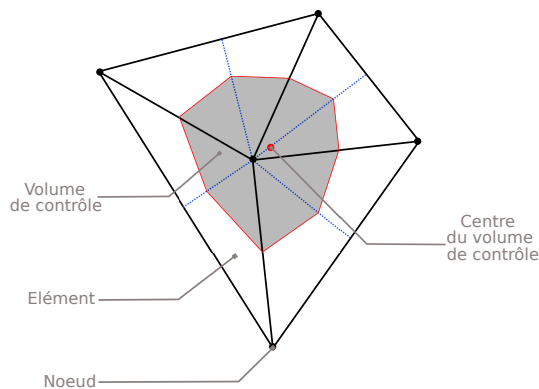


FIGURE 2.7. Représentation d'un volume de controle centré sur les nœuds

Les volumes de contrôle peuvent être centrés sur les nœuds ou être définis par les éléments. Dans ce travail, toutes les méthodes utilisées correspondent à des volumes de contrôle centrés sur les nœuds.

La figure 2.7 représente le volume de contrôle obtenu pour un maillage 2D de mailles triangulaires. Le volume est défini par des segments entre les centres des arêtes du maillage et les centres des éléments. Il faut noter que le centre du volume de contrôle ne coïncide pas avec le nœud où les valeurs sont stockées. Cette différence peut donc générer des erreurs numériques, notamment lorsque la valeur de la skewness est élevée.

2.5.3.2 Schémas numériques implémentés dans CFX

Les simulations stationnaires et instationnaires avec le modèle SAS ont été effectuées grâce au code de calcul Ansys CFX 16.0.

La résolution temporelle implémentée dans ce code de calcul résout un système {pression, vitesse} couplé. Les principaux avantages de ce type de résolution résident dans la robustesse de la simulation. Ce paragraphe propose un bref résumé des méthodes de résolution de ce système [4]. La résolution de ce système revient à résoudre une équation de la forme :

$$[A][\Phi] = [B] \quad (2.35)$$

où $[A]$ correspond à une matrice composée par les coefficients de l'équation, $[\Phi]$ le vecteur solution composé de la pression et des différentes composantes de la vitesse, et $[B]$ le vecteur associé au terme de droite.

La résolution de cette équation se fait par itérations. Soient $[\phi]^n$ une valeur initiale pour le vecteur solution et $[\phi]^{n+1}$ la solution à l'itération suivante. Soit $[R]^n$ le résidu à l'étape n : $[R]^n = [B] - [A][\phi]^n$. On résout alors l'équation $[A][\phi]' = [R]^n$. Dans ce cas, $[\phi]^{n+1} = [\phi]^n + [\phi]'$ est une meilleure solution. Cette méthode itérative est répétée jusqu'à obtenir une valeur de $[\phi]^{n+1}$ associée à un résidu inférieur à une valeur $|R|^n$ fixée.

Il s'agit d'une résolution implicite du système linéaire. Cela permet notamment d'obtenir un système inconditionnellement stable, quelque soit le pas de temps choisi. Ainsi le pas de temps choisi détermine la plus petite échelle de temps que la simulation peut résoudre. Le pas de temps doit donc être choisi afin de discrétiser les échelles de temps recherchées, dépendante des phénomènes physiques étudiés. Cependant la réduction du pas de temps augmente le coût de calcul : il doit être choisi judicieusement afin d'optimiser le temps de calcul.

Le nombre de Courant–Friedrichs–Lewy (*CFL*) est défini localement par l'équation (2.36), où u est la vitesse du fluide dans l'élément, Δx la taille de maille caractéristique, et Δt le pas de temps.

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \quad (2.36)$$

Pour garantir le fait que, pendant une itération temporelle, une particule fluide ne parcourt pas plus d'un élément, la condition CFL s'écrit $CFL < 1$. Cette condition n'a donc pas besoin d'être respectée grâce à cette résolution implicite pour que le calcul soit stable.

Différents schémas numériques pour le terme d'advection sont implémentés dans CFX. En général, pour un scalaire quelconque ϕ , la valeur au point d'intégration ϕ_{ip} est calculé par le modèle d'advection à partir de sa valeur en amont ϕ_{up} . D'une manière générale, on peut écrire :

$$\phi_{ip} = \phi_{up} + \beta \nabla \phi \cdot \Delta \vec{r} \quad (2.37)$$

où $\nabla \phi$ représente le gradient de ϕ sur l'élément, $\Delta \vec{r}$ le vecteur déplacement entre les nœuds up et ip . Si $\beta = 0$, il s'agit d'un schéma décentré d'ordre 1. Si $\beta = 1$, il s'agit d'un schéma centré de second ordre. Il permet de limiter la diffusion numérique et est intéressant pour des résolutions de type SGE.

Les calculs effectués avec CFX utilisent un schéma appelé "High Resolution Scheme" [4], qui correspond à un compromis entre ces deux méthodes. Il s'agit d'un schéma où β est calculé en chaque nœuds et varie entre 0 et 1, dont le calcul est proposé par Barth et Jespersen [7].

2.5.3.3 Schémas numériques implémentés dans YALES2

Les calculs de SGE ont été effectués grâce au solveur YALES2, développé par le CORIA et désormais dans différents laboratoires du CNRS, dont le LEGI. Il s'agit d'un code de calcul haute performance développé pour différentes applications en mécanique des fluides comme la combustion [60], l'hydraulique [93], l'éolien [15] ou les écoulements multiphasiques [69]. Ce code a été développé pour effectuer des calculs hautement parallélisés sur des maillages de plusieurs milliards d'éléments.

Contrairement à la résolution numérique implémentée dans CFX, la pression et la vitesse ne sont pas résolues simultanément. Soient u^n et p^n le champ de vitesse et la pression au temps correspondant à l'itération n . Afin de prédire u^{n+1} et p^{n+1} , différentes étapes sont utilisées. Tout d'abord une vitesse fictive u^* est déterminée à partir de u^n et p^n . Cette vitesse ne vérifie pas la non-compressibilité : sa divergence n'est pas nulle. Il s'agit de l'**étape de prédiction**.

Ensuite la pression p^{n+1} est calculée à partir de l'équation de Poisson, obtenue en appliquant l'opérateur *divergence* à l'équation de Navier-Stokes (2.2) dans le cas d'un fluide incompressible :

$$\nabla^2 \left(\frac{p^{n+1}}{\rho_0} \right) = \frac{\nabla \cdot u^*}{\Delta t} \quad (2.38)$$

Différentes méthodes sont applicables afin de résoudre une équation de Poisson. Cette résolution peut correspondre à la majeure partie du temps de calcul. Il est donc essentiel d'utiliser des méthodes optimisées, massivement parallèles. Ici, elle est résolue par la méthode du gradient conjugué préconditionné avec déflation (Deflated Preconditioned Conjugate Gradient : DPCG). Malandain et al. [52] présentent en détail cette méthode utilisée dans YALES2.

Enfin, l'**étape de correction** permet le calcul d'une vitesse u^{n+1} à partir de p^{n+1} et de u^* pour vérifier l'incompressibilité.

Ces étapes font apparaître le pas de temps Δt . Afin de garantir la stabilité de la résolution dans ce type de résolution explicite en temps, la condition $CFL < 1$ doit être vérifiée. Cette condition CFL représente physiquement le fait qu'une particule fluide ne parcourt pas plus d'une maille en une itération temporelle.

Les schémas numériques utilisés ici sont d'ordre élevé afin de minimiser les erreurs : les discrétisations spatiales et temporelles sont d'ordre 4.

Ce code de calcul propose plusieurs solveurs dédiés à des applications différentes. Dans le cadre de cette étude, 2 solveurs ont été utilisés. Le solveur incompressibles (ICS) permet la SGE d'un écoulement incompressible, avec les méthodes discutées précédemment. Le solveur "Arbitrary-Lagrangian Euler" (ALE) a aussi été utilisé afin de modéliser la rotation du maillage : cette méthode est discutée dans le paragraphe suivant.

2.5.4 Modélisation des parties fixes et tournantes

Dans le cadre de cette étude, ces méthodes numériques sont appliquées à des machines tournantes. En effet, dans le cadre de ce mémoire, la rotation de la roue correspond à un changement de géométrie du domaine de calcul dans le temps. Plusieurs méthodes, décrites dans les paragraphes suivants, sont utilisées dans ce travail afin de modéliser la rotation de la roue.

2.5.4.1 Domaine tournant seul

La première méthode consiste à modéliser seulement la partie tournante, ce qui correspond à l'écoulement dans la roue dans le cadre de cette étude. Le maillage représente donc une géométrie en rotation. Grâce à l'utilisation de conditions aux limites avec une vitesse non nulle imposée en paroi, il est possible de modéliser des parties fixes, mais uniquement dans le cas où leurs géométries sont axisymétriques. C'est par exemple le cas des flasques inférieures et supérieures. Ainsi cette méthode ne permet pas de prendre en compte la présence des directrices ou du coude de l'aspirateur : l'interaction entre les parties tournantes et fixes est négligée. Cependant cela permet d'effectuer les calculs de l'écoulement dans la roue sans nécessiter l'utilisation de modèle d'interfaces entre les parties fixes et tournantes.

L'écoulement est alors résolu dans le domaine relatif tournant, en rotation à la vitesse constante Ω autour de l'axe vertical. Pour cela, il faut ajouter les forces volumiques correspondant à la rotation dans l'équation de Navier-Stokes (2.2).

On considère ici un repère cylindrique, $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z\}$ où \vec{e}_z correspond à l'axe de rotation de la roue. Les forces centrifuges et de Coriolis appliquées sur une particule fluide de masse m à la distance r de l'axe de rotation, animée par une vitesse \vec{u} sont définies respectivement par :

$$\begin{cases} \vec{F}_{\text{Centrifuge}} = m\Omega^2 r \vec{e}_\theta \\ \vec{F}_{\text{Coriolis}} = -2m\Omega(\vec{e}_z \wedge \vec{u}) \end{cases} \quad (2.39)$$

Ces forces sont appliquées en utilisant le terme source b_i de l'équation (2.2). Cette méthode a été utilisée dans le solveur YALES2 pour les calculs de roue présentés dans le chapitre 6.

2.5.4.2 Interface de type plan de mélange ou "stage"

Cette méthode permet de calculer à la fois l'écoulement dans les parties fixes et tournantes dans une simulation stationnaire ou instationnaire. Pour cela, ce modèle, implémenté sous CFX, fait la moyenne des flux selon la circonférence de l'interface et la transmet aux composants en aval [4].

La pression statique est imposée en aval de l'interface comme étant égale à la pression moyennée selon la direction orthoradiale. La vitesse en aval est calculée à partir de la moyenne le long de la circonférence de l'interface de la pression totale et de l'angle fluide, ce qui assure la conservation du débit. Cela est illustré dans la figure 2.8a : l'écoulement obtenu dans la partie aval de l'interface est homogène.

Dans la partie tournante, le calcul est effectué avec la méthode précédente en ajoutant les forces volumiques liées à la rotation. Ainsi l'écoulement est calculé de part et d'autre de l'interface, mais les informations sur la dépendance dans la direction orthoradiale sont perdues à l'interface.

Ce modèle d'interface est utilisé par la suite pour les calculs stationnaires présentés dans le chapitre 4. Ce modèle est insuffisant pour capter les phénomènes instationnaires générés par l'interaction entre les directrices et la roue.

2.5.4.3 Interface de type plan de glissement ou "Transient Rotor-Stator"

Pour prendre en compte l'interaction entre les parties fixes et tournantes, ce modèle implémenté dans le code CFX [4] utilise une interface glissante. A chaque pas de temps, la position des mailles de part et d'autre de l'interface est mise à jour. Les flux alors obtenus

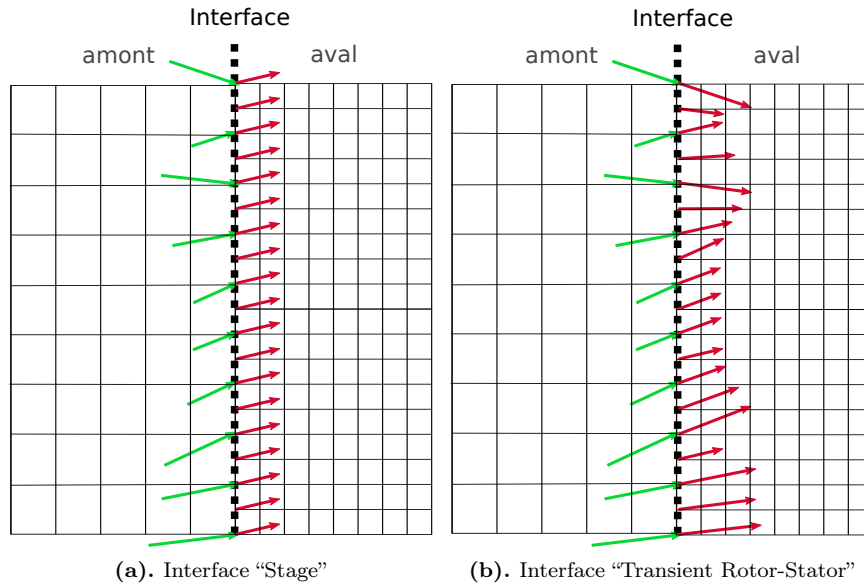


FIGURE 2.8 – Écoulement à travers les interfaces “stage” et “Transient Rotor-Stator” représentés schématiquement

dans la partie amont de l’interface sont interpolés sur le maillage en aval afin de modéliser les instationnarités locales à l’interface. Cela est schématisé dans la figure 2.8b : l’écoulement en amont de l’interface est similaire à celui en amont. De même que pour le modèle précédent, l’écoulement relatif est résolu dans le domaine tournant grâce aux termes sources des forces centrifuge et de Coriolis. Ce modèle est applicable dans le cas d’une simulation instationnaire. Les coûts de calculs sont plus importants qu’avec l’interface de type “stage” mais cette méthode permet de simuler plus précisément l’écoulement entre les parties mobiles et fixes, car elle ne nécessite pas d’effectuer une moyenne à l’interface. Cependant, le maillage n’est pas continu à l’interface. L’interpolation du domaine fixe au domaine mobile peut être à l’origine d’erreurs d’interpolation ou de bruit numérique (discuté dans le paragraphe 5.1.3.6 du chapitre 5).

2.5.4.4 Solver Arbitrary-Lagrangian Euler (ALE) implémenté sous YALES2

L’approche présentée précédemment est appelée l’approche eulérienne : il s’agit d’observer le mouvement des particules fluides au niveau d’un point fixe de l’espace. Cette méthode est couramment utilisée dans la simulation numérique en mécanique des fluides.

Cependant, il est possible d’utiliser une approche dite lagrangienne où les points du maillage suivent les particules. Cela permet d’observer finement leur mouvement : cette approche est habituellement utilisée pour décrire le mouvement de particules solides.

Afin de modéliser la rotation des parties fixes par rapport aux parties mobiles, une combinaison de ces deux méthodes peut être utilisée. Contrairement à l’approche eulérienne où les points du maillage sont fixes, ceux-ci seront animés d’une vitesse \vec{x} . Cependant cette vitesse ne correspond pas nécessairement à la vitesse des particules fluides comme dans l’approche lagrangienne. Le choix de cette vitesse \vec{x} est détaillé dans le chapitre 7 dans le cadre de cette étude. Ainsi, le solveur résout la vitesse relative $\vec{c} = \vec{u} - \vec{x}$ où \vec{u} est la vitesse absolue du fluide [29]. Le lecteur intéressé par cette méthode est renvoyé à la thèse de Paquette [71].

Nous verrons par la suite que les fluctuations de pression sont une quantité d’intérêt particulièrement importantes dans ce mémoire. Cependant elles ne peuvent être étudiées par l’approche ALE avec de nombreuses étapes de remaillage. En effet, après chaque étape de remaillage, les erreurs d’interpolation sont à l’origine de sauts de pression qui ne sont pas représentatifs de la physique de l’écoulement.

2.5.5 Modélisation des conditions aux limites

En simulation numérique, les conditions doivent être imposées aux limites du domaine, permettant à la fois de garantir la stabilité de la simulation et de représenter correctement le problème physique. Ce paragraphe ne détaille pas les conditions possibles mais présente brièvement les configurations qui sont utilisées dans la suite de ce mémoire.

2.5.5.1 Conditions aux limites dans CFX

Les conditions utilisées en général dans le code de calcul CFX correspondent à un débit en entrée et une valeur de pression en sortie. Ces conditions seront utilisées dans le chapitre 5.

La condition de sortie fixe la pression de référence dans le domaine de calcul. Plus particulièrement, dans ce cas il a été choisi d'utiliser une condition de sortie où la pression moyenne sur la condition de sortie est fixée. Sur la condition de sortie, la direction et la vitesse de l'écoulement sont alors un résultat de la simulation.

La problématique de la condition de sortie est illustrée pour une extension brusque d'une section de passage bidimensionnelle dans la figure 2.9. Si une recirculation est présente en sortie du domaine de calcul, il est important pour la convergence numérique de s'assurer que celle-ci ne se trouve pas à proximité de la condition de sortie, comme c'est le cas dans les configurations (a) et (b). Un choix pertinent consiste alors à étendre le domaine de calcul afin d'éloigner la condition de sortie de la recirculation, comme le montre la figure 2.9c.

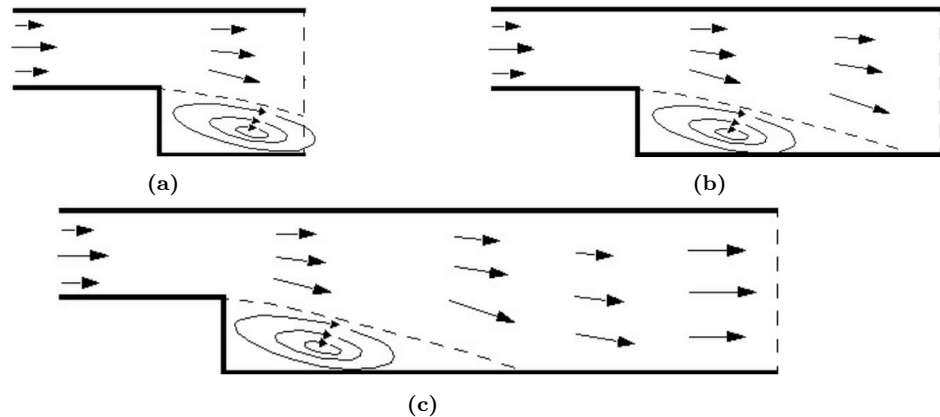


FIGURE 2.9. Condition de sortie et géométrie du domaine de calcul. Source : [4]

D'autres conditions aux limites peuvent être utilisées. C'est le cas dans le chapitre 4. Il est possible de fixer la pression totale et la direction de l'écoulement en entrée, et le débit en sortie. Dans ce cas, la norme de la vitesse d'entrée n'est pas uniforme et est calculée à partir de la pression totale choisie [4]. Avec cette configuration, la vitesse n'est pas homogène sur la condition de sortie, sa répartition étant un résultat de la simulation [4] comme c'est le cas pour une condition où la pression est imposée. Cependant il a été noté que cette configuration permet généralement d'obtenir en sortie un profil de vitesse quasiment uniforme contrairement à la condition de pression moyenne, et donc d'éviter des problèmes numériques liés à la présence d'une recirculation proche de cette condition de sortie.

2.5.5.2 Conditions aux limites sur YALES2

Pour les simulations effectuées sur le code YALES2, la vitesse sera systématiquement imposée à la condition d'entrée, sa répartition n'étant pas forcément uniforme. On parle d'une condition de type Dirichlet.

Sur la condition de sortie du domaine de calcul, le gradient de pression normal à la frontière est fixé à zéro : on parle de condition de type Neumann. Ainsi, aucune référence de pression n'est fixée dans le domaine de calcul étant donné que la condition d'entrée

s'applique sur le champ de vitesse. Seuls les gradients de pression sont résolus par le code. Ainsi le niveau de pression dans les simulations est défini à une constante près, il peut changer d'une itération à l'autre. Cependant pour les analyses physiques, il est nécessaire de fixer une pression de référence, notamment afin de calculer les grandeurs statistiques de la pression.

La pression de référence peut être choisie de différentes manières. Expérimentalement, on ne peut pas considérer que la pression est constante en entrée ou en sortie de la roue. Afin d'obtenir un écart-type de la pression nul sur la surface d'entrée, il sera considéré par la suite que la pression de référence est prise comme la pression moyenne en entrée. Ainsi toutes les valeurs de pression discutées dans ce mémoire correspondent à la pression relative à la valeur moyenne sur la surface d'entrée.

2.6 Traitement des signaux temporels

Ce travail s'intéresse en partie à la dynamique de l'écoulement de charge partielle. Plusieurs méthodes permettent de quantifier la dynamique d'un signal $f(t)$ quelconque. Un signal numérique ou expérimental est discrétisé par M valeurs, notée f_1, f_2, \dots, f_M . Le pas de temps au cours d'une simulation n'est pas nécessairement constant. Les valeurs f_i peuvent alors être interpolées afin d'obtenir un signal de taille n f_1, f_2, \dots, f_n à pas de temps constant. Ce processus a été effectué pour l'ensemble des signaux issus de la SGE présentés dans ce mémoire car les pas de temps sont variables, imposés par la condition CFL.

2.6.1 Grandeurs statistiques

Les premières grandeurs pouvant quantifier la dynamique d'un signal sont les grandeurs statistiques. Les définitions utilisées correspondent aux normes internationales dans l'hydraulique [21]. Seront utilisées dans la suite de ce manuscrit :

la moyenne temporelle : $\langle f(t) \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f_i$

l'écart type : Cette grandeur quantifie l'écart à la moyenne : $\sigma_f = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (f_i - \langle f(t) \rangle)^2}$.

Elle est notamment utilisée afin de déterminer les zones les plus instationnaires.

la valeur crête à crête à 97% : Cette grandeur est utilisée pour quantifier l'amplitude maximale des variations temporelles. Cependant, notamment pour les mesures expérimentales, cette donnée statistique peut être non représentative à cause de quelques valeurs incohérentes. Afin de ne pas prendre en compte ces valeurs, seul l'intervalle de confiance de la densité de probabilité est considérée. Pour cela, la densité de probabilité du signal est calculée. Les valeurs associées à une probabilité inférieures à 1.5% et supérieures à 98.5% de la distribution de probabilité sont écartées du calcul

L'écart-type et la valeur crête à crête seront utilisés afin de quantifier les instationnarités du signal $f(t)$.

2.6.2 Domaine fréquentiel

A partir d'un signal temporel discret, il est possible d'utiliser la transformation de Fourier discrète pour obtenir la composition fréquentielle du signal [36]. Pour améliorer la qualité du signal fréquentiel, la procédure suivante a été systématiquement utilisée :

Periodogramme : Le signal $f(t)$ est divisé en k signaux notés $f_i(t)$. Chaque signal va être traité indépendamment. Ils se recoupent sur une certaine longueur, définie relativement à la longueur de chaque signal $f_i(t)$. Cette valeur, notée r , est appelée "recouvrement". L'objectif est de "filtrer" les phénomènes uniques non représentatifs afin de lisser le signal fréquentiel. Cet opérateur est illustré dans la figure 2.10 pour un signal $f(t)$ divisés en trois signaux, avec un recouvrement de 50%. Sauf mention

contraire, dans la suite du manuscrit les spectres seront calculés avec une valeur du recouvrement de 75% et le signal original sera divisé en 3 périodes.

Fenêtrage : Chaque signal $f_i(t)$ est multiplié par une fonction particulière qui permet de le rendre périodique. Différentes fonctions sont utilisables [2]. Dans la suite de cette étude la fenêtre de Hamming définie par : $H_m(t) = 0.54 - 0.46 * \cos(2\pi \frac{t_{\max}}{t})$ a été choisie car elle est communément choisie dans ce domaine. Cela permet de supprimer les basses fréquences non physiques qui peuvent apparaître à cause de la longueur du signal temporel $f(t)$, et dont la valeur finale est différente de la valeur initiale. Cependant, l'utilisation d'une fonction de fenêtrage d'amplitude inférieure à 1 diminue la puissance de signal. Dans ce mémoire, cette perte d'amplitude est compensée par un facteur de compensation, calculé comme le rapport de la puissance du signal fenêtré et non fenêtré. Cette méthode est décrite par exemple par Meddins [54].

FFT : La transformée de Fourier discrète est alors calculée pour chacune des fonctions $f_i(t)H_m(t)$. L'objectif de ce processus est finalement d'effectuer la moyenne de ces transformées de Fourier.

Les spectres présentés dans ce mémoire sont systématiquement effectués en appliquant cette procédure.

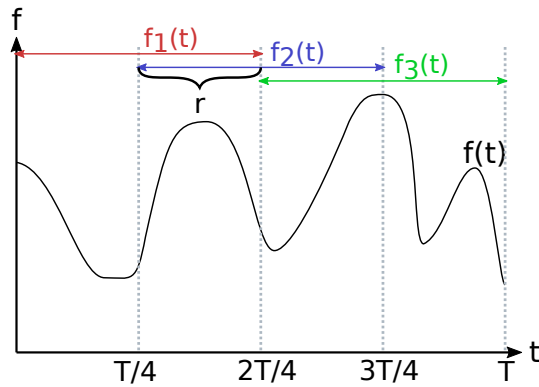


FIGURE 2.10. Illustration du "périodogramme" pour traiter un signal $f(t)$ quelconque

2.7 Résumé du chapitre

Ce chapitre a présenté les techniques de modélisation de la turbulence et les méthodes numériques utilisées dans ce mémoire. Deux codes de calculs ont été présentés brièvement : l'un est commercial et très largement utilisé dans l'industrie, et l'autre relève plutôt du domaine académique et propose des méthodes plus complexes et performantes, mais engendre évidemment des coûts de calculs plus élevés. Un des enjeux de ce travail est de comprendre dans quelle mesure les différentes approches présentées permettent d'améliorer la compréhension des écoulements de charge partielle.

Les résultats numériques et expérimentaux fournissent des signaux temporels. Les outils mis en place afin de traiter ces signaux ont été définis dans ce chapitre.

Chapitre 3

Dynamique de l'écoulement de charge partielle dans les turbines Francis : état de l'art

Sommaire

3.1	Analyse de l'écoulement de charge partielle	60
3.1.1	Écoulement dans le cône en charge partielle	60
3.1.2	Analyse de l'écoulement dans la roue	61
3.1.3	Dynamique de l'écoulement de charge partielle dans la roue . . .	62
3.1.4	Influence du point de fonctionnement sur les VIAs	64
3.2	Autres sources d'instabilités dans les turbines Francis	65
3.2.1	Interaction rotor-stator	65
3.2.2	Vortex de Von-Karman	66
3.3	Méthodes utilisées pour l'étude des VIAs	67
3.3.1	Approches numériques	67
3.3.2	Mesures expérimentales	68
3.3.3	Influence de la cavitation sur la réponse acoustique d'un système	69
3.4	Analyse des résultats numériques	70
3.4.1	Évaluation de la convergence temporelle des simulations	70
3.4.2	Méthode de détection de vortex	70

Résumé

Ce chapitre propose une revue de l'état de l'art concernant l'écoulement de charge partielle dans une turbine Francis. Dans un premier temps, l'analyse physique de ces écoulements sera présentée, en s'intéressant particulièrement aux vortex inter-aubes. Ensuite un bilan des méthodes numériques utilisées dans la littérature scientifique pour ces études est dressé. Finalement, les analyses d'écoulements qui apparaissent dans d'autres domaines mettent en évidence des phénomènes semblables à ceux étudiés, notamment concernant la cavitation. Un bref état de l'art de ces phénomènes, et notamment l'influence de la cavitation, sera présenté.

3.1 Analyse de l'écoulement de charge partielle

3.1.1 Ecoulement dans le cône en charge partielle

3.1.1.1 Phénomène de torche

Comme il a été présenté brièvement dans le chapitre 1, le régime de charge partielle est caractérisé par une torche dans l'aspirateur pour des coefficients de débits de l'ordre 0.7 à 0.85 [65].

De nombreuses études ont été menées pour analyser ce régime de fonctionnement dont les phénomènes moteurs sont désormais compris. La torche de charge partielle, souvent observée par la cavitation, possède un mouvement de rotation dans l'aspirateur à une fréquence de 0.2 à 0.4 fois la fréquence de rotation de la turbine [65] dans le sens de rotation de la roue. Ce phénomène est dû à la présence d'une zone caractérisée par une vitesse axiale nulle sous la pointe de la roue autour de laquelle tourne le vortex [67]. Dans le cadre de ce travail sur les VIAs, les débits sont souvent plus faibles que ceux associés au régime de torche de charge partielle. A partir du régime de torche, si le débit diminue, celle-ci se déstructure.

3.1.1.2 Déstructuration de la torche

Dans la littérature, l'évolution de la topologie de l'écoulement dans l'aspirateur est présentée lorsque le coefficient de débit diminue à partir du régime de torche. En 1982, Henry [40] décrit un régime de fonctionnement à charge très partielle : « à très basse charge, se manifestent des tourbillons qui prennent naissance au plafond de la roue et se développent dans le canal inter-aubes. La torche centrale, mal organisée, n'est que peu ou pas visible. ».

Yamamoto [95] montre en effet la torche, qui apparaît comme une structure cohérente est remplacée lorsque le débit diminue par une structure à plusieurs vortex en s'appuyant sur des mesures expérimentales de fluctuations de pression. Les fréquences de la torche, obtenues à partir de la mesure de fluctuations de pression dans le cône, sont représentées dans la figure 3.1a, où n est la fréquence de rotation de la roue. Les fréquences de rotation ainsi obtenues augmentent lorsque le débit diminue. De plus, Yamamoto confirme la présence de plusieurs structures par des visualisations de cavitation mettant en évidence plusieurs structures cavitantes comme le montre la figure 3.1b.

Ainsi, il apparaît que pour des débits plus faibles que ceux du régime de torche, la torche de charge partielle disparaît au profit de plusieurs structures moins cohérentes.

3.1.1.3 Recirculation dans le cône

La torche apparaît autour d'une zone d'eau morte, sous la pointe de la roue. Yamamoto [95] présente aussi des sondages de vitesse axiale, notée C_m , dans deux sections horizontales différentes en sortie de roue. L'axe de rotation est orienté vers le haut ; une vitesse axiale positive correspond donc à une zone de pompage. La figure 3.2 montre deux résultats importants. Tout d'abord, la zone de pompage s'étend dans le cône lorsque le débit diminue. Ensuite la vitesse axiale associée au pompage augmente lorsque le débit diminue.

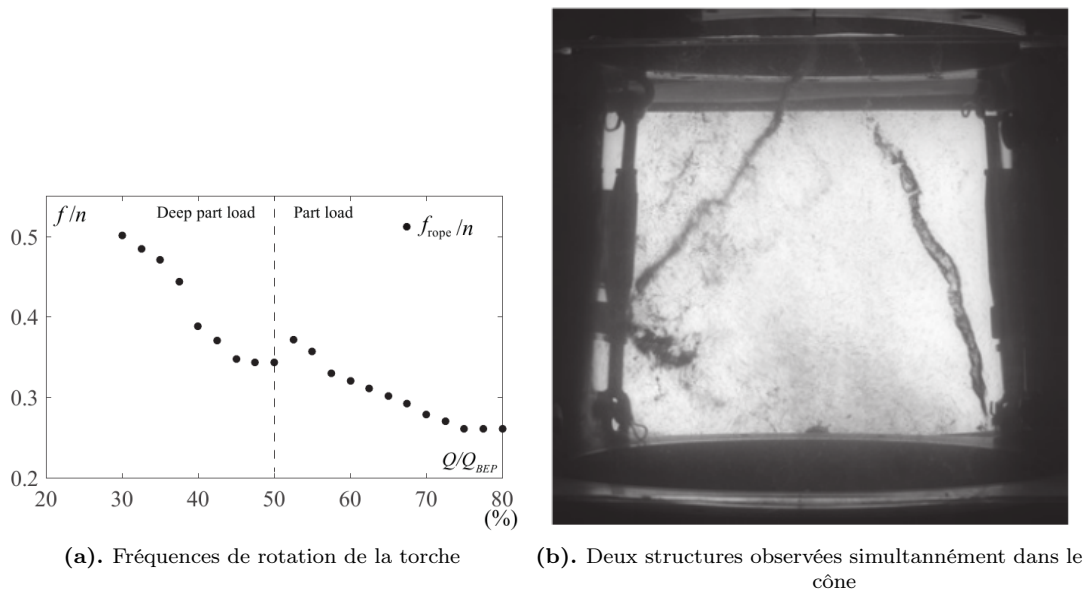


FIGURE 3.1. Analyse de la déstructuration de la torche. Source : [95]

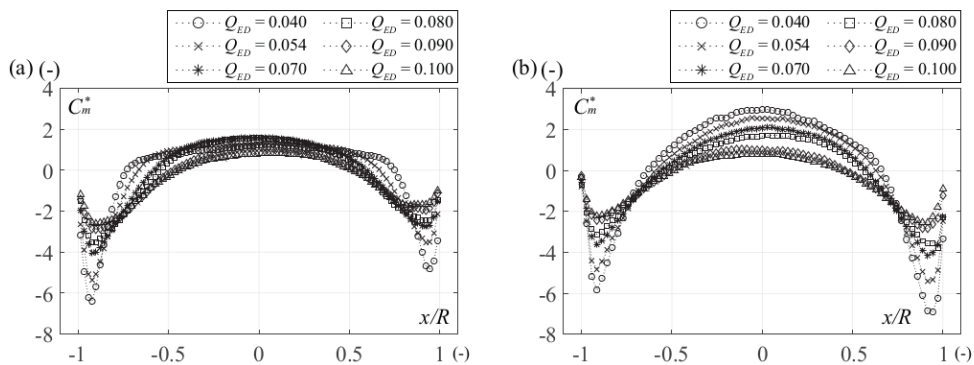


FIGURE 3.2. Sondage de vitesse en sortie de roue dans deux sections horizontales. Source : [95]

En charge partielle, une zone de recirculation apparaît donc sous la roue. Elle augmente en intensité et en taille lorsque le débit diminue.

3.1.2 Analyse de l'écoulement dans la roue

3.1.2.1 Phénomènes à l'origine de la formation des VIAs

Il n'y a jusqu'à présent pas d'accord sur l'origine physique de l'apparition des VIAs. Cependant, des premiers rapports techniques présentent et expliquent en partie ce phénomène dans les années 1980. En 1985, un rapport de la Société Hydrotechnique de France [3] présente déjà deux phénomènes essentiels dans cette plage de fonctionnement. Tout d'abord en charge partielle, il est évoqué un fonctionnement en pompe : « la partie débitante ne « remplit » plus entièrement les canaux de passage du stator et du rotor. » D'autre part, sans même parler de vortex inter-aubes, il est suggéré que les « vortex typiques dans la roue générés par le décollement sur l'arête d'entrée » sont la cause du très faible rendement mesuré en charge partielle. Ainsi, déjà deux phénomènes ont été observés : un phénomène de pompage au centre de la turbine, et un décollement sur le bord d'attaque des aubes. La présence de ces vortex est directement associée à d'importantes pertes de charge dans la roue, et donc à

un faible rendement.

Zhou et al. [102] montre que le mécanisme d'apparition de ces vortex est lié à l'écoulement de pompage dans l'aspirateur. La figure 3.3 montre l'interprétation faite à partir des résultats expérimentaux du mécanisme de formation des vortex pour 3 points de fonctionnement différents. Zhou et al. montrent que les vortex apparaissent comme intermittents pour certains points de fonctionnement à cause de la structure de l'écoulement de pompage. Ainsi, cette étude montre qu'ils sont générés par l'écoulement de pompage.

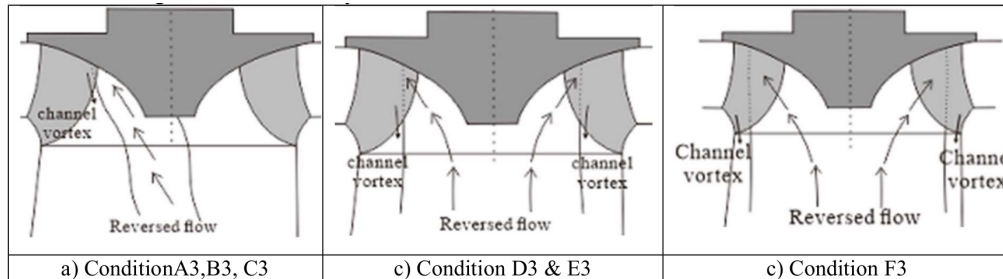


FIGURE 3.3. Mécanisme de formation des VIAs d'après Zhou et al. [102]

D'autres études, comme celle de Guo et al. [16], suggèrent que ces vortex sont générés par la mauvaise adaptation de l'écoulement par rapport à la géométrie du bord d'attaque.

Finalement, une étude récente [103] propose une classification de plusieurs types de vortex. D'après cet article, un premier type de vortex peut être dû à l'angle d'incidence au niveau du bord d'attaque. D'après Zhou et al., un décollement peut apparaître du côté extrados pour de faibles vitesses de rotation, et côté intrados pour de fortes vitesses de rotation. Un second type de vortex est évoqué. D'après Zhou et al. l'écoulement n'est pas homogène le long du bord d'attaque, ce qui est à l'origine d'un écoulement "transverse" dans le canal. Un vortex est généré par cet écoulement transverse, dont la localisation varie selon les points de fonctionnement. La dépendance au point de fonctionnement n'est pas analysée. Un autre vortex, généré à la jonction entre la ceinture et les aubes, est aussi présenté dans cet article. Enfin, le vortex lié à l'écoulement de pompage a aussi observé dans cette étude.

Il n'y a pas de consensus sur la formation des VIAs. Il apparaît tout de même que dans l'ensemble des articles, ces vortex sont générés par un écoulement non adapté au bord d'attaque ou par l'écoulement de pompage sous la roue.

3.1.3 Dynamique de l'écoulement de charge partielle dans la roue

Peu d'études ont présenté des résultats quant à la dynamique de ces vortex. Pour cela, l'analyse des fluctuations de pression dans la roue est méthode la plus utilisée pour analyser le comportement des VIAs.

Magnoli [50] a constaté par des mesures expérimentales que le régime de fonctionnement en charge très partielle est caractérisé par de fortes amplitudes de fluctuations de pression sur les aubes. Il souligne le fait que les amplitudes maximales sont mesurées à proximité des VIAs. **Ainsi, il est suggéré que ces vortex sont à l'origine d'importantes fluctuations de pression dans la roue.**

Yamamoto [95] propose une analyse fréquentielle à partir de mesures expérimentales sur des capteurs embarqués dans la roue. Cette étude présente notamment plusieurs maxima locaux dans les spectres de fluctuations de pression entre 0.9 et 3 fois la fréquence de la roue pour 3 points de fonctionnement en charge partielle. Ces résultats sont illustrés dans la figure 3.4, où G_{xx} correspond à la densité spectrale des fluctuations de pression [10]. Yamamoto montre que ces maxima sont liés aux structures présentes dans l'aspirateur, évoquée dans le paragraphe 3.1.1.2. Le bruit observé à basses fréquences, dépendant des points de fonctionnement, n'est associé qu'à un comportement stochastique des VIAs.

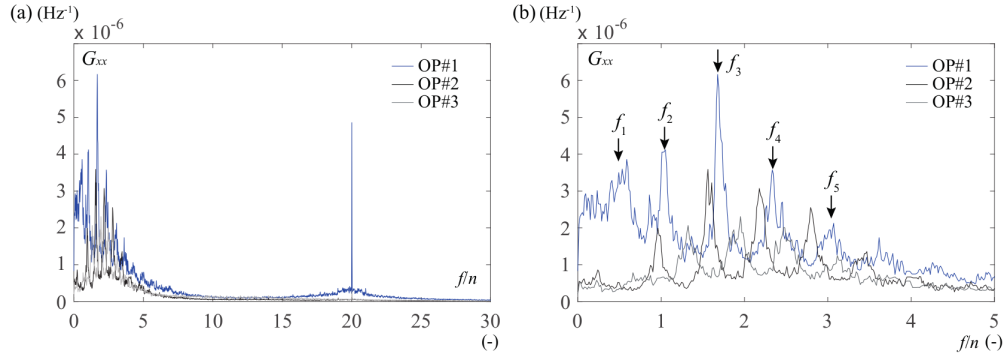


FIGURE 3.4. Spectres de fluctuations de pression dans la roue pour 3 points de fonctionnement en charge partielle. Source : [95]

3.1.3.1 Signatures fréquentielles haute fréquence dans la roue

Bouajila et al. [13] présentent une signature haute fréquence et large bande associée au régime où les VIAs sont présents. En effet, sur trois cas différents, une signature fréquentielle entre 5 et 25 fois la fréquence de rotation de la roue a été observée sur les spectres de contrainte dans la roue, pour des coefficients de débit compris entre 0.3 et 0.4. Il faut noter que cette étude est effectuée dans des conditions où le phénomène de cavitation apparaît. Cette signature haute fréquence a été observée sur plusieurs turbines (notées *A*, *B* et *C*) avec des amplitudes différentes. Les résultats expérimentaux sont présentés dans la figure 3.5 à travers un diagramme en cascade. La fréquence (adimensionnée par la fréquence de rotation de la roue) est représentée en abscisse et l'axe des ordonnées correspond au coefficient de débit. En tout point du graphique à une valeur de φ/φ_{opt} donnée, la couleur est alors représentative de l'amplitude des fluctuations des contraintes à la fréquence f/f_0 . Bouajila [11] montre que la signature fréquentielle de ces structures ne varie pas en fréquence adimensionnée f/f_0 par changement de chute.

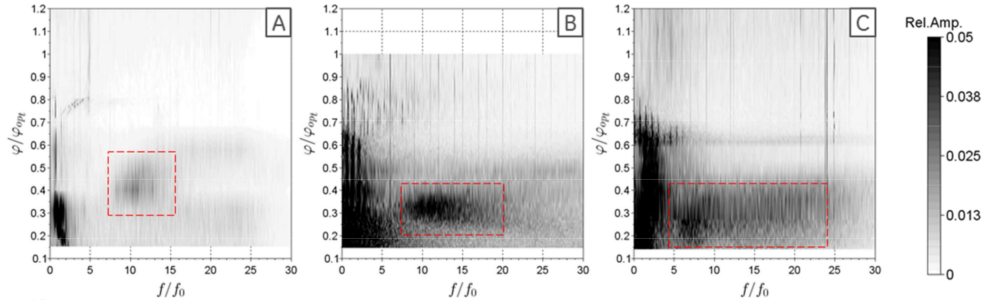


FIGURE 3.5. Signature haute fréquence observée dans 3 types de turbines. Source : [13]

La puissance du signal issue des mesures de contraintes a été calculée pour un grand nombre de points de fonctionnement à n_{11} fixé. Cette analyse a alors montré deux résultats importants. Tout d'abord la puissance des signaux atteint un maximum à $\varphi/\varphi_{opt} = 0.3$. Bouajila et al. [13] utilisent une décomposition de la puissance du signal selon des bandes de fréquences afin de déterminer les phénomènes les plus énergétiques. Les résultats montrent pour $\varphi/\varphi_{opt} = 0.3$ que la puissance du signal est essentiellement due à cette signature fréquentielle large bande. En effet, Bouajila et al. montrent qu'une heure de fonctionnement en charge très partielle ($\varphi/\varphi_{opt} = 0.3$) équivaut en terme de fatigue à 65h de fonctionnement dans le régime de torche de charge partielle ($\varphi/\varphi_{opt} = 0.65$). Il est donc essentiel de comprendre l'origine de cette signature fréquentielle responsable de l'endommagement de la roue en charge très partielle.

Eremef [33] montre que les VIAs sont "bruyants". D'après des mesures sur des jauges de contrainte et de mesures de pression embarquées sur la roue, Eremef conclue que : "Les

vortex de charge partielle ont bien été identifiés comme source des fluctuations de pression et de contrainte dans une gamme de fréquences non explorées jusqu'alors (8 à 12 fois la vitesse de rotation de la roue)". Cette gamme de fréquence entre 8 et 12 fois la fréquence de rotation de la roue correspond à la signature fréquentielle large-bande identifiée par Bouajila [13], en présence de cavitation.

On aussi observer cette signature fréquentielle dans d'autres articles présentant des mesures expérimentales comme celles de Chamberland-Lauzon et al. [20] et Monette et al. [58]. En effet, la figure 3.6 montre les spectres, obtenus par Monette et al. [58], des mesures de contraintes embarquées sur la roue qui a une fréquence $f_0 = 2.08 Hz$. Les fortes amplitudes observées entre 25 et 30 Hz (soit entre 12 et 14.5 f_0) sont qualifiées de caractéristiques de la charge partielle pour les turbines Francis, et liées aux instabilités de l'écoulement comme les VIAs.

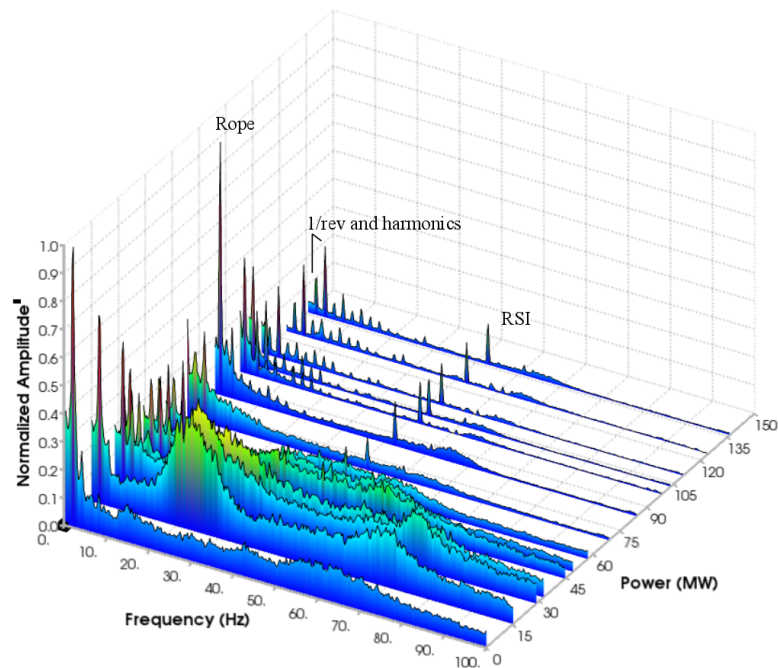


FIGURE 3.6. Spectres de fluctuations de jauges de contraintes dans une turbine Francis. Source : [58]

3.1.3.2 Signatures fréquentielles des fluctuations dans l'entrefer

Bouajila et al. [13] met aussi en évidence une signature fréquentielle caractéristique visualisée sur les fluctuations de pression dans l'entrefer. En effet, cette étude présente trois configurations (trois roues différentes) dont les spectres de fluctuations de pression font apparaître des maxima locaux de fluctuations de pression. Ces résultats sont illustrés dans la figure 3.7, à travers la même représentation que celle discutée dans le paragraphe 3.1.3.1.

Cette figure montre que des phénomènes instationnaires apparaissent dans l'entrefer pour des coefficients de débit φ/φ_{opt} inférieurs à 0.4. Ces résultats n'ont pour le moment pas été expliqués par une analyse physique de l'écoulement. Ce mémoire propose une analyse de ce phénomène dans le paragraphe 5.2.5.3.2.

3.1.4 Influence du point de fonctionnement sur les VIAs

3.1.4.1 Influence de la vitesse de rotation

L'étude expérimentale présentée par Yamamoto [95] met en évidence que la vitesse de rotation de la roue est un paramètre influent sur la formation des VIAs. Il constate notam-

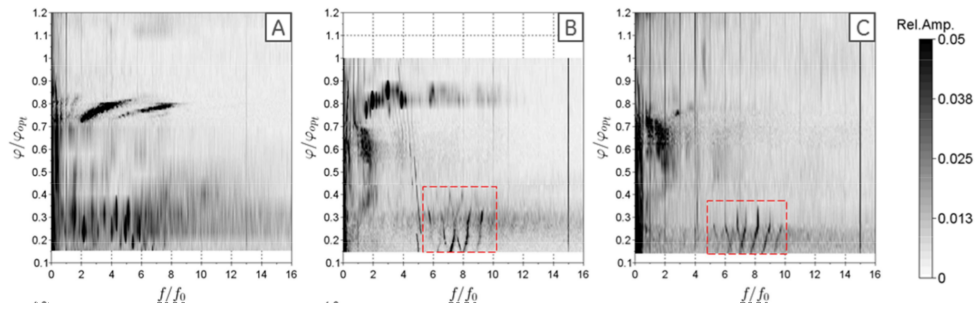


FIGURE 3.7. Signature des fluctuations de pression dans l'entrefer pour 3 turbines. Source : [13]

ment à nombre de Thoma (défini dans le paragraphe 1.2.4.1) et à ouverture de directrices fixés, que les vortex cavitants disparaissent lorsque la vitesse de rotation diminue.

De plus, les résultats expérimentaux de Zhou et al. [102] montrent que la localisation des VIAs change avec la vitesse de rotation. En effet, il apparaît que quand celle-ci augmente, les vortex se rapprochent de la ceinture.

3.1.4.2 Influence du débit

Zhou et al. [102] montrent que le volume des structures cavitantes augmente lorsque le débit diminue. Il montre aussi que les VIAs se déplacent légèrement du plafond vers la ceinture lorsque le débit diminue.

L'analyse proposée par Yamamoto [95] à partir de mesures expérimentales de pression sur la roue ne met en évidence que l'influence du débit sur la dynamique des structures dans le cône. Il apparaît que les fréquences associées à la présence de ces structures diminuent avec le débit.

3.1.4.3 Influence de la cavitation

L'effet du nombre de Thoma a été aussi présenté par Zhou et al. [102]. Cet article montre que le volume de vapeur augmente lorsque le nombre de Thoma diminue. Les vortex cavitants, intermittents pour une valeur de σ_c donnée, apparaissent comme établis pour des valeurs de σ plus faibles.

Dans les travaux de thèse de Bouajila [11], il est noté que la signature fréquentielle large-bande évoquée dans le paragraphe 3.1.3.1 varie en fonction de la cavitation. Lorsque le nombre de Thoma diminue, la fréquence de ce phénomène diminue. Cela correspond au développement du volume de vapeur lié à la cavitation dans la machine. De plus, l'amplitude des fluctuations de pression augmente lorsque σ diminue.

3.2 Autres sources d'instabilités dans les turbines Francis

3.2.1 Interaction rotor-stator

Un autre phénomène, connu dans les turbomachines en général, peut-être à l'origine d'instationnarités dans la machine. Il s'agit de l'interaction entre le rotor (partie tournante) et le stator (partie fixe). Plus particulièrement, dans les turbines Francis, le passage de la roue devant les directrices est à l'origine de fluctuations dans la roue comme dans le distributeur. Nicolet et al. [64] illustrent ce phénomène dans la figure 3.8. On peut en effet décomposer l'écoulement en entrée de roue selon deux phénomènes. La périodicité géométrique de la roue entraîne une périodicité de l'écoulement dans le repère tournant, dépendant directement du nombre d'aubes. De même, l'écoulement en sortie du distributeur possède une périodicité correspondant au nombre de directrices. L'écoulement entrant dans la roue est donc influencé par ces deux phénomènes et leurs combinaisons non-linéaires.

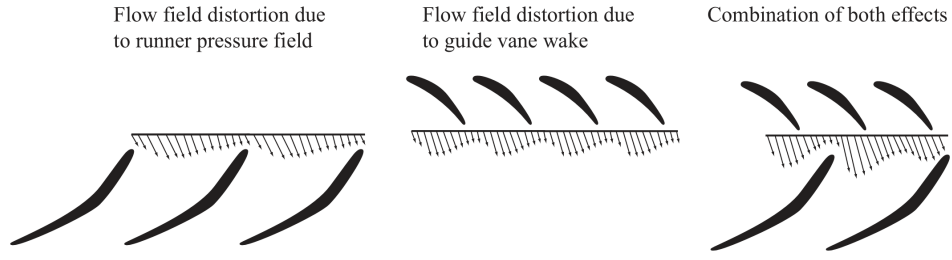


FIGURE 3.8. Modulation des fluctuations de pression dans l'entrefer par le RSI. Source : [64]

Les fluctuations de pression dues à l'interaction rotor-stator (RSI) dépendent du type de turbine et du point de fonctionnement comme le montre Seidel et al. [83]. Pour une machine haute chute, la fréquence de passage des directrices domine : il s'agit d'une fluctuation purement périodique correspondant au passage d'une directrice observé depuis le repère tournant associé à la roue. Seidel et al. [83] montrent alors que ce phénomène génère des fluctuations de pression essentiellement pour des turbines de hautes chutes, comme illustré dans la figure 3.9a. En effet pour des plus basses chutes, comme c'est le cas dans la figure 3.9b, cette fréquence n'est pas mesurée dans la roue. Les turbines basse chute sont souvent caractérisées par un entrefer relativement large par rapport aux turbines haute chute.

En charge partielle, Seidel et al. montrent que pour les turbines Francis de haute chute, cette fréquence de passage des directrices disparaît, au profit d'une signature fréquentielle large bande. De plus, les amplitudes des fluctuations de pression associées à ce phénomène diminuent avec le débit. Cela est montré dans la figure 3.9a : lorsque la puissance diminue à environ 30% de la puissance maximale, la fréquence de passage des directrices (notée GPF) n'apparaît plus distinctement dans les spectres de contrainte, mais fait apparaître une signature large-bande. Ainsi, en charge partielle, ce phénomène est moins marqué qu'au point de meilleur rendement.

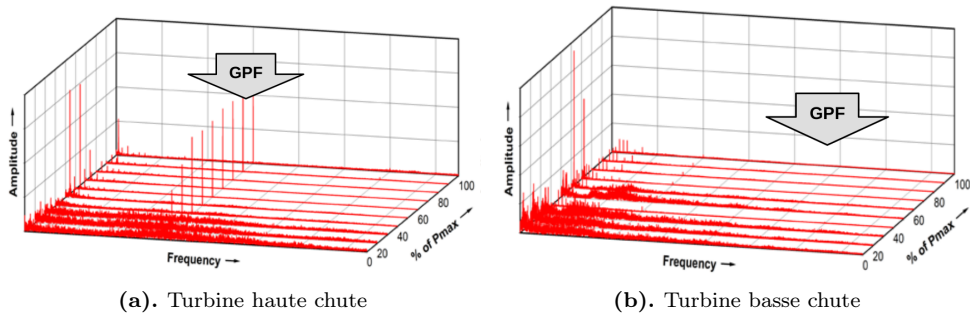


FIGURE 3.9. Spectre de contraintes mesurées dans la roue pour deux turbines Francis. Source : [83]

Un observateur situé dans le référentiel de la roue verra alors la fréquence de passage des directrices (notée GPF dans la figure 3.9) à $f_{GV} = Z_{GV} f_0$ où Z_{GV} est le nombre de directrices et f_0 la fréquence de rotation de la roue. De même, dans le repère fixe, la fréquence de passage de la roue est $f_r = Z_r \cdot f_0$ où Z_r est le nombre d'aubes.

3.2.2 Vortex de Von-Karman

Des vortex de Von-Karman peuvent être présents dans une machine hydraulique. Ce sont des tourbillons générés par une instabilité liée à la présence d'un obstacle dans un écoulement, dont le mécanisme a été étudié par Von Karman [46].

La fréquence des vortex de Von Karman peut être exprimée avec le nombre de Strouhal, défini par l'équation (3.1).

$$St = \frac{fL}{U} \quad (3.1)$$

où f correspond la fréquence de lâcher des tourbillons, L et U sont respectivement une longueur et une vitesse caractéristiques.

En considérant les vitesses et les longueurs caractéristiques d'un écoulement au bord de fuite de la roue, on peut considérer que le nombre de Strouhal est compris entre 0.18 et 0.25 [63] [75]. A partir de ces ordres de grandeurs, des caractéristiques géométriques de la roue et de résultats numériques afin d'estimer la vitesse en périphérie de la roue, Liu et al. [49] évaluent entre 110 et 130 f_0 la fréquence des tourbillons de Von-Karman en sortie de roue au meilleur point de fonctionnement. D'après leurs estimations, en charge très partielle, ces fréquences sont comprises entre 57 et 60 f_0 .

Ce type de vortex peut apparaître au bord de fuite des directrices ou des aubes. Apparaissant généralement pour des fréquence supérieures à 100 f_0 , ce phénomène peut être évité avec une conception adaptée du bord de fuite [24].

3.3 Méthodes utilisées pour l'étude des VIAs

L'étude de l'écoulement de charge partielle et très partielle est un sujet assez récent : la plupart des projets de recherche ont été effectués après 2013. Ces études présentent très souvent à la fois une analyse numérique et expérimentale. Les paragraphes suivants proposent un bref résumé des méthodes utilisées dans la littérature pour étudier les VIAs. Plus spécifiquement, les méthodes numériques et les choix des approches seront discutés dans la partie 3.3.1. Le paragraphe 3.3.2 présente rapidement les méthodes expérimentales utilisées dans le cadre de ce mémoire.

3.3.1 Approches numériques

3.3.1.1 Domaine de calcul et maillage

L'essentiel des modèles numériques mis en place par les auteurs intègre dans le domaine de calcul le distributeur (bâche, avant-directrices et directrices), la roue et l'aspirateur ([97] [90] [99]). Ces modèles nécessitent donc une discrétisation spatiale de l'ensemble de la machine. Les maillages utilisés sont composés de 1 et 35 millions de nœuds pour l'ensemble du domaine de calcul. Wack [90] montre notamment que les résultats sont très sensibles au maillage. Avec des simulations utilisant un modèle de cavitation (discuté dans le paragraphe 3.3.1.3), le volume de vapeur obtenu peut être tracé en fonction du temps. La figure 3.10 présente l'évolution temporelle du volume de vapeur pour 3 maillages différents, de 11M à 35M de nœuds, démontrant une forte sensibilité au maillage.

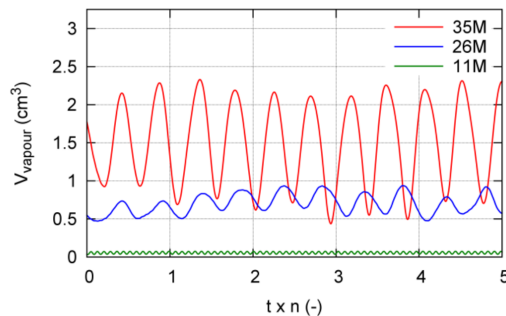


FIGURE 3.10. Influence du maillage sur le volume de vapeur calculé dans la roue. Source : [90]

A l'inverse, Zhou et al. [103] présentent notamment une étude numérique au faible coût de calcul, en simulant un seul canal de roue, c'est à dire l'espace entre deux aubes seulement. Un seul canal de roue est modélisé par un maillage composé d'environ 4 millions de nœuds. Ces simulations sont particulièrement intéressantes car leur coût de calcul permet de modéliser de nombreux points de fonctionnement tout en ayant une bonne résolution dans le canal inter-aubes.

3.3.1.2 Modélisation de la turbulence

L'ensemble des études numériques portant sur les VIAs sont effectués avec une approche statistique de la turbulence. Les simulations instationnaires s'appuient sur des modèles URANS. Selon les auteurs, les modèles $k-\epsilon$ ([85], [104]) ou $k-\omega$ -SST ([90]) sont utilisés.

Le plus souvent, les études instationnaires privilégient le modèle SAS SST, comme Yamamoto et al. [97], Magnoli [50] et Bouajila et al. [12]. Le mémoire de thèse de Yamamoto [95] montre notamment que cette approche URANS permet de simuler les structures instationnaires dans le cône, évoquées dans le paragraphe 3.1.1.2. Ces simulations instationnaires utilisent des pas de temps correspondant à une rotation de 0.5 à 1° de la roue.

Aucune étude n'a jusqu'à présent utilisé la SGE pour résoudre l'écoulement dans la roue. Sur un sujet assez proche, Pacot et al. [70] utilisent la SGE pour étudier l'écoulement dans une turbine-pompe. Cette étude a montré qu'il n'est pas possible de résoudre correctement la couche limite tout en conservant un temps de calcul raisonnable. Finalement, le nombre de Reynolds de cette simulation a été artificiellement réduit afin d'effectuer les calculs sur un maillage de 80 M d'éléments pour l'ensemble de la machine.

3.3.1.3 Modélisation de la cavitation

Les vortex inter-aubes sont détectables expérimentalement par le phénomène de cavitation. Afin de comparer les résultats numériques aux observations expérimentales, des modèles diphasiques sont communément utilisés dans l'étude des VIAs.

Pour modéliser l'écoulement diphasique, le modèle de Zwart [105] est communément utilisé ([90], [104]). Malgré la dépendance au maillage présentée ci-dessus, Wack [90] montre que volume de vapeur est largement sous-évalué par rapport aux observations expérimentales. Cet écart est expliqué comme étant dû à un décalage entre les niveaux de pression entre les essais expérimentaux et la configuration numérique. Yamamoto [97] obtient des résultats similaires avec un modèle de cavitation : la localisation de la cavitation est estimée correctement au niveau du plafond, mais est sous-estimée dans le canal inter-aubes.

Plusieurs études numériques ne prennent pas en compte le phénomène de cavitation. Les modèles monophasiques, utilisés par Zhou et al. [103], Magnoli [50], montrent des résultats s'accordant avec des observations expérimentales en termes de prédiction de la topologie des VIAs sans utiliser de modèle de cavitation.

3.3.2 Mesures expérimentales

Aucune mesure expérimentale n'a été effectuée au cours de cette thèse. Les résultats numériques s'appuient cependant sur des mesures expérimentales effectuées par Bouajila et al. [12] dans le cadre d'une collaboration avec General Electric Renewable Energy. Ce paragraphe présente très brièvement les moyens utilisés lors de ces mesures expérimentales.

La figure 3.11 présente schématiquement l'architecture d'une plateforme d'essai. La suite de ce mémoire utilise notamment les visualisations de cavitation en entrée de roue. Pour cela, trois directrices ont été spécialement conçues. Le corps de la directrice centrale est fabriqué en PMMA transparent. Cela permet d'observer l'écoulement dans la roue à travers de cette directrice grâce à un endoscope inséré dans l'axe du tourillon (axe de pivot des directrices). Les deux autres directrices, de part et d'autre de la précédente, intègrent en leur centre une matrice de LEDs afin d'éclairer la partie visible par l'endoscope. L'endoscope est relié à une caméra haute vitesse, générant 6000 images par secondes.

Les mesures de pression utilisées pour la roue 1 sont effectuées grâce à des capteurs de pression dans le domaine fixe et embarqués sur la roue. La fréquence d'échantillonnage expérimentale est de 2.4 kHz . D'après le théorème de Shannon, il est possible de capter des fréquences jusqu'à 1.2 kHz . En fonction de la chute expérimentale et des points de fonctionnement, les fréquences de rotation sont de l'ordre de $f_0 = 17\text{ Hz}$. Ainsi, les mesures expérimentales permettent de mesurer des fréquences jusqu'à environ $70f_0$.

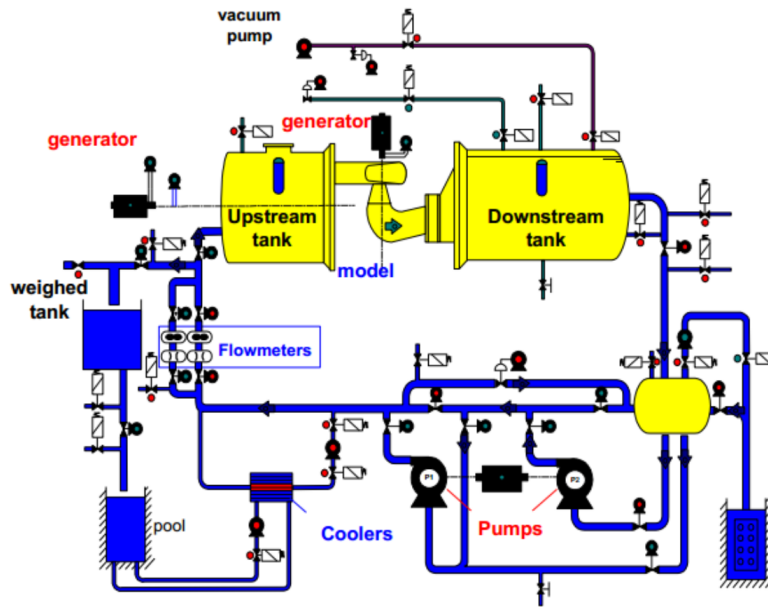


FIGURE 3.11. Schéma de l'architecture d'une plateforme d'essai. Source : General Electric Renewable Energy

3.3.3 Influence de la cavitation sur la réponse acoustique d'un système

Les résultats concernant la signature large-bande présentés dans le paragraphe 3.1.4.3 montrent une dépendance de la réponse en pression dans la roue à la cavitation. Des résultats plus fondamentaux, non appliqués directement aux turbomachines, peuvent être utiles pour analyser les mesures expérimentales.

Ruchonnet [78] a analysé l'influence de la cavitation sur la résonance hydro-acoustique d'un conduit. Dans cette étude expérimentale, un demi-cylindre est placé dans un conduit pour générer des tourbillons de Von Karman pouvant caviter selon les conditions. Ces tourbillons de Von Karman génèrent des fluctuations de pression périodiques sous le demi-cylindre à une fréquence égale à la fréquence d'évolution de la force de portance. Dans des régimes où le phénomène de cavitation apparaît, la mesure de la source de masse, fluctuations générées par la variation du volume de vapeur, est faite par du traitement d'images expérimentales et des mesures de fluctuations de pression sur le même capteur. Ainsi, il a été montré que ces fluctuations de volume de vapeur sont égales à deux fois la fréquence de portance. Cette étude montre alors qu'en amont du demi-cylindre, les fluctuations de pression associées à la résonance acoustique du système changent considérablement avec le nombre de Thoma. En effet, il est montré que l'amplitude de ces fluctuations augmente et que la fréquence diminue lorsque le nombre de Thoma diminue. Ces fluctuations mesurées en amont du demi-cylindre correspondent à la fréquence naturelle du circuit. Ce résultat est illustré dans la figure 3.12 par le spectre de pression observé en amont du demi-cylindre. La valeur de σ_i est définie telle qu'au nombre de Thoma $\sigma = \sigma_i$, le phénomène de cavitation apparaît dans le système. Dès lors que $\sigma < \sigma_i$, la fréquence des ondes acoustiques mesurées diminue et leurs amplitudes augmentent. Ce phénomène peut être expliqué par les variations de la célérité du son en fonction du volume de vapeur. Le lecteur est renvoyé aux articles de Ruchonnet et al. ([78] et [79]) pour l'analyse détaillée de ces phénomènes complexes.

On retrouve un comportement très similaire à celui observé par Bouajila et al. [11] concernant la signature fréquentielle large-bande. Il est possible d'en déduire que la signature fréquentielle recherchée peut être générée par un phénomène acoustique. Dans le cadre de cette étude, il est donc intéressant d'établir la fréquence naturelle du circuit hydraulique et de comprendre comment celle-ci serait amplifiée par la présence des VIAs, qui auraient le

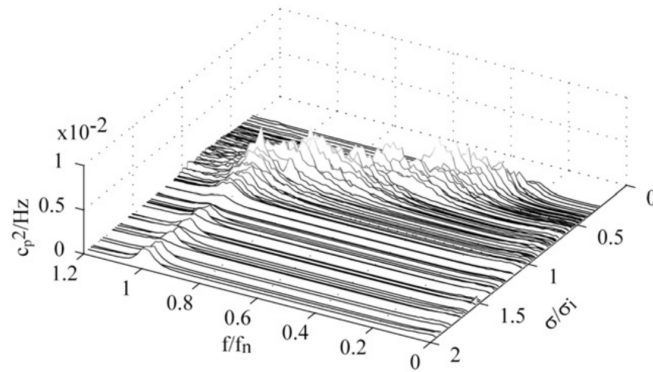


FIGURE 3.12. Spectre de pression obtenu en amont du demi-cylindre en fonction du nombre de Thoma.
Source : [78]

rôle d'excitateur.

3.4 Analyse des résultats numériques

3.4.1 Évaluation de la convergence temporelle des simulations

Les simulations numériques font appel à de nombreuses hypothèses et approximations. Les résultats des simulations nécessitent ainsi une validation systématique.

Les simulations numériques sont parfois très coûteuses. Le temps physique (temps simulé par le calcul) de ces simulations a donc tout intérêt à être réduit au maximum. Pour s'assurer de la convergence temporelle des simulations, la norme de la vitesse peut être utilisée. La moyenne de la norme de la vitesse est alors calculée dans l'ensemble du domaine de calcul. Sa convergence traduit la convergence de l'énergie cinétique moyenne dans le domaine de calcul. Ainsi, pour la suite de ce mémoire, un calcul instationnaire sera considéré comme convergé dans le temps lorsque la moyenne de sa norme est convergée.

De plus, les analyses nécessitent l'utilisation de grandeurs statistiques. Les grandeurs étudiées doivent donc être convergées statistiquement. Les grandeurs statistiques définies dans le paragraphe 2.6.1 sont calculées uniquement à partir d'une solution convergée. La convergence locale a été vérifiée sur les moment statistiques de capteurs situés dans le domaine de calcul.

3.4.2 Méthode de détection de vortex

Afin de détecter des vortex, de nombreuses méthodes sont disponibles [101]. Leur utilisation dépend principalement de l'application. Zhang et al. [101] présentent une revue de la plupart des méthodes communément utilisées dans les machines hydraulique. Des critères plus ou moins complexes permettent de mettre en évidence les tourbillons. Les méthodes habituelles s'appuient sur des invariants du tenseur gradient de vitesse, définissant les critères Q , Δ ou encore λ_2 .

3.4.2.1 Critère Q

Dans la suite de ce mémoire, le critère Q [31] sera la méthode d'identification la plus utilisée. Q correspond au deuxième invariant du tenseur gradient de vitesse. Le tenseur gradient de vitesse peut s'écrire comme la somme d'une partie symétrique S et une partie anti-symétrique Ω : $(\nabla u)_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = S_{ij} + \Omega_{ij}$. S correspond au tenseur des taux de déformation et Ω correspond au tenseur de taux de rotation. Q est alors défini par :

$$Q = \frac{1}{2}(\Omega^2 - S^2) \quad (3.2)$$

Il correspond donc à la différence relative entre les taux de rotation et de déformation. Les valeurs positives de Q mettent donc en évidence les régions de l'écoulement où les effets de rotation dominent sur la déformation.

3.4.2.2 Filtrage

La SGE génère un grand volume d'informations. Plus particulièrement, les méthodes de détection de vortex ne sont parfois pas applicables pour identifier les structures les plus cohérentes. En effet, la visualisation du critère Q est problématique pour des maillages particulièrement fins. Les petites structures sont caractérisées par une valeur de Q plus grande que les structures plus importantes car le gradient de vitesse y est plus important. Ainsi, l'utilisation du critère Q tend à mettre en évidence les plus petites structures résolues. C'est par exemple le cas dans la figure 3.13a : le critère Q ne permet pas de visualiser la topologie principale de la structure.

Afin de visualiser les structures tourbillonnaires, un filtre spatial peut être utilisé. Guedot et al. [38] proposent un filtre spatial à ordre élevé permettant de visualiser seulement les structures dont la taille est supérieure à une échelle caractéristique. Il est donc possible de filtrer les plus petites structures, qui peuvent empêcher une visualisation pertinente des résultats. Cela permet alors de visualiser les structures cohérentes dont la taille est supérieure à celle du filtre spatial, comme le montre la figure 3.13b.

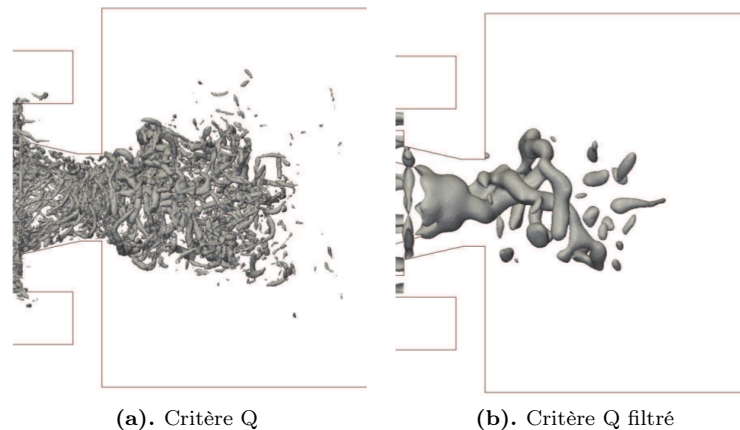


FIGURE 3.13. Application d'un filtre spatial à un bruleur swirlé. Source : [38]

Cette méthode de filtrage est implémentée dans le code YALES2, le lecteur est renvoyé au mémoire de Guedot [38] pour plus de détails concernant cette méthode.

Chapitre 4

Caractérisation des VIAs par des simulations stationnaires

Sommaire

4.1	Modèle numérique	74
4.1.1	Domaine d'étude et paramètres de calcul	74
4.1.2	Maillage	76
4.1.3	Configuration du point de fonctionnement	76
4.2	Validation du modèle à partir des données expérimentales de la roue 1	77
4.2.1	Validation du modèle avec les valeurs intégrales	77
4.2.2	Validation du modèle concernant la prédiction des VIAs	78
4.3	Caractérisation des VIAs	81
4.3.1	Vortex de pompage	81
4.3.2	Défaut d'incidence extrados	83
4.3.3	Défaut d'incidence extrados généralisé	83
4.3.4	Défaut d'incidence intrados	84
4.3.5	Vortex "fer à cheval"	84
4.4	Dépendance au point de fonctionnement	85
4.4.1	Méthodologie	85
4.4.2	Limites des topologies de VIAs pour la roue 1	86
4.4.3	Analyse comparative des limites des topologies de VIAs pour la roue 2	88
4.4.4	Phénomènes invariants en fonction de la géométrie	89
4.4.5	Phénomènes dépendants de la géométrie	89
4.5	Conclusions du chapitre	90

Résumé

Pour analyser l'écoulement de charge partielle dans les turbines Francis, il est d'abord nécessaire de comprendre les paramètres d'influence et les mécanismes de l'écoulement dans la turbine. Ainsi, afin d'être en mesure de considérer un maximum de points de fonctionnement, une première étude numérique a été menée dans l'objectif d'obtenir des simulations à faible temps de calcul.

Ce chapitre présente d'abord la méthodologie utilisée pour effectuer ces simulations numériques. Les modélisations statistiques, stationnaires, ont été effectuées en utilisant le code Ansys CFX 16.0 et en utilisant des géométries réduites à un canal inter-aubes. Les résultats ont été comparés à des visualisations expérimentales, issues d'une étude menée par General Electric Renewable Energy dont les résultats ne sont pas issus de ce travail de thèse. Nous verrons que les résultats montrent la présence de quatre types de vortex. Ces vortex apparaissent dans des zones de fonctionnement bien définies ; les limites associées ont été déterminées grâce à ce modèle. Cette démarche a été à nouveau appliquée sur une seconde turbine, notée "turbine 2" afin de comparer les résultats sur deux configurations différentes.

4.1 Modèle numérique

L'objectif de cette section est d'établir un modèle numérique capable de modéliser correctement les phénomènes majeurs dans la formation des VIAs. Ce modèle doit nécessairement être robuste et présenter un coût de calcul minimal afin d'être en mesure de simuler de nombreux points de fonctionnement. Une approche statistique de la turbulence est donc parfaitement adaptée à ces objectifs : les calculs présentés dans ce chapitre sont donc des simulations stationnaires.

4.1.1 Domaine d'étude et paramètres de calcul

4.1.1.1 Domaine de calcul

Pour étudier l'écoulement de charge partielle, le domaine de calcul a été réduit afin d'optimiser le temps de calcul. La turbine 1 est composée de 17 aubes ; sa géométrie est périodique autour de l'axe de rotation de la turbine. Ainsi, en faisant l'hypothèse que l'écoulement est statistiquement identique dans chaque canal de roue, un seul canal inter-aube a été inclut dans le domaine. Cette hypothèse est pertinente pour des simulations stationnaires puisque l'écoulement moyen est identique dans chaque canal.

L'objectif est de modéliser de la façon la plus pertinente possible l'écoulement dans la roue. Pour obtenir une condition d'entrée réaliste en fonction de l'ouverture des directrices, de la vitesse de rotation de la roue et du débit dans la machine, il est nécessaire d'inclure dans le calcul une partie du distributeur. Ce sont les directrices qui définissent la direction de l'écoulement en entrée de la roue. Les 24 directrices de cette machine présentent aussi une périodicité géométrique autour de l'axe de rotation de la turbine. En faisant l'hypothèse que la bêche et les avant-directrices répartissent uniformément le débit total dans les 24 canaux de directrices, il est possible de n'inclure qu'un seul canal de directrice. Cette hypothèse est vérifiée dans l'annexe D. Le domaine de calcul ainsi obtenu est présenté sur la figure 4.1 jusqu'à la sortie du cône.

D'après la revue de la littérature présentée dans le chapitre 3, les régimes de fonctionnement en charge partielle sont caractérisés par une zone de recirculation sous la roue, qui se propage à minima dans le cône de l'aspirateur. Pour simuler correctement la recirculation dans le cône, la condition en sortie doit nécessairement être éloignée du cône pour ne pas influencer l'écoulement proche de la roue. Une extension du domaine de calcul est alors utilisée, d'une longueur correspondant à 5 fois le diamètre de sortie du cône.

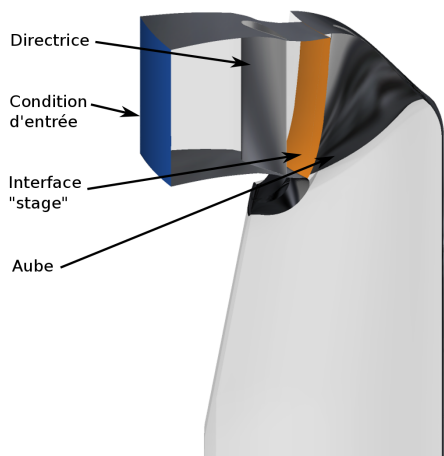


FIGURE 4.1 – Domaine de calcul jusqu'à la fin du cône

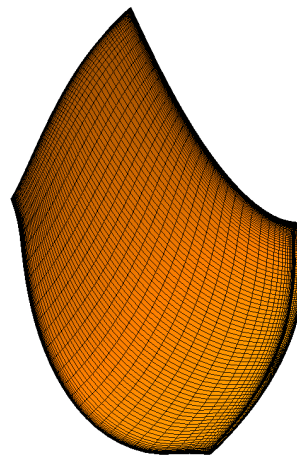


FIGURE 4.2 – Maillage surfacique sur une aube utilisé pour cette étude

4.1.1.2 Conditions aux limites

Comme évoqué, des conditions périodiques ont été imposées de part et d'autre des canaux de roue et de directrice. Ces surfaces bénéficient d'un maillage vérifiant cette périodicité géométrique, ce qui permet une reconnection des noeuds à la surface.

Une interface de type "stage" a été utilisée afin de modéliser l'interface entre les parties fixes et tournantes. Le modèle de cette interface est développé dans le paragraphe 2.5.4.2. Comme évoqué dans le chapitre 1, un point quelconque sera défini par ses coordonnées cylindriques $\{r, \theta, z\}$ dans une base orthonormée $\{\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_z\}$. Le vecteur \vec{e}_z correspond à l'axe de rotation de la roue et est orienté vers le haut. Avec cette modélisation, l'écoulement entrant dans le domaine tournant n'est alors dépendant que de z car ce modèle d'interface effectue une moyenne selon la direction orthoradiale. Le domaine de calcul s'étend jusqu'en sortie de cône de l'aspirateur. Le coude de l'aspirateur n'est pas inclus dans le domaine de calcul pour simplifier le modèle numérique. La localisation de cette interface est illustrée sur la figure 4.1.

Comme discuté dans le paragraphe 2.5.5.1, il est nécessaire de s'assurer que la condition de sortie ne se situe pas dans une zone de recirculation. Pour cette configuration, il a été noté que la condition de sortie de CFX "Mass Flow Rate Outlet" calculant implicitement la répartition du débit en sortie permet d'éviter la présence d'une recirculation au niveau de la condition de sortie. Ainsi, pour fixer la pression dans le domaine de calcul, la pression totale moyennée sur la surface d'entrée est imposée comme condition d'entrée. Les analyses proposées ne s'appuient que sur les différences de pression : la valeur de la pression totale en entrée peut être choisie arbitrairement. La direction de l'écoulement en entrée est aussi imposée comme étant égale à l'angle géométrique des avant-directrices.

Sur la turbine 1, il a été supposé que la pointe de la roue (définie dans le paragraphe 1.2.1) ne joue pas un rôle majeur dans les mécanismes de formation des VIAs. Ainsi la pointe a été exclue de domaine de calcul afin de simplifier le maillage. Pour la turbine 2, la pointe de la roue est de taille plus importante ; il a été décidé de l'inclure dans la simulation.

Ces choix concernant le domaine de calcul et les conditions aux limites sont adaptés aux simulations de cas de charge partielle car ils permettent d'obtenir une condition de sortie éloignée de la zone de recirculation caractéristique de ces régimes de fonctionnement.

4.1.1.3 Modélisation du fluide et de la turbulence

Le modèle $k-\omega$ SST a été utilisé car il permet d'obtenir une bonne prédiction de l'écoulement proche paroi et des décollements, comme discuté dans le paragraphe 2.2.2.3. La

prédiction de potentiels décollement est essentielle dans les régimes de fonctionnement en charge partielle : d’après le chapitre 3 ces décollements peuvent être à l’origine des VIAs.

La cavitation joue un rôle sur la topologie observée des VIAs. Zhou et al. [102] montrent expérimentalement que la taille des vortex et leur fréquence d’apparition change en fonction du nombre de cavitation. Cependant, cette étude expérimentale montre que la localisation des vortex ne change pas en fonction de σ . Dans cette partie, afin de comprendre les phénomènes majeurs associés aux VIAs et dans un souci de simplification pour limiter les coûts de calculs, le phénomène de cavitation n’est pas considéré. Le modèle choisi utilise donc des simulations monophasiques. Les calculs sont effectués avec de l’eau à une température constante de 25°C.

4.1.2 Maillage

Le maillage utilisé est un maillage structuré effectué sur AutoGrid5 v10.1. Il est composé de deux parties distinctes en discrétisant séparément le volume fluide défini par un canal de directrice et celui dans un canal de roue. Le calcul de l’écoulement dans les directrices ne sert qu’à obtenir une donnée d’entrée pour le calcul de roue ; beaucoup d’informations spatiales sont perdues au passage de l’interface “stage”. L’essentiel des mailles est donc concentré dans la roue.

Cette étude numérique a pour objectif d’effectuer une analyse qualitative des topologies des VIAs. De plus, elle est intégrée aux processus industriels et s’appuie sur les connaissances de General Electric Renewable Energy. Un maillage composé de 2,3M de noeuds correspondant aux recommandations associées à des études similaires a été utilisé. Il permet notamment d’obtenir un bon compromis entre résolution numérique et temps de calcul. Le maillage sur la surface de l’aube est représenté dans la figure 4.2. Ce maillage n’est pas isotrope : afin de résoudre correctement la couche limite, la taille caractéristique des éléments est plus faible dans la direction normale à la paroi par rapport au maillage surfacique ainsi représenté.

En charge partielle, la valeur moyenne de y^+ (définie dans le paragraphe 2.5.2) sur l’aube est environ égale à 1 dans les régimes de charge partielle, avec un maximum local de 5 à la jonction entre la ceinture et le bord d’attaque. Pour un vortex développé (ce qui sera défini par la suite), le VIA est discrétisé spatialement par une vingtaine de mailles le long de son diamètre.

4.1.3 Configuration du point de fonctionnement

4.1.3.1 Données d’entrées expérimentales

Les points de fonctionnement simulés ont été choisis en correspondance aux points de fonctionnement des essais expérimentaux. Sont alors connus la vitesse de rotation de la roue, le débit et l’angle des directrices dans la turbine. Ici les grandeurs adimensionnées (\bar{Q}_{11} , \bar{n}_{11}) et dimensionnelles (α) sont utilisées pour caractériser un point de fonctionnement.

Les points de fonctionnements sont alors complètement déterminés par ces trois paramètres correspondant aux paramètres d’entrée de la simulation. De nombreux points de fonctionnement ont ainsi été simulés.

Cette méthodologie nécessite donc des données expérimentales pour définir les paramètres physiques de la simulation. Ainsi seuls les points de fonctionnement utilisés dans l’étude expérimentale peuvent être simulés. Ces points de fonctionnement expérimentaux correspondent à une chute nette de 15m. Tous les points de fonctionnement étudiés numériquement dans ce mémoire correspondent à cette valeur de chute, en dehors d’un calcul présenté dans le chapitre 7.

4.2 Validation du modèle à partir des données expérimentales de la roue 1

Pour valider le modèle numérique, les résultats des simulations ont été comparés aux mesures expérimentales. Pour cela différents points de fonctionnement ont été utilisés afin de garantir la pertinence des résultats pour plusieurs régimes de fonctionnement dans la turbine.

4.2.1 Validation du modèle avec les valeurs intégrales

Les résultats issus de la configuration numérique développée ci-dessus peuvent être comparés aux mesures expérimentales. Il est possible de s'intéresser dans un premier temps aux grandeurs globales. Le domaine de calcul étant réduit, il apparaît que seul le couple est directement comparable.

La comparaison du couple numérique et expérimental est présentée dans la figure 4.3 pour 8 points de fonctionnement, à une valeur de n_{11} fixée. Le couple est adimensionné sur cette figure par le couple au meilleur point de fonctionnement. Selon les points de fonctionnement, le modèle numérique induit une surestimation du couple de 5 à 15%. Pour des valeurs de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ inférieures à 0.65, l'erreur varie entre 10 et 15%. Pour des points de fonctionnement caractérisés par $\varphi/\varphi_{\text{opt}} > 0.65$, l'erreur est inférieure à 10%.

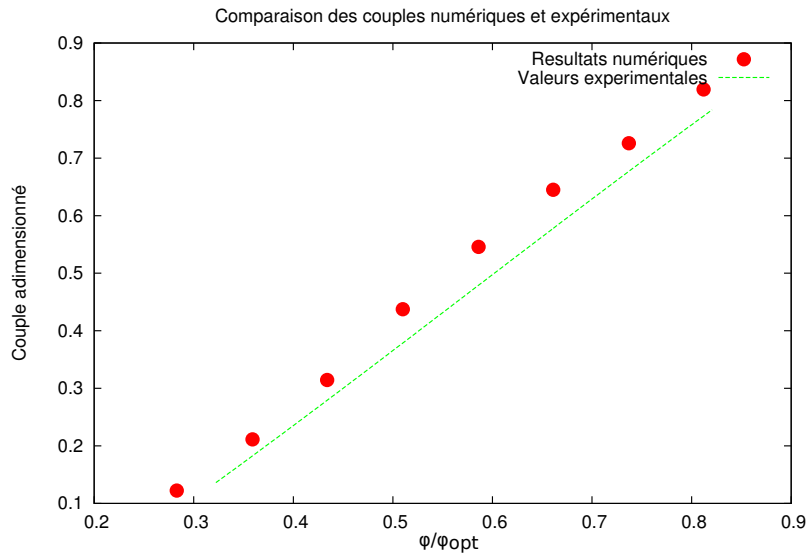


FIGURE 4.3 – Comparaison du couple numérique et expérimental à $\bar{n}_{11}=1.05$

Certaines pertes présentes dans la machine ne sont pas prises en compte dans ces simulations, par exemple les pertes générées par les frottements des disques ou encore le débit de fuite, évoqué dans le paragraphe 1.1.4. D'après Zeng et al. [100], sur l'étude de la roue *Francis* – 99, les pertes par frottements des disques entraînent une réduction d'environ 0.7% du couple obtenu. Fen et al. [34] estiment entre 0.8 et 2.4 % les pertes générées par les frottements des disques. Ces pertes ne justifient pas à elles seules la sous-estimation du couple par ces simulations numériques. Le modèle utilisé suppose de plus un écoulement parfaitement axisymétrique en entrée de la roue et un état de surface parfait. Ces hypothèses sous-estiment les pertes et maximisent donc le couple obtenu. Globalement, dans le cadre de cette analyse qualitative, les valeurs intégrales obtenues avec ce modèle sont en bon accord avec les mesures expérimentales. De plus, la tendance est correctement reproduite.

4.2.2 Validation du modèle concernant la prédiction des VIAs

Pour aller plus loin dans la validation des simulations numériques, il est possible d'utiliser les observations expérimentales. En effet, les résultats numériques et les observations de cavitation peuvent être comparés, notamment en analysant la localisation des vortex.

L'objectif est ici d'observer différents phénomènes afin de valider les simulations dans plusieurs régimes de fonctionnement. Sont détaillés ici quatre points de fonctionnement présentant des topologies de vortex différentes afin de vérifier que les simulations sont prédictives quel que soit l'écoulement dans la roue. Ces points de fonctionnement correspondent à des mesures expérimentales effectuées sur cette même roue, avec l'observation des VIAs au plafond grâce à une caméra rapide, avec la configuration décrite dans le paragraphe 3.3.2. Le dispositif expérimental est détaillé par Bouajila et al. [12].

La limite de cette analyse réside dans le fait que seule une comparaison basée sur des observations en présence de cavitation est possible. Le modèle numérique utilisé ici est un modèle monophasique. La visualisation du critère Q a été choisie pour visualiser les structures tourbillonnaires. Cependant, il se révèle insuffisant pour visualiser l'ensemble des structures et dépend d'une valeur seuil. L'observation des lignes de courant est aussi utilisée afin de visualiser les vortex. Il est ici considéré qu'un vortex est présent lorsque des lignes de courant s'enroulent, afin d'éviter le recours à une valeur seuil pour Q . Ainsi, jusqu'à la fin de ce chapitre, la présence d'un vortex sera détectée par l'enroulement des lignes de courant.

Il est alors nécessaire de souligner que les vortex ainsi détectés ne génèrent pas nécessairement le phénomène de cavitation. Ainsi, un vortex observé numériquement peut être en effet présent expérimentalement mais correspondre à une pression supérieure à la pression de vapeur saturante ; par conséquent il n'est pas visible expérimentalement.

4.2.2.1 Comparaison numérique/expérimentale à $\bar{n}_{11}=1.1$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.48$

A $\bar{n}_{11}=1.1$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.48$, les visualisations expérimentales présentées sur la figure 4.4a montrent l'apparition d'un phénomène de cavitation de façon intermittente au niveau du plafond.

Une isosurface de Q , présentée sur la figure 4.4b, montre une structure cohérente au niveau du plafond (entourée en rouge), et un décollement au bord d'attaque (entouré en vert). La visualisation présentée sur la figure 4.4c montre que la structure observée est générée par les lignes de courant venant de la sortie de la roue, colorées en bleues. Les lignes de courant jaunes sont issues de l'entrée. Ce vortex est situé plus proche du bord d'attaque que les structures mises en évidence expérimentalement.

Ce point de fonctionnement ne montre donc pas des structures identiques entre les résultats numériques et expérimentaux. Cependant, le caractère instationnaire des observations expérimentales suggère la difficulté de représenter ce type d'écoulement par une simulation stationnaire et montre les limites de l'approche statistique pour de tels écoulements.

4.2.2.2 Comparaison numérique/expérimentale à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.65$

La figure 4.5 présente un point de fonctionnement à $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.65$. Les visualisations expérimentales montrent la présence de vortex attachés au niveau de la jonction du bord d'attaque avec le plafond. Ces vortex semblent rester très proches de l'extrados de l'aube.

Les résultats numériques montrent un vortex très similaire à celui observé expérimentalement. En effet, la visualisation basée sur le critère Q sur la figure 4.5b montre un vortex attaché au bord d'attaque et restant proche de l'aube. La figure 4.5c montre que ce vortex est généré par un décollement au bord d'attaque. Cependant, elle montre aussi une seconde structure tourbillonnaire relativement proche du bord de fuite, attachée au plafond. Les simulations numériques montrent que cette structure est caractérisée par une pression supérieure à celle du premier vortex ; cette structure n'est donc vraisemblablement pas visible expérimentalement à cause de l'absence de cavitation.

La simulation de ce point de fonctionnement permet de valider la prédiction d'un vortex attaché au bord d'attaque, et montre aussi que le modèle numérique prédit des tourbillons non observables expérimentalement sous ces conditions.

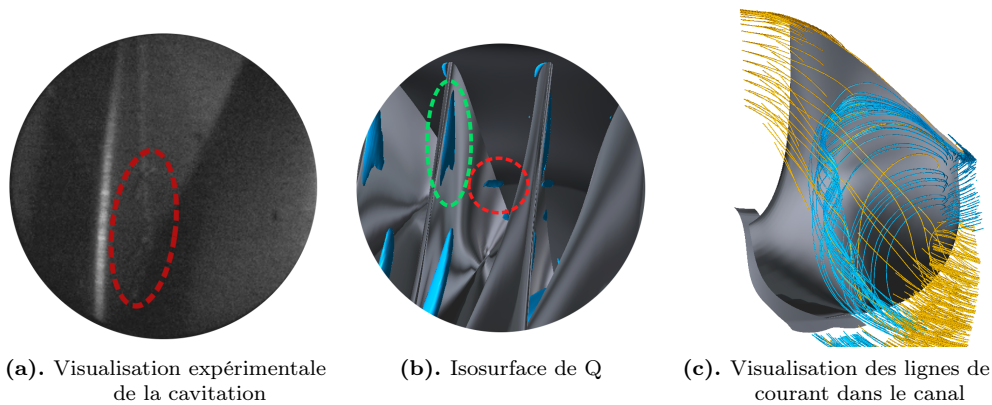


FIGURE 4.4. Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=1.1$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.48$

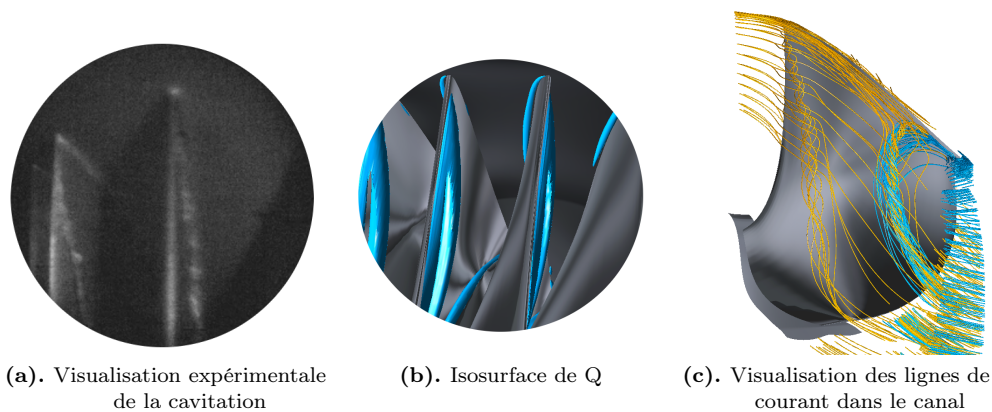


FIGURE 4.5. Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.65$

4.2.2.3 Comparaison numérique/expérimentale à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.49$

La figure 4.6 met en évidence les phénomènes à une valeur de débit réduit plus faible que le point précédent. Les visualisations expérimentales montrent un vortex attaché au bord d'attaque, proche de la jonction avec le plafond. Il est cependant beaucoup plus large que dans la figure 4.5a, alors que la valeur de σ_c expérimentale est identique entre les deux cas. La structure s'éloigne rapidement de l'extrados en descendant dans la roue. De façon intermittente, il est aussi possible de distinguer une structure cavitante plus loin dans le canal, entourée en rouge dans la figure 4.6a.

La simulation numérique prédit très bien un vortex cohérent attaché à la jonction entre le bord d'attaque et le plafond, observable notamment sur la figure 4.6b. Il présente aussi une seconde structure attachée au plafond qui se mélange dans le canal avec le premier vortex sur la figure 4.6b. La figure 4.6c montre que cette structure est générée par le mélange de l'écoulement incident (en jaune) et d'un écoulement de pompage dont les lignes de courant (en bleu) sont issues d'une surface à la sortie de la roue.

Malgré l'observation peu nette et intermittente de cette seconde structure dans l'expérience, ce point de fonctionnement montre un très bon accord entre résultats numériques et observation expérimentale.

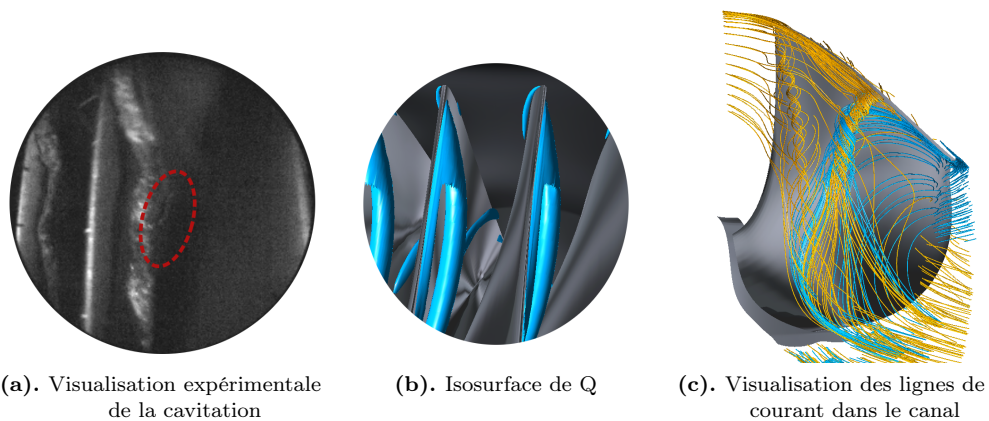


FIGURE 4.6. Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.49$

4.2.2.4 Comparaison numérique/expérimentale à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.36$

Ce point de fonctionnement correspond à un débit encore plus faible que le précédent. La figure 4.7a présente les observations expérimentales : un vortex cohérent est présent dans le canal du côté de l'extrados, et est attaché au plafond. La simulation numérique prédit très correctement cette structure comme le montre la visualisation d'une isosurface de Q . La figure 4.7c montre que cette structure est alimentée par le mélange des lignes de courant venant de l'entrée et de la sortie de la roue.

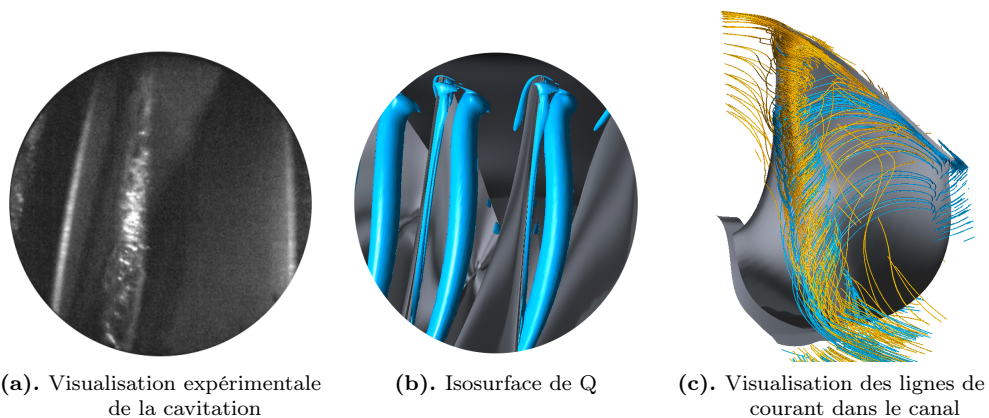


FIGURE 4.7. Comparaison entre observation de cavitation expérimentale et isosurface de Q à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.36$

Il y a un bon accord sur cette topologie de vortex entre l'expérience et la simulation numérique.

Globalement, ces quatre points de fonctionnement permettent de valider le modèle numérique à partir des visualisations expérimentales. Les différentes topologies observées expérimentalement sont prédites par le modèle numérique. Des vortex non observés expérimentalement, certainement à cause de l'absence de cavitation, sont aussi mis en évidence par le modèle numérique.

Ces quatre points de fonctionnement montrent la présence de vortex présentant différentes topologies et présents à localisations variables. Pour comprendre les mécanismes de formation de ces vortex et leur dépendance au point de fonctionnement, l'analyse suivante propose dans un premier temps de catégoriser ces vortex en différents types.

4.3 Caractérisation des VIAs

Afin de comprendre les phénomènes moteurs dans la formation des VIAs, une cinquantaine de points de fonctionnement a été simulée pour couvrir une large gamme de fonctionnement. Cette étude met en évidence le fait que les VIAs peuvent prendre quatre formes différentes.

Chaque type de vortex est brièvement présenté ci-dessous, et une visualisation de la structure associée est proposée dans la figure 4.8. Les mécanismes associés sont ensuite détaillés. La classification proposée est la suivante :

Vortex de pompage : Ce vortex est généré par le cisaillement entre la recirculation et l'écoulement incident. Il s'approche de l'entrée de la roue lorsque le débit diminue. Il est illustré par la figure 4.8a.

Vortex de défaut d'incidence extradados : Ce vortex est issu d'un décollement de l'écoulement du côté extradados au bord d'attaque : la direction de l'écoulement n'est pas adaptée à la géométrie de l'aube au bord d'attaque. Ce cas est schématisé dans la figure 4.9a. On parle de défaut d'incidence en extradados. Ce type de vortex est représenté sur la figure 4.8b, il apparaît pour des petites valeurs de n_{11} .

Vortex de défaut d'incidence généralisé : Il s'agit d'un vortex attaché au plafond proche du bord d'attaque, généré par un décollement généralisé sur une grande partie du bord d'attaque. Structure proche de l'aube, allant du plafond au bord de fuite comme le montre la figure 4.8c, elle est présente pour de très faibles valeurs de n_{11} ou de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$.

Vortex de défaut d'incidence intrados : Il s'agit d'un décollement de l'écoulement à l'intrados. La figure 4.9b illustre schématiquement ce phénomène qui apparaît à des grandes valeurs de n_{11} lorsque l'écoulement incident n'est pas adapté à la géométrie de l'aube. Ce vortex est présenté dans la figure 4.8d.

La topologie de chacun de ces types de vortex est discutée dans les parties suivantes. Certaines topologies ou mécanismes des VIAs ont déjà été discutés dans la littérature, comme détaillé dans le paragraphe 3.1.2.1 dans le chapitre 3. Cependant, ce travail propose une analyse globale de tous ces phénomènes.

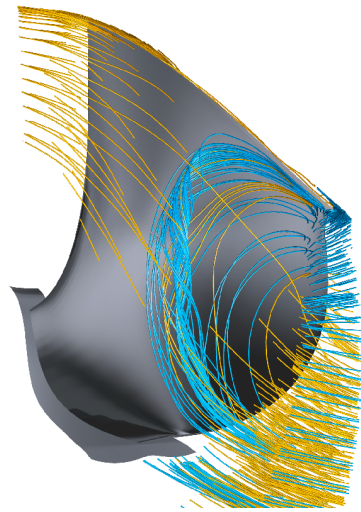
4.3.1 Vortex de pompage

Au meilleur point de fonctionnement, l'écoulement suit la géométrie des aubes. En effet, dans ce cas l'inertie du fluide compense la force centrifuge, ce qui permet au fluide de s'écouler le long des aubes jusqu'au bord de fuite. L'écoulement est illustré schématiquement dans la figure 4.10a. Cette représentation est directement liée aux triangles des vitesses présentés dans le chapitre 1.

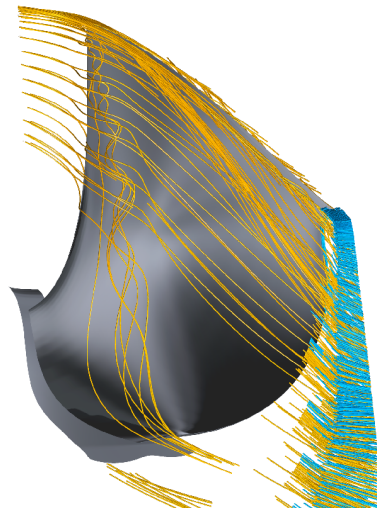
En charge partielle, la vitesse débitante est plus faible. Ainsi, en entrée de la roue, la force centrifuge domine sur l'inertie du fluide. La compétition entre ces deux phénomènes est étudiée plus en détail dans le paragraphe 4.4.2.1. Ainsi l'écoulement incident est conservé en périphérie de la roue par l'action de la force centrifuge. Cela est à l'origine d'une dépression au centre de la roue qui induit un écoulement de pompage, illustré schématiquement dans la figure 4.10b. C'est cet écoulement de pompage qui génère ce premier type de vortex. Le pompage apparaît essentiellement du côté extradados du canal par l'action de la force de Coriolis. En effet, cette force (définie dans le paragraphe 2.5.4.1) "plaqué" l'écoulement de pompage sur l'extrados des aubes. L'écoulement de pompage remonte dans la roue et génère alors une zone de cisaillement à l'origine du vortex, comme le montre la figure 4.11.

Le mécanisme démontré ici a été mis en évidence par Zhou et al. [102] à partir de l'analyse de visualisations expérimentales.

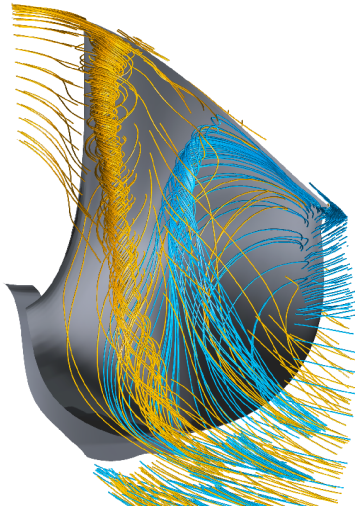
La compréhension de ce mécanisme permet d'ores et déjà d'analyser la dépendance de ce vortex selon le point de fonctionnement. Le pompage s'intensifie lorsque la valeur de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ diminue. Par conséquent une diminution de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ entraîne un déplacement du vortex vers l'entrée de la roue. Cela sera quantifié par la suite dans la partie 5.2.3.2.



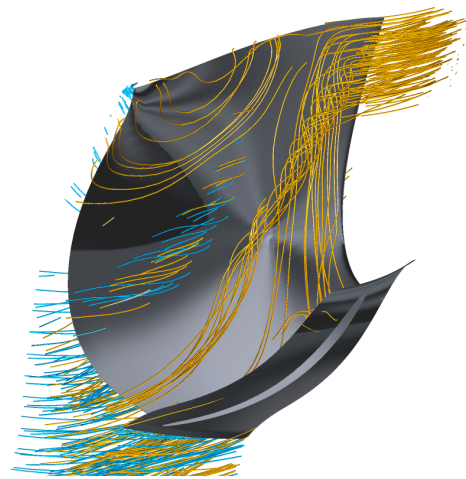
(a). Vortex de pompage



(b). Vortex de défaut d'incidence extrados

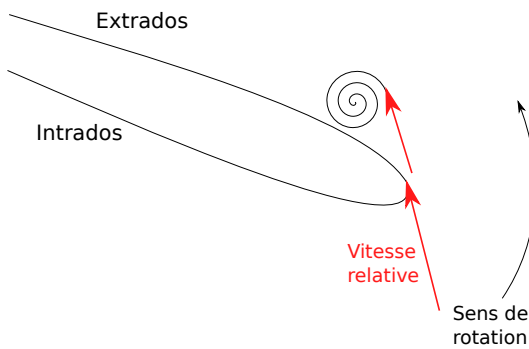


(c). Vortex d'incidence généralisé en extrados
(lignes de courant jaunes)

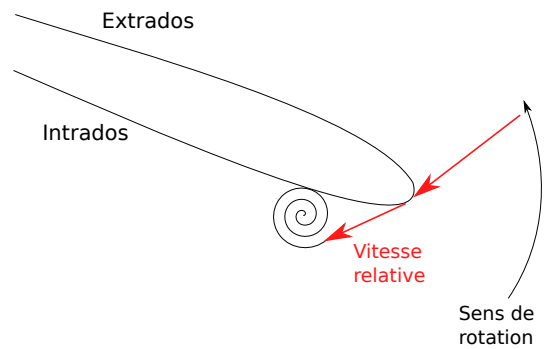


(d). Vortex d'incidence intrados

FIGURE 4.8. 4 types de vortex inter-aubes. Les lignes de courant jaune viennent de l'entrée, les bleues de la sortie.



(a). défaut d'incidence extrados



(b). défaut d'incidence intrados

FIGURE 4.9. Schémas de l'écoulement au bord d'attaque à l'origine de défaut d'incidence en extrados et en intrados

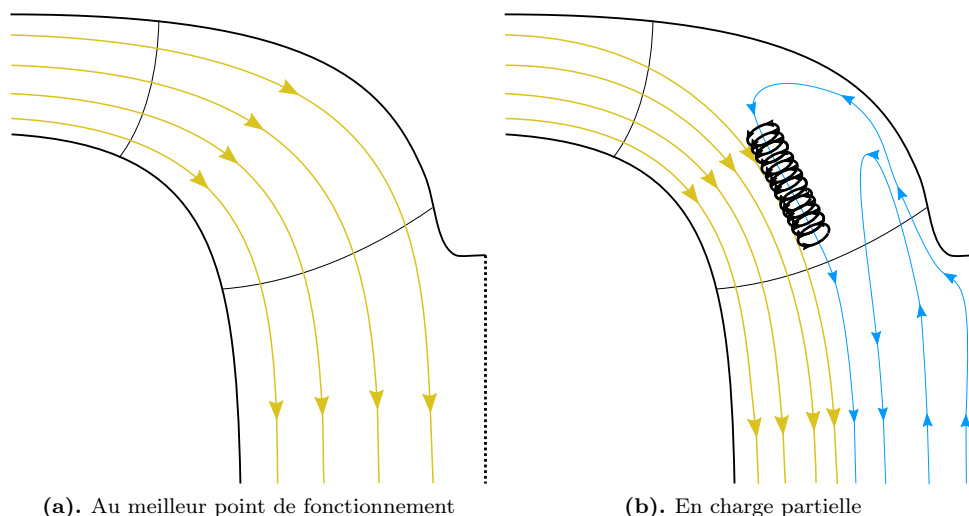


FIGURE 4.10. Schémas de l'écoulement dans la vue méridienne

4.3.2 Défaut d'incidence extrados

L'écoulement de charge partielle est caractérisé par de faibles ouvertures des directrices et de faibles débits. Ainsi la vitesse débitante est faible devant la vitesse orthoradiale. Cela génère alors un fort cisaillement dans l'entrefer.

En charge partielle, la direction de l'écoulement varie fortement dans l'entrefer ; l'angle d'attaque ne correspond plus à l'angle imposé par les directrices. Pour les points de fonctionnement où apparaît ce phénomène, l'écoulement subit un décollement au bord d'attaque, à l'extrados du profil de l'aube, comme illustré sur la figure 4.9a. La figure 4.12b montre comment la direction de l'écoulement dans l'entrefer peut être à l'origine d'un décollement au bord d'attaque. C'est ce phénomène qui génère ce type de VIA.

La figure 4.12 représente les lignes de courants 2D sur des plans horizontaux à deux hauteurs différentes. Alors que la figure 4.12a représente une coupe proche de la ceinture (à 25% de la hauteur du distributeur en partant de la ceinture), la figure 4.12b représente une coupe proche du plafond (à 75% de la hauteur du distributeur). On observe que la direction de l'écoulement est principalement modifiée à proximité du plafond ; c'est ici qu'est généré le décollement.

Ce type de vortex est donc généré par un décollement. Il a été évoqué dans la littérature par Zhou et al [103] qui suppose que la présence du vortex était générée par la mauvaise incidence en charge partielle.

4.3.3 Défaut d'incidence extrados généralisé

Ce type de vortex correspond à un décollement sur une grande partie du bord d'attaque. Plutôt que d'observer un vortex attaché au bord d'attaque comme dans le cas précédent, il est alors attaché au plafond.

Lorsque le défaut d'incidence se généralise sur une surface importante du bord d'attaque, cela génère une dépression en aval du bord d'attaque. Les lignes de courant qui subissent le décollement s'y enroulent alors : le vortex s'attache au plafond. Pour démontrer que ces vortex sont indépendants du pompage, on peut dissocier ce phénomène du pompage à un point de fonctionnement à très faible n_{11} . La figure 4.13a montre pour $\bar{n}_{11}=0.82$ l'indépendance de ces deux phénomènes.

Cependant cette topologie de vortex n'est pas forcément due à ce phénomène ; la présence d'un large vortex au plafond, proche du bord d'attaque peut aussi être simplement générée par le pompage. En effet, comme discuté précédemment, le vortex de pompage s'approche de l'entrée de la roue lorsque φ/φ_{opt} diminue. A partir d'une certaine valeur, le vortex

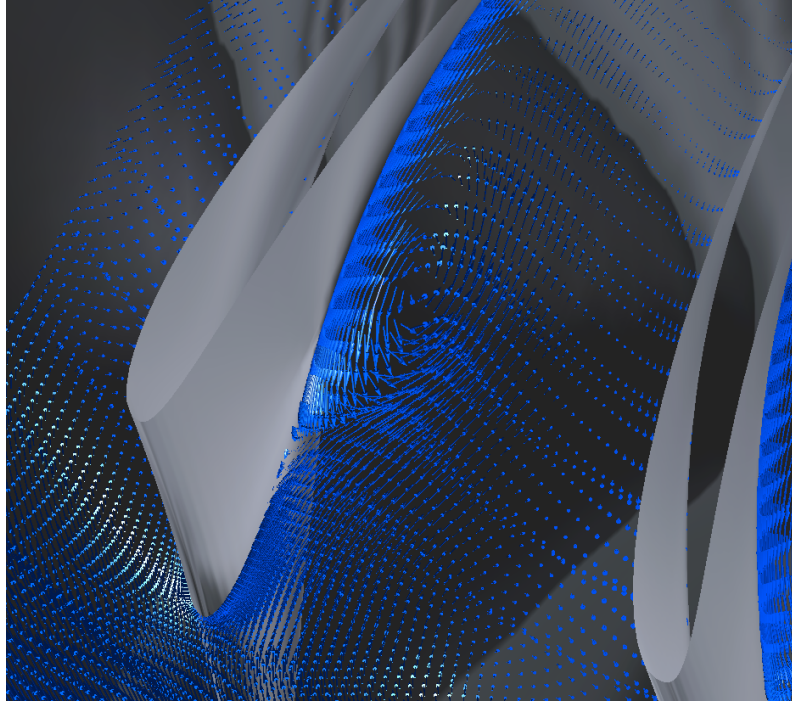


FIGURE 4.11. Mécanisme de formation d'un vortex de pompage

de pompage se retrouve très proche du bord d'attaque, ce qui impose un décollement de l'écoulement incident. Ainsi, l'écoulement incident s'enroule autour du premier vortex et la structure ainsi générée possède la même topologie qu'un vortex d'incidence extradados généralisé sans la présence du pompage. Dans ce cas c'est le pompage qui facilite le décollement au bord d'attaque, ce qui permet alors d'observer les vortex au plafond sans pour autant être dans la zone de défaut d'incidence. La figure 4.13b, pour $\bar{n}_{11}=1.1$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.28$ illustre ce phénomène. Pour la suite, ce type de vortex sera considéré comme un vortex de pompage car le décollement en bord d'attaque est généré indirectement par la présence du pompage.

4.3.4 Défaut d'incidence intrados

Ce type de VIA est aussi la conséquence de la mauvaise incidence de l'écoulement en entrée de roue. Dans certains régimes de fonctionnement, la vitesse de rotation de la roue est très supérieure à la vitesse orthoradiale de l'écoulement dans le repère de la roue. Ces régimes sont logiquement caractérisés par de grands \bar{n}_{11} . Ainsi, d'après le même mécanisme que le défaut d'incidence en extradados, un décollement apparaît cette fois ci du côté de l'intrados. La figure 4.9b illustre ce phénomène. D'après l'analyse présentée précédemment, il apparaît lui aussi proche du plafond et est ensuite convecté par l'écoulement. Ce décollement est mis en évidence sur la figure 4.8d.

4.3.5 Vortex "fer à cheval"

D'autres vortex sont parfois visibles dans ces simulations. Il s'agit de vortex "en fer à cheval" qui sont générés à la jonction entre le bord d'attaque et la ceinture ou le plafond. La figure 4.14 illustre ce phénomène à l'aide d'iso-contours de Q . Ce type de vortex a déjà été observé à la ceinture par Zhou et al. [103].

La formation de ces vortex est expliquée par Eckerle et al. [1] dans le cas d'un cylindre . Ce type de vortex est généré par l'interaction entre la couche limite et l'écoulement autour de l'obstacle. Par extension aux géométries complexes présentes dans une turbine, le mécanisme de formation est identique. Ces vortex n'ont pas été considérés pour la suite dans la classification proposée car ils ne sont pas caractéristiques d'un écoulement de charge par-

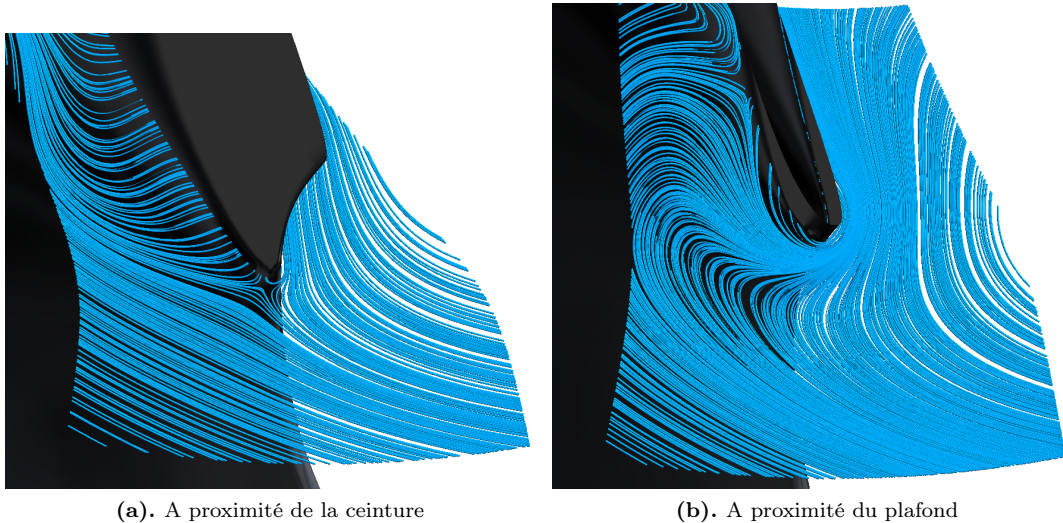


FIGURE 4.12. Lignes de courant 2D sur des plans horizontaux en entrée de roue à $\bar{n}_{11}=0.99$ et $\varphi/\varphi_{opt}=0.65$

tielle. De plus, les simulations instationnaires du chapitre suivant montrent que ces vortex ont un caractère stationnaire. Ils ne contribuent pas à la génération d’instationnarités dans l’écoulement à charge partielle.

4.4 Dépendance au point de fonctionnement

La classification proposée permet de caractériser les vortex selon leurs mécanismes de formation. Afin de comprendre les mécanismes des écoulements de charge partielle, il est alors nécessaire d’étudier dans quelles mesures ces mécanismes évoluent en fonction du point de fonctionnement de la turbine.

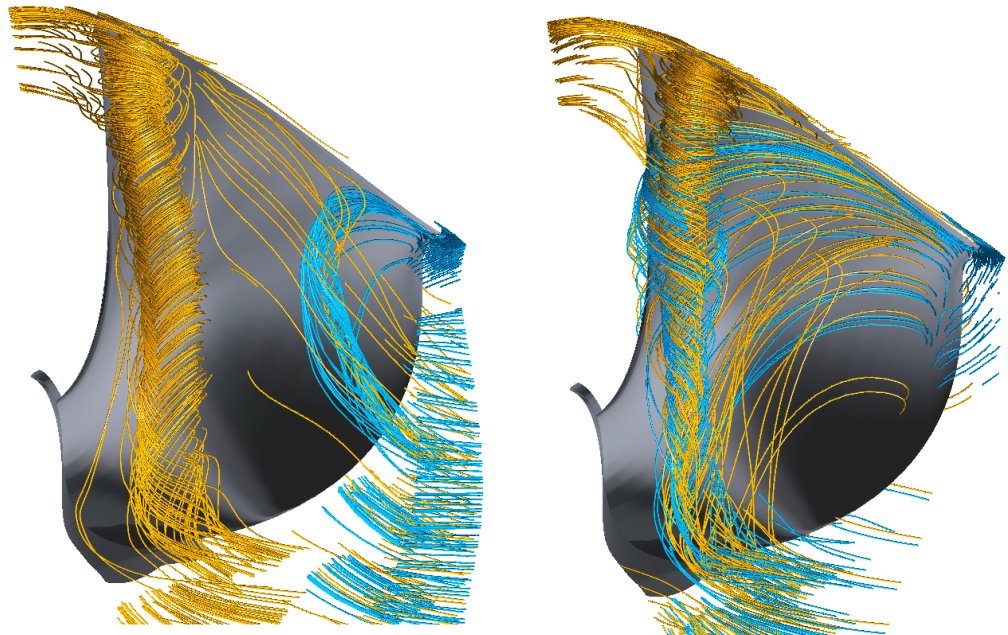
4.4.1 Méthodologie

Grâce aux résultats précédents, il est possible de caractériser, pour tout point de fonctionnement simulé, les VIAs présents dans la roue. En appliquant cette analyse à de nombreux points de fonctionnement, des zones associées à chaque type de VIA peuvent être définies. La caractérisation des limites associées à chaque zone permet alors de comprendre comment les vortex se comportent en fonction du régime de fonctionnement de la turbine.

Il doit être souligné ici que le critère utilisé pour détecter la présence d’un vortex se limite à l’enroulement des lignes de courant, comme dans les paragraphes précédents. Ainsi aucun lien avec le phénomène de cavitation ne peut être établi. De plus, ces simulations stationnaires ne permettent pas d’établir un rapport entre la présence de tourbillons et les contraintes dans la roue. Les résultats suivants ne permettent donc pas de conclure sur le chargement dynamique de la roue.

La simulation de la torche de charge partielle n’est pas possible avec le modèle choisi ici, comme annoncé dans le paragraphe 4.1.1.1. Ainsi ce modèle ne permet pas de placer les limites associées au phénomène de torche.

Dans un souci de représentation et d’adimensionalisation des résultats, ces limites sont représentées sur des collines $\{\bar{n}_{11}, \bar{Q}_{11}\}$ pour les deux roues étudiées.



(a). Vortex de défaut d'incidence généralisé sans interaction avec le pompage (b). Vortex d'incidence généralisé en interaction avec le pompage

FIGURE 4.13. Interaction entre le vortex de pompage et le défaut d'incidence généralisé

4.4.2 Limites des topologies de VIAs pour la roue 1

4.4.2.1 Zone associée à chaque type de vortex

Les limites obtenues par cette méthode sont présentées dans la figure 4.15. Seules les limites en trait plein ont été déterminées précisément (à plus ou moins 0.02 sur la valeur de \bar{n}_{11}). Les zones associées ont été interpolées à partir des limites ainsi définies. Les limites en pointillés n'ont été tracées qu'à partir de quelques simulations par manque de point expérimentaux dans ces zones. L'incertitude associée à ces limites est donc plus importante.

Ce résultat permet une meilleure compréhension de l'écoulement de charge partielle dans cette turbine. Tout d'abord, il faut noter que chaque type de vortex possède une zone de fonctionnement bien définie.

Pour la turbine 1, on peut faire l'analyse suivante :

Vortex de défaut d'incidence extrados : Le vortex de défaut d'incidence en extrados est généré par le cisaillement dans l'entrefer, comme il a été discuté dans le paragraphe 4.3.2. C'est à dire qu'il apparaît lorsque la vitesse d'entraînement au bord d'attaque de la roue est faible devant la vitesse orthoradiale. C'est notamment le cas pour des points de fonctionnement caractérisés par de petites valeurs de \bar{n}_{11} , ce type de vortex apparaît logiquement dans ces régimes de fonctionnement. Cependant à \bar{n}_{11} fixé, ce cisaillement augmente lorsque l'ouverture α diminue, c'est à dire que \bar{Q}_{11} diminue. Ainsi à \bar{n}_{11} fixé, ces vortex sont donc plus susceptibles d'apparaître pour des petites valeurs de \bar{Q}_{11} .

Vortex de défaut d'incidence généralisé : La zone de fonctionnement associée à ce type de VIA correspond à une dégradation du défaut d'incidence en extrados. Il est donc caractérisé par de plus faibles valeurs de \bar{n}_{11} ou de \bar{Q}_{11} que le type de vortex précédent. Sa limite supérieure en n_{11} est cependant plus complexe à déterminer car à faible \bar{Q}_{11} , le pompage se mélange avec ce phénomène. Il est alors difficile d'estimer s'il serait généré sans le pompage.

Vortex de défaut d'incidence intrados : Le défaut d'incidence en intrados appa-

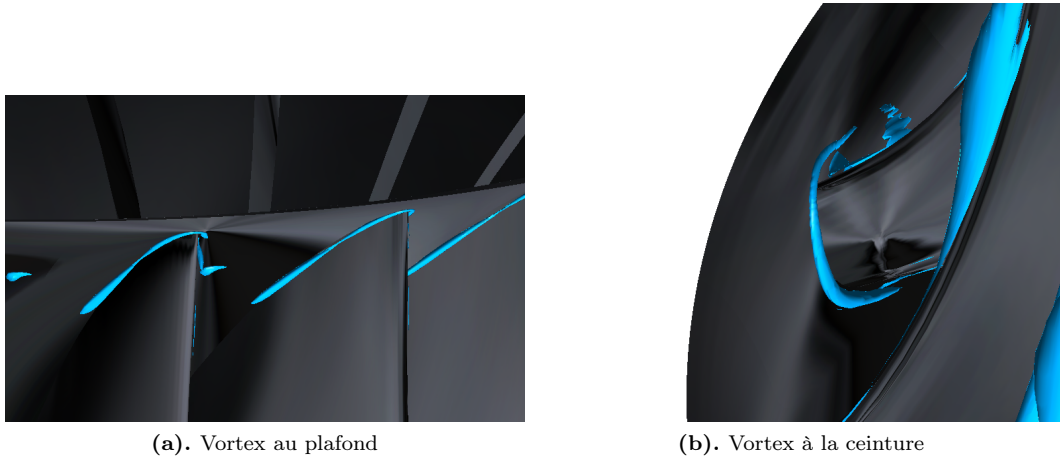


FIGURE 4.14. Vortex “fer à cheval” au plafond et à la ceinture identifiés par un iso-contour de Q

raît lorsque la vitesse de rotation de la roue est supérieure à la vitesse orthoradiale proche du bord d’attaque. Ces vortex apparaissent donc seulement pour de grandes valeurs de \bar{n}_{11} . Sur cette première roue cette limite n’apparaît que largement en dehors de la plage de fonctionnement ; le peu de simulations effectuées dans cette zone ne permet pas une définition précise de cette limite, c’est pourquoi elle est représentée en trait pointillé. Les simulations montrent tout de même que ce vortex n’apparaît pas pour $\bar{n}_{11} \leq 1.2$. Il faut noter qu’à \bar{n}_{11} fixé, le défaut d’incidence est plus susceptible d’apparaître à des faibles valeurs de \bar{Q}_{11} . En effet, plus le débit est faible, plus l’incidence varie dans l’entrefer, pouvant donc générer ce vortex.

Vortex de pompage : Généré par la recirculation sous la roue, il n’est pas directement lié à l’incidence de l’écoulement. Comme discuté dans le paragraphe 4.3.1, la force centrifuge prédomine devant l’inertie du fluide. Ainsi il dépend d’un rapport exprimant la compétition entre ces deux phénomènes. Il peut par exemple être défini par le rapport entre l’énergie cinétique basée sur la vitesse débitante C_m en entrée de roue : $E_c = \frac{1}{2}\rho C_m^2$ et le travail de la force centrifuge au bord d’attaque à une distance R de l’axe de rotation. Par analyse dimensionnelle, ce rapport peut-être défini de la façon suivante :

$$\frac{E_c}{W_{\text{Centrifuge}}} \propto \frac{\frac{1}{2}\rho C_m^2}{\rho\omega^2 R^2} \propto \frac{C_m^2}{\omega^2 R^2} \quad (4.1)$$

Il faut alors noter que ce rapport est directement lié au débit réduit $\varphi/\varphi_{\text{opt}} = \frac{C_m}{\omega R}$. Ainsi il apparaît que ce phénomène est piloté par $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$. C’est ce qui est retrouvé d’après la limite associée sur la figure 4.15 : la limite correspond sensiblement à une valeur constante de $\varphi/\varphi_{\text{opt}} = 0.8$.

4.4.2.2 Coexistence des phénomènes

La représentation présentée dans la figure 4.15 traduit la coexistence de plusieurs topologies de vortex dans la roue pour de nombreux points de fonctionnement.

Tout d’abord, les trois vortex associés à un défaut d’incidence sont entièrement pilotés par l’angle d’incidence au bord d’attaque ; ils ne peuvent donc pas apparaître simultanément.

Le vortex de pompage est quant à lui généré par la recirculation sous la roue. Son comportement est donc indépendant des autres vortex. Ce vortex peut alors être séparé ou partiellement confondu avec un vortex lié à un défaut d’incidence.

Dans le cas extrême où ce vortex se trouve au niveau du bord d’attaque, ce qui apparaît ici pour $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.3$, ce vortex interagit systématiquement avec l’écoulement incident. Même sans défaut d’incidence du à un angle inadapté au bord d’attaque, si le pompage remonte

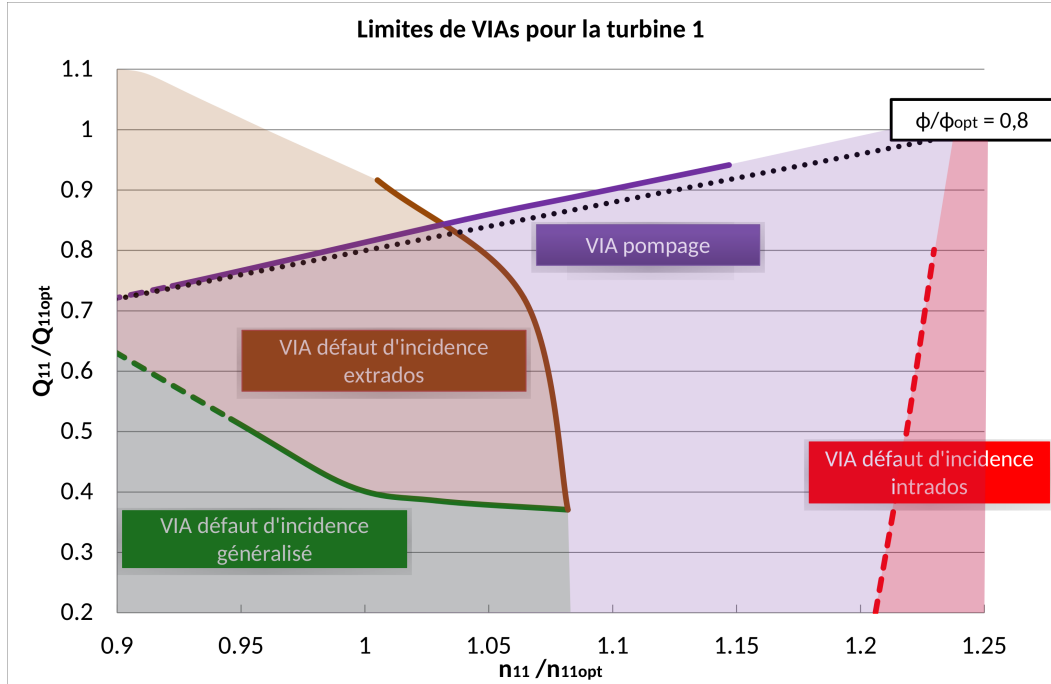


FIGURE 4.15. Topologies des vortex en fonction du point de fonctionnement pour la roue 1

jusqu'au bord d'attaque, l'écoulement incident s'y enroule; on retrouve la même topologie qu'un vortex de défaut d'incidence généralisé. A ces faibles valeurs de φ/φ_{opt} , la limite entre défaut d'incidence généralisé et vortex de pompage est donc particulièrement floue. Pour tracer la colline ci-dessus, il a été supposé qu'il est possible d'obtenir un défaut d'incidence généralisé à une valeur de \bar{n}_{11} fixée uniquement si un défaut d'incidence apparaît pour des valeurs de \bar{Q}_{11} plus importantes. Dans le cas contraire, la structure est considérée comme un vortex de pompage même si elle induit un décollement en entrée.

Les limites associées à la torche de charge partielle n'ont pas été placées sur la figure 4.15 car le modèle utilisé ne permet pas de la prédire. Cependant cette torche est générée par la zone de recirculation en dessous de la roue. Il s'agit donc d'un phénomène très lié à l'apparition des vortex de pompage. Les données expérimentales montrent que la torche apparaît pour des valeurs de φ/φ_{opt} sensiblement égales à la limite supérieure des vortex de pompage. De même, ce phénomène de torche étant lié à la recirculation en sortie de roue, elle peut coexister avec un vortex de défaut d'incidence.

4.4.3 Analyse comparative des limites des topologies de VIAs pour la roue 2

La même méthodologie a été utilisée sur la seconde roue. La figure 4.16 présente les limites associées à chaque type de vortex.

On peut d'abord constater que le vortex d'incidence généralisé n'apparaît pas dans la zone de fonctionnement étudiée ici. D'après les résultats obtenus sur la roue 1, on peut s'attendre à obtenir de telles structures pour des valeurs plus faibles de \bar{n}_{11} . Ainsi dans la zone de fonctionnement simulée, seuls trois types de vortex apparaissent.

Afin de comprendre dans quelles mesures ces résultats dépendent de la géométrie, la comparaison des limites de VIAs sur les deux collines ainsi représentées permet d'établir le point commun et les différences entre ces résultats. Le contexte de ce travail étant industriel, l'objectif est évidemment d'anticiper des solutions pour améliorer le comportement de la turbine. La compréhension des paramètres d'influence est donc essentielle.

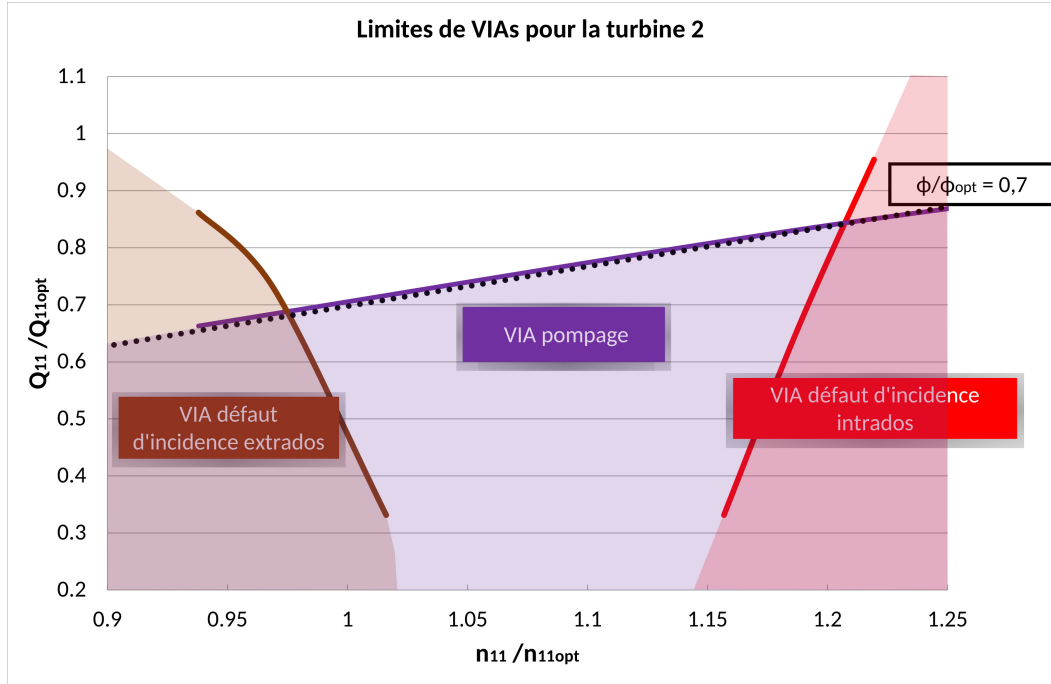


FIGURE 4.16. Topologies des vortex en fonction du point de fonctionnement pour la roue 2

4.4.4 Phénomènes invariants en fonction de la géométrie

Les résultats obtenus pour les deux roues montrent tout d'abord que les types de vortex apparaissent dans les mêmes régimes et sont pilotés par les mêmes paramètres. En effet, pour les deux turbines, les vortex de défaut d'incidence extrados sont observés pour des points de fonctionnement caractérisés par de faibles \bar{n}_{11} alors que les VIAs associés à un défaut d'incidence intrados apparaît pour des fortes valeurs de \bar{n}_{11} . L'apparition du défaut d'incidence semble principalement conditionnée par la vitesse de rotation. On note cependant que cette limite varie dans une moindre mesure avec φ/φ_{opt} : lorsque φ/φ_{opt} diminue, ces VIAs sont plus susceptibles d'apparaître.

De même, la limite associée à la présence d'un vortex de pompage correspond à une valeur de φ/φ_{opt} quasi-constante, et cela pour les deux roues. Cela valide donc l'analyse sur le pompage effectuée dans la partie 4.4.2.1.

4.4.5 Phénomènes dépendants de la géométrie

Le vortex de pompage apparaît pour des valeurs de φ/φ_{opt} différentes (0.8 pour la roue 1 et 0.7 pour la roue 2). Cela montre donc que leur présence peut être minimisée par des choix de design judicieux. Cependant les valeurs sont séparées seulement de 12%. Bien qu'une conclusion sur la sensibilité de la limite aux choix de conception ne soit pas possible à partir de seulement deux roues, il semble que l'apparition des VIAs de pompage soit intrinsèque au comportement du chargement de charge partielle dans une turbine Francis. En effet, dans ces régimes, le débit d'entrée passe principalement à la périphérie de la roue, ce qui implique nécessairement la génération d'une dépression et la mise en place d'une zone de pompage au centre de la roue. Les paramètres géométriques de la turbine qui influent sur l'apparition du VIA de pompage n'ont pas été identifiés. Des études similaires sur davantage de géométries permettraient d'identifier ces paramètres d'influence.

De même, les limites des vortex de défaut d'incidence correspondent à des valeurs de $\{\bar{n}_{11}, \bar{Q}_{11}\}$ différentes. Les limites associées à ces vortex diffèrent plus fortement d'une turbine à l'autre que celles des vortex de pompage. Par exemple, la turbine 2 propose une plus large plage de fonctionnement sans vortex de défaut d'incidence que la turbine 1. Les

décollements sur le bord d'attaque à l'origine de ces phénomènes sont directement pilotés par les paramètres géométriques du bord d'attaque [25]. Il est donc possible de minimiser la présence de ces types de vortex par des choix de conception.

4.5 Conclusions du chapitre

Un modèle numérique simplifié a été mis en place pour simuler un grand nombre de points de fonctionnement. Le modèle numérique ainsi développé a été validé grâce à des données expérimentales.

Les simulations stationnaires ont permis de mettre en évidence 4 types de VIAs, classifiés selon leur mécanisme de formation. Trois de ces types de VIAs sont générés par une mauvaise incidence en entrée. Le dernier est issu d'un écoulement de pompage, qui apparaît sous la roue et remonte dans les canaux le long de l'extrados.

Les régimes de fonctionnement associés à chacun de ces quatre types de VIAs ont été identifiés sur deux roues différentes. Il apparaît que chaque type de VIA correspond à un régime de fonctionnement donné. Les limites associées à ces VIAs, définies par une courbe $\bar{Q}_{11} = f(\bar{n}_{11})$, semblent sensibles à la conception de la roue. Les vortex de défaut d'incidence semble notamment pilotés par la conception du bord d'attaque. La limite associée au vortex de pompage est défini par une droite $\varphi/\varphi_{\text{opt}} = A$, où A est une constante qui dépend également de la roue.

Chapitre 5

Etude de la dynamique de l'écoulement de charge partielle à l'aide du modèle SAS

Sommaire

5.1	Modèle numérique	92
5.1.1	Données expérimentales	92
5.1.2	Domaine de calcul et type d'interface	92
5.1.3	Sensibilité au maillage et pas de temps	95
5.2	Analyse de 4 points de fonctionnement à n_{11} fixé	100
5.2.1	Simulation de 4 points de fonctionnement	100
5.2.2	Evolution des données intégrales	101
5.2.3	Evolution des topologies de VIA	103
5.2.4	Evolution des fluctuations de pression en fonction du point de fonctionnement	104
5.2.5	Détail des phénomènes mis en évidence sur ces points de fonctionnement	107
5.2.6	Justification de l'amplitude des fluctuations de pression mesurées pour chaque point de fonctionnement	114
5.2.7	Coupure en fréquence des spectres de pression	116
5.3	Conclusions du chapitre	117

Résumé

La partie précédente met en évidence les mécanismes de formation des différents types de vortex identifiés dans la roue. Afin de comprendre leur dynamique, des simulations instationnaires sont utilisées. Comme dans le chapitre précédent, les résultats de ces simulations vont être comparés à des mesures et des visualisations expérimentales issues du travail de Bouajila et al. [12]. Dans un premier temps, l'établissement du modèle numérique va être exposé. Ensuite l'analyse des résultats issus de ce calcul va permettre de comparer la dynamique de l'écoulement de charge partielle ainsi modélisée par rapport aux résultats expérimentaux en faisant varier Q_{11} à n_{11} fixé. Enfin ces simulations permettent d'identifier plusieurs phénomènes instationnaires caractéristiques de ces régimes de fonctionnement, qui seront présentés dans la dernière partie de ce chapitre.

5.1 Modèle numérique

Les calculs présentés dans ce chapitre ont été effectués avec le code commercial Ansys CFX 16.0. Le modèle de turbulence SAS a été choisi car il semble particulièrement adapté à cette application. En effet, il permet d'obtenir un comportement de type SGE en modélisant les parties instationnaires de l'écoulement tout en réduisant le temps de calcul, comme discuté dans le chapitre 2. Les méthodes numériques utilisées diffèrent cependant de celles utilisées pour la SGE : elles ont été présentées dans le paragraphe 2.5.3.

Afin de mettre en place le modèle numérique, cette partie présente l'analyse de l'influence de plusieurs paramètres numériques. Il est nécessaire de s'assurer que les résultats ne dépendent pas de ces derniers, ou au minimum d'avoir conscience des hypothèses utilisées.

Les analyses suivantes ont été effectuées pour un seul point de fonctionnement afin de limiter les coûts de calcul. Il s'agit d'un cas de charge très partielle correspondant au point de fonctionnement où les fluctuations de pression mesurées dans la roue sont maximales.

5.1.1 Données expérimentales

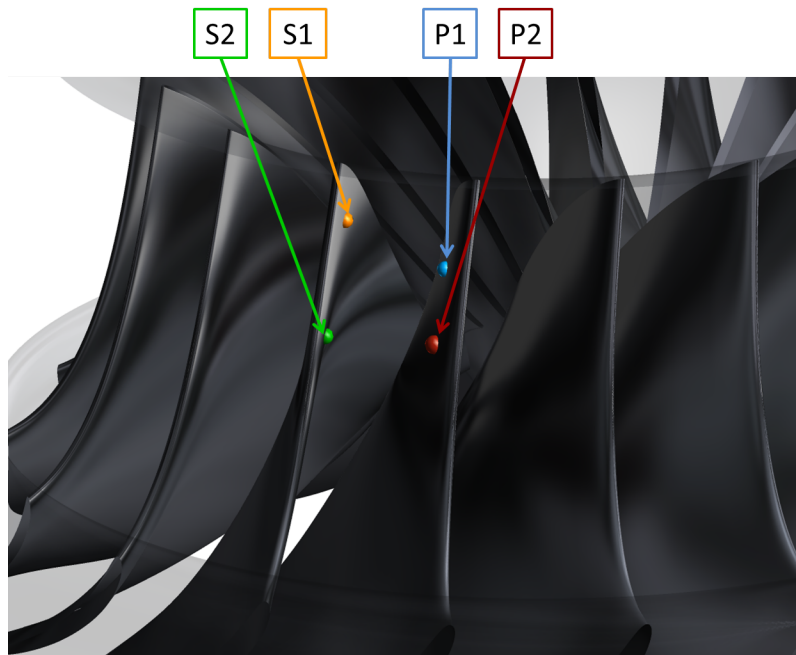
La suite de ce chapitre présente plusieurs points de fonctionnement, caractérisés expérimentalement par la chute, la vitesse de rotation de la turbine, le débit et l'angle des directrices. Dans le cas des simulations numériques, la chute est dépendante des pertes de charge déterminées par le calcul. On utilisera donc les trois autres paramètres afin de déterminer le point de fonctionnement.

L'étude expérimentale effectuée par Bouajila et al. [12] a permis d'acquérir de nombreuses données. Les mesures expérimentales sont effectuées sur un intervalle de temps correspondant environ à 350 tours de roue. Les données expérimentales permettent notamment d'obtenir le couple instantané, dont la moyenne temporelle sera utilisée dans ce chapitre. De plus, pour analyser la dynamique de l'écoulement, quatre capteurs de pression embarqués sur la roue ont été utilisés. Ils sont représentés sur la figure 5.1a. Ils sont tous situés en entrée d'un même canal de roue, P1 et P2 étant en intrados, S1 et S2 en extrados, à des hauteurs différentes.

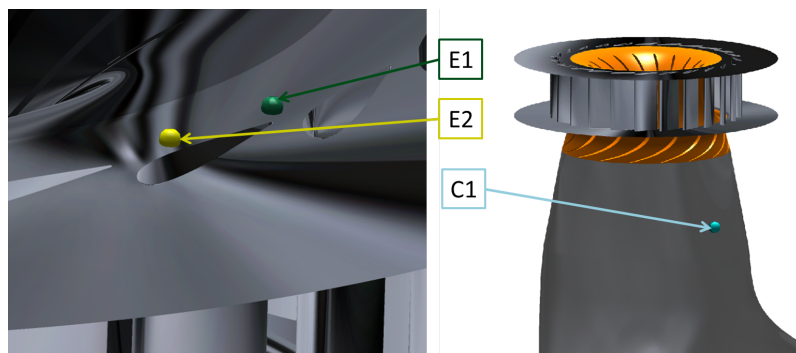
Des mesures de pression dans l'entrefer et dans le cône fournissent aussi des données expérimentales, permettant la comparaison entre simulation numérique et résultats expérimentaux. Ce chapitre utilise un capteur dans le cône, C1, indiqué sur la figure 5.1b. Deux capteurs de pression dans l'entrefer, E1 et E2, situés en sortie de directrice, sont utilisés dans la suite de ce chapitre. Ils se situent sur le disque supérieur, comme illustré dans la figure 5.1b.

5.1.2 Domaine de calcul et type d'interface

L'objectif de cette étude est d'étudier le chargement mécanique de la roue. Pour modéliser les instabilités qui diffèrent d'un canal à l'autre, il est alors nécessaire de modéliser l'ensemble de la roue. Le modèle simplifié développé dans le chapitre précédent montre les limites d'un



(a). Dans la roue



(b). Dans l'entrefer et le cône

FIGURE 5.1 – Localisation des capteurs de pression expérimentaux utilisés

modèle sans aspirateur. En effet, il montre notamment la présence d’une recirculation dans le cône de l’aspirateur. Il est donc évident que celui-ci influe sur l’écoulement dans la roue et plus particulièrement sur les VIAs. L’aspirateur utilisé pendant les essais expérimentaux est donc inclus dans le domaine de calcul.

5.1.2.1 Interface entre les domaines fixes et tournants

Entre les directrices et la roue, une interface doit être utilisée. La solution la plus économique en temps de calcul consiste a priori à utiliser une interface de type “stage”, présentée brièvement dans le chapitre 2. Cependant les résultats ont montré l’insuffisance de ce modèle pour ce type de simulations instationnaires. D’une part le nombre de sous-itérations doit être doublé afin de garantir la convergence du calcul ; cela double le temps de calcul. D’autre part ces calculs mettent en évidence des fréquences purement numériques dans l’ensemble du domaine de calcul. Ainsi, il est nécessaire d’utiliser une interface de type “transient rotor-stator” avec l’ensemble des directrices. Cela augmente le temps de calcul par rapport à la configuration avec une interface “stage” et un seul canal de directrice car le nombre de mailles augmente dans le domaine de calcul.

De même, une interface de type “transient rotor-stator” a été utilisée entre la roue et l’aspirateur pour ne pas perdre l’information de la non-axisymétrie de la géométrie de l’aspirateur à l’interface. L’utilisation d’une telle interface n’engendre quasiment aucun surcoût par rapport à une interface de type “stage” car le domaine de calcul est identique dans les deux cas.

5.1.2.2 Géométrie en sortie d’aspirateur

Afin d’établir un modèle robuste, un point de fonctionnement caractérisé par un débit particulièrement faible ($\varphi/\varphi_{opt} = 0.31$) a été utilisé pour s’assurer de la convergence de tous les points de fonctionnement.

Comme il a été démontré dans le chapitre précédent, le régime de charge partielle est caractérisé par une forte recirculation et une forte vitesse circumférentielle en sortie de roue. Cette vitesse circumférentielle, associée à la géométrie du coude, génère un écoulement non symétrique dans l’aspirateur. L’écoulement est alors privilégié dans un pertuis (c’est à dire d’un côté de la pile) par rapport à l’autre. En effet, le pertuis gauche voit principalement un débit qui s’oppose au débit total ; le débit moyen dans le pertuis est ici de -44% du débit total. S’écoule donc dans le pertuis droit $1.44Q_{total}$. La recirculation observée dans la chapitre précédent est donc présente jusqu’en sortie d’aspirateur. Ce phénomène est illustré dans la figure 5.2.

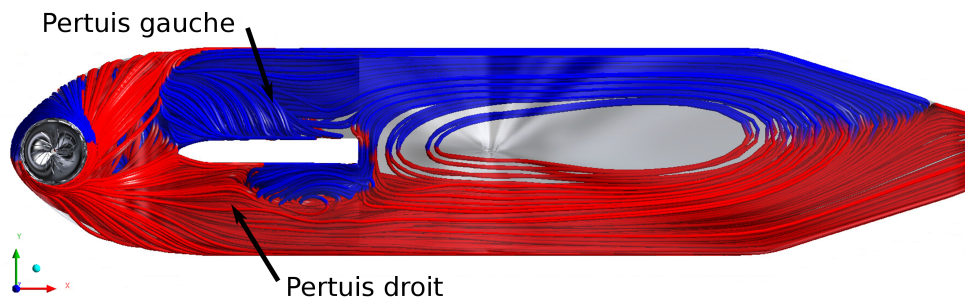


FIGURE 5.2. Lignes de courant dans l’extension de l’aspirateur - Les lignes rouges et bleues correspondent à des vitesses selon x respectivement positives et négatives

Cette recirculation se propage alors jusqu’en sortie d’aspirateur. Afin d’éviter que la recirculation soit proche de la condition de sortie, une extension non physique du domaine de calcul et un convergent ont été ajoutés.

L’extension ainsi proposée n’est pas parfaitement représentative de la géométrie utilisée pendant les essais, où une cuve est présente en aval de l’aspirateur. Afin de garantir que le

domaine de calcul étendu influence peu l'écoulement dans la roue par rapport à la configuration expérimentale, une simulation avec la géométrie réelle du système a été effectuée. Pour cela la cuve présente en aval de l'aspirateur a été incluse dans le domaine de calcul. Les résultats, détaillés dans l'annexe B, montrent des différences négligeables sur les sondages de vitesse en sortie de roue avec ces deux géométries. Considérant le surcoût de calcul généré par la modélisation de la cuve, la géométrie utilisant le convergent a été utilisée pour la suite de ce travail.

5.1.3 Sensibilité au maillage et pas de temps

5.1.3.1 Maillages dans la roue

L'analyse de maillage présentée ici utilise l'extension simple (ni convergent, ni cuve). Le pas de temps a été fixé pour correspondre à une rotation de 1° de la roue ; ce choix a été validé a posteriori. L'objectif est ici d'obtenir le meilleur compromis pour construire un maillage qui permette de modéliser les VIAs sans que la solution en dépende, et cela avec un coût de calcul le plus limité possible. Pour cela, 4 maillages différents ont été utilisés, allant de 15 à 85 millions d'éléments. Leurs caractéristiques sont présentées dans le tableau 5.1. Le chapitre précédent a montré que les régimes de charge partielle sont caractérisés par un écoulement complexe, sans directions privilégiées dans la roue pour l'ensemble des points de fonctionnement. Ainsi les maillages 2 à 4 ont été créés pour être les plus isotropes possibles.

Caractéristiques	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3	Maillage 4
Nombre de nœuds total	15.8 M	25.4 M	39.3 M	85.1 M
Nombre de nœuds dans 1 canal de roue	0.49 M	1.1 M	1.95 M	4.72 M
Skewness minimale	25.8	31.9	29.4	30.8
Ratio d'aspect maximal	3679	1370	768	630

TABLE 5.1 – Caractéristiques des 4 maillages utilisés pour l'étude de convergence en maillage

La figure 5.3 représente la densification successive des 4 maillages, variant d'un maillage excessivement grossier à un modèle très dense. Les maillages dans les directrices et dans l'aspirateur sont identiques pour ces 4 maillages de roue. Le maillage d'aspirateur sera discuté dans la partie suivante.

5.1.3.2 Convergence des grandeurs intégrales

Dans un premier temps, on s'intéresse à la convergence en maillage des grandeurs intégrales caractérisant le système.

La figure 5.4a représente l'influence du maillage sur le couple calculé dans la roue. Les valeurs sont adimensionnées par le couple obtenu pour le maillage le plus fin. Les maillages 1, 2 et 3 permettent d'obtenir un couple ayant respectivement 14%, 7% et 3% d'erreur sur le couple calculé avec le maillage 4. Cependant, il apparaît que le couple ne converge pas de façon satisfaisante. La figure 5.4a fait apparaître une tendance : le couple diminue mais semble tendre vers une valeur légèrement inférieure à celle obtenue pour le maillage 4.

La figure 5.4b montre quant à elle les pertes de charge calculées dans la roue et dans l'aspirateur. Elle montre d'abord que les pertes de charge sont principalement situées dans l'aspirateur, ce qui correspond à environ 38% de la chute nette. D'autre part cette figure montre que les pertes de charge dans la roue semblent converger à partir du maillage 3, et les pertes de charge dans l'aspirateur à partir du maillage 2.

Le maillage d'aspirateur est identique pour les 4 maillages de roues. Les pertes d'aspirateurs sont conditionnées par l'écoulement sortant de la roue. Quand celui-ci est modifié par le maillage, les pertes d'aspirateur le sont aussi.

Cette brève analyse permet de démontrer que les maillages utilisés montrent une convergence des grandeurs intégrales. Pour garantir l'indépendance du maillage sur la valeur du couple calculé, un maillage plus fin devrait être utilisé. Les pertes de charge dans la machine sont cependant convergées à partir du maillage 3.

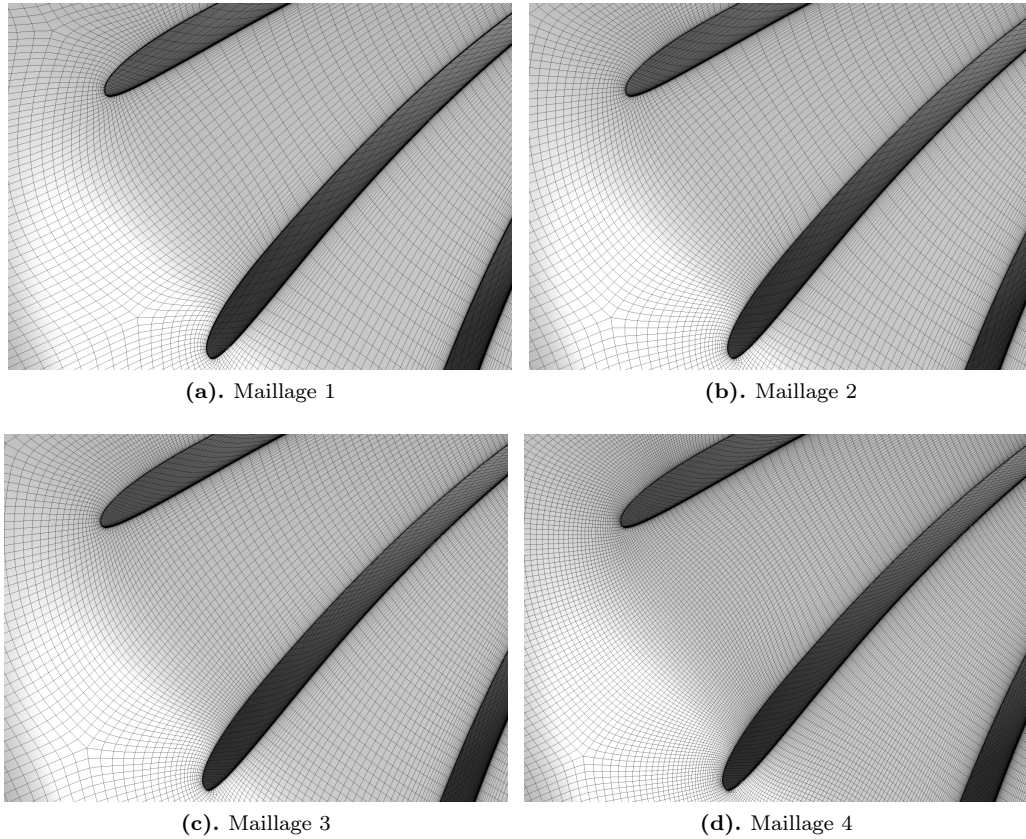


FIGURE 5.3. Maillages surfaciques au plafond

5.1.3.3 Visualisation des structures tourbillonnaires

Cette étude s'intéresse notamment à la dynamique des vortex inter-aubes ; il est donc nécessaire de s'assurer que la modélisation de ces vortex ne dépend pas du maillage utilisé. Cette étude d'influence porte sur un point de fonctionnement défini par $\bar{n}_{11}=1.1$ et $\varphi/\varphi_{\text{opt}}=0.31$, où les vortex sont particulièrement développés et attachés au plafond.

Comme le montre la figure 5.5, les vortex occupent environ la moitié du canal. D'après Menter et al. [56], il est nécessaire d'avoir au minimum 20 mailles par dimension caractéristique de ce que l'on cherche à résoudre. Pour certaines applications avec de fortes instabilités, 10 mailles peuvent être suffisantes. En considérant le diamètre d'un vortex comme dimension caractéristique, il est donc nécessaire qu'il soit discrétisé par une dizaine d'éléments au minimum.

En considérant qu'un vortex a un diamètre d'environ la moitié de la taille du canal, la figure 5.3 montre alors que le maillage 1 est trop grossier pour discrétiser convenablement un vortex, notamment dans la direction circumférentielle. Le maillage 2 possède environ 10 mailles par vortex dans cette même direction, et le maillage 4 une vingtaine. Les maillages 2 à 4 se situent donc à la limite de ce critère. Des maillages plus fins n'ont pas été envisagés pour conserver des temps de calculs raisonnables avec les ressources utilisées. Cela rend donc légitime cette analyse de sensibilité au maillage dans l'objectif d'obtenir le maillage présentant le meilleur compromis entre résolution et temps de calcul.

Une première comparaison peut s'appuyer simplement sur la visualisation des VIAs. La figure 5.5 représente la visualisation d'une même iso-valeur de Q .

Tout d'abord les vortex possèdent des topologies différentes selon les maillages. Ainsi, par exemple, le maillage 1 permet la visualisation de structures homogènes, quasiment identiques dans chaque canal de roue. Cette simulation mène à un résultat quasi-stationnaire : le maillage étant trop grossier, le modèle SAS a un comportement qui s'approche alors du

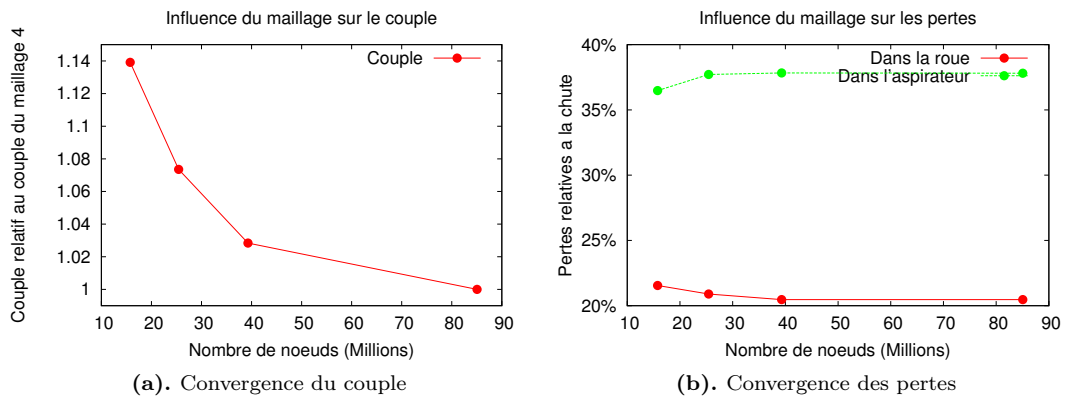


FIGURE 5.4. Convergence des valeurs intégrales en fonction du maillage

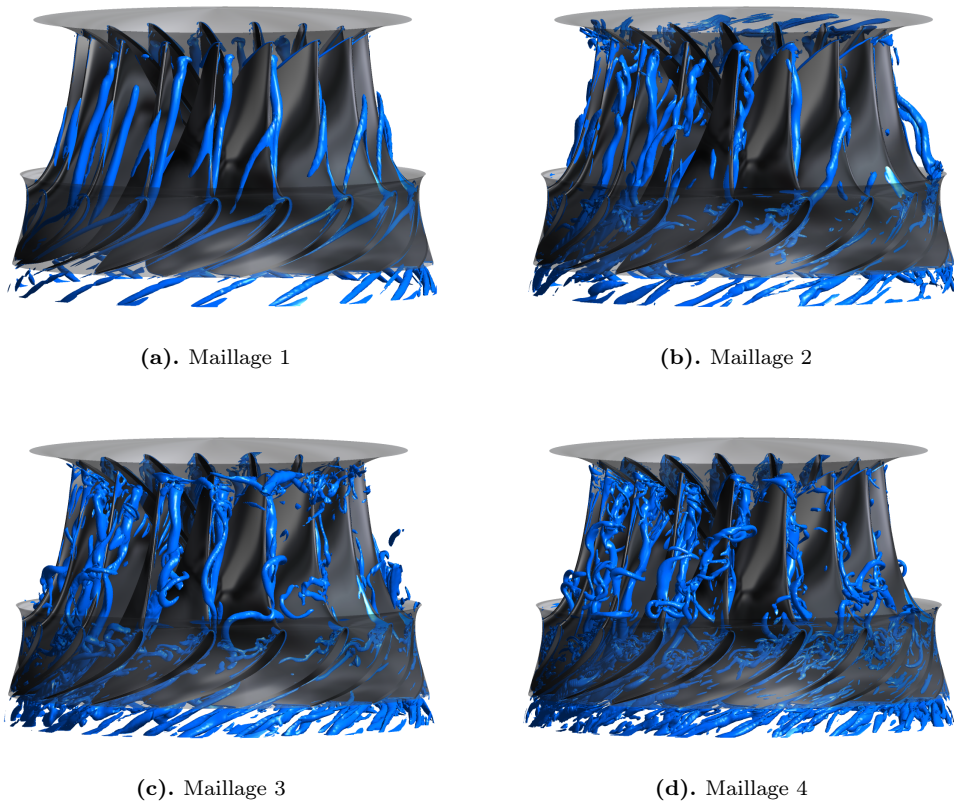


FIGURE 5.5. Visualisation des VIAs pour 4 maillages : Iso-valeur de Q dans la roue

modèle SST. Au contraire, à partir du maillage 2, la périodicité entre les canaux n'est plus observée. Des structures plus complexes sont alors modélisées. De plus, les maillages 3 et 4 sont caractérisés par l'apparition de petites structures dans les canaux, qui ne sont pas prédites par les maillages 1 et 2.

5.1.3.4 Convergence en maillage des fluctuations de pression

La quantité d'intérêt de cette étude correspond aux fluctuations de pression dans la roue. Le choix du maillage doit donc être fait en considérant cette grandeur. Afin de valider le modèle numérique et vérifier la convergence en maillage, il est intéressant de comparer les résultats aux mesures expérimentales.

Les fluctuations de pression ont été adimensionnées par la chute obtenue avec la solution la plus convergée en maillage, soit celle du maillage 4. Pour les 4 capteurs présents expérimentalement, les amplitudes crête à crête 97% des fluctuations obtenues sont représentées sur la figure 5.6, adimensionnées par la chute, et sont comparées aux valeurs expérimentales tracées en traits pointillés.

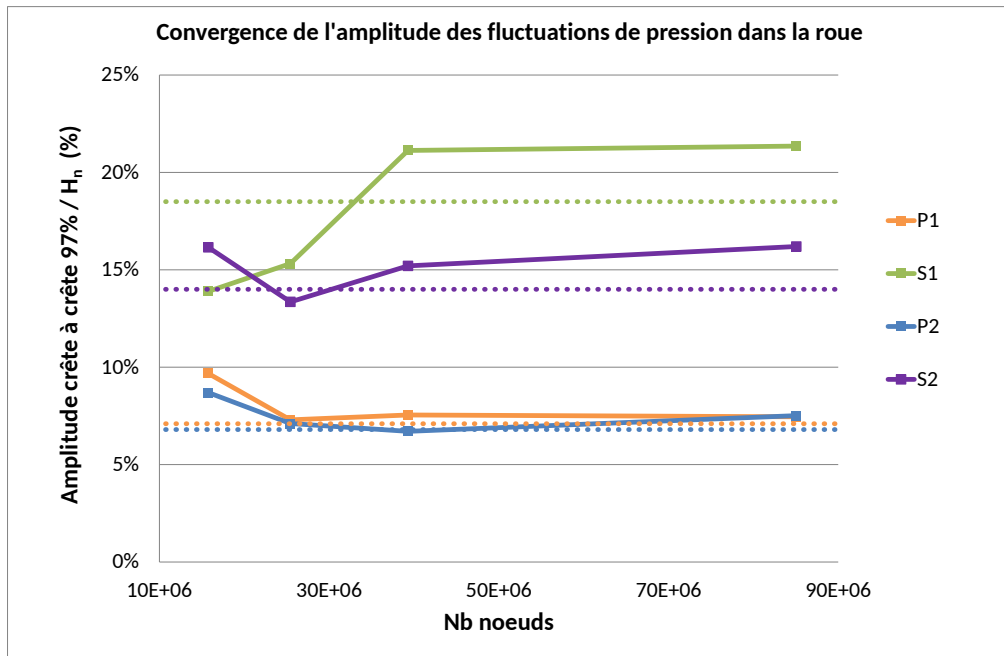


FIGURE 5.6. Convergence de l'amplitude des fluctuations de pression et comparaison aux données expérimentales

Il faut alors remarquer que les fluctuations de pression tendent à être surestimées. Le comportement des fluctuations de pression est similaire à celui observé sur le couple. En effet, il apparaît que les amplitudes des fluctuations de pression sont très proches pour les maillages 3 et 4. Le maillage 1 prédit une surestimation des fluctuations de pressions, à l'exception du capteur S1 qui est très largement sous-estimé. Le maillage 2 présente une sous-estimation des fluctuations de pression du capteur S1, mais conduit à des prévisions correctes pour les autres capteurs.

5.1.3.5 Conclusion : choix du maillage de roue

Il faut considérer en plus de ces résultats la faisabilité des calculs. En effet, ces maillages sont relativement importants en terme de nombre d'éléments, et les simulations doivent pouvoir être résolues en un temps de calcul raisonnable. Pour pouvoir calculer les spectres de fluctuations de pression avec une résolution fréquentielle suffisante (environ $f_0/20$), il faut effectuer la simulation durant 20 tours de roue au minimum. Les calculs ont été effectués sur 200 processeurs grâce aux ressources de calcul de General Electric Renewable Energy. Avec

ces ressources, les calculs sur plusieurs points de fonctionnement des maillages 3 et 4 sont difficilement envisageables afin de conserver des temps de calcul raisonnables. Les temps de calculs ont conduit à choisir le maillage 2. Cette étude de sensibilité au maillage a permis de quantifier les différences obtenues en fonction de la densification du maillage. En particulier, les fluctuations de pression sont sous-estimées par rapport à celles obtenues avec des maillages plus fins. Cela expliquera en partie les différences avec les mesures expérimentales présentées dans les paragraphes suivants.

Les temps de calcul des maillages les plus fins n'ont pas permis d'effectuer l'analyse spectrale avec une résolution fréquentielle correcte. Cette analyse sera détaillée seulement avec le maillage 2 dans la suite de ce chapitre.

5.1.3.6 Maillage dans l'aspirateur

La discrétisation spatiale de l'aspirateur a été effectuée grâce à un maillage hexaédrique généré par le mailleur ICFM CFD 16.0. L'analyse du maillage dans la roue a été effectuée avec un premier maillage d'aspirateur comportant 1.2 millions de nœuds.

La simulation discutée dans les paragraphes précédents montrent des fluctuations de plusieurs grandeurs physiques (pression, poussée axiale, ...) qui semblent purement numériques. Il a été montré que l'utilisation d'un maillage dans l'aspirateur avec des éléments d'une taille comparable à ceux du domaine de la roue permet de diminuer ces fluctuations. Cette analyse est présentée dans l'annexe C. Ainsi un maillage d'aspirateur comportant 3.9M d'éléments permet d'assurer une meilleure continuité du maillage entre ces deux domaines. Cela correspond alors à une augmentation de 9% du nombre de nœuds dans le domaine de calcul. Compte-tenu de l'amélioration qu'il permet, en réduisant les fluctuations non physiques issues de la mauvaise interpolation à l'interface, ce second maillage a été sélectionné pour effectuer la suite de l'étude.

5.1.3.7 Pas de temps

D'après Menter et al. [56], le pas de temps doit être choisi pour obtenir une valeur de CFL de l'ordre de 1 dans les régions où le terme du SAS, présenté dans le paragraphe 2.4.2, s'active. Ainsi, par itérations, la valeur du pas de temps a été fixée comme correspondant à une rotation de 1° afin d'obtenir une valeur de maximale de CFL proche de 1 dans les VIAs. La figure 5.7 présente, dans une coupe horizontale au niveau du centre du distributeur, la valeur du CFL local calculé à partir du champ de vitesse instantané, en se basant sur l'échelle de longueur du maillage définie par CFX [4]. On y voit que la valeur du CFL local est inférieure à 1 dans ce plan de coupe. Ce pas de temps est similaire à ceux utilisés dans les études présentées dans la littérature. Par exemple, Yamamoto et al. [98] utilisent un pas de temps d'environ 0.5° avec un modèle SAS pour étudier la dynamique des VIAs.

La figure 5.8 présente une visualisation du terme Q_{SAS} défini dans le paragraphe 2.4.2 au point *Pt4*. Les zones rouges correspondent à une valeur non nulle de Q_{SAS} : la résolution est de type SGE (modèle WALE). Les zones bleues correspondent à des zones résolues avec l'approche URANS. Cette figure montre qu'une partie du domaine, et notamment l'écoulement à proximité des VIAs dont on peut deviner le profil, est résolue avec le modèle WALE. D'après la figure 5.7, ces zones présentent des valeurs de CFL inférieures à 1. On note que l'écoulement dans l'entrefer est principalement résolu avec une approche URANS : cette zone n'est pas associée à des instabilités dans ces simulations.

Il faut noter que densifier un maillage implique l'augmentation du temps de calcul de façon non linéaire. D'une part l'augmentation du nombre de mailles est directement à l'origine de l'augmentation du coût de calcul. D'autre part, le fait que cela nécessite de réduire le pas de temps pour conserver une valeur de CFL proche de 1 dans les structures à résoudre est aussi à l'origine d'une augmentation du coût de calcul.

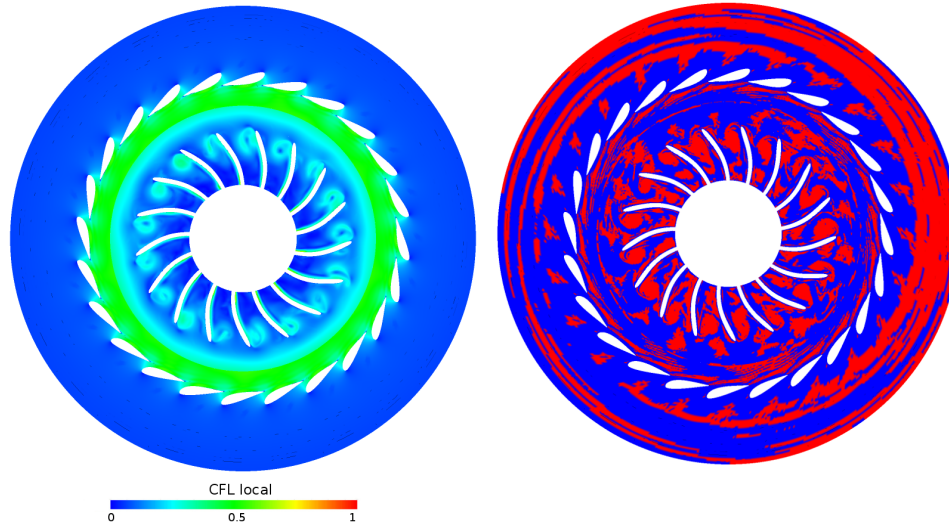


FIGURE 5.7 – Evaluation du CFL local dans une coupe horizontale au centre du distributeur au point $Pt4$

FIGURE 5.8 – Activation de la résolution type SGE au point $Pt4$: zones où le terme Q_{SAS} est non nul

5.2 Analyse de 4 points de fonctionnement à n_{11} fixé

L'ensemble des résultats exposés ci-dessus ont permis d'établir un modèle numérique pertinent pour prédire les VIAs. Le domaine de calcul est composé de l'ensemble des directrices, de la roue complète et de l'aspirateur, qui est prolongé par une extension simple suivie d'un convergent. Les calculs sont effectués avec un modèle SAS, utilisant un pas de temps fixé à 1° . Dans l'objectif de comparer ces résultats à des essais expérimentaux, le modèle numérique utilise les mêmes dimensions géométriques que celles associées à la machine utilisée lors des expériences afin de garantir toutes les similitudes.

Les résultats présentés dans les paragraphes suivant correspondent à des solutions statistiquement convergées. Les grandeurs statistiques ont été calculées sur une vingtaine de tours, à partir d'une solution déjà convergée.

5.2.1 Simulation de 4 points de fonctionnement

L'objectif de cette partie est d'analyser le comportement de l'écoulement de charge partielle pour 4 points de fonctionnement à \bar{n}_{11} fixé. Pour cela, il a été choisi de fixer la vitesse réduite par la charge nominale; $\bar{n}_{11}=1.1$. Reste alors à fixer le débit réduit Q_{11} pour simuler plusieurs points de fonctionnement.

5.2.1.1 Analyse des données expérimentales

Des données expérimentales permettent d'obtenir des mesures de pression sur 4 capteurs embarqués. Les valeurs crête à crête 97% des fluctuations de pression issues des résultats expérimentaux ont été reportées sur la figure 5.9. La définition de la valeur crête à crête 97% est celle présentée dans le paragraphe 2.6.1. Les résultats sont adimensionnés par la valeur maximale obtenue pour ces quatre capteurs.

La torche crée un maximum local de fluctuation de pression, pour $0.66 \leq \varphi / \varphi_{opt} \leq 0.76$. En dessous de cette valeur, trois régimes de fonctionnement sont discernables dans la figure 5.9.

0.66 $\geq \varphi / \varphi_{opt} \geq 0.45$: Quand φ / φ_{opt} décroît, seul le capteur S2 voit une augmentation (lente) des fluctuations de pression

$0.45 \geq \varphi/\varphi_{\text{opt}} \geq 0.32$: Quand $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ décroît, seul le capteur S1 change de comportement et voit des fluctuations importantes

$\varphi/\varphi_{\text{opt}} \leq 0.32$: Les trois capteurs restant subissent des fluctuations de pression plus importantes

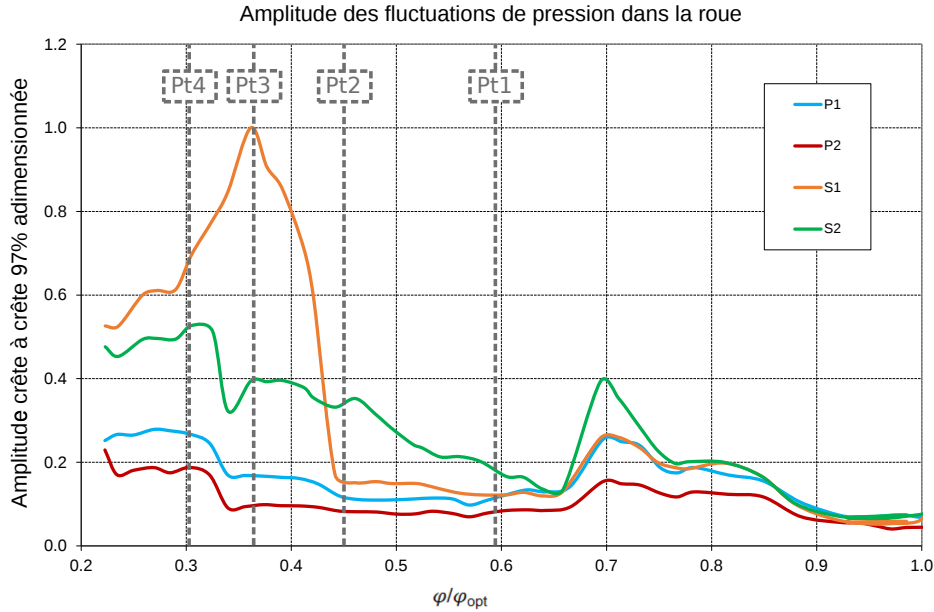


FIGURE 5.9. Variation de l'amplitude crête à crête des fluctuations de pression expérimentale sur les 4 capteurs embarqués dans la roue en fonction de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ à $\bar{n}_{11}=1.1$

5.2.1.2 Choix des points de fonctionnement

Pour comprendre ces différents régimes et expliquer les mesures expérimentales, 4 points de fonctionnement ont été étudiés grâce à la simulation numérique. Ils sont déterminés en fonction des points de mesure expérimentaux, et représentés dans la figure 5.9.

Pt1 : Peu de fluctuations sont mesurées par l'ensemble des capteurs.

Pt2 : A pour objectif de comprendre l'augmentation des fluctuations vues par S2 par rapport au Pt1. Les fluctuations vues par le capteur S1 n'ont pas encore augmentées.

Pt3 : Correspond au maximum de fluctuations pour S1.

Pt4 : Ce fonctionnement génère un maximum de fluctuations pour les 3 autres capteurs, ce qui correspond aussi au maximum de contraintes dans la roue. L'objectif est de comprendre à quoi sont dues ces fluctuations de pression.

5.2.2 Evolution des données intégrales

Ces quatre points de fonctionnement ont été simulés avec le modèle mis en place ci-dessus. Afin de valider les résultats numériques, les valeurs intégrales peuvent être comparées aux mesures expérimentales.

5.2.2.1 Validation à partir des données expérimentales

La chute correspond à la somme des pertes de charge calculées et modélisées dans la machines, ajoutées à la chute interne, qui correspond à l'énergie récupérée par la roue. Ainsi la chute déterminée numériquement ne correspond pas systématiquement à la valeur

expérimentale. Le tableau 5.2 présente les erreurs ainsi obtenues sur le couple et la chute calculés par rapport aux mesures expérimentales.

Caractéristiques	Pt1	Pt2	Pt3	Pt4
Erreur sur la chute	-5.4%	-4.8%	-5.6%	-6.2%
Erreur sur le couple	2.78%	1.57%	1.06%	-2.26%

TABLE 5.2 – Analyse des valeurs intégrales pour les 4 points de fonctionnement

Il faut noter que la chute est systématiquement plus faible numériquement qu'expérimentalement. Expérimentalement un faible débit de fuite, évoqué dans le paragraphe 1.1.4, est présent dans les labyrinthes. Čelič et al. [19] montrent d'ailleurs à travers une étude numérique que les pertes dans les labyrinthes augmentent en charge partielle, ce qui peut expliquer partiellement l'évolution des résultats obtenus. En charge partielle, Čelič et al. obtiennent une diminution de 5% du rendement de la turbine en prenant en compte l'écoulement dans les labyrinthes par rapport à une simulation qui néglige cet écoulement. De plus, des pertes par frottement entre les parties fixes et tournantes (appelées frottements disques) ne sont pas prises en compte dans les simulations numériques. Comme évoqué dans le paragraphe 4.2.1 du chapitre 4, les valeurs obtenues pour la chute confirment le fait que les pertes prédites par le modèle numérique, qui suppose un état de surface parfait, pas de débit de fuite, ou encore de frottements disques (entre 0.7 et 2.4% du couple d'après la littérature présentée dans le paragraphe 4.2.1), sont plus faibles que celles obtenues expérimentalement. De plus, pour le *Pt4*, environ 60% des pertes totales se font dans l'aspirateur. Le volume fluide représentant l'aspirateur n'a pas été discrétisé avec un maillage fin ; il est possible que la différence de chute s'explique également par une sous-estimation des pertes d'aspirateur.

Le couple calculé montre une surestimation de l'ordre de 2% du couple expérimental, à l'exception du *Pt4* où le couple est sous-estimé. L'erreur sur le couple est donc minimale ; le chargement de la roue est bien prédit. L'écoulement dans la roue est donc représentatif des points de fonctionnement étudiés expérimentalement.

Ces résultats permettent donc de valider le modèle numérique grâce aux mesures expérimentales.

5.2.2.2 Evolution des pertes dans la machine

Il est intéressant d'observer le comportement des pertes dans l'ensemble de la machine selon le point de fonctionnement. La figure 5.10 représente l'évolution des pertes calculées dans la simulation en fonction de φ/φ_{opt} .

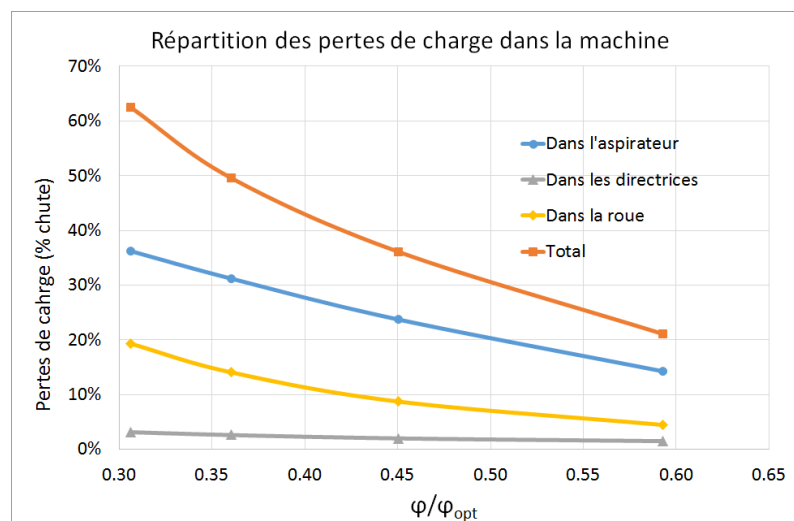


FIGURE 5.10. Variation des pertes dans la machine pour les quatre points de fonctionnement simulés

On peut noter que l'évolution des pertes dans l'aspirateur et dans les directrices sont presque linéaires. Ce n'est pas le cas dans la roue, qui croit de façon plus importante en charge très partielle. Il est possible d'associer cette augmentation à la présence d'écoulements secondaires générés par les VIAs ; ces derniers font nettement diminuer le rendement de la machine à travers l'augmentation des pertes dans la roue.

5.2.3 Evolution des topologies de VIA

5.2.3.1 Visualisation des VIAs

La figure 5.11 représente les VIA à travers un iso-contour de Q instantané (de même valeur dans les 4 cas) pour chaque point de fonctionnement. Cette figure montre notamment que différents phénomènes apparaissent.

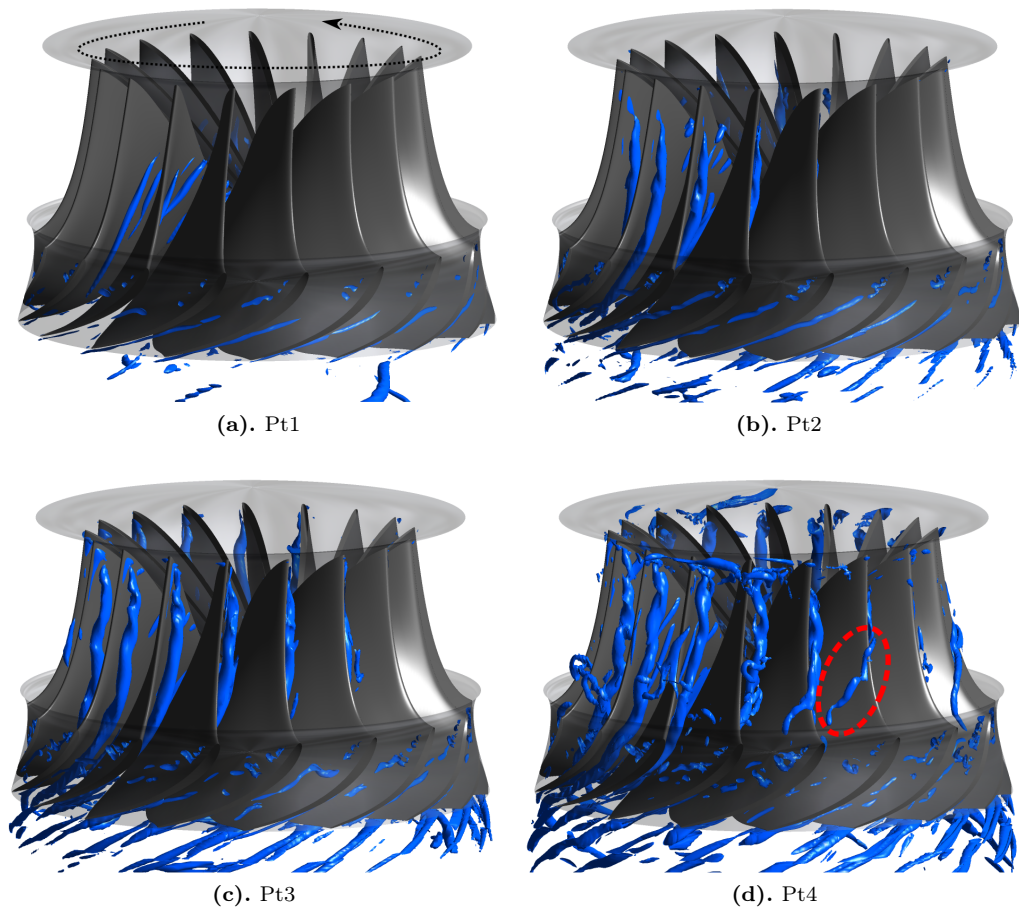


FIGURE 5.11. Visualisation des VIAs par un iso-contour de Q pour les 4 points de fonctionnement

La figure 5.11a met en évidence la présence d'un vortex dû au pompage au point $Pt1$, car il apparaît au milieu de canal et possède la topologie caractéristique présenté dans le chapitre 4.

Au point $Pt2$, représenté dans la figure 5.11b, un défaut d'incidence apparaît en plus de ce vortex de pompage. En effet, des structures cohérentes issues du bord d'attaque proche du plafond sont observables. Le vortex de pompage, toujours présent, se trouve plus haut sur le plafond. Plusieurs structures apparaissent dans la région de pompage ; ce sont des instabilités, discutées dans les paragraphes suivants.

Le point de fonctionnement $Pt3$ est un cas limite : le vortex de pompage se retrouve très proche du bord d'attaque où le vortex de défaut d'incidence est présent. Les deux vortex

fusionnent et forment une seule structure cohérente.

Enfin, l'écoulement au point *Pt4* est caractérisé par la présence de vortex attachés au plafond. D'autres structures sont aussi présentes dans l'entrefer. On peut notamment distinguer des vortex qui passent d'un canal à l'autre en contournant le bord d'attaque; une de ces structures est entourée en rouge sur la figure 5.11d.

5.2.3.2 Influence du débit sur le pompage

Pour comprendre l'influence de φ/φ_{opt} sur les vortex de pompage, l'intensité du pompage peut être quantifiée. Ici la mesure du débit de pompage est effectuée dans un plan horizontal dans le cône, et est définie comme étant égale à l'intégrale surfacique de la vitesse axiale moyenne sur la zone caractérisée par une vitesse axiale moyenne orientée vers la roue. On définit l'intensité de pompage comme le rapport entre le débit de pompage et du débit total. La figure 5.12 présente l'influence du point de fonctionnement sur l'intensité du pompage.

Ce graphique montre que l'intensité du pompage augmente lorsque φ/φ_{opt} diminue, jusqu'à atteindre 45% du débit total au point *Pt4*. C'est l'intensité du pompage qui pilote le vortex de pompage, généré par le cisaillement entre l'écoulement incident (représenté dans ce rapport par le débit total) et le pompage.

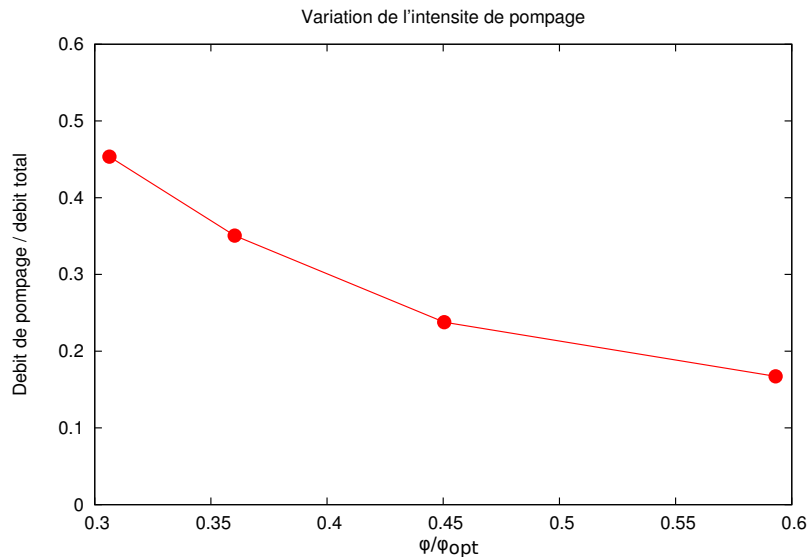


FIGURE 5.12. Intensité du pompage en fonction de φ/φ_{opt} à $\bar{n}_{11}=1.1$

5.2.4 Evolution des fluctuations de pression en fonction du point de fonctionnement

Les vortex sont étudiés principalement à cause des contraintes qu'ils engendrent sur la roue. Ce paragraphe propose dans un premier temps de comprendre l'évolution des fluctuations de pression en fonction du point de fonctionnement. Ensuite les phénomènes associés à chaque point de fonctionnement sont étudiés. Ainsi, pour chaque point de fonctionnement, l'analyse fréquentielle des phénomènes simulés sera proposée. L'objectif est ainsi de dissocier les différents phénomènes et de les caractériser par leurs signatures fréquentielles spécifiques.

5.2.4.1 Analyse qualitative de la répartition de l'écart-type de la pression

Pour comprendre l'influence du point de fonctionnement sur le chargement dynamique sur la roue, il est intéressant d'analyser la répartition des fluctuations de pressions sur une aube. La figure 5.13 présente l'écart-type de la pression, sur l'extrados d'une aube, pour les quatre points de fonctionnement.

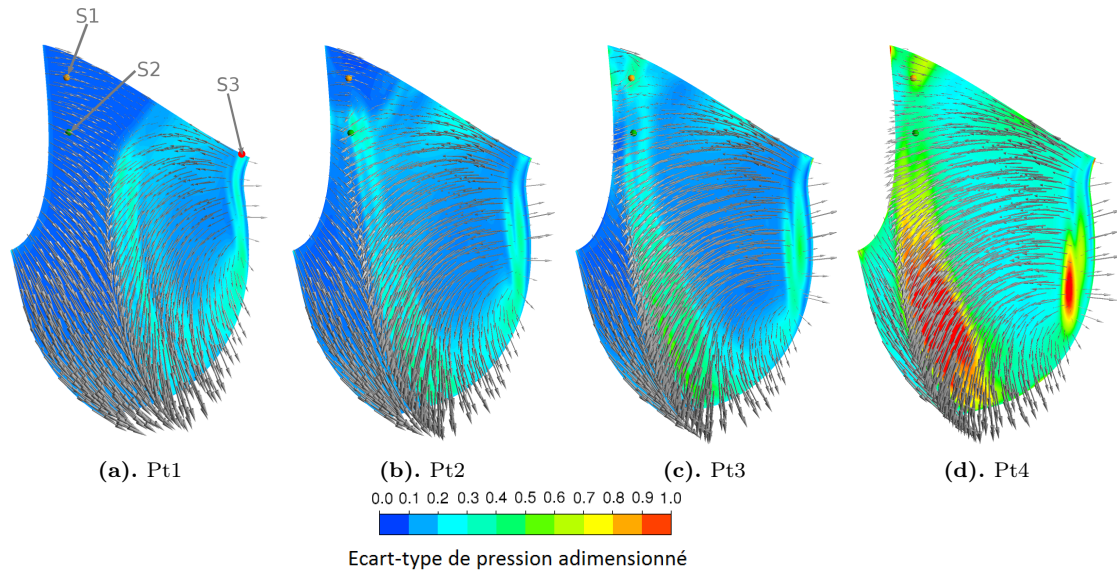


FIGURE 5.13. Evolution de l'écart-type de pression sur les aubes pour les 4 points de fonctionnement et lien avec le vecteur vitesse proche de l'extrados

Seule l'évolution des fluctuations de pression est ici discutée. L'analyse détaillée de chaque point de fonctionnement est présentée par la suite.

Tout d'abord, ces résultats permettent de conclure que les maxima locaux d'écart-type de pression sont dus à la présence de VIAs. En effet, la trace du vortex est clairement identifiable en extrados et correspond au maximum de fluctuation de pression. Ainsi, **les VIAs sont responsables du maximum de fluctuations de pression dans la roue.**

De plus, un autre maximum local est systématiquement présent en extrados proche du bord de fuite. Il est généré par l'écoulement de pompage qui décolle au niveau du bord de fuite et impacte la roue. L'évolution de l'écart-type entre les points 1 et 3 montre que l'amplitude de ces fluctuations de pression au point d'arrêt augmentent lorsque $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ diminue. Le point 4 étant caractérisé par une hausse plus globale des fluctuations de pression, il est analysé par la suite. **L'écoulement de pompage décolle au bord de fuite et génère un maximum local de fluctuation de pression au point d'arrêt, situé en extrados.**

Ensuite la trace des VIAs permet d'identifier leur type et de comprendre le chargement qu'ils imposent. On retrouve les traces correspondantes aux types de VIAs évoqués dans la partie précédente. Par exemple, le point de fonctionnement *Pt1* montre clairement un vortex de pompage. La zone où le pompage est présent est caractérisée par la présence de fluctuations de pression non négligeables. Comme le montre la figure 5.11a, plusieurs petites structures tourbillonnaires sont attachées au plafond. Il apparaît que ces structures sont transportées par l'écoulement moyen jusqu'au vortex de pompage. L'amplitude des fluctuations de pression dans la zone de pompage est similaire pour les trois premiers points de fonctionnement. Ainsi, **l'écoulement de pompage est à l'origine de fluctuations de pression sur les aubes.**

Enfin, le point *Pt4* est caractérisé par une augmentation globale des fluctuations de pression sur l'aube par rapport aux autres points de fonctionnement. Le fait que cette augmentation ne soit pas localisée spécifiquement dans la trace du vortex montre qu'elle est certainement liée à un autre phénomène que les VIAs. **En charge très partielle ($\varphi/\varphi_{\text{opt}} = 0.31$), l'amplitude des fluctuations de pression augmente sur toute l'aube ; ce n'est pas lié aux VIAs.** Ce résultat sera détaillé dans le paragraphe 5.2.6.4.

5.2.4.2 Quantification des fluctuations de pression et comparaison aux mesures expérimentales

Un premier indicateur pour évaluer la pertinence de ces calculs consiste à comparer les valeurs crête à crête 97% au niveau des capteurs embarqués par rapport aux mesures expérimentales. Les valeurs alors obtenues sont reportées dans la figure 5.14, représentant aussi les mesures expérimentales.

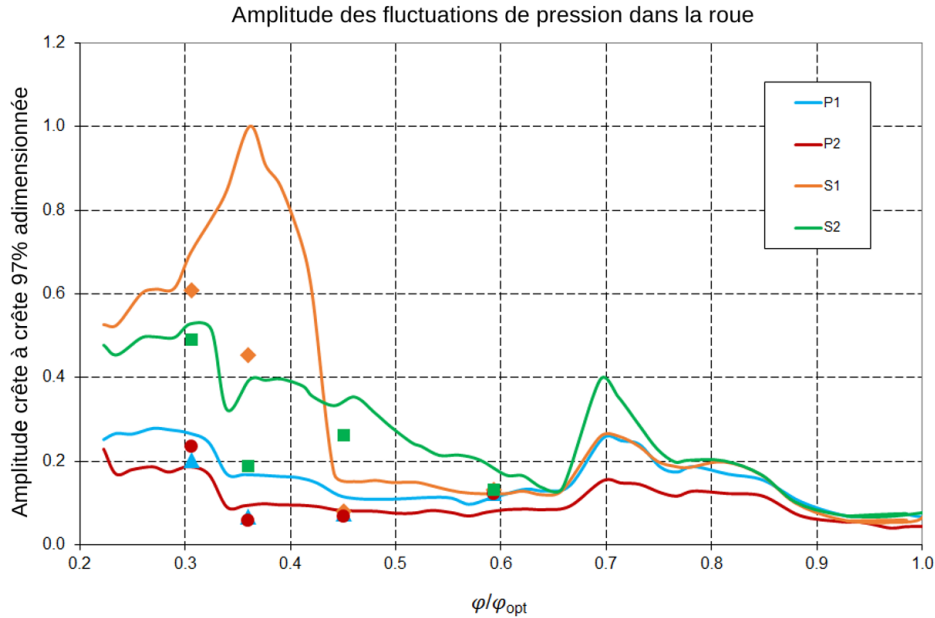


FIGURE 5.14. Comparaison de l'amplitude crête à crête des fluctuations de pression dans la roue par rapport aux mesures expérimentales

D'après le paragraphe 5.1.3, le maillage utilisé n'est pas suffisamment fin pour garantir la convergence des fluctuations de pression. En effet, il a été montré qu'à $\varphi/\varphi_{\text{opt}} = 0.31$, l'utilisation d'un maillage plus dense conduit à obtenir des fluctuations de pression plus importantes. Le point *Pt4* est très proche du point de fonctionnement utilisé pour effectuer l'analyse de sensibilité au maillage. Les résultats de fluctuations de pression correspondent à ceux présentés pour le maillage 2 et s'accordent très correctement avec les valeurs expérimentales pour ce point de fonctionnement.

Cependant, il faut constater que les résultats des autres points de fonctionnement sont plus éloignés des mesures expérimentales. On peut notamment noter que le maximum de fluctuations de pression du capteur S1 n'est pas prédit correctement par ces simulations. Il s'avère que cette zone de fonctionnement est caractérisée par de fortes instabilités au niveau du capteur S2 causées par l'intermittence entre vortex au plafond et défaut d'incidence. Ce phénomène est discuté par Bouajila [11] : cette importante valeur crête à crête 97% des fluctuations de pression expérimentales est générée uniquement par des événements ponctuels, basses fréquences. Les résultats numériques montrent alors que cette simulation numérique ne permet pas de prédire correctement ces fortes instabilités. Ce phénomène est présenté plus en détail dans le paragraphe 5.2.6.3.

L'utilisation de la valeur crête à crête permet d'évaluer l'ordre de grandeur des fluctuations de pression. Cette grandeur n'est cependant pas suffisante pour analyser les fluctuations d'un signal temporel complexe. Les paragraphes suivants proposent une analyse plus détaillée de l'écoulement pour chacun de ces 4 points de fonctionnement, en s'intéressant notamment aux spectres de fluctuations de pression.

5.2.5 Détail des phénomènes mis en évidence sur ces points de fonctionnement

Afin de comprendre précisément les phénomènes responsables de l'évolution des fluctuations de pression décrite ci-dessus, les paragraphes suivant soulignent les phénomènes communs aux 4 points de fonctionnement.

5.2.5.1 Instationnarité du pompage

5.2.5.1.1 Lien entre écart-type et topologie de l'écoulement

Pour chaque point de fonctionnement, il s'avère que le pompage est source de fluctuations de pression. En effet, la figure 5.13 présente l'écoulement proche de l'extrados pour chaque point de fonctionnement. Il apparaît ainsi que les fluctuations de pression importantes coïncident avec la zone du pompage. Le maximum de fluctuation de pression correspond plus particulièrement au vortex, qui est situé à l'interface entre la zone de pompage et la zone d'écoulement "incident".

Ces instationnarités sont générées par la présence de structures tourbillonnaires dans la zone de pompage. Elles sont présentes pour chaque point de fonctionnement ; la figure 5.15a l'illustre pour le point de fonctionnement *Pt1* qui n'est soumis qu'à ce phénomène.

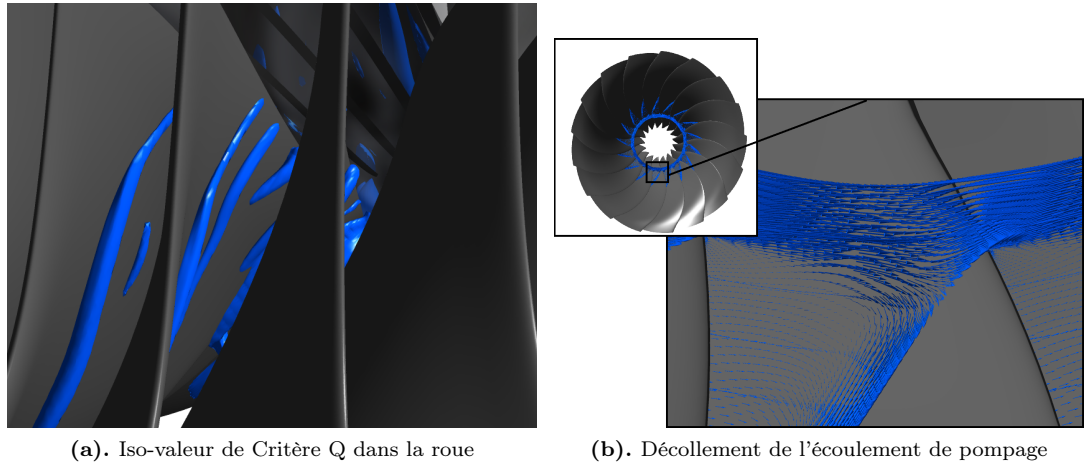


FIGURE 5.15. Analyse de l'écoulement de pompage au point *Pt1*

L'écoulement de pompage est principalement axial. En effet, par exemple au point *Pt1*, on a dans la zone de pompage dans le repère absolu : $\frac{\langle U_\theta \rangle}{\langle U_z \rangle} = 0.25$. La figure 5.15b représente cet écoulement, dans le repère tournant, au niveau du bord de fuite de la roue dans la région de pompage. On y voit que l'écoulement de pompage subit un décollement au niveau du bord de fuite. Ce décollement impacte ensuite l'aube suivante, définissant un point d'arrêt.

5.2.5.1.2 Signature fréquentielle des VIAs de pompage

Pour analyser les fréquences associées aux instabilités dans le pompage, il est possible d'étudier les transformées de Fourier discrètes des signaux de pression en des points particuliers.

Les 4 capteurs utilisés expérimentalement sont placés en entrée de la roue, à proximité du bord d'attaque. D'après la figure 5.13, le capteur S1 se trouve dans la région de pompage à partir du point *Pt2* et le capteur S2 à partir du point *Pt3*. Cela explique en partie l'augmentation des valeurs crête à crête présentée dans la figure 5.14. Cependant, trop éloignés du vortex de pompage dans les autres cas, l'analyse fréquentielle des signaux de pression sur ces capteurs ne permet pas de d'observer les fréquences des fluctuations liées au pompage.

Les simulations numériques permettent des mesures de pression à de nombreux points du domaine. Un capteur de pression placé au niveau du point d'arrêt, sur le plafond, permet d'analyser le comportement dynamique de cet écoulement de pompage dans le domaine de la roue. Il est noté $S3$ sur la figure 5.13. Le spectre associé est présenté pour tous les points de fonctionnement dans la figure 5.16.

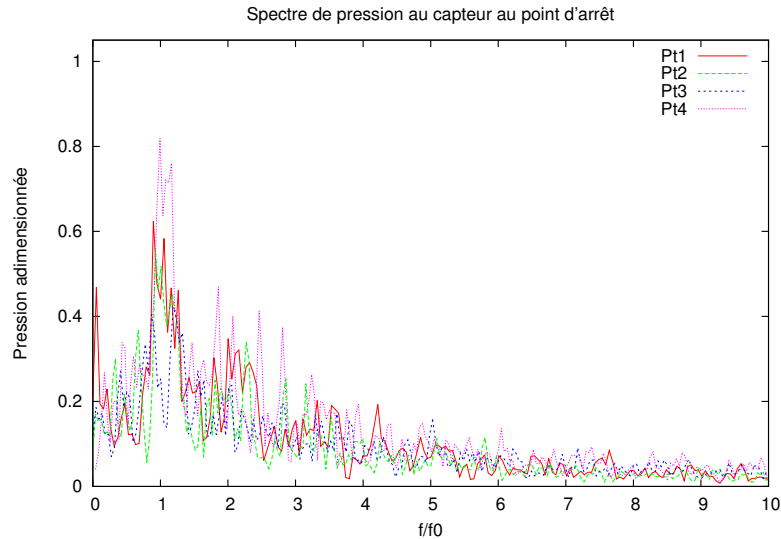


FIGURE 5.16. Fluctuations de pression au niveau du point d'arrêt pour tous les points de fonctionnement

Les 4 points de fonctionnement montrent un maximum de fluctuations de pression sur ce capteur à des fréquences proches de f_0 . **Ainsi, l'écoulement de pompage génère des fluctuations de l'ordre de la fréquence de rotation de la roue.**

Pour comprendre pourquoi le pompage génère des basses fréquences, il est intéressant de regarder les vitesses axiales moyennes sous la roue. La figure 5.17 présente la visualisation des vitesses axiales orientées vers la roue dans un plan horizontal dans le cône. La vitesse est adimensionnée par une même valeur pour les 4 points de fonctionnement, correspondant au maximum observé dans cette représentation. Il s'agit donc de la zone de pompage.

Tout d'abord, cette représentation montre que la zone de pompage s'étend et que les vitesses axiales augmentent globalement lorsque le débit diminue. Ceci est cohérent avec le résultat présenté à la figure 5.12.

Cette figure montre de plus que le pompage n'est pas axisymétrique. En effet, les zones de vitesses axiales maximales ne sont pas localisées au centre du cône. On peut supposer que cette non-axisymétrie est causée par la présence du coude et la géométrie de l'aspirateur en général, qui rompt avec la géométrie axisymétrique du conduit. Ainsi, dans le repère tournant, un canal de roue voit pendant un tour de roue un maximum de pompage ; générant des fluctuations à des fréquences proches de f_0 .

Ceci explique le lien entre la non-axisymétrie du pompage et le spectre présenté dans la figure 5.16.

Ainsi, la non-axisymétrie du pompage est à l'origine de fluctuations à la fréquence de l'ordre de f_0 dans la zone de pompage.

5.2.5.2 Déstructuration de la torche

L'état de l'art montre que les régimes associés à la présence de VIAs correspondent à une disparition de la torche. Plus particulièrement, Yamamoto [95] met en évidence des structures présentes dans l'aspirateur, comme discuté dans le paragraphe 3.1.1.2. Il montre notamment que ces structures sont à l'origine de fluctuations de pression dans le cône, dont la fréquence dépend du point de fonctionnement. Le paragraphe suivant propose l'analyse de ce phénomène pour les 4 points de fonctionnement simulés.

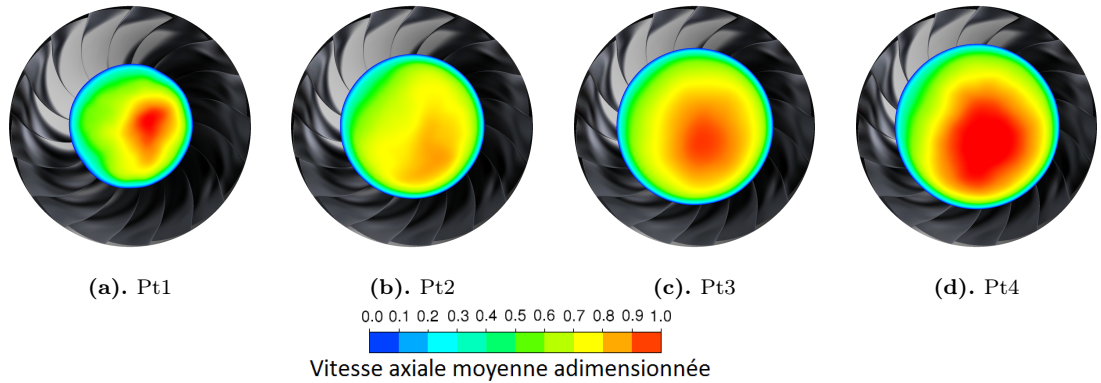


FIGURE 5.17. Visualisation des vitesses axiales moyennes dans la zone de pompage sous la roue pour les 4 points de fonctionnement

5.2.5.2.1 Visualisation des structures dans le cône

L'analyse proposée ici permet de comprendre la dynamique de l'écoulement en aval de la roue.

D'après les visualisations expérimentales effectuées par Bouajila et al. [12] et la figure 5.9, la torche de charge partielle est présente dans la plage de fonctionnement définie pour des valeurs de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ comprises entre 0.67 et 0.75. Ainsi, pour les quatre points de fonctionnement étudiés, la torche n'est pas présente. Il faut cependant noter que pour les régimes où la torche est présente, le chapitre précédent montre que des VIAs peuvent apparaître.

Malgré l'absence d'une torche bien structurée, les simulations numériques mettent en évidence des structures tourbillonnaires complexes dans l'aspirateur. Elles sont représentées sur la figure 5.18 par un contour d'iso-pression pour les 4 points de fonctionnement.

Il apparaît que trois structures sont présentes sous la roue, avec parfois l'apparition intermittente d'une quatrième structure. Ces structures possèdent des topologies similaires, mais sont plus ou moins allongées selon la direction axiale en fonction des points de fonctionnement. **Un écoulement de charge partielle est donc caractérisé par la présence dans le cône de structures tourbillonnaires à basse pression.**

5.2.5.2.2 Signature fréquentielle des structures dans le cône

Afin d'analyser la dynamique de ces structures, les mesures de pression dans le cône permettent d'obtenir les fréquences associées à ce phénomène. La figure 5.19 présente les spectres de fluctuations de pression au capteur C1, placé dans le cône pour les signaux expérimentaux (5.19a) et numériques (5.19b). Les spectres expérimentaux montrent une meilleure résolution fréquentielle que les spectres numériques car la durée du signal expérimental est ici 10 fois plus grande que celle des signaux numériques. D'après ces mesures expérimentales, le spectre de fluctuation de pression présente un maximum entre 1.2 et $1.6 f_0$ pour les points de fonctionnement *Pt2*, *Pt3* et *Pt4*. Le point *Pt1* montre d'après les mesures expérimentales des fluctuations à $0.73 f_0$ dans le cône ; la dynamique est différente de celle observée pour les autres points de fonctionnement. Les visualisations proposées dans la figure 5.18 ne montrent pas des structures distinctes dans le cône pour le point *Pt1*. Sous la roue on note la présence de 3 structures, mais elles semblent interagir entre elles plus bas dans le cône.

Les spectres numériques souffrent d'une mauvaise résolution fréquentielle et ne montrent pas de maximum global net, à l'exception du point *Pt1* à une fréquence de $0.63 f_0$. On note tout de même que les fréquences associées aux amplitudes maximales pour les autres points de fonctionnement sont dans une gamme de fréquence similaire à celles observées expérimentalement, inférieures à $2f_0$.

Pour analyser qualitativement la dynamique de ces structures, on peut considérer que 3

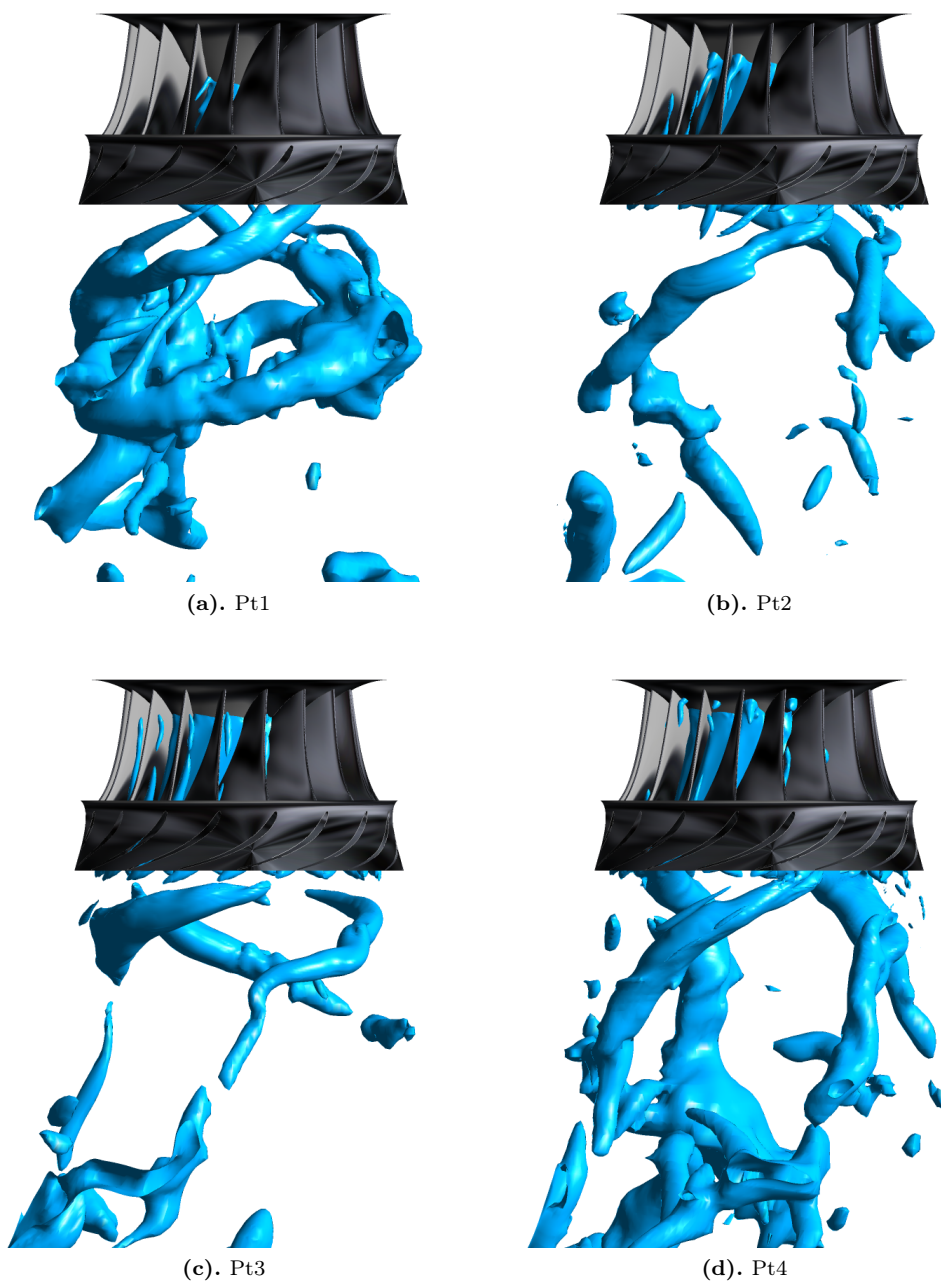


FIGURE 5.18. Evolution des structures dans le cône en fonction du débit : visualisation d'un contour d'iso-pression

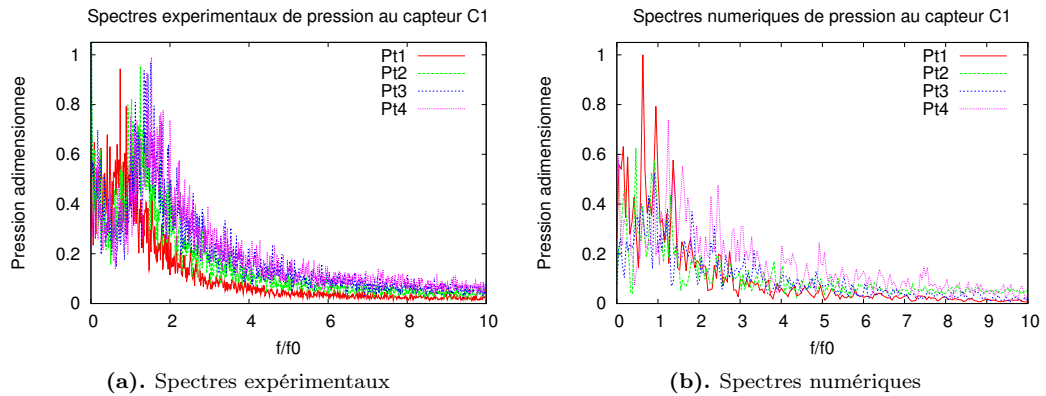


FIGURE 5.19. Fluctuations de pression au capteur C1 pour tous les points de fonctionnement

structures, réparties périodiquement dans l'espace, sont présentes dans le cône. On suppose qu'elles génèrent des fluctuations de l'ordre de $1.5 f_0$ afin de représenter au mieux les résultats expérimentaux. Cette hypothèse est vérifiée pour les points de fonctionnement *Pt3* et *Pt4*, et est peu éloignée des observations effectuées pour le point de fonctionnement *Pt2*. Cela signifie que ces structures tournent dans le repère fixe à $0.5 f_0$ dans le sens de rotation de la roue. Ainsi, il faut deux tours de roue pour qu'un observateur dans la roue voie les trois structures. Cela génère donc des fluctuations de pression de $1.5 f_0$ aussi dans le repère tournant associé à la roue.

On peut noter que les fréquences mesurées dans le cône sont supérieures à celles mesurées lors de la présence d'une torche de charge partielle.

En conclusion, les structures présentes dans le cône en sortie de la roue génèrent des fluctuations de pression à une fréquence de l'ordre de 1 à $2 f_0$ dans le repère fixe. Dans la roue, pour ces points de fonctionnement, cela correspond aussi à des fluctuations à environ $1.5 f_0$.

5.2.5.3 Structures tourbillonnaires dans l'entrefer

5.2.5.3.1 Topologie des structures

Des structures tourbillonnaires ont été observées dans l'entrefer, à proximité du plafond, seulement pour le point *Pt4*. Elles sont entourées dans la figure 5.20 qui propose une visualisation d'une iso-surface de Q . Ces structures sont situées en entrée de la roue, donc dans la partie haute pression de la roue. Même si elles sont à l'origine de dépressions locales, la pression y est relativement haute par rapport à la pression moyenne dans la roue. Ces structures ne sont donc pas soumises au phénomène de cavitation. Il est donc difficile de vérifier leurs présences expérimentalement par des observations de cavitation.

Dans la figure 5.20, seules deux structures sont observées. A d'autres instants, trois ou quatre structures ont été détectées ; il apparaît que le nombre de structures varie au cours du temps. Le paragraphe suivant valide ces observations grâce aux données expérimentales.

Le signal temporel de pression sur le capteur E1 est représenté sur la figure 5.21a. Elle montre que l'apparition de ce phénomène nécessite un temps de calcul important : les oscillations liées à la présence de ces structures apparaissent au bout de 20 tours de roue. Ces instabilités prennent donc un certain temps à se déclencher. La génération de ces structures n'est pas entièrement expliquée dans ce travail. Cependant il apparaît, pour le point *Pt4*, que l'écoulement de pompage sort du canal, comme illustré dans la figure 5.13d. La présence de cet écoulement pourrait être à l'origine de cisaillement dans l'entrefer, générant ce type de structures.

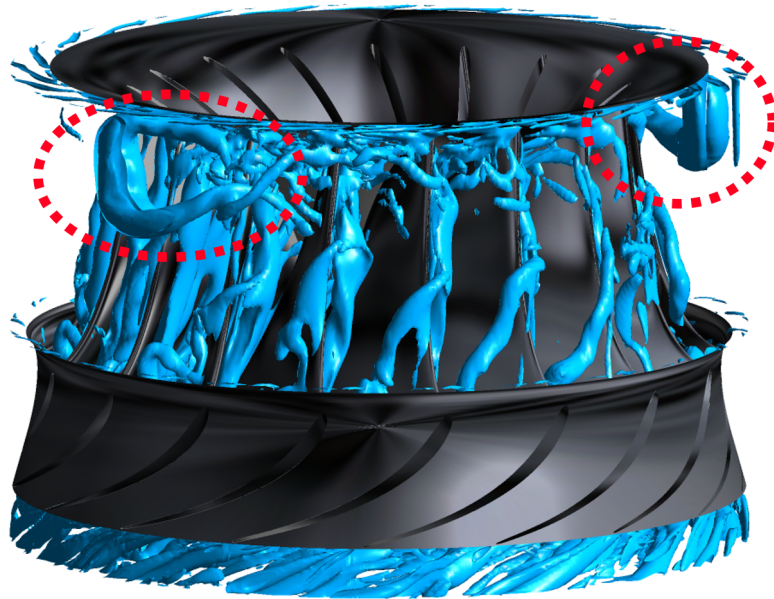


FIGURE 5.20. Critère Q dans l'entrefer et la roue pour le point $Pt4$

5.2.5.3.2 Signature fréquentielle des structures dans l'entrefer

La figure 5.21b présente une comparaison entre les spectres de pression expérimentaux et numériques.

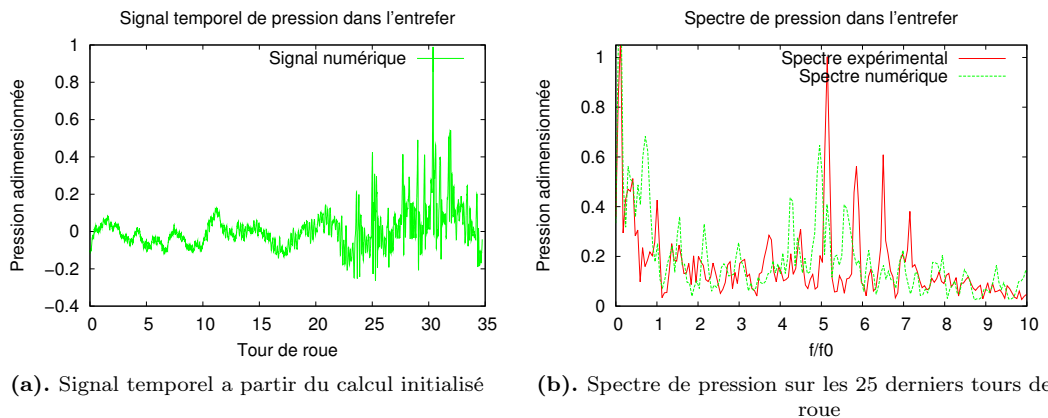


FIGURE 5.21. Analyse des signaux de pression au capteur E1 au point $Pt4$

Elle met en évidence la présence de maxima locaux entre 4 et 7 fois la fréquence de rotation de la roue dans le signal expérimental. La simulation numérique prédit une signature fréquentielle similaire avec des maxima locaux à des fréquences proches. Cependant l'amplitude est sous-estimée par rapport aux mesures expérimentales. Comme évoqué précédemment, les instabilités liées à ces structures n'apparaissent sur le signal numérique qu'après environ 20 tours de roue. Limité par le coût de calcul, le signal numérique ne semble pas suffisamment convergé pour obtenir un spectre où les instabilités sont présentes sur l'ensemble de la fenêtre.

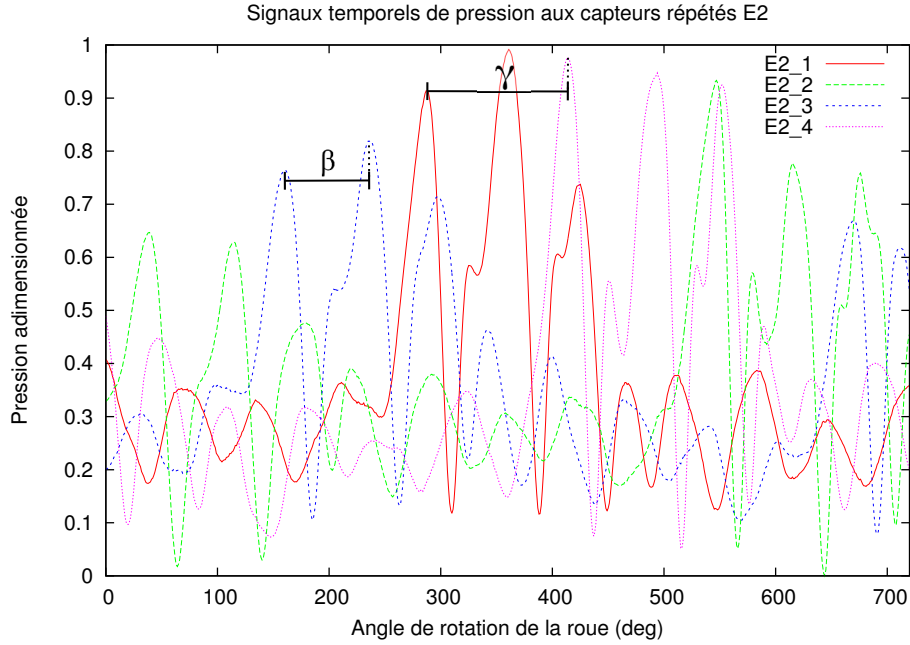


FIGURE 5.22 – Déphasage entre les signaux de pression du capteur E2 au point Pt4

Afin d’analyser la dynamique de ces structures, le capteur numérique E2 a été répété 4 fois dans la roue, avec un décalage de $\frac{\pi}{2}$ entre chaque capteur. Pour comprendre précisément le comportement de ces structures, une courte fenêtre temporelle peut être utilisée. Le signal temporel mesuré par ces 4 capteurs est représenté dans la figure 5.22 sur une durée de 2 tours de roue, ce qui correspond à la fin du signal présenté dans la figure 5.21a. Cette fenêtre a été volontairement choisie pour expliquer le phénomène étudié.

Les signaux temporels présentent chacun trois principaux maxima locaux, avec un déphasage correspondant à une rotation de la roue $\gamma = 130^\circ$ entre chaque capteur. $\gamma = 130^\circ$ est indiqué sur la figure 5.22 entre les capteurs $E2_1$ et $E2_4$. La roue tourne donc de 130 degrés lorsque les structures parcourent une rotation équivalente à celle entre deux capteurs, soit 90 degrés. Ainsi, on peut déduire que les structures tournent à une vitesse de $\Omega_1 = \frac{90}{130}f_0 = 0.69f_0$ dans le repère fixe. On retrouve cette fréquence dans le spectre numérique uniquement, présenté dans la figure 5.21b, qui correspond à une rotation entière de l’ensemble des structures dans l’entrefer.

Les trois principaux maxima locaux correspondent au passage de trois structures principales. On peut cependant noter d’autres maxima locaux d’amplitude plus faible, correspondant à des petites structures. Au total 7 structures seraient présentes d’après ce signal temporel. La période définie par le passage de deux structures principales devant un même capteur correspond à la rotation de $\beta = 75^\circ$ de la roue, définie sur la figure 5.22. Cela correspond donc une rotation de $75^\circ * 0.69 = 51^\circ$ des structures. On peut en déduire que ces trois structures sont séparées d’un angle de $\alpha_1 = 51^\circ$. Dans le repère fixe, cela génère donc des fluctuations de pression à une fréquence donnée par :

$$f_i = \frac{360}{\alpha_1} \Omega_i \quad (5.1)$$

où $i = 1$. Ainsi, ces trois structures génèrent des fluctuations de pression à $4.9 f_0$ dans le repère fixe.

Il faut alors noter que le spectre du signal numérique représenté dans la figure 5.21 montre en effet un maximum local de fluctuations de pression à $4.9 f_0$. C’est donc le passage de ces trois structures qui est à l’origine de cette signature fréquentielle.

Cependant, d’autres maxima locaux sont présents. L’analyse temporelle effectuée ci-

dessus sur le capteur E2 n'est valide que pendant une certaine fenêtre temporelle. D'autres modes ont été observés sur différentes fenêtres temporelles. Pour ces autres modes, numérotés avec l'indice i , il a été noté que la vitesse de rotation de ces structures reste identique, à $\Omega_i = 0.69f_0$. Ces structures sont transportées par l'écoulement moyen, il est attendu que la vitesse de rotation de ces structure soit indépendante du mode. Cependant leur nombre et leur répartition dans l'espace (directement liés à β_i) sont différents. La fréquence associée à chacun de ces modes est donnée par l'équation (5.1). **Chaque mode génère un maximum local, ce qui explique le spectre de fluctuation présenté dans la figure 5.21.**

Pour connaître l'influence de ces structures sur les fluctuations de pression dans la roue, il est nécessaire de les observer depuis le repère tournant. Ces structures tournent dans le sens de la roue. Dans le repère tournant, elles tournent donc à une fréquence $\Omega^{\text{roue}} = f_0 - 0.69f_0$. Pour chaque mode, elles génèrent donc dans la roue des fluctuations de pression à des fréquences $f_i^{\text{roue}} = \Omega^{\text{roue}} \frac{360^\circ}{\alpha_i}$. Ainsi, par exemple pour le mode à 3 structures, présenté ci-dessus, les fluctuations de pression associées dans la roue s'effectuent à une fréquence $0.31f_0 \frac{360}{51} = 2.2f_0$. Deux autres modes observés à d'autres instants de cette simulation mettent en évidence des fréquences dans la roue à $0.87f_0$ et $0.5f_0$.

La signature fréquentielle de ces structures est donc basse fréquence dans le repère de la roue.

5.2.6 Justification de l'amplitude des fluctuations de pression mesurées pour chaque point de fonctionnement

L'objectif des paragraphes suivants est d'expliquer les amplitudes des fluctuations de pression mesurées dans la roue, représentées sur la figure 5.14, à partir des phénomènes mis en évidence ci-dessus.

5.2.6.1 *Pt1*

Le point de fonctionnement *Pt1* est caractérisé par la présence d'un vortex de pompage uniquement.

Les 4 capteurs utilisés expérimentalement sont placés en entrée; en dehors de la zone de pompage. La contribution des fluctuations liées au pompage est donc négligeable, ce qui explique les valeurs crête à crête très faibles.

Le pompage génère des fluctuations basses fréquences au centre de la roue; comme il a été discuté dans le paragraphe 5.2.5.1.

5.2.6.2 *Pt2*

Contrairement au *Pt1*, ce point de fonctionnement est caractérisé par la présence de deux types de vortex : le vortex de pompage et le vortex de défaut d'incidence extradados. Par rapport au point *Pt1*, le pompage est ici plus intense, donc le vortex se rapproche des capteurs situés en extradados.

La figure 5.13b montre que le capteur S1 ne se trouve pas encore dans la zone de pompage. De plus, cette figure ne montre pas de fluctuations de pression liées au défaut d'incidence proche du bord d'attaque.

Ainsi le capteur S1 ne voit pas d'augmentation des fluctuations de pression car le défaut d'incidence n'en génère pas en ce point. Ce dernier se mélange au vortex de pompage à proximité du capteur S2, qui voit donc des fluctuations plus importantes qu'au point *Pt1*. Le mélange de ces deux vortex est illustré sur la figure 5.23, qui rappelle la localisation des deux capteurs en extradados.

A ce point de fonctionnement, la présence du vortex de défaut d'incidence ne semble donc pas générer davantage de fluctuations de pression dans la roue.

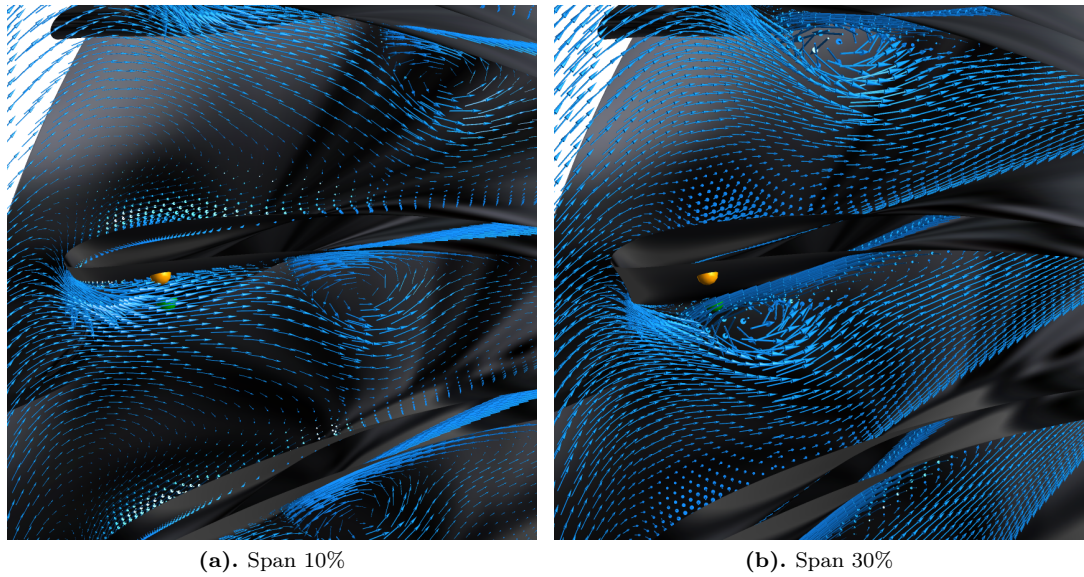


FIGURE 5.23. Vecteurs vitesse à hauteur des deux capteurs en extradados pour le point *Pt2*. Les capteurs *S1* et *S2* sont respectivement représentés en jaune et vert.

5.2.6.3 *Pt3*

Ce point de fonctionnement est caractérisé par une augmentation brusque de la valeur crête à crête du capteur *S1* par rapport au point de fonctionnement *Pt2*, alors que les fluctuations de pressions mesurées par les autres capteurs conservent des amplitudes comparables.

Les données expérimentales révèlent des fluctuations de pression basses fréquences à $0.3f_0$ avec une amplitude très importante devant les autres phénomènes. Ce phénomène basse fréquence est prédit par la simulation numérique, comme le montre la figure 5.24. Cependant l'amplitude de ce phénomène est sous-estimée, conduisant à une mauvaise prédiction de la valeur crête à crête des fluctuations de pression.

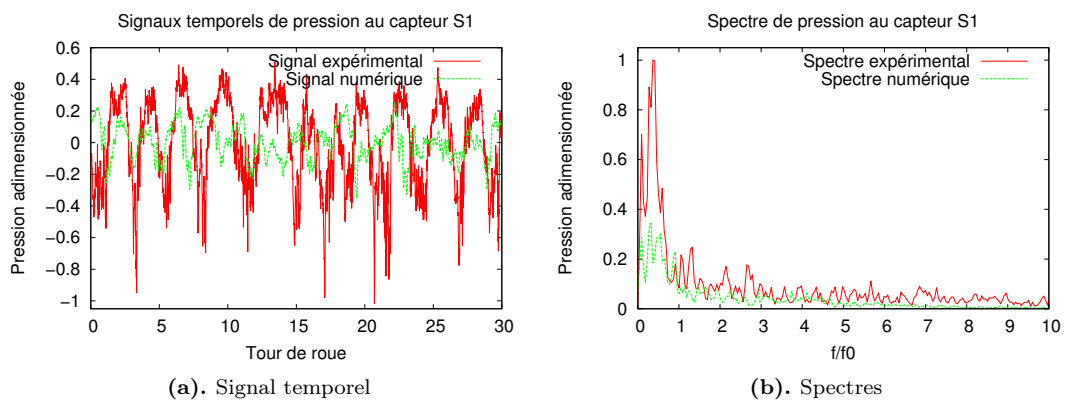


FIGURE 5.24. Comparaison des résultats numériques et expérimentaux des mesures de pression au capteur *S1* pour le point *Pt3*

Les phénomènes détaillés dans la partie 5.2.5 n'expliquent pas à eux seuls ces résultats. Il apparaît que ce point de fonctionnement est instable dans le sens où les types de vortex peuvent changer pendant un tour de roue. Les vortex de pompage et de défaut d'incidence extradados se réduisent en effet parfois en un seul vortex de défaut d'incidence généralisé, attaché au plafond.

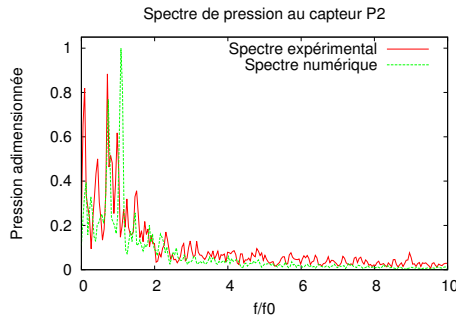


FIGURE 5.25 – Spectre de pression au capteur P2

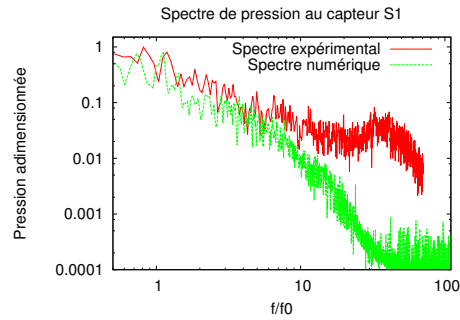


FIGURE 5.26 – Spectre de pression hautes fréquences au capteur S1

Les spectres de fluctuations de pression présentés dans la figure 5.24 suggèrent que ce phénomène apparaît à une fréquence de $0.3f_0$. Lorsque le vortex s'attache au plafond, le capteur S1 se trouve dans le sillage de celui-ci, ce qui génère une diminution de la pression, facilement observable dans le signal temporel dans la figure 5.24a.

C'est donc cette instabilité qui explique l'augmentation brusque de l'amplitude des fluctuations de pression au capteur S1.

5.2.6.4 Pt4

Ce régime de fonctionnement est caractérisé par une augmentation globale des fluctuations de pression. Dans tous les canaux, le pompage remonte au niveau du bord d'attaque, générant des vortex cohérents attachés au plafond.

La figure 5.14 montre notamment une augmentation conséquente des fluctuations de pression mesurées sur les capteurs situés en intrados. Situés plus loin des VIAs que les capteurs en extrados, cette hausse de l'amplitude n'est donc pas directement associable à la présence des VIAs. Les analyses montrent que les structures dans l'entrefer sont la cause de cette augmentation. En effet, la figure 5.25 présente les spectres numériques et expérimentaux des fluctuations de pression sur le capteur P2, situé en intrados. La simulation numérique prédit un maximum à la fréquence de $1.07f_0$ et un second maximum local à $0.72f_0$, correspondant au maximum global du signal expérimental. Ces valeurs, comprises entre 0.5 et $2.2 f_0$, s'accompagnent d'autres maxima locaux dans cette gamme de fréquence. Ces fréquences correspondent à la gamme de fréquence obtenue dans le paragraphe 5.2.5.3.2 associée à la fréquence des structures dans l'entrefer dans le repère tournant.

Ainsi, l'augmentation brusque de l'écart-type des fluctuations de pression, observée dans les résultats de la simulation numérique pour ce point de fonctionnement, est causée par la présence des structures dans l'entrefer, qui génère des fluctuations de pression comprises entre 0.5 et $2.2 f_0$ dans la roue.

5.2.7 Coupure en fréquence des spectres de pression

Les spectres de pression ont été présentés jusqu'ici pour des fréquences comprises entre 0 et $10 f_0$. Il a été vu que la simulation numérique montre des résultats pertinents pour cette gamme de fréquence. Cependant, il apparaît que le modèle SAS ne permet pas de prédire correctement les hautes fréquences. En effet, la figure 5.26 présente une comparaison entre les spectres de pression numériques et expérimentaux au capteur S1 pour le point Pt4 avec une échelle logarithmique. Les amplitudes des fréquences inférieures à $10 f_0$ sont cohérentes entre les mesures expérimentales et les résultats numériques. Pour des plus hautes fréquences, les amplitudes des fluctuations de pression prédites par le modèle numérique sont négligeables par rapport aux mesures expérimentales.

Le pas de temps choisi, correspondant à une rotation de 1° de la roue permet en théorie de résoudre des fluctuations inférieures à $180 f_0$ d'après le théorème de Shannon. Cependant,

la figure 5.26 montre que le modèle SAS ne permet pas de résoudre correctement les hautes fréquences. La transition entre les approches SGE (WALE) et URANS est basée sur la longueur de Von Karman, qui n'est pas directement liée au maillage. Ainsi, l'utilisation d'un maillage suffisamment fin ne permet pas de garantir le fait que l'écoulement soit résolu avec l'approche SGE. De plus, comme discuté dans le paragraphe 5.1.3.7, l'écoulement dans la roue n'est pas entièrement résolu avec le modèle WALE.

Cette première étude de la dynamique de l'écoulement de charge partielle ne permet donc pas d'étudier les fluctuations hautes fréquences.

5.3 Conclusions du chapitre

Un modèle numérique a été mis en place afin de modéliser la dynamique de l'écoulement de charge partielle. L'écoulement a été simulé dans l'ensemble des directrices, dans la roue et l'aspirateur grâce à un modèle de turbulence SAS. Une analyse de sensibilité au maillage a montré que le modèle choisi n'est pas convergé en maillage d'après les valeurs intégrales et les fluctuations de pression. La longueur de Von Karman n'étant pas liée au maillage, on peut cependant s'attendre à ce qu'un maillage plus fin n'améliore pas la prédiction des hautes fréquences.

Quatre points de fonctionnement ont été simulés pour la turbine 1. Des phénomènes stationnaires distincts ont été identifiés pour les différents points de fonctionnement.

Tout d'abord il apparaît que le phénomène de pompage est stationnaire, notamment à cause de sa non-axisymétrie. Il génère des fluctuations à des fréquences proches de f_0 dans la roue.

De plus, des structures sont présentes en aval la roue, correspondant à un régime où la torche est déstructurée. Trois structures ont été observées, tournant à environ $0.5f_0$ dans le repère fixe, et générant alors des fluctuations d'environ $1.5f_0$ dans la roue.

Enfin des structures dans l'entrefer apparaissent à $\varphi/\varphi_{\text{opt}} \approx 0.32$ d'après l'analyse effectuée sur les mesures expérimentales. Ces structures forment plusieurs modes en fonction de leur nombre et de leur répartition dans l'espace. Elles génèrent des fluctuations avec une signature caractéristique présentant plusieurs maxima locaux entre 4 et $7f_0$ dans l'entrefer. Il apparaît que ces modes sont à l'origine de fluctuations comprises entre 0.5 et $1.5f_0$ dans la roue.

Ce chapitre présente donc l'analyse de la signature basse fréquence de l'écoulement de charge partielle. Globalement, il a été montré que ces régimes sont caractérisés par des fluctuations à des fréquences de l'ordre de la fréquence de rotation de la roue, générées par le pompage non axi-symétrique ou par la présence de structures dans l'entrefer et dans le cône.

Cependant le modèle SAS semble insuffisant pour étudier les fluctuations à hautes fréquences. Dans la suite de ce travail, la simulation des grandes échelles est utilisée afin d'améliorer la compréhension des fluctuations hautes fréquences de ces écoulements de charge partielle.

Chapitre 6

Simulation des grandes échelles de la dynamique des VIAs dans le domaine tournant

Sommaire

6.1	Modèle numérique	120
6.1.1	Domaine de calcul et conditions aux limites	120
6.1.2	Calcul de la condition d'entrée	121
6.1.3	Influence de la réduction du domaine de calcul	122
6.1.4	Influence du maillage	124
6.2	Analyse de 5 points de fonctionnement et comparaison avec le modèle SAS pour la turbine 1	127
6.2.1	Analyse des grandeurs statistiques	128
6.2.2	Analyse des topologies de VIAs	129
6.3	Influence du point de fonctionnement sur les fluctuations de pression dans la turbine 1	132
6.3.1	Influence du type de VIAs sur les fluctuations de pression	132
6.3.2	Influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression	135
6.3.3	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression	138
6.4	Analyse comparative du comportement des fluctuations de pression de la turbine 2	141
6.4.1	Modèle numérique	141
6.4.2	Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression	143
6.5	Conclusions du chapitre	147

Résumé

Compte-tenu des limites observées quant à la prédiction des fluctuations à hautes fréquences avec la configuration numérique précédente, ce chapitre traite de la SGE pour simuler la dynamique de l'écoulement de charge partielle. Ces simulations sont caractérisées par des coûts de calcul plus importants. Afin de conserver des temps de calcul raisonnables, seul l'écoulement dans la roue est étudié.

Ce chapitre présente dans un premier temps les détails des simulations numériques mises en place en justifiant les hypothèses effectuées. Ensuite, les résultats sont comparés aux résultats du chapitre 5 afin de présenter dans quelles mesures la SGE permet d'améliorer la prédiction de l'écoulement. Enfin, l'analyse des résultats numériques sera proposée pour deux roues pour plusieurs points de fonctionnement afin de mettre en évidence les paramètres d'influence sur la dynamique de l'écoulement.

6.1 Modèle numérique

La SGE est en général plus coûteuse que les simulations présentées dans les chapitres précédents. Il est alors nécessaire de réduire au maximum le coût de calcul. Afin de simuler l'écoulement de charge partielle dans la roue, et notamment la dynamique des VIAs, le calcul peut se réduire au calcul de l'écoulement dans la roue. Pour cela, l'interaction entre les parties tournantes et fixes est négligée. Ce choix permet notamment de ne pas utiliser de modèle d'interface, complexe et coûteux à mettre en place pour la SGE. La méthode de calcul dans le domaine tournant est celle présentée dans le chapitre 2 au paragraphe 2.5.4.1.

6.1.1 Domaine de calcul et conditions aux limites

Tout d'abord, le domaine étudié peut être réduit à un simple canal de roue en faisant l'hypothèse de périodicité de l'écoulement entre les canaux. D'après les visualisations expérimentales (présentées dans le chapitre 4), il s'agit d'une hypothèse forte qui n'est pas toujours vérifiée. Pour vérifier la pertinence de ces simulations, une comparaison entre les simulations d'un seul canal de roue et de la roue complète est proposée dans le paragraphe 6.1.3.

Résoudre l'écoulement dans le domaine tournant impose de conserver une géométrie axi-symétrique pour les parties fixes. Sous cette condition, elles peuvent être considérées dans le calcul en imposant en paroi une vitesse correspondant à $-\Omega r \vec{e}_\theta$, où r est la distance à l'axe de rotation. Ainsi, ces simulations ne permettent pas d'intégrer le coude de l'aspirateur dans le domaine de calcul. Les structures mises en évidence dans l'entrefer et dans le cône dans le chapitre 5 ne vérifiant pas la périodicité géométrique de la roue, elles ne peuvent pas être prédites par ces simulations. Cependant, il a été montré que ces structures sont à l'origine de fluctuations basses fréquences, prédites correctement par le modèle du chapitre 5. En connaissant cette limitation, ce chapitre se focalise sur la signature haute fréquence de l'écoulement de charge partielle.

Les calculs simulant un seul canal inter-aubes utilisent un découpage vertical de la roue, comme représenté dans la figure 6.1. En effet, il a été montré que sur des géométries plus complexes, les erreurs géométriques générées par le maillage Ansys Meshing ne permettaient pas d'obtenir un maillage parfaitement périodique de part et d'autre du découpage. Ce choix de géométrie ne permet pas d'isoler visuellement une seule aube dans le domaine de calcul. Les visualisations proposées dans la suite de ce chapitre montrent plusieurs canaux de roues en utilisant la périodicité pour simplifier la représentation ; cependant un seul canal est simulé.

La condition de périodicité actuellement implémentée dans le solveur YALES2 ne permet pas de gérer des éléments sur l'axe de rotation. L'axe de rotation de la turbine pour un diamètre compris entre 0 et 1.5% du diamètre hydraulique n'est alors pas inclus dans le domaine de calcul. Une partie de la pointe est tout de même comprise dans ce domaine de calcul réduit. L'écoulement sur un axe de rotation associé à une condition de périodicité ne peut se faire que dans la direction axiale. Le long de cette face, notée "Centre" sur la figure

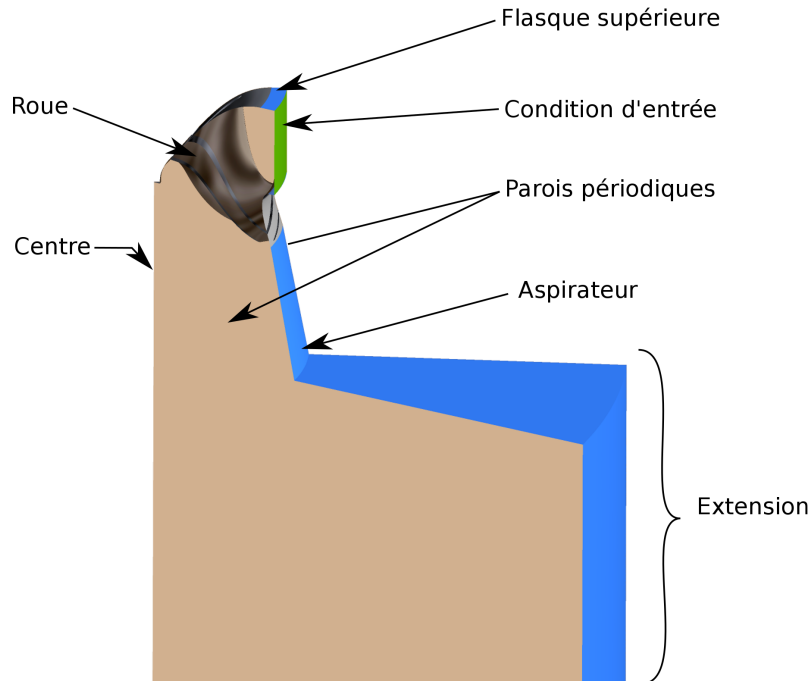


FIGURE 6.1 – Géométrie des calculs SGE à 1 canal

6.1, une condition de glissement à la paroi a donc été utilisée, comme dans les simulations stationnaires du chapitre 4.

Le domaine de calcul a été construit pour obtenir une condition d'entrée la plus éloignée possible de la roue afin de ne pas contraindre l'écoulement dans l'entrefer. C'est pourquoi la condition d'entrée correspond à un cylindre de rayon très légèrement inférieur à celui des directrices. Cette surface est représentée en orange dans la figure 6.2. Les flasques inférieures et supérieures, parties non tournantes, appartiennent aussi au domaine de calcul. A leurs parois, une vitesse relative correspondant à l'opposée de la vitesse de rotation de la roue est imposée. La vitesse d'entrée est détaillée dans le paragraphe suivant.

Comme dans les chapitres précédents, la condition de sortie doit elle aussi être éloignée de la roue pour éviter une interaction entre la condition de sortie et la zone de recirculation dans l'aspirateur caractéristique de l'écoulement de charge partielle. Pour cela, une extension a aussi été utilisée. Cependant, aucune configuration avec une simple extension du cône de l'aspirateur n'a permis de garantir une convergence suffisante. Afin de dissiper la zone de recirculation avant qu'elle n'atteigne la condition de sortie, un élargissement brusque a été utilisé en sortie du cône de l'aspirateur. La condition de sortie est celle présentée dans paragraphe 2.5.5.2 du chapitre 2. La géométrie ainsi obtenue est présentée dans la figure 6.1, où seule la partie supérieure de l'extension est visible.

6.1.2 Calcul de la condition d'entrée

Le domaine de calcul n'intégrant pas le distributeur, il est nécessaire d'obtenir une condition d'entrée représentative de l'ouverture des directrices. Afin d'obtenir une condition d'entrée réaliste, un calcul stationnaire permet de calculer le champ de vitesse imposé en entrée de la roue.

La simulation stationnaire utilise la géométrie mise en place dans le chapitre précédent : le domaine de calcul, les conditions aux limites et le maillage sont identiques. Il s'agit d'une simulation avec l'ensemble des directrices, la roue complète et l'aspirateur.

Les calculs sont effectués avec CFX, avec un modèle $k-\omega$ SST. Les interfaces entre la roue et les parties fixes sont de type "stage". Le fait que la simulation soit stationnaire permet d'utiliser un pas de temps correspondant à une rotation de 10° de la roue.

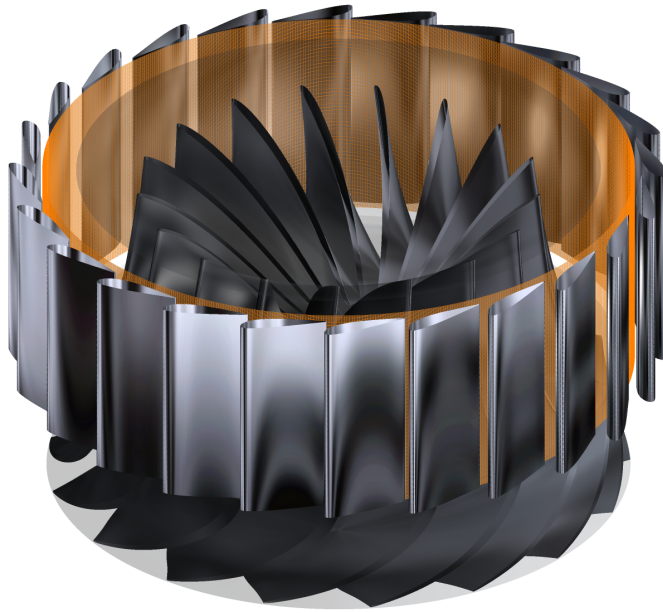


FIGURE 6.2 – Visualisation de la surface utilisée comme donnée d’entrée (en orange sur la figure)

La surface correspondant à la condition d’entrée de la SGE est discrétisée par 200 points selon la hauteur du distributeur, et par 360 points le long de son périmètre. Cette surface ainsi discrétisée est représentée dans la figure 6.2. Le résultat du calcul stationnaire permet d’obtenir le vecteur vitesse moyenne sur cette surface. Le champ de vitesse est alors moyenné dans la direction orthoradiale afin d’obtenir un champ de vitesse variant uniquement en fonction de z .

Moyennant un changement de repère pour obtenir les vitesses dans le repère de la roue, le champ de vitesse ainsi obtenu est alors utilisé comme condition d’entrée du calcul LES.

6.1.3 Influence de la réduction du domaine de calcul

Les calculs n’incluant qu’un canal de roue supposent que l’écoulement est périodique entre deux canaux. Cependant les visualisations expérimentales présentées dans le chapitre 5 montrent des comportements différents d’un canal à l’autre en présence de cavitation. Même hors cavitation, cette hypothèse peut être considérée comme forte. Pour vérifier l’influence de ce choix sur les fluctuations de pression, les calculs peuvent être effectués dans la roue complète. Cela augmentant considérablement les coûts calculs, seul un point de fonctionnement va être comparé à la configuration simplifiée simulant un seul canal de roue. Ce paragraphe propose une analyse de l’influence du domaine de calcul pour le point *Pt4*. C’est en effet le point de fonctionnement qui montre la plus forte dynamique haute fréquence, et qui est donc particulièrement intéressant dans le cadre de cette étude.

Deux configurations ont été générées : une simulation d’un seul canal de roue et une simulation de la roue complète pour la turbine 1. Ces simulations présentent des maillages aux caractéristiques identiques afin d’analyser uniquement l’influence de la géométrie. Nous verrons par la suite que le maillage utilisé ici est particulièrement grossier par rapport aux maillages utilisés dans la suite de ce chapitre. Cela est cependant nécessaire afin d’obtenir un temps de calcul acceptable pour la simulation de la roue complète. Cela représente un maillage de 158M d’éléments pour la roue complète, et 11M d’éléments pour le calcul d’un canal de roue.

Dans un premier temps, les sondages de vitesse en sortie de roue peuvent être comparés. Ces mesures de vitesses moyennes permettent de comparer directement le comportement

moyen de la roue. Les sondages des vitesses orthoradiale et axiale, moyennées dans le temps, sont présentés dans la figure 6.3. Elles sont adimensionnées par les valeurs maximales de ces composantes de vitesse (en valeur absolue).

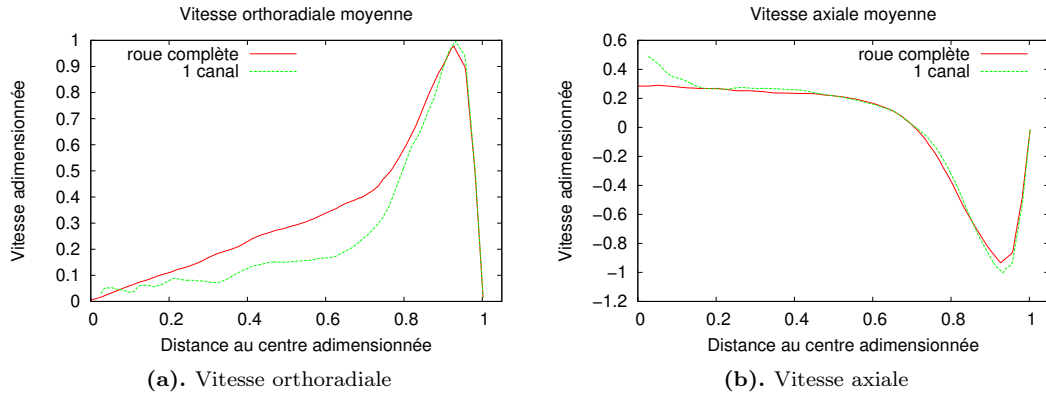


FIGURE 6.3. Comparaison du sondage de vitesse en sortie de roue entre un calcul de roue complète et un calcul à un canal

La figure 6.3a montre notamment que la vitesse orthoradiale est en moyenne plus importante dans la simulation de la roue complète. Cela traduit le fait que le couple récupéré par la roue est plus faible pour la simulation d'un seul canal : le couple est sous-évalué de 4% par rapport au calcul de roue complète.

La figure 6.3b présente la comparaison de la vitesse axiale moyenne sortie de roue, qui permet de visualiser les zones de pompage, qui correspondent à une vitesse axiale positive. La simulation à un canal de roue prédit un pompage environ 50% plus fort au centre de la roue que ce qui est calculé par le modèle incluant la roue complète. Cependant la taille de la zone de pompage est correctement prédite ; elle s'étale du centre à une distance équivalente à 70% du rayon total. En intégrant les vitesses axiales positives sur la surface associée, il est possible d'évaluer le débit du pompage. Le modèle à un canal induit alors une surestimation de 3% du débit de pompage par rapport à la simulation de la roue complète. De plus, la vitesse axiale maximale en valeur absolue est supérieure d'environ 7% dans la simulation à un canal par rapport au calcul de roue complète.

Cette première comparaison permet de conclure que l'hypothèse de périodicité entre les canaux n'est pas tout à fait respectée : des écarts apparaissent sur les profils de vitesses moyennes en sortie de la roue. Cependant les différences en terme d'écoulement de pompage, essentiellement responsable des VIAs, sont relativement faibles. Cette hypothèse sera donc retenue dans la suite de ce chapitre car elle permet de réduire considérablement le temps de calcul en divisant par 17 le nombre de nœuds du maillage.

Pour aller plus loin dans la comparaison de la dynamique de ces deux simulations, les mesures de pression sur les capteurs à la paroi peuvent être comparées. Alors que leur niveau moyen traduit le chargement de l'aube et donc l'écoulement moyen dans la turbine, leurs fluctuations permettent de quantifier les instabilités captées par ces deux simulations.

La figure 6.4 présente un spectre de fluctuations de pression au capteur S1, dont la localisation est identique à celle présentée dans le chapitre 5. Il apparaît que le modèle simulant la roue complète prédit des fluctuations à basses fréquences (inférieures à $2f_0$) à des amplitudes très supérieures que celles issues de la simulation à un canal. Ces basses fréquences ont été étudiées dans le chapitre précédent ; il a été montré qu'un modèle de turbulence SAS permettait de prédire et d'analyser correctement ces fréquences. Les phénomènes associés à ces basses fréquences ne vérifient pas la périodicité de l'écoulement supposée dans la simulation à un seul canal (structures dans le cône, pompage non axi-symétrique, ...). Ainsi, il est logique que le modèle simplifié ne permette pas de prédire ces fluctuations.

La figure 6.4 montre cependant que les niveaux de fluctuations hautes fréquences sont

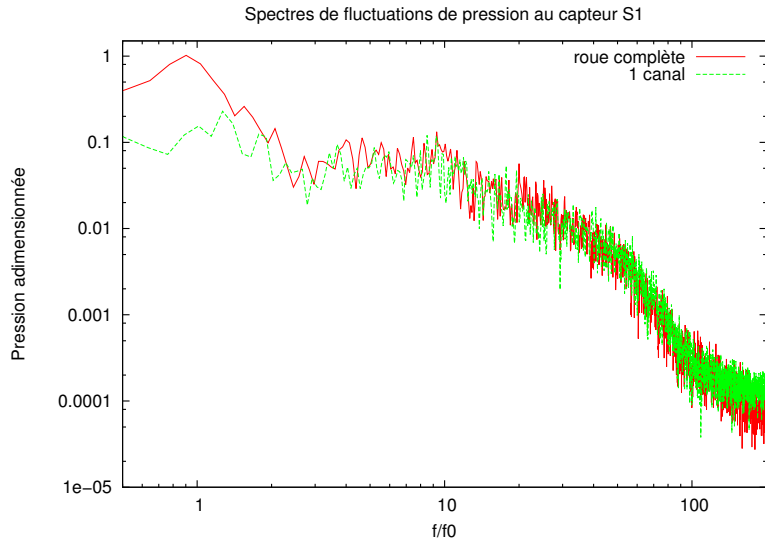


FIGURE 6.4. Influence du domaine de calcul sur les spectres de fluctuations de pression sur le capteur S1

très proches. Ce sont ces hautes fréquences qui sont étudiées dans cette partie, et notamment la signature large bande présentée dans le chapitre 3. Ainsi, dans cette gamme de fréquences, l'utilisation d'un modèle simplifié semble suffisante pour analyser la dynamique de l'écoulement dans la roue.

Les simulations utilisant la condition périodique à un seul canal sont donc utilisées dans la suite de ce chapitre. Cela permet notamment d'effectuer dans un premier temps une analyse des paramètres numériques avec ce modèle simplifié, afin d'obtenir un modèle numérique optimal en limitant les coûts de calcul.

6.1.4 Influence du maillage

L'un des objectifs de ce chapitre consiste à améliorer la prédiction de la dynamique à hautes fréquences associées à la présence des VIAs. Il est donc nécessaire de s'assurer que le maillage permet de résoudre ces fréquences. Cette étude de convergence en maillage est menée pour un seul point de fonctionnement. Pour les mêmes raisons que celles évoquées dans le paragraphe précédent, les résultats suivants sont relatifs à la simulation du point *Pt4*.

6.1.4.1 Maillages utilisés

Trois maillages sont présentés ici pour la turbine 1. Leurs caractéristiques sont représentées dans le tableau 6.1. La valeur de y^+ donnée correspond à la valeur instantanée la plus probable sur la roue. La figure 6.5 illustre ces trois maillages sur une coupe horizontale dans un canal. La périodicité géométrique a été reproduite pour faciliter la représentation, mais un seul canal est simulé dans ces configurations.

Caractéristiques	Maillage 0	Maillage 1	Maillage 2
Nombre d'éléments	3.6 M	21.3 M	49.6 M
Nombre de nœuds	0.7 M	4.0 M	9.0 M
y^+	40	20	35

TABLE 6.1 – Maillages utilisés pour la SGE

Maillage 0 : Le maillage 0 est un maillage très grossier pour la SGE. Utilisé pour mettre en perspective ces simulations par rapport aux simulations présentées précé-

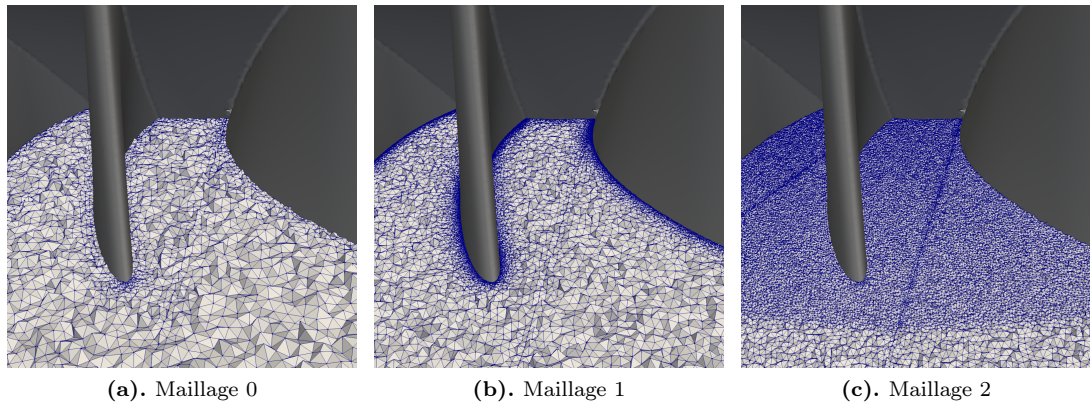


FIGURE 6.5. Maillages utilisés pour l'étude de convergence en maillage

demment, il présente un nombre d'éléments par canal équivalent au maillage le plus fin utilisé avec le modèle SAS dans la partie précédente. Il présente environ 30 mailles dans la largeur d'un canal et est caractérisé par un raffinement en paroi.

Maillage 1 : Le maillage 1 correspond à un raffinement du maillage 0 d'un facteur 2 dans la roue. Il présente environ 60 mailles dans la largeur du canal

Maillage 2 : Ce maillage est uniforme dans la roue ; il n'y a pas de raffinement à proximité des parois. Il possède environ 120 éléments dans la largeur d'un canal. Sans raffinement proche des parois, il permet d'obtenir un maillage fin dans le canal dans le but de discrétiser finement les VIAs sans pour autant présenter un nombre d'éléments trop important.

6.1.4.2 Convergence en maillage des grandeurs statistiques dans le vortex

Etant donné que cette étude porte sur les fluctuations de pression induites par les VIAs, un critère de convergence basé sur la pression dans le vortex peut être utilisé. Un vortex est caractérisé par une dépression en son centre ; son mouvement est alors à l'origine de fluctuations de pression. Plus le gradient de pression est important dans le vortex, plus son déplacement induirait des fluctuations de pression. Ainsi une première analyse consiste à comparer le gradient de pression moyen dans le vortex. Il est représenté dans un plan horizontal au centre du distributeur pour les trois maillages dans la figure 6.6. Elle met en évidence la limite du maillage 0 : la distribution du gradient de pression n'est pas semblable à celles obtenues pour les maillages 1 et 2. Il apparaît que le maillage 1 sous-estime le maximum de gradient de pression d'un facteur $\frac{1}{3}$ par rapport au maillage 2.

Les mesures expérimentales fournissant notamment les fluctuations de pression, il est intéressant de vérifier la sensibilité au maillage de l'écart-type de la pression dans le canal. La figure 6.7 présente l'écart-type de pression dans ce même plan horizontal pour les trois maillages. Il apparaît alors que les fluctuations de pression augmentent considérablement avec le nombre d'éléments. La valeur d'écart type au centre du vortex est quasiment doublée entre les maillages 1 et 2.

Les valeurs statistiques représentant les fluctuations liées au vortex ne convergent pas pour ces trois maillages. Diviser la taille de maille par deux est cependant envisageable afin de conserver des temps de calcul raisonnables. On peut tout de même conclure de cette brève analyse qu'il est **nécessaire d'utiliser un maillage fin pour capter convenablement la dépression dans le VIA**. Un maillage trop grossier conduit à une sous-évaluation de la dépression, et donc une sous-évaluation des fluctuations de pression générées par le déplacement potentiel du VIA.

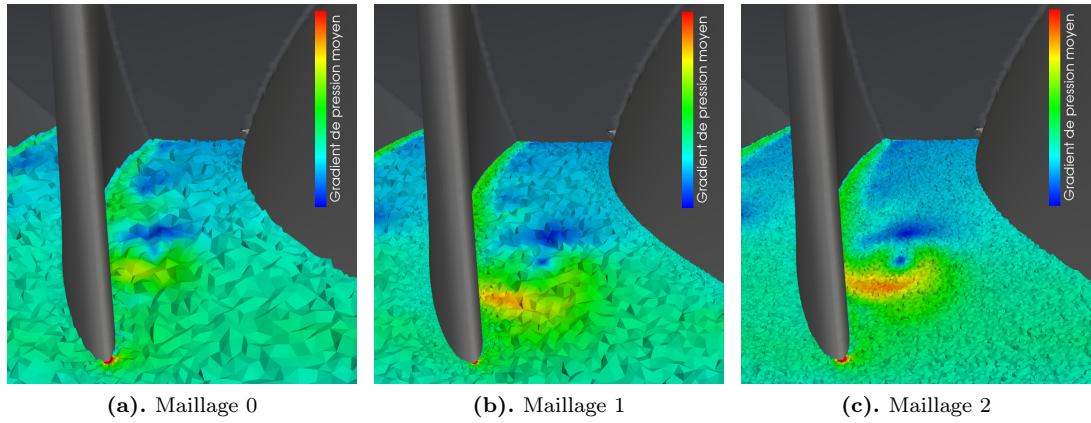


FIGURE 6.6. Influence du maillage sur le gradient de pression moyen

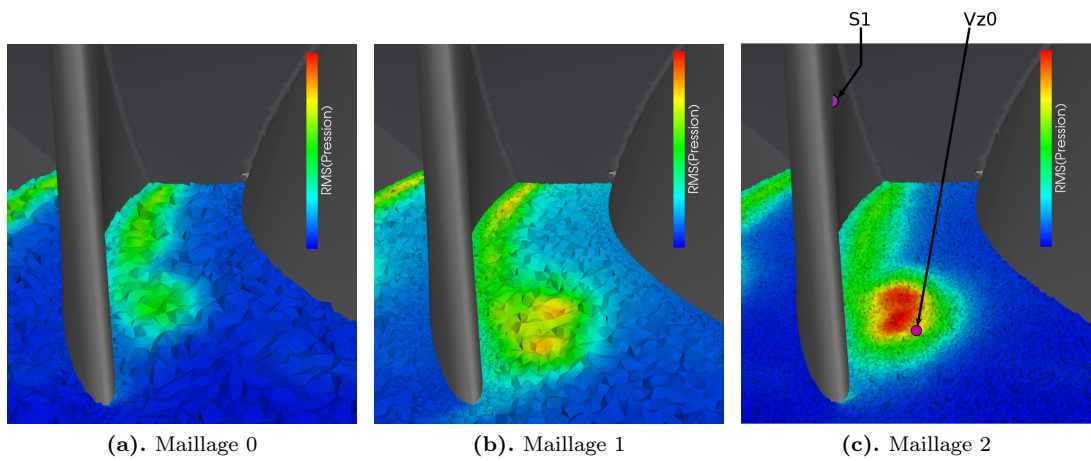


FIGURE 6.7. Influence du maillage sur l'écart-type de pression

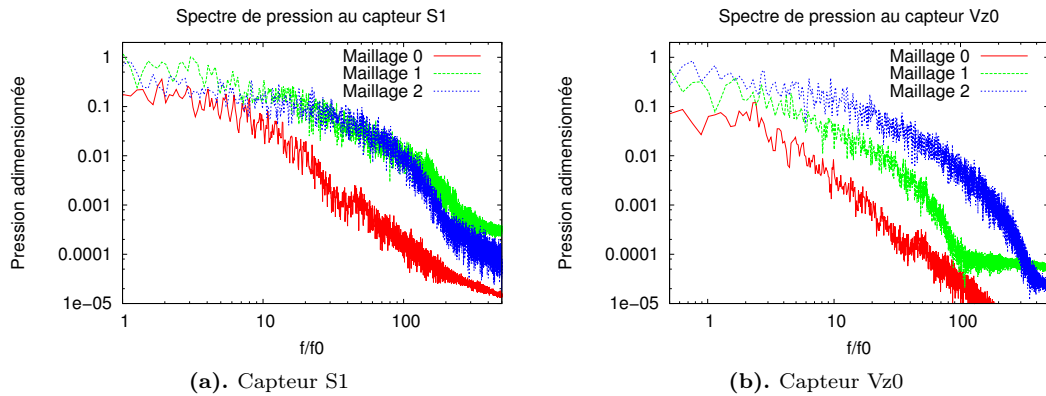


FIGURE 6.8. Convergence en maillage des spectres de fluctuations de pression dans la roue

6.1.4.3 Convergence en maillage des spectres de fluctuations de pression

Compte-tenu des objectifs fixés pour cette étude, il est nécessaire de s’assurer que la configuration choisie permet de résoudre des fréquences suffisamment élevées. Cela doit être vérifié à plusieurs localisations : ici deux capteurs sont présentés.

Le capteur S1 correspond au capteur présenté dans le chapitre 5 ; il est situé sur l’extrados de l’aube, proche du bord d’attaque. Sa localisation est rappelée dans la figure 6.7c. Le capteur Vz0 est situé dans le canal inter-aubes, dans le VIA pour ce point de fonctionnement. Il est contenu dans un plan horizontal passant par le centre du distributeur. Sa localisation est aussi représentée dans la figure 6.7c.

La figure 6.8 présente les spectres de fluctuations de pression aux capteurs S1 et Vz0 pour les trois maillages. Elle montre notamment grâce au capteur S1 que les spectres de fluctuations de pression entre les maillages 1 et 2 sont similaires. Cependant, les spectres au capteur Vz0 montrent que les amplitudes sont largement sous-évaluées par le maillage 1 par rapport au maillage 2. Cette zone, éloignée de la paroi, n’est pas suffisamment discrétisée spatialement pour résoudre les hautes fréquences.

Dans le cadre de ce travail où une signature fréquentielle de l’ordre de $35f_0$ est recherchée, il est nécessaire de résoudre correctement les fluctuations dans l’ensemble du domaine. Ainsi le maillage 2 apparaît être le plus adapté à cette étude.

Résumé

Cette première partie du chapitre a permis d’établir un modèle numérique adapté à l’étude des fluctuations de pression à hautes fréquences dans la roue. Le domaine de calcul a été réduit à un seul canal de roue afin de minimiser les temps de calcul et de permettre l’utilisation d’un maillage fin. L’écoulement est résolu dans le domaine tournant : l’interaction avec les parties fixes de la machine est négligée. La condition d’entrée, calculée à partir de simulations stationnaires, est constante et dépend seulement de z . Le maillage choisi est un maillage homogène dans la roue, qui permet de résoudre au mieux l’écoulement dans les VIAs. Ce maillage n’est pas raffiné en paroi : la valeur de y^+ la plus probable sur la roue est de l’ordre de 35.

6.2 Analyse de 5 points de fonctionnement et comparaison avec le modèle SAS pour la turbine 1

Cinq points de fonctionnement ont été choisis afin de comprendre dans quelles mesures les fluctuations de pression dépendent du régime de fonctionnement de la machine. Leurs caractéristiques sont présentées dans le tableau 6.2. Les quatre premiers points, correspondant

aux simulations effectuées avec le modèle SAS, permettent d’analyser l’influence de \bar{Q}_{11} sur les fluctuations de pression. Le choix du point *Pt5* a pour objectif de comprendre l’influence de \bar{n}_{11} sur la dynamique de l’écoulement.

6.2.1 Analyse des grandeurs statistiques

6.2.1.1 Validation des points de fonctionnement modélisés par les grandeurs intégrales

Tout d’abord, il est possible de comparer directement le couple obtenu par rapport aux mesures expérimentales. Le tableau 6.2 présente les erreurs obtenues sur le couple. La dernière colonne rappelle les erreurs obtenues dans le chapitre 5 avec le modèle SAS.

	\bar{n}_{11}	$\varphi/\varphi_{\text{opt}}$	Erreur sur le couple SGE	Erreur sur le couple SAS
<i>Pt1</i>	1.1	0.59	0.7 %	2.78 %
<i>Pt2</i>	1.1	0.45	5.7 %	1.57 %
<i>Pt3</i>	1.1	0.36	7.5 %	1.06 %
<i>Pt4</i>	1.1	0.31	-14.3 %	-2.26 %
<i>Pt5</i>	1.23	0.36	-16.7 %	—
<i>Pt4 + 10%</i>	1.1	0.31	55 %	—

TABLE 6.2 – Erreur entre couple numérique et expérimental

Ces résultats montrent très clairement que l’erreur augmente considérablement lorsque $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ diminue. Cela évolue d’une très bonne prédiction avec une erreur inférieure à 1% pour le *Pt1* à une erreur relative de l’ordre de -15% pour le *Pt4*. Ces résultats peuvent traduire le fait que les hypothèses effectuées, à savoir l’axi-symétrie de l’écoulement dans l’entrefer, la périodicité entre chaque canal de roue, sont de plus en plus pénalisantes lorsque le débit diminue. En effet, le chapitre 5 a montré qu’une diminution du débit s’accompagne du développement de structures instationnaires, notamment dans l’entrefer. De plus, l’importance de l’écoulement de l’aspirateur sur le comportement des VIAs a été mise en évidence à travers l’analyse du phénomène de pompage dans le chapitre 5. Ainsi, l’absence du coude et la géométrie choisie pour ce modèle sont certainement à l’origine d’une part de l’écart observé. Les erreurs obtenues ne correspondent pas aux erreurs obtenues avec les simulations SAS qui ne font pas appel à ces hypothèses. Enfin les écoulements en couches limites ne sont pas résolus dans ces simulations, ce qui peut aussi être à l’origine d’une mauvaise estimation des pertes. Nous verrons aussi que les topologies de vortex ne sont pas prédites correctement pour le point *Pt4*, ce qui est vraisemblablement à l’origine de cette erreur sur le couple.

Les mesures de pression sur les capteurs embarqués sur la roue peuvent être aussi comparées pour analyser l’écoulement dans la roue. Au point *Pt4*, les mesures issues de la SGE sur les deux capteurs en extradados conduisent à une sous-estimation d’environ 70% de l’amplitude crête à crête 97% des fluctuations de pression par rapport aux résultats du modèle SAS. Les autres points de fonctionnement montrent un comportement similaire.

L’amplitude crête à crête des fluctuations de pression est principalement due aux grandes échelles, c’est à dire qu’elles interviennent à basses fréquences. Le chapitre précédent a montré que les fluctuations dans la roue sont directement liées aux structures instationnaires dans le cône et dans l’entrefer. Ces structures ne pouvant être modélisées dans les simulations étudiées ici, les amplitudes sont alors très largement sous-estimées.

6.2.1.2 Comparaison des spectres de fluctuations de pression

Pour comprendre plus en détail les différences entre les résultats des simulations du chapitre précédent et ceux de la SGE, il est intéressant d’étudier les fluctuations de pression dans la roue. Cette comparaison est ici proposée uniquement pour le point *Pt4*, caractérisé par un maximum de fluctuations de pression, et par la présence de la signature large bande discutée le paragraphe 3.1.3.1. Les autres points de fonctionnement montrent des résultats comparables.

La figure 6.9 présente les résultats numériques et expérimentaux du spectre de fluctuations de pression mesurées sur le capteur *S1*. Ce graphique met en évidence les avantages et les limites des deux configurations numériques ainsi mises en place.

Il apparaît d’abord que les amplitudes des fluctuations basses fréquences sont largement sous-évaluées par la SGE, là où la configuration développée pour le modèle SAS est prédictive. Il a été démontré dans le chapitre 5 que ces basses fréquences sont générées par des structures dans le cône et dans l’entrefer. Le choix du domaine de calcul réduit pour les calculs de SGE ne permet pas de modéliser ces phénomènes.

A l’inverse, les hautes fréquences sont largement sous-estimées par la configuration utilisée dans le chapitre précédent. Le calcul SGE permet alors d’améliorer grandement les résultats, à condition d’utiliser un maillage suffisamment fin, comme le montre le paragraphe 6.1.4.3. Le critère d’activation du terme du SAS, évoqué dans le paragraphe 2.4.2 n’étant pas lié au maillage, il n’est pas possible de garantir une telle résolution des fluctuations hautes fréquences dans tout le domaine de calcul même en utilisant des maillages plus fins. Il faut cependant noter que la SGE ne prédit pas la signature fréquentielle large bande présente dans le spectre de pression expérimental. Cette limite sera détaillée dans la suite de ce chapitre.

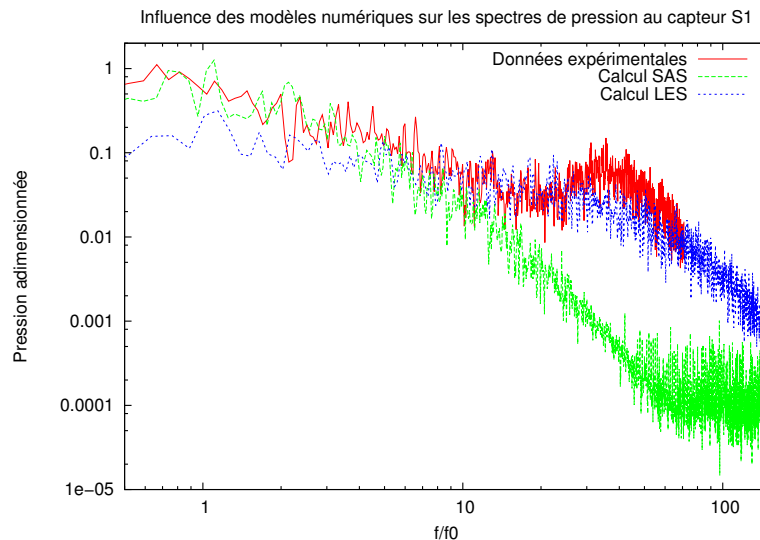


FIGURE 6.9. Influence de la configuration numérique sur les spectres de fluctuations de pression sur le capteur *S1* au point *Pt4*

Ainsi, le modèle mis en place pour la SGE permet d’obtenir **un meilleur accord avec les mesures expérimentales sur les fluctuations hautes fréquences**. Cependant il sous-estime largement les fluctuations à basses fréquences. Cette configuration numérique est complémentaire à celle utilisée avec le modèle SAS, qui est prédictive pour les basses fréquences mais sous-évalue très largement les fluctuations hautes fréquences.

6.2.2 Analyse des topologies de VIAs

Cette première comparaison a permis de comprendre les avantages et les limites de cette configuration numérique pour la simulation de la dynamique de la charge partielle. Ces simulations permettent notamment de visualiser les topologies des structures tourbillonnaires instationnaires.

6.2.2.1 Comparaison des topologies de l’écoulement des simulations SAS et SGE

Ce paragraphe propose une comparaison des topologies obtenues avec les configurations du modèle SAS (figure 6.10) et de la SGE (figure 6.12) pour les 4 points de fonctionnement

étudiés dans le chapitre précédent. Le critère Q a été filtré spatialement comme décrit dans le paragraphe 3.4.2.2 afin de mettre en évidence les structures principales dans la figure 6.11.

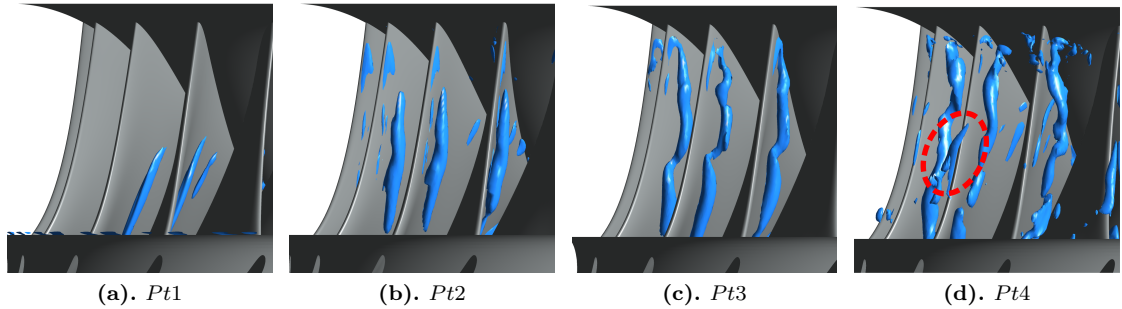


FIGURE 6.10. Visualisation du critère Q en SAS

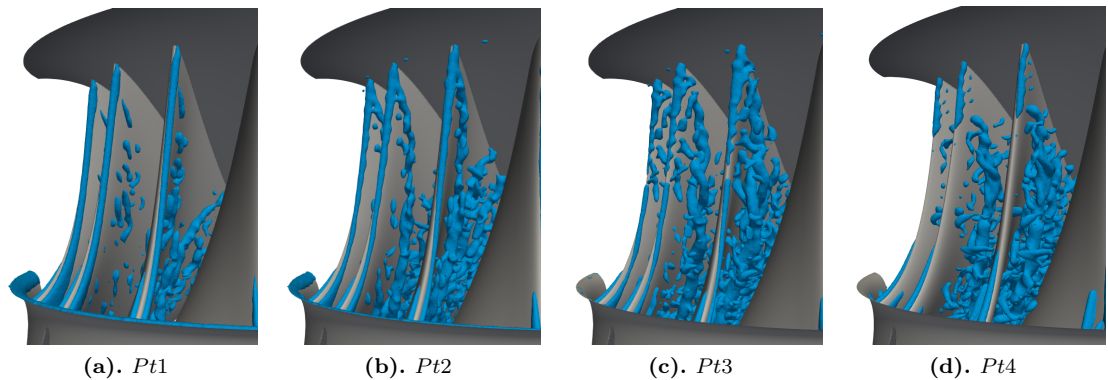


FIGURE 6.11. Visualisation du critère Q filtré en SGE

Au point $Pt1$, la SGE prédit un vortex de défaut d'incidence en extrados contrairement au calcul SAS. Les structures qui y sont générées semblent rester très proches de l'aube, contrairement aux autres points de fonctionnement. Cette différence peut être due à la différence de modélisation de la turbulence ou à la mauvaise résolution de l'écoulement en paroi pour la SGE. Cependant, il a été remarqué que ce vortex est caractérisé par une pression plus élevée que celle du vortex de pompage. Le phénomène de cavitation n'est donc pas supposé apparaître en premier dans ce VIA de défaut d'incidence, ce qui peut expliquer qu'ils ne sont pas visualisés expérimentalement. Ainsi une vérification expérimentale de ce phénomène est complexe. Le vortex de pompage est présent dans les deux cas à des positions similaires dans la roue, visible plus facilement grâce au filtrage utilisé dans le résultat de la SGE.

Le point $Pt2$ montre dans les deux configurations la présence d'un vortex de pompage et d'un vortex de défaut d'incidence, tous les deux situés à des localisations comparables pour les deux simulations. Les instabilités de la configuration du modèle SAS se remarquent uniquement au niveau du pompage à travers la présence de plusieurs structures attachées au plafond. À l'inverse, la figure 6.12b montre que ces deux VIAs s'accompagnent de nombreuses petites structures, non prédites par le modèle SAS.

De même, la comparaison des résultats issus des deux configurations au point $Pt3$ montre un bon accord entre les deux modèles en terme de localisation des VIAs. Il a été observé que dans les deux cas, le VIA de pompage interagit avec le défaut d'incidence à proximité du bord d'attaque pour former une seule structure. À certains moments, le vortex issu du mélange des deux VIA présente une structure en double hélice, comme le montre la figure 6.11c grâce au filtrage du critère Q .

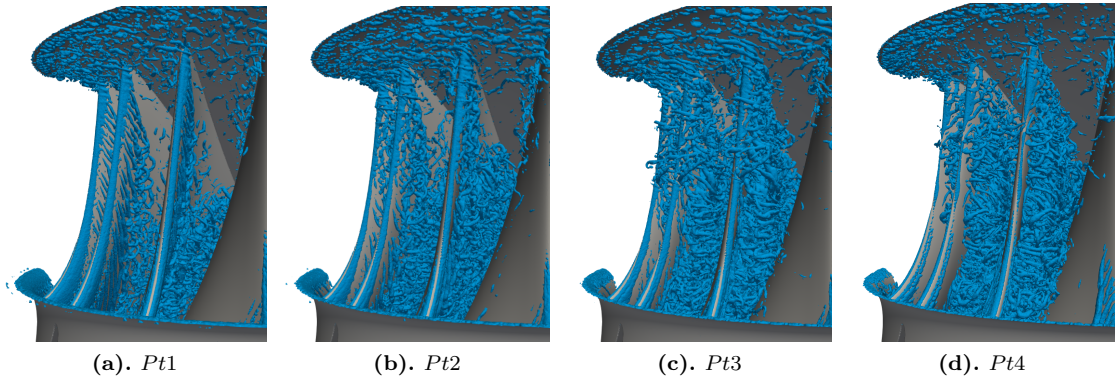


FIGURE 6.12. Visualisation du critère Q non filtré en SGE

Enfin, les simulations au point $Pt4$ montrent des résultats différents pour les deux configurations. La configuration avec le modèle SAS prédit des VIAs au plafond issu du mélange d'un défaut d'incidence et du pompage qui remonte jusqu'au bord d'attaque. Le pompage remontant jusqu'au bord d'attaque est à l'origine de structures passant d'un canal à l'autre, entourées en rouge sur la figure 6.10d. Cette topologie correspond à celle visualisée expérimentalement, comme il a été discuté dans le chapitre 4. Au contraire, la SGE prédit un VIA attaché au bord d'attaque. En effet, la figure 6.11d montre notamment le décollement sur la partie supérieure du bord d'attaque grâce au filtrage du critère Q . Le défaut d'incidence est donc dissocié du pompage dans ce cas. Cette différence de topologie est à relier à l'erreur obtenue sur le couple : le résultat obtenu par la SGE n'est pas représentatif en terme de topologie du point de fonctionnement simulé. Cette différence est discutée dans le paragraphe 6.2.2.2.

Le point $Pt5$ n'a pas été simulé avec le modèle SAS. Caractérisé par une forte valeur de \bar{n}_{11} comme montré dans le tableau 6.2, les simulations stationnaires du chapitre 4 montrent que ce point de fonctionnement est associé à la présence d'un défaut d'incidence à l'intrados et d'un vortex de pompage. La figure 6.13 présente une visualisation du critère Q non filtré (a) et filtré (b) du résultat de la SGE. Il faut alors remarquer la présence de structures révélatrices d'un défaut d'incidence à l'intrados. On note que ces structures ne semblent pas former un unique vortex cohérent. De plus, les structures observées dans le canal inter-aubes correspondent au VIA de pompage. Ces deux phénomènes n'interagissent donc pas pour ce point de fonctionnement.

Ce paragraphe montre que globalement les topologies sont retrouvées entre les résultats du modèle SAS et de la SGE, à l'exception du $Pt4$. Ainsi aucun point de fonctionnement simulé avec la SGE ne permet d'obtenir un défaut d'incidence généralisé montrant un VIA attaché au plafond. Dans tous les cas, la résolution de la SGE permet de montrer des topologies plus complexes de ces VIAs, et notamment la présence de petites structures tourbillonnaires qui les entourent.

6.2.2.2 Influence de la condition d'entrée

Dans l'objectif d'analyser l'influence de la topologie sur les fluctuations de pression, il est intéressant d'étudier l'ensemble des topologies décrites dans le chapitre 4. Ainsi la condition d'entrée du point $Pt4$ a été légèrement modifiée afin d'obtenir un vortex au plafond, comme visualisé expérimentalement pour ce point de fonctionnement.

Pour étudier la sensibilité du type de vortex observé à la condition d'entrée, un point de fonctionnement "fictif" a été simulé. Il sera nommé $Pt4 + 10\%$. Pour forcer un décollement plus important sur le bord d'attaque dans l'objectif de retrouver la topologie expérimentale, la vitesse orthoradiale a été augmentée de 10%. Les grandeurs caractéristiques (débit, vitesse de rotation) ne sont pas impactées par cette modification. La vitesse orthoradiale en entrée augmentant, l'équation 1.7 montre que le couple augmente aussi. En effet, si l'on compare les

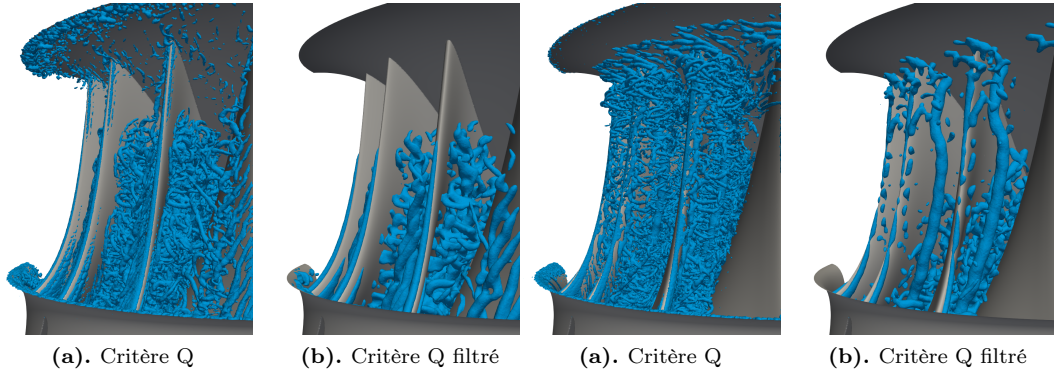


FIGURE 6.13. Visualisation du critère Q au point $Pt5$ **FIGURE 6.14.** Visualisation du critère Q au point $Pt4 + 10\%$

résultats au point $Pt4$ expérimental, le couple est alors surestimé de 55%. Cette simulation n'a pas pour objectif de modéliser un point de fonctionnement réaliste, mais de simuler un vortex au plafond. Cela démontre que la solution est très sensible à la condition d'entrée : un écart de 10% sur la vitesse orthoradiale entre les points $Pt4$ et $Pt4 + 10\%$ conduit à une augmentation de 78% du couple sur la roue.

La figure 6.14 représente le critère Q obtenu pour cette nouvelle condition d'entrée. Une animation de cette visualisation, colorée par la pression, est proposée sur ce lien [30]. Il apparaît que les VIAs se trouvent attachés au plafond. Les différences importantes en terme de topologie entre ces deux points de fonctionnement malgré la faible différence sur la condition d'entrée peuvent expliquer la sensibilité observée sur le couple.

La sensibilité à la condition d'entrée peut s'expliquer par les caractéristiques de ce point de fonctionnement. En effet, d'après le chapitre 4, il se trouve très proche de la limite de deux topologies.

La topologie des vortex est donc très sensible à la condition d'entrée : ici une variation de 10% sur la vitesse orthoradiale permet de passer de vortex de défaut d'incidence extrados à des vortex de défaut d'incidence généralisés, donc attachés au plafond. Ce point de fonctionnement sera utilisé par la suite uniquement pour analyser l'influence de la topologie sur les fluctuations de pression.

6.3 Influence du point de fonctionnement sur les fluctuations de pression dans la turbine 1

Ces simulations numériques ont été développées afin d'analyser la dynamique de l'écoulement dans la roue. Dans un premier temps, il est intéressant de comparer la dynamique de différents types de vortex. Pour cela, une analyse comparative des résultats pour les points $Pt4$ et $Pt4 + 10\%$ est proposée pour comprendre les différences de la dynamique d'un VIA attaché au bord d'attaque et d'un VIA attaché au plafond. Ensuite l'influence de Q_{11} est étudiée grâce aux points $Pt1$ à $Pt4$. Enfin, l'influence de n_{11} sur la dynamique de l'écoulement est analysée pour deux points à φ/φ_{opt} identiques.

6.3.1 Influence du type de VIAs sur les fluctuations de pression

Pour étudier la différence entre un VIA attaché au bord d'attaque et un VIA attaché au plafond, il est possible de comparer les fluctuations des points de fonctionnement $Pt4$ et $Pt4 + 10\%$. Cela permet notamment d'étudier deux types de vortex pour une condition d'entrée très proche. Une première comparaison consiste à étudier la localisation et l'amplitude de l'écart-type de pression dans ces deux cas.

6.3.1.1 Amplitudes et répartition des fluctuations de pression

6.3.1.1.1 Fluctuations dans le canal inter-aubes

La figure 6.15 présente cette comparaison dans un plan horizontal. Il apparaît que le point $Pt4 + 10\%$ est caractérisé par un maximum plus important des fluctuations de pression dans le canal que le point $Pt4$. En effet, dans ce plan, l'écart-type de pression maximal est 3.5 fois supérieur pour le point $Pt4 + 10\%$ à celui obtenu pour le point $Pt4$. La même tendance se retrouve quel que soit le plan choisi. **Un vortex attaché au plafond génère plus de fluctuations de pression dans le canal inter-aubes qu'un vortex attaché au bord d'attaque.**

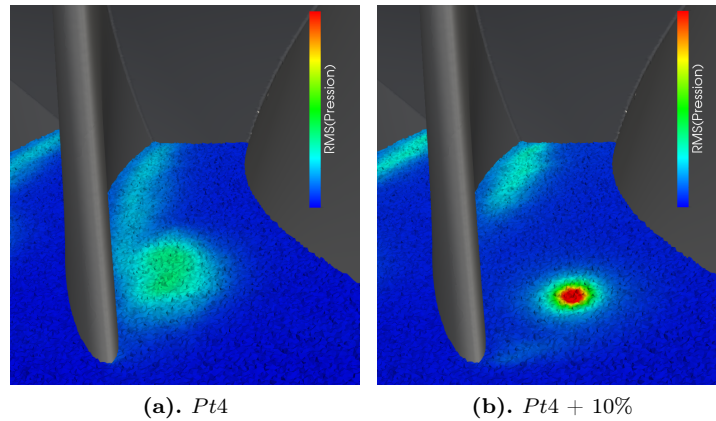


FIGURE 6.15. Influence du type de vortex sur l'écart-type de la pression dans un plan horizontal

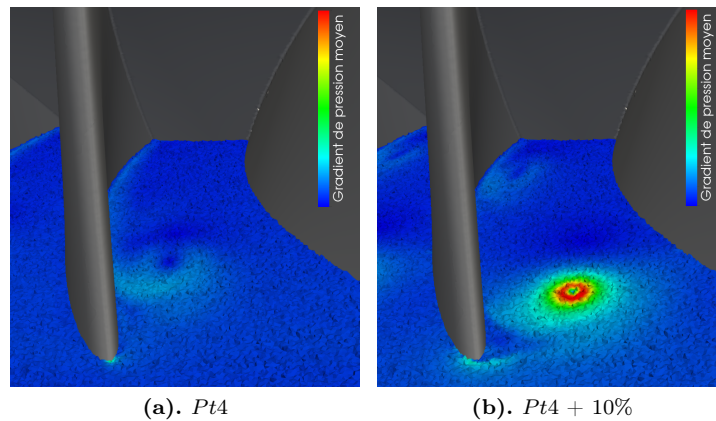


FIGURE 6.16. Influence du type de vortex sur le gradient de pression moyen dans un plan horizontal

Pour comprendre l'origine de cet important écart, on peut s'intéresser au gradient de pression. La répartition du gradient de pression moyen est représentée dans la figure 6.16. Il apparaît que le vortex au plafond génère un gradient de pression moyen plus important qu'un vortex au bord d'attaque. En effet, la valeur maximale du gradient de pression moyen est environ 2.5 fois plus importante pour le point $Pt4 + 10\%$ que pour le point $Pt4$. Le déplacement d'un vortex caractérisé par un gradient de pression plus important génère alors davantage de fluctuations de pression. On peut donc conclure qu'**un vortex attaché au plafond génère un gradient de pression moyen plus important qu'un vortex attaché au bord d'attaque**, ce qui est à l'origine de l'écart observé sur les fluctuations de pression.

6.3.1.1.2 Fluctuations sur la roue

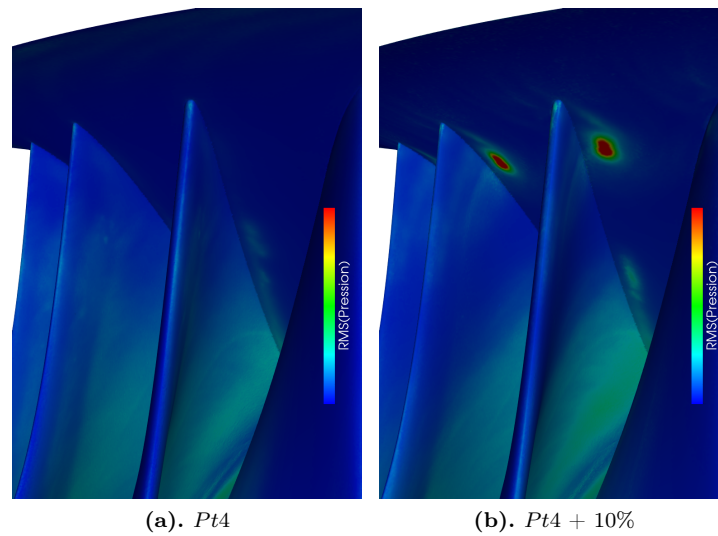


FIGURE 6.17. Influence du type de vortex sur l'écart-type de la pression sur la roue

La figure 6.17 présente la comparaison des fluctuations de pression mesurées sur la roue pour ces deux points de fonctionnement. Le point $Pt4 + 10\%$ montre alors un maximum global de fluctuations de pression sur le plafond, là où le VIA est attaché. À l'inverse, le point $Pt4$ ne montre pas de maximum aussi localisé : les fluctuations de pression observées coïncident avec la zone de pompage. Les fluctuations de pression générées par le défaut d'incidence sont dans ce cas négligeables par rapport à celles obtenues dans la zone de pompage. Les fluctuations apparaissent maximales en extradados, dans la zone du pompage.

Un défaut d'incidence généralisé génère un maximum global de fluctuations de pression sur le plafond, au niveau du VIA. Un VIA de défaut d'incidence en extradados génère des fluctuations négligeables sur la roue par rapport au phénomène de pompage qui semble instationnaire.

6.3.1.2 Signature fréquentielle des fluctuations de pression

Pour comparer la dynamique de l'écoulement dans ces deux cas, il est intéressant d'étudier la signature fréquentielle des fluctuations de pression. Dans ce paragraphe, deux capteurs sont utilisés. Le capteur S2 permet d'évaluer la dynamique de l'écoulement en paroi. Le second capteur, Vz0, est situé dans le canal. Il a pour objectif de mesurer directement les fréquences des fluctuations de pression générées par les VIAs. Situé dans le canal, il ne correspond bien sûr à aucun capteur expérimental.

Les spectres de pression obtenus sur ces deux capteurs sont représentés sur la figure 6.18. Ces spectres sont adimensionnés par la valeur maximale obtenue pour l'ensemble des deux spectres.

Il apparaît que les fluctuations sur ces deux capteurs sont globalement supérieures pour le point $Pt4$ que pour le point $Pt4 + 10\%$.

Plus particulièrement, le capteur S2, attaché à l'aube, correspond à une zone où l'écart-type est en effet plus important pour le point $Pt4$ que pour le point $Pt4 + 10\%$. Cela est dû à la présence du défaut d'incidence : le vortex attaché au bord d'attaque pour le point $Pt4$, représenté sur la figure 6.12d, est à l'origine de fluctuations de pression dans son sillage sur l'aube. Il faut alors noter qu'aucune signature fréquentielle particulière n'apparaît sur ces deux spectres de pression : le vortex de défaut d'incidence ne présente pas de fréquence propre.

Le capteur Vz0 se trouve à proximité du vortex dans le canal. Sa localisation justifie les amplitudes observées dans les spectres : il ne se trouve pas dans le maximum de fluctuations

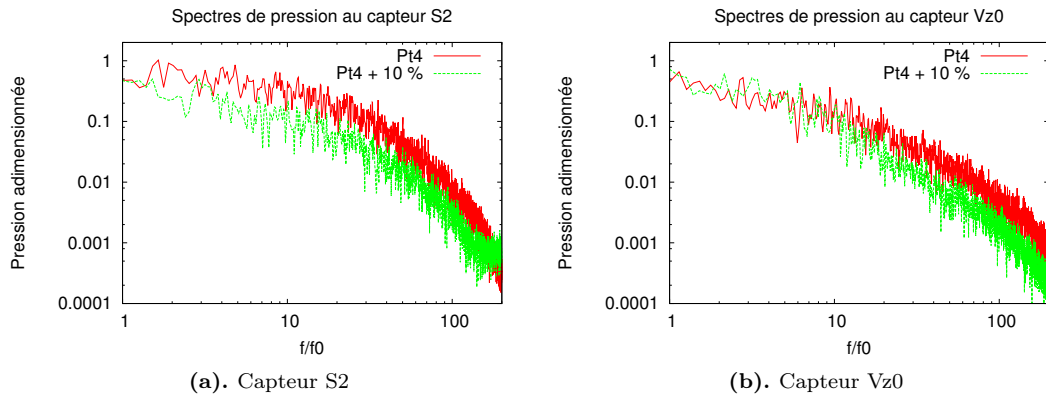


FIGURE 6.18. Influence du type de vortex sur la signature fréquentielle des fluctuations de pression dans la roue

du point $Pt4 + 10\%$, qui est très localisé. Les amplitudes obtenues sur ces spectres sont fortement dépendantes de la localisation des capteurs vis-à-vis de la topologie des VIAs. Cependant, la répartition fréquentielle de ces signaux est représentative de la dynamique de l'écoulement.

Pour ces deux capteurs, **aucune signature fréquentielle caractéristique n'apparaît** pour les deux points de fonctionnement.

6.3.2 Influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression

Pour cette partie, les 4 points de fonctionnement $Pt1$ à $Pt4$ sont comparés. Comme discuté dans le paragraphe 6.2.1, ces quatre points de fonctionnement qui partagent la même valeur de n_{11} présentent les mêmes types de vortex : un VIA de défaut d'incidence et un VIA de pompage. Ainsi, ils permettent d'analyser l'influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression en conservant les mêmes phénomènes.

6.3.2.1 Amplitudes et répartition des fluctuations de pression

6.3.2.1.1 Fluctuations dans le canal inter-aubes

La figure 6.19 présente l'écart-type de pression dans un plan horizontal au centre du distributeur pour ces 4 points de fonctionnement. Cela permet de comprendre comment les fluctuations de pression évoluent en fonction de Q_{11} .

Il apparaît que les fluctuations dans le canal augmentent quand le débit diminue. En effet, on ne distingue que légèrement pour le point $Pt1$ un maximum local généré par le défaut d'incidence illustré dans la figure 6.12a. Le vortex de pompage ne coupe pas le plan choisi. Il s'agit d'un point présentant relativement peu d'instabilités.

Le point $Pt2$ montre deux maxima locaux distincts, dissociant les deux phénomènes principaux. Proche du bord d'attaque, les fluctuations sont liées au VIA de défaut d'incidence, qui se trouve proche de l'aube. Plus loin dans le canal, le vortex de pompage est à l'origine des fluctuations obtenues. C'est dans cette zone que les fluctuations sont maximales. Ici les fluctuations de pression sont environ 2 fois plus importantes que celles mesurées dans le sillage du défaut d'incidence. Cela confirme l'analyse précédente : le pompage génère plus de fluctuations de pression qu'un défaut d'incidence en extrados.

Le point $Pt3$ montre que l'amplitude des fluctuations liées au défaut d'incidence augmente. Sa zone s'étend : le VIA occupe plus de place et s'éloigne du bord d'attaque à cause d'un angle d'incidence dégradé. Les visualisations de la figure 6.12 montrent que les VIAs de défaut d'incidence et de pompage interagissent pour ce point de fonctionnement. Les deux phénomènes ne sont donc plus clairement dissociables. Pourtant la figure 6.19 montre qu'au niveau de cette coupe les deux vortex ne sont pas mélangés.

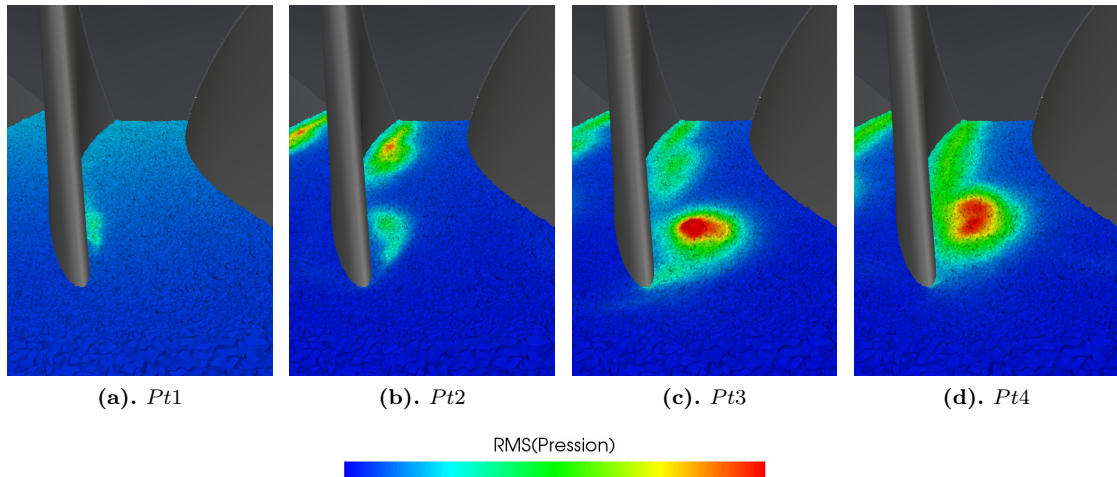


FIGURE 6.19. Influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression dans un plan horizontal

Enfin le point $Pt4$ présente un seul maximum de l'écart-type de pression ; il correspond à la fusion des deux vortex dans le plan de coupe visualisé. La trace de l'instabilité du pompage reste observable à travers les amplitudes des fluctuations de pression proche de l'extrados.

Globalement, il apparaît que **les fluctuations de pression augmentent dans le canal lorsque Q_{11} diminue.**

6.3.2.1.2 Fluctuations sur la roue

Le chargement dynamique de la roue est la quantité d'intérêt pour comprendre les origines du phénomène de fatigue. Pour comprendre comment il varie en fonction de Q_{11} , la figure 6.20 présente la comparaison de l'écart-type de la pression dans la roue (avec une même échelle dans les 4 cas).

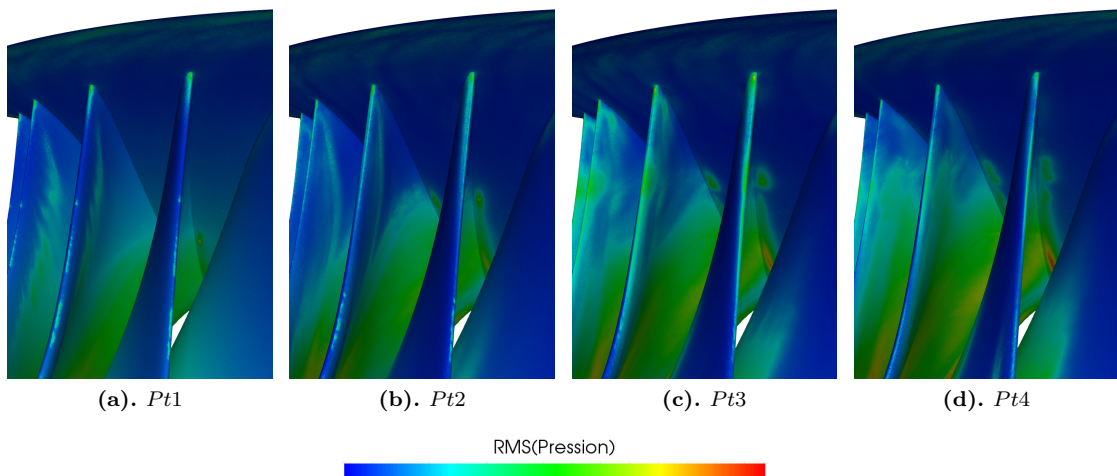


FIGURE 6.20. Influence de Q_{11} sur les fluctuations de pression sur la roue

Il faut d'abord noter que les fluctuations sont principalement issues du pompage. La zone associée au pompage prend de plus en plus de place sur l'extrados jusqu'à occuper presque toute la surface pour le point $Pt4$. La valeur de l'écart-type n'apparaît pas comme très sensible à Q_{11} .

Ensuite la trace des fluctuations de pression associées au défaut d'incidence est aussi visible sur les 3 premiers points de fonctionnement. Elle est plus difficilement dissociable du phénomène de pompage pour le point $Pt4$. Ces fluctuations de pression sont très localisées et sont caractérisées par un écart-type plus faible que dans la zone de pompage. Par exemple, pour le point $Pt2$, l'écart-type de pression dans le sillage du défaut d'incidence sur l'extrados est environ 4 fois inférieur à une valeur représentative de l'écart-type au niveau du point d'arrêt du pompage.

En conclusion, cette figure montre que l'amplitude des fluctuations de pression ne change pas considérablement dans la zone de pompage lorsque Q_{11} diminue, mais cette zone s'étend nettement. Le vortex de défaut d'incidence ne génère sur l'aube que des fluctuations très localisées, notamment pour les points $Pt1$ et $Pt2$ où il se trouve proche de l'extrados. Les fluctuations mesurées sur l'aube sont nettement moins sensibles aux variations de débit que celles dans les canaux inter-aubes, présentées dans le paragraphe précédent. On retrouve ce résultat dans le paragraphe suivant.

6.3.2.2 Signature fréquentielle des fluctuations de pression

La figure 6.21 présente la comparaison des spectres de fluctuations de pression sur les capteurs S2 et Vz0. Sur l'aube, le capteur S2 voit une augmentation sur l'ensemble des fréquences des fluctuations de pression lorsque Q_{11} diminue. Là aussi, ces résultats ne montrent donc pas de signature fréquentielle large bande semblable à celle obtenue dans les mesures expérimentales.

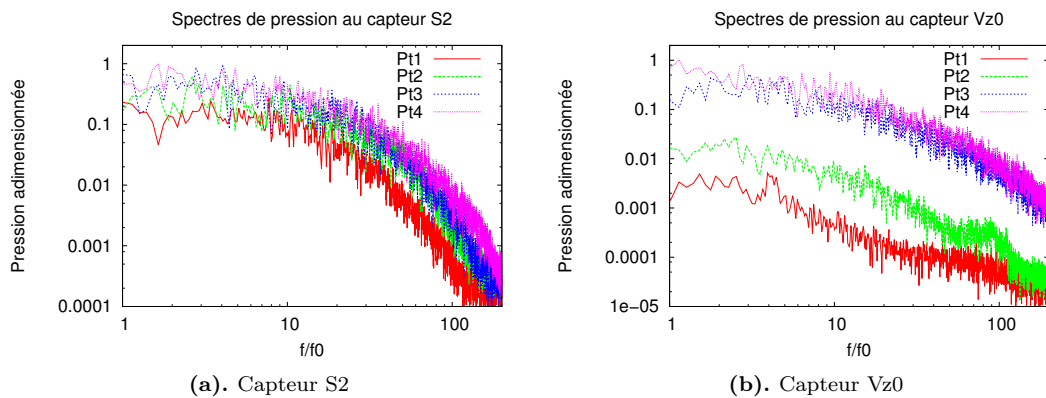


FIGURE 6.21. Influence de Q_{11} sur les spectres de fluctuations de pression

De même, la figure 6.21b présente les résultats obtenus sur le capteur Vz0, placé dans le plan horizontal à proximité du vortex pour le point $Pt4$. Les fluctuations mesurées pour les points $Pt1$ et $Pt2$ sont négligeables par rapport aux points $Pt3$ et $Pt4$ dont les amplitudes sont comparables. Ce résultat est cohérent avec la répartition de l'écart-type de pression présenté dans la figure 6.19. Là encore, les points $Pt3$ et $Pt4$ ne montrent aucune signature fréquentielle semblable à celle mesurée expérimentalement 3.1.3.1. Le spectre de fluctuations de pression au point $Pt2$ montre une inflexion pour des fréquences de l'ordre de $80 f_0$. Mais considérant l'amplitude négligeable associée à ces fréquences et le fait que cette signature n'est retrouvée que sur ce capteur, ce résultat n'est pas représentatif.

On peut conclure que **les fluctuations de pression mesurées sur les capteurs augmentent lorsque le débit diminue, la zone de pompage se rapprochant des capteurs utilisés. Aucune signature fréquentielle n'apparaît comme étant associée à la présence de VIA pour les quatre points de fonctionnement étudiés ici.**

6.3.3 Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression

Afin de comparer des points de fonctionnement différents, il est souhaitable d'obtenir le moins de différence possible pour étudier l'influence de n_{11} uniquement. Le chapitre 4 montre que $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ pilote le phénomène de pompage. On va donc chercher à comparer deux points caractérisés par une même valeur de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ afin d'obtenir une analyse pertinente.

Les points *Pt3* et *Pt5* présentent une même valeur de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ pour différents n_{11} . Il est donc intéressant de comparer la dynamique de ces deux points de fonctionnement afin de comprendre dans quelles mesures n_{11} influe sur les fluctuations de pression dans la roue.

6.3.3.1 Amplitude et répartition des fluctuations de pression

6.3.3.1.1 Fluctuations dans le canal inter-aubes

La figure 6.22 présente la comparaison des fluctuations de pression dans une coupe horizontale dans le canal de roue pour les points *Pt3* et *Pt5*.

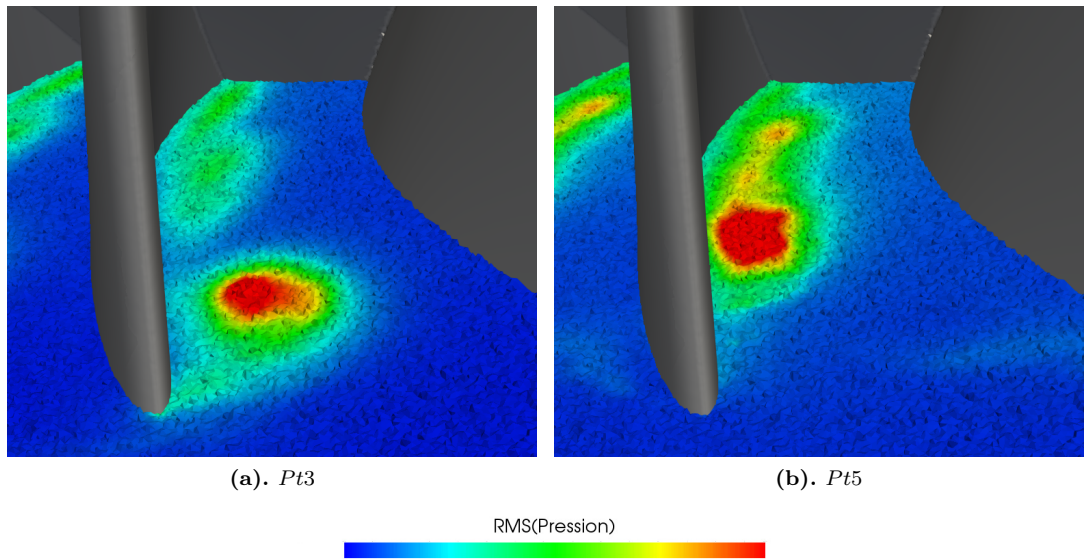


FIGURE 6.22. Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression dans un plan horizontal

Le point *Pt5* est caractérisé par la présence d'un défaut d'incidence en intrados. Cependant la figure 6.22b ne montre que des fluctuations très faibles dans le plan représenté dans le sillage de ce vortex. Ainsi dans cette configuration, **la présence d'un défaut d'incidence à l'intrados génère de fluctuations de pression négligeables par rapport à celles associées au vortex de pompage.**

Le vortex de pompage génère quant à lui plus de fluctuations pour le point *Pt5* : le maximum de fluctuation de pression dans cette coupe est supérieur de 22% à celui obtenu pour le point *Pt3*. Il apparaît donc qu'à $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ constant, **les fluctuations de pression induites par le pompage augmentent lorsque n_{11} augmente.**

6.3.3.1.2 Fluctuations sur la roue

La figure 6.23 propose une visualisation de l'écart-type de pression sur la roue au niveau de l'entrée et la figure 6.24 au niveau de la sortie, adimensionné par le maximum de l'écart-type de pression de ces deux configurations.

Tout d'abord, la topologie des vortex influe directement sur la localisation des fluctuations de pression sur la roue. En effet, le défaut d'incidence en extrados du point *Pt3* est à l'origine de fluctuations de pression en extrados proche du bord d'attaque dans la partie supérieure de la roue. Cette zone se distingue clairement du pompage dans la figure 6.23a. A

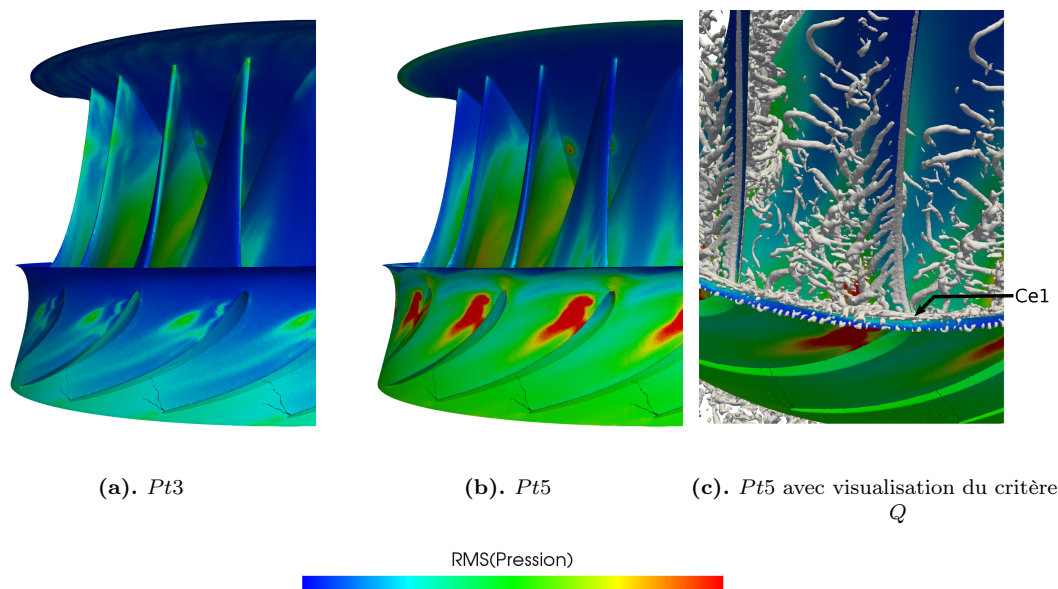


FIGURE 6.23. Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression en entrée de la roue

l'inverse, cette zone montre un écart-type de pression négligeable pour le point $Pt5$, qui est caractérisé par la présence de fluctuations sur l'intrados plus bas dans la roue. On remarque en effet une zone en intrados proche de la ceinture caractérisée par de fortes fluctuations de pression. Un zoom de cette partie est proposée sur la figure 6.23c. Elle montre que le défaut d'incidence à l'intrados génère des structures tourbillonnaires à proximité de la ceinture. Ces structures sont à l'origine de la différence principale entre ces deux configuration : l'écart-type de pression est beaucoup plus important à la ceinture pour le point $Pt5$ que pour le point $Pt3$. **Un défaut d'incidence intrados génère donc de fortes fluctuations de pression à la ceinture.**

De plus, l'écart-type de pression au niveau du vortex de pompage au plafond est plus important pour le point $Pt5$ que pour le point $Pt3$. Le débit du pompage est supérieur de 6.4% pour le point $Pt5$ par rapport au point $Pt3$. On retrouve ainsi que le pompage est plus instable lorsque n_{11} augmente. Le chapitre 5 a montré que la recirculation s'effectue essentiellement dans la direction axiale, les autres composantes de la vitesse étant faibles dans cette zone. Alors, lorsque n_{11} augmente, les vitesses relatives au bord de fuite augmentent et génèrent donc un décollement plus important.

Sous la roue, les fluctuations de pression sont supérieures pour le point $Pt5$ par rapport au point $Pt3$. La pression de référence étant prise en entrée, comme il en a été discuté dans le paragraphe 2.5.5.2, cette différence traduit globalement que le point $Pt5$ est plus instable que le point $Pt3$. Les traces des vortex sont situées à des localisations similaires, de même que la trace du point d'arrêt du pompage au niveau de l'extrados.

6.3.3.2 Signature fréquentielle des fluctuations de pression

Pour analyser l'influence de n_{11} sur les fréquences mesurées dans la roue, on peut s'intéresser aux spectres de fluctuations de pression. La figure 6.25 présente les spectres de pression pour les deux points de fonctionnement étudiés sur les capteurs S1 et sur un capteur placé à la jonction entre le bord d'attaque et la ceinture. Ce capteur, noté Ce1, est représenté sur la figure 6.23c.

Le capteur S1 voit plus de fluctuations pour le point $Pt3$ que pour le point $Pt5$, notamment pour les hautes fréquences. Ce résultat est directement lié à la topologie de l'écoulement. Le capteur S1 est dans le sillage du défaut d'incidence en extrados du point $Pt3$. Ce décollement génère des petites structures tourbillonnaires représentées dans la figure 6.12

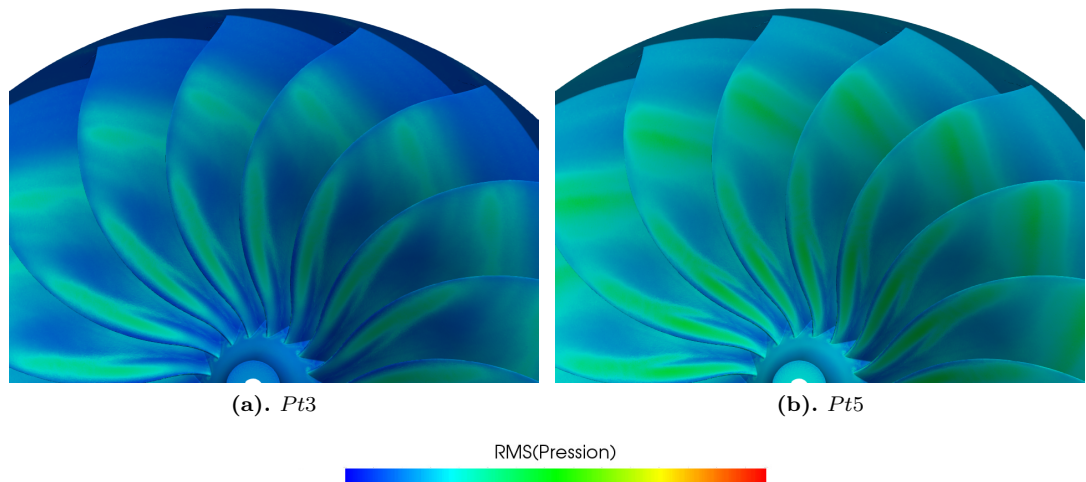


FIGURE 6.24. Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression en sortie de la roue

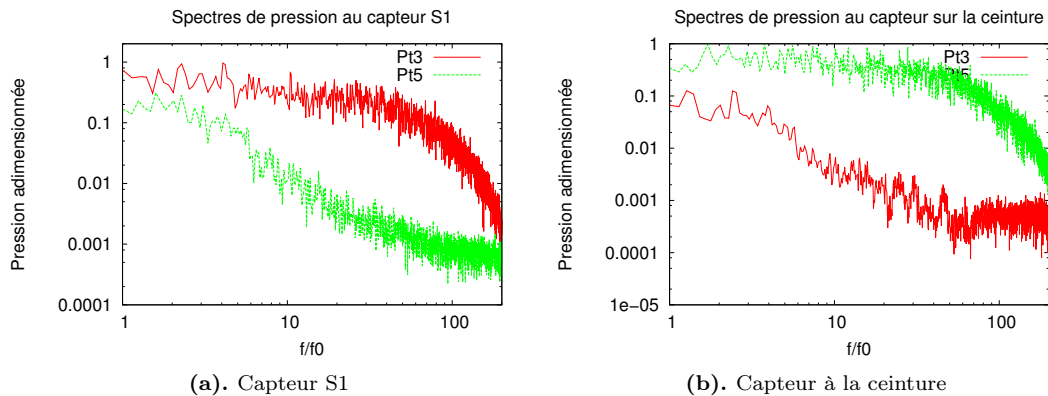


FIGURE 6.25. Influence de n_{11} sur les spectres de fluctuations de pression

qui sont à l'origine des fluctuations hautes fréquences ainsi mesurées. A l'inverse le *Pt5* est caractérisé par un défaut d'incidence en intrados ; il n'y a donc pas d'écoulement secondaire à proximité du capteur S1. Plus particulièrement, aucune petite structure tourbillonnaire n'est observée dans cette partie du canal. C'est pourquoi les fluctuations, notamment à hautes fréquences, y sont négligeables devant celles mesurées pour le point *Pt3*.

Le capteur Ce1 voit des fluctuations négligeables pour le point *Pt3* devant celles obtenues pour le point *Pt5*. Cela correspond à l'analyse effectuée dans le paragraphe précédent.

Résumé

L'analyse ci-dessus présente l'influence du point de fonctionnement sur les fluctuations de pression dans la roue. Il apparaît que les fluctuations de pressions dépendent très largement de la topologie des VIAs.

Il a d'abord été montré que le pompage génère plus de fluctuations de pression qu'un vortex attaché au bord d'attaque. Sur la roue, ils génèrent deux zones caractérisées par de fortes fluctuations de pression : au point d'arrêt du décollement en extrados et dans la trace du vortex, en extrados. Lorsque Q_{11} diminue, la zone de pompage est de plus en plus étendue dans la roue et les fluctuations de pression augmentent légèrement sur l'ensemble des fréquences captées ici.

Ensuite, il a été montré qu'un VIA de défaut d'incidence généralisé génère plus de fluc-

tuations de pression qu'un VIA de défaut d'incidence, attaché au bord d'attaque. Le maximum de fluctuations de pression sur la roue se trouve alors au point d'attache du VIA sur le plafond. Il apparaît tout de même qu'un défaut d'incidence génère des fluctuations sur l'extrados, à proximité du VIA.

Enfin, il a été montré que les fluctuations de pression augmentent avec n_{11} . Notamment un vortex de défaut d'incidence à l'intrados est à l'origine de fortes fluctuations de pression au niveau de la ceinture.

Cette analyse est effectuée à partir de simulations simplifiées développées dans le paragraphe 6.1. La dynamique mise en évidence ici est celle générée uniquement par les VIAs. La condition d'entrée est stationnaire ; cela peut expliquer en partie pourquoi les vortex de défaut d'incidence génèrent moins de fluctuations que les vortex issus du pompage. Aucune source d'excitation extérieure n'est présente dans ces simulations. Ces simulations montrent alors que les fluctuations de pression n'ont pas de signature fréquentielle particulière pour tous les types de vortex simulés.

6.4 Analyse comparative du comportement des fluctuations de pression de la turbine 2

Il est intéressant de vérifier que les conclusions obtenue à partir des simulations de la turbine 1 sont valables sur une autre géométrie. Dans cette partie, l'objectif est de comparer les VIAs pour les deux roues, sur différents points de fonctionnements. Il s'agit de comprendre dans quelles mesures la dynamique de ces vortex varie en fonction du point de fonctionnement et de la turbine étudiée.

La comparaison de deux turbines est complexe : le chapitre 4 a montré que les topologies de vortex ne sont pas les mêmes pour des points de fonctionnement aux mêmes caractéristiques $\{\bar{n}_{11}, \bar{Q}_{11}\}$. Les points de fonctionnement étudiés de la turbine 2 ont été choisis pour partager des topologie de vortex similaires à celles étudiées pour la roue 1. Cependant les deux roues ne partagent pas des vitesses spécifiques similaires, elles ne seront pas directement comparées. Les résultats seront comparés en relatif pour les deux roues : il va être cherché à vérifier notamment que n_{11} influe de la même manière sur les fluctuations de pression pour les deux configurations.

6.4.1 Modèle numérique

6.4.1.1 Choix des paramètres numériques

Le modèle numérique pour la roue 2 a été choisi comme étant quasi-identique à celui utilisé pour la roue 1. En effet, cela permet alors d'analyser les résultats sur les deux géométries avec des simulations numériques comparables. Ainsi, le maillage comporte 64M d'éléments pour un canal de roue. La valeur de y^+ la plus probable sur une aube est environ de 35 pour les deux points étudiés dont les caractéristiques sont présentées ci-dessous. La condition d'entrée est calculée à partir d'une simulation RANS.

Afin d'étudier des points de fonctionnement de la turbine 2 similaires à ceux étudiés pour la turbine 1, le coefficient de débit $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ a été fixé proche des valeurs des points *Pt3* et *Pt5* pour obtenir une intensité du pompage comparable. Pour analyser deux points de fonctionnement comparables sur les deux roues, le paramètre n_{11} a été déterminé pour obtenir les mêmes topologies de vortex définies dans le chapitre 4. Les valeurs caractéristiques sont présentées dans le tableau 6.3. Ainsi, les deux points correspondent aux régimes suivants :

OP1 : Ce point est caractérisé par une très faible valeur de \bar{n}_{11} à la limite du régime de fonctionnement de la turbine. D'après le chapitre 4, ce point est associé à un vortex de pompage et à un défaut d'incidence en entrée. A $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ constant, les topologies correspondent donc a priori au point *Pt3* de la roue 1.

OP2 : Ce point correspond à une forte valeur de \bar{n}_{11} , ce qui se traduit par la présence d'un défaut d'incidence en intrados. Il partage des topologies d'écoulement similaires au point *Pt5* de la roue 1.

6.4.1.2 Résultats : couple et topologie de VIA

	\bar{n}_{11}	$\varphi / \varphi_{\text{opt}}$	Erreur sur le couple
<i>OP1</i>	0.94	0.32	-1,1 %
<i>OP2</i>	1.25	0.34	-16.7 %

TABLE 6.3 – Erreur entre couple numérique et expérimental

Le tableau 6.3 présente les erreurs obtenues sur le couple pour les deux points de fonctionnement choisis. On y remarque que le point *OP2* présente une erreur de l'ordre de celles obtenues en charge très partielle pour la roue 1. Les hypothèses étant identiques, ce résultat était prévisible. Cependant le couple obtenu pour le point *OP1* est très proche du couple expérimental : il n'est sous-estimé que de 1.1%. L'analyse physique de l'écoulement ne permet pas de justifier pourquoi cette erreur varie entre ces deux points de fonctionnement. On peut cependant utiliser le résultat du paragraphe 6.2.2.2 qui montre que les simulations sont très sensibles à la condition d'entrée.

Les topologies de VIAs correspondant à ces deux points de fonctionnement sont représentées dans les figures 6.26 et 6.27.

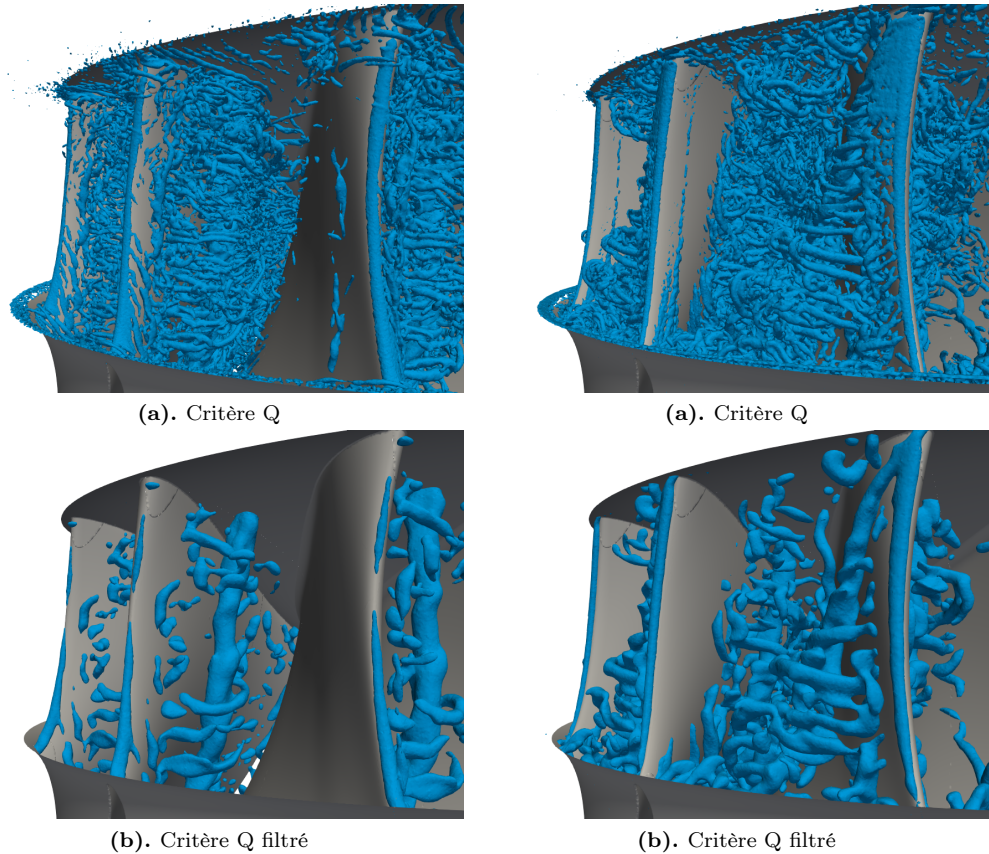


FIGURE 6.26. Topologies des VIAs au point *OP1*. FIGURE 6.27. Topologies des VIAs au point *OP2*.

Tout d'abord, la visualisation du critère Q filtré pour le point *OP1* rappelle la topologie de VIA obtenu pour un défaut d'incidence généralisé, correspondant au point *Pt4 + 10%*. On ne distingue en effet pas le défaut d'incidence du VIA de pompage : un seul vortex très cohérent, attaché au plafond proche du bord d'attaque est visualisé dans la figure 6.26b. La figure 6.28a présente le champ de vitesse moyenne dans le plan horizontal au centre du distributeur correspondant à ce point de fonctionnement. On remarque alors que la zone de pompage atteint le bord d'attaque. Comme discuté dans le chapitre 4, ce type d'écoulement

présente alors la même topologie de vortex qu'un vortex de défaut d'incidence généralisé. L'écoulement est donc comparable à celui obtenu pour le point $Pt4 + 10\%$, malgré le fait que les valeurs de φ / φ_{opt} diffèrent.

Ensuite la figure 6.27 montre que le point $OP2$ présente deux VIAs distincts. Le critère Q filtré montre en effet un VIA de défaut d'incidence en intrados, attaché au bord d'attaque, et un vortex de pompage attaché au plafond. Cette topologie est clairement identifiée par les vecteurs de vitesse moyenne dans la figure 6.28b. Le vortex de pompage, qui apparaît avec une pression moyenne particulièrement faible, est dissocié du VIA de défaut d'incidence.

Ces visualisations confirment les limites des topologies de VIAs obtenues dans le chapitre 4. En effet, le point $OP1$ montre la présence d'un vortex de pompage particulier car le pompage remonte jusqu'au bord d'attaque. Le point $OP2$ est quant à lui caractérisé par un vortex de défaut d'incidence à l'intrados et un vortex de pompage. Malgré les valeurs de φ / φ_{opt} très proches entre les deux simulations, le pompage apparaît avec des intensités différentes. En effet, le VIA associé à ce phénomène apparaît plus loin dans la roue pour le point $OP2$ que pour le point $OP1$.

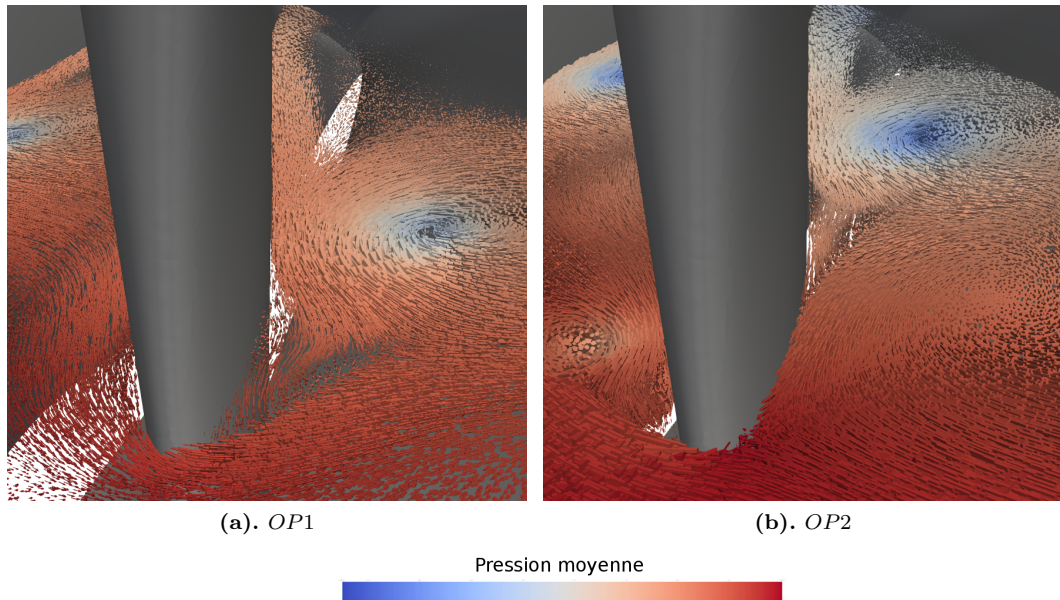


FIGURE 6.28 – Vecteurs vitesse moyenne colorés par la pression moyenne pour 2 points de fonctionnement de la roue 2

6.4.2 Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression

6.4.2.1 Fluctuations dans le canal inter-aubes

La figure 6.29 propose une comparaison des fluctuations de pression dans le canal entre les points $OP1$ et $OP2$.

Cette figure montre que les fluctuations dans le centre du vortex de pompage augmentent avec n_{11} . En effet, dans ce plan, le maximum local d'écart-type de pression est supérieur de 91% pour le point $OP2$ par rapport au point $OP1$. La zone associée au maximum de fluctuation de pression correspond à une ellipse qui suggère déjà la zone de déplacement du vortex. On peut donc en conclure que pour cette roue, les fluctuations de pression dans le canal augmentent lorsque n_{11} augmente.

Afin de comprendre pourquoi ce résultat apparaît, il est intéressant d'étudier le gradient de pression moyen. Représenté dans la figure 6.30, le gradient de pression moyen possède des valeurs similaires dans les deux cas. Contrairement à l'analyse proposée pour la roue 1

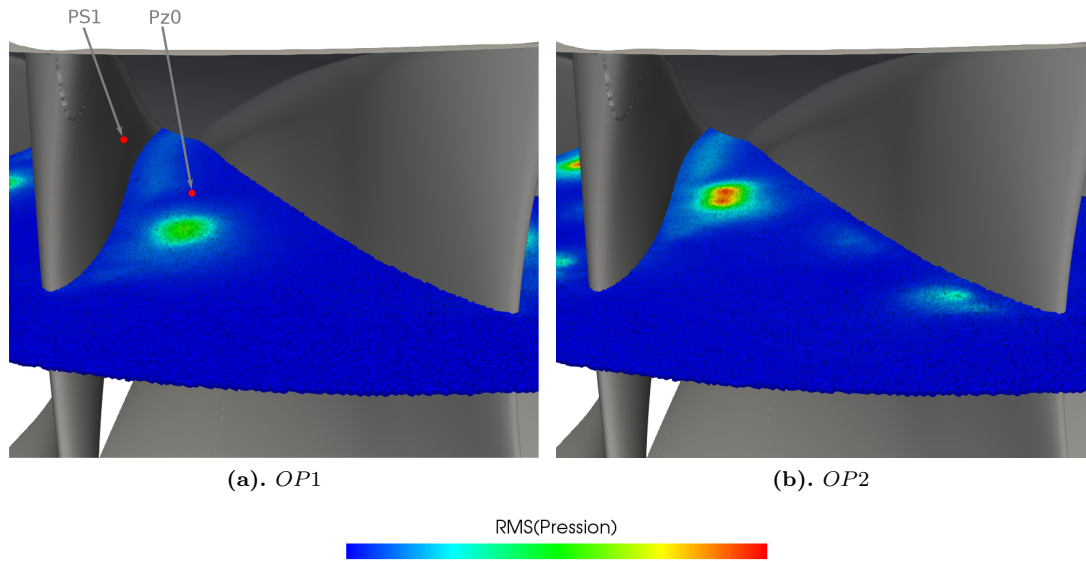


FIGURE 6.29. Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression dans un plan horizontal

entre les points $Pt4$ et $Pt4 + 10\%$, ce n'est donc pas l'intensité de la dépression qui est à l'origine de la différence sur les fluctuations de pression.

On peut aussi noter que pour le point $OP2$, l'amplitude du gradient de pression moyen dans le sillage du vortex de défaut d'incidence est similaire à celle obtenue dans le VIA de pompage. Pour autant, dans cette coupe du canal inter-aubes, les amplitudes des fluctuations de pression sont environ 3.3 fois plus faibles dans le sillage du VIA de défaut d'incidence intrados par rapport à celles générées par le VIA de pompage. Cela rappelle le résultat obtenu pour la roue 1, où le vortex de défaut d'incidence génère moins de fluctuations de pression que le vortex de pompage. Une analyse plus détaillée pour comprendre ces résultats est proposée dans le paragraphe 6.4.2.3.

6.4.2.2 Fluctuations sur la roue

La figure 6.31 présente l'écart-type de pression obtenu sur la roue pour les deux points de fonctionnement. On retrouve le résultat précédent : les fluctuations sur la roue sont plus importantes pour le point à grand n_{11} . Plus particulièrement, la valeur maximale des fluctuations de pression, située au plafond dans les deux cas, est multipliée par un facteur 1.5 entre les points $OP1$ et $OP2$. La forme de la zone délimitée par ces fluctuations de pression au plafond est aussi modifiée : il apparaît que le point $OP2$ présente une zone plus large de fluctuations de pression que le point $OP1$. Cela est cohérent avec les observations du paragraphe précédent qui montre des résultats similaires dans le canal.

L'augmentation des fluctuations de pression est aussi remarquable en sortie de roue, représentées avec la même échelle dans les figures 6.31c et 6.31d. On note notamment que les fluctuations en sortie sont principalement situées sur la pointe et au niveau du point d'arrêt du pompage en extrados. Un autre maximum local correspond à la localisation des VIAs en sortie de roue : leur trace sur les aubes apparaît notamment pour le point $OP2$.

On note aussi pour le point $OP2$ que les fluctuations générées par le défaut d'incidence en intrados sont très faibles devant celles générées dans la zone de pompage. En effet, sur l'aube, les fluctuations obtenues dans le sillage du vortex de défaut d'incidence sont environ 7 fois plus faibles que celles obtenues sur le plafond au niveau de l'attache du VIA de pompage.

6.4.2.2.1 Signature fréquentielle des fluctuations de pression

La figure 6.32 présente les spectres de fluctuations de pression obtenus pour les capteurs PS1 et Pz0 pour ces deux points de fonctionnement. Ces capteurs sont localisés sur la figure

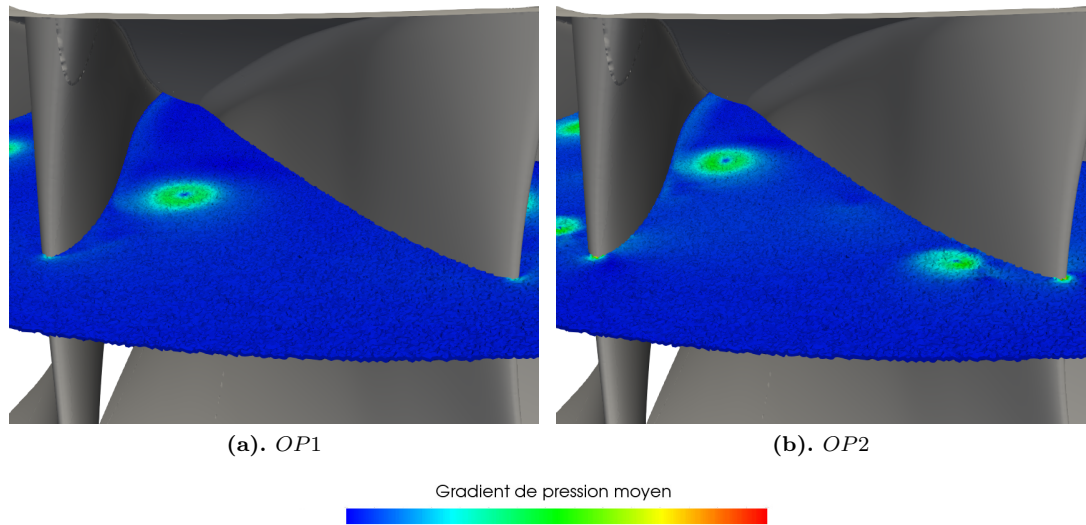


FIGURE 6.30. Influence de n_{11} sur le gradient de pression moyen dans un plan horizontal

6.29. On y voit que les fluctuations sont en effet plus importantes sur toute la gamme de fréquences pour le point $OP2$ que pour le point $OP1$. Plus particulièrement dans le canal, le capteur $Pz0$ se trouve dans le vortex pour le point $OP2$ et à côté de celui obtenu pour le point $OP1$. C'est pourquoi un facteur 40 entre les amplitudes des spectres des points $OP1$ et $OP2$ est obtenu. Aucune fréquence caractéristique n'apparaît pour ces deux points de fonctionnement. On peut donc en déduire que les fluctuations de pression dans les deux cas ne sont pas associées à une signature fréquentielle particulière.

6.4.2.3 Analyse de la dynamique des VIAs

Afin d'analyser la dynamique des VIAs pour ces deux points de fonctionnement, on peut étudier directement le déplacement du VIA et la pression en son centre. Pour cela, la méthodologie mise en oeuvre est la suivante. Tout d'abord, le centre du vortex est assimilé au minimum de pression dans le plan horizontal présenté dans la figure 6.29. A chaque pas de temps, les coordonnées de ce point et la pression correspondante sont exportées dans un fichier.

La figure 6.33a présente les variations temporelles de la pression minimale dans le VIA pour les deux points de fonctionnement. Elle montre d'abord que le vortex du point $OP2$ est caractérisé par une pression plus faible que celle du point $OP1$. Cependant la pression utilisée ici correspond à la différence de pression entre la pression au capteur et la pression moyenne en entrée. Elle n'est pas révélatrice du niveau "absolu" de la pression et n'est donc pas liée directement à l'apparition potentielle du phénomène de cavitation. Ensuite, cette figure montre que les variations de cette pression minimale sont plus importantes pour le point $OP2$ que pour le point $OP1$: l'écart-type de ce signal de pression est 2.25 fois supérieur. Ainsi, la pression dans le vortex est plus variable pour le point $OP2$ que pour le point $OP1$.

La figure 6.33b présente les spectres associés à ces signaux de pression minimale. On y retrouve la différence d'amplitude observée sur les signaux temporels, et cela sur l'ensemble de la gamme de fréquence. Cette figure montre principalement que **la pression dans le VIA ne varie pas avec une fréquence privilégiée.**

La figure 6.34a présente les variations temporelles de la distance entre le centre du VIA et l'axe de rotation de la roue. On remarque d'abord que le VIA associé au point $OP1$ est plus proche du bord d'attaque que celui du point $OP2$; ce qui est cohérent avec les visualisations précédentes. Ensuite les signaux temporels montrent que l'amplitude des variations est plus

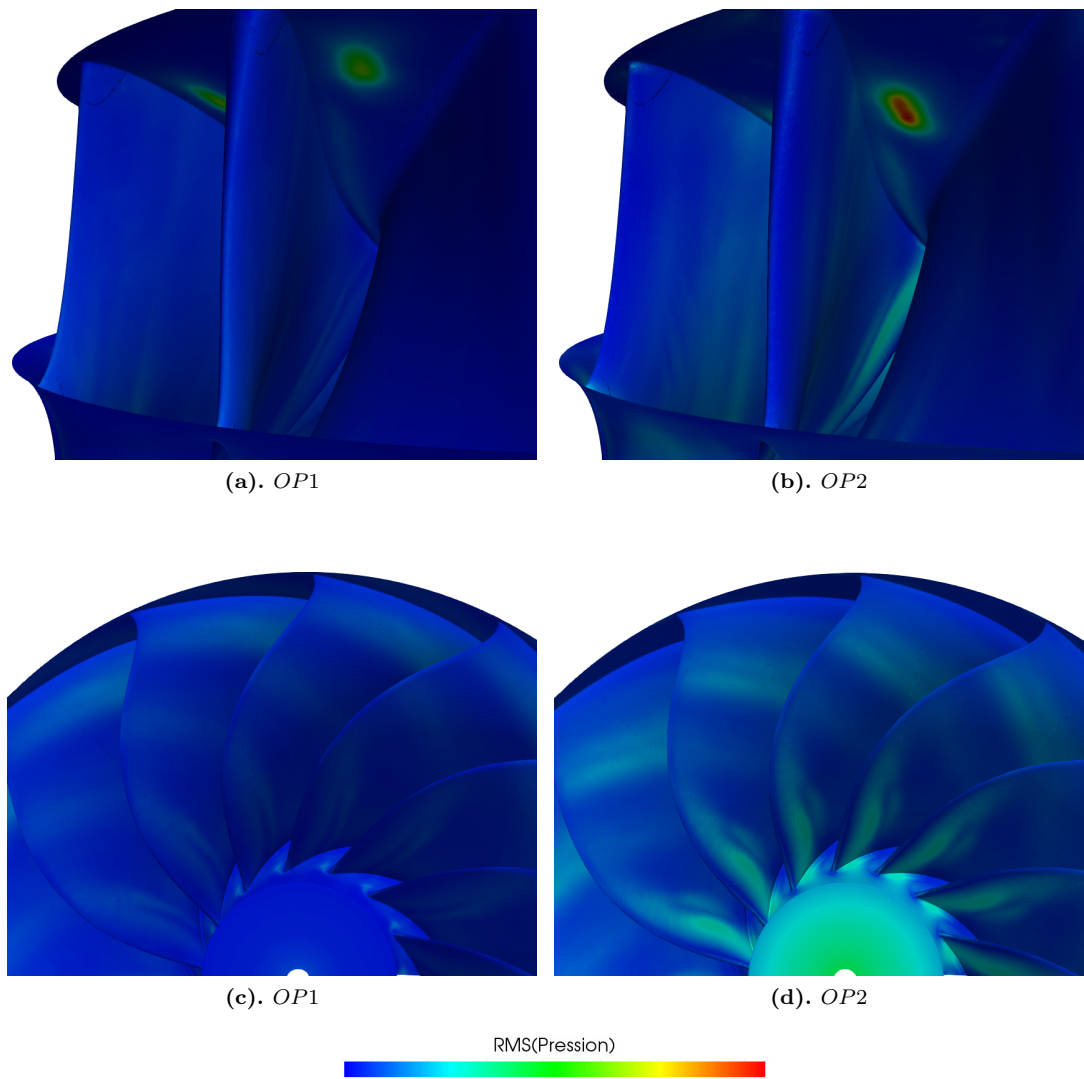


FIGURE 6.31. Influence de n_{11} sur les fluctuations de pression dans la roue

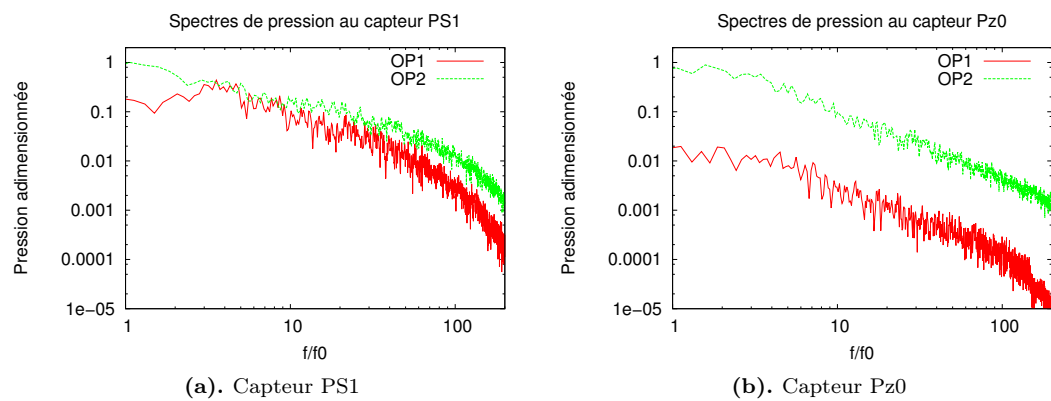


FIGURE 6.32. Influence de n_{11} sur les spectres de fluctuations de pression

importante pour le point *OP2* que pour le point *OP1* : l'écart type est supérieur de 15% pour le point *OP2*. Les spectres associés à ces déplacements, présentés dans la

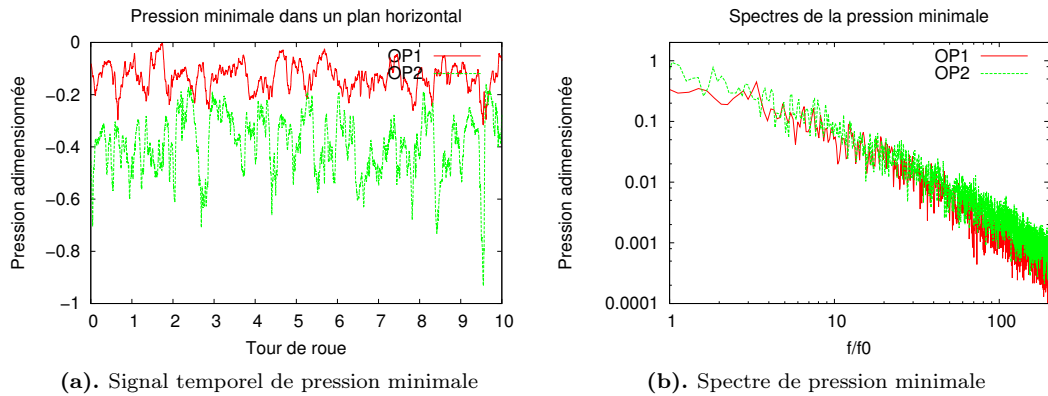


FIGURE 6.33. Influence de n_{11} sur la pression au centre du VIA dans un plan horizontal

figure 6.34b, ne montrent pas de fréquences privilégiées.

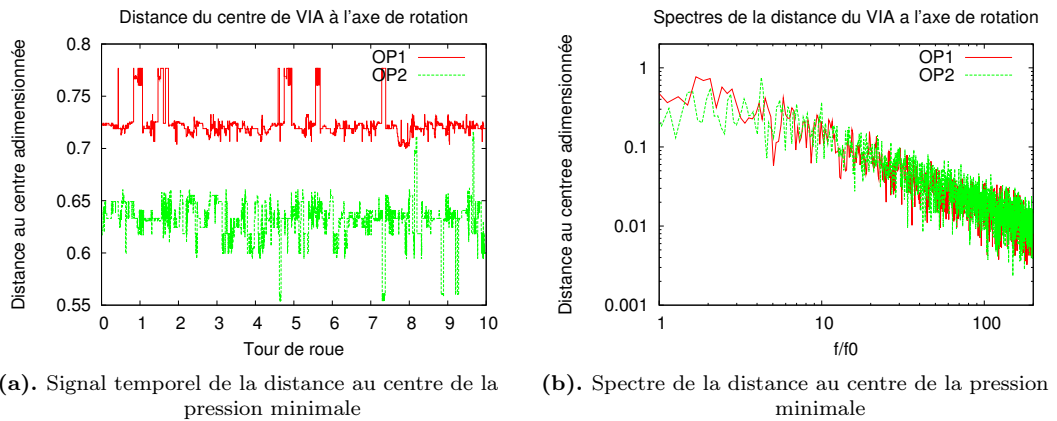


FIGURE 6.34. Influence de n_{11} sur la distance du VIA à l'axe de rotation de la roue

Ce résultat permet d'expliquer partiellement les différences entre *OP1* et *OP2* observées sur les fluctuations de pression : la valeur de pression dans le vortex varie avec une amplitude plus importante lorsque n_{11} augmente. De même, les VIAs ont un déplacement plus important pour le point *OP2*.

6.5 Conclusions du chapitre

Ce chapitre propose une analyse de la dynamique des VIAs à travers la SGE d'un canal de roue. Une configuration numérique a été développée afin de résoudre finement la dynamique de l'écoulement de charge partielle.

Il a été montré que ces simulations sont limitées pour représenter de façon pertinente l'écoulement dans la roue : les amplitudes des fluctuations de pression et les phénomènes à basses fréquences ne sont pas représentatifs des mesures expérimentales. Cependant, la SGE permet d'améliorer considérablement la prédiction de la dynamique haute fréquence de l'écoulement de charge partielle. Les résultats montrent des fluctuations de pression à hautes fréquences à des amplitudes similaires à celles mesurées expérimentalement. Ces simulations sont donc complémentaires à celles proposées dans le chapitre 5 avec le modèle SAS qui a permis d'analyser de façon satisfaisante les mécanismes générant le comportement à basses fréquences de l'écoulement.

Les résultats de la SGE sur un canal de roue mettent en évidence des topologies comparables à celles obtenues avec le modèle SAS. Il a été noté que les simulations sont très sensibles à la condition d'entrée, notamment lorsque les points de fonctionnement sont à la limite d'une topologie de vortex.

Cette configuration numérique a permis d'analyser l'influence des points de fonctionnement sur la dynamique des VIAs pour les deux turbines étudiées. Ces analyses montrent que les fluctuations liées à un défaut d'incidence extrados sont faibles devant celles générées par le phénomène de pompage. De plus, il a été démontré qu'un vortex attaché au plafond (VIA de défaut d'incidence généralisé) génère davantage de fluctuations de pression que le pompage et qu'un VIA de défaut d'incidence attaché au bord d'attaque. Cela est dû au fait qu'un VIA attaché au plafond est caractérisé par un fort gradient de pression en son centre.

Il a été montré que les fluctuations de pression augmentent lorsque n_{11} est constant et que Q_{11} diminue pour la turbine 1. De même, sur les deux roues, il apparaît que les fluctuations augmentent lorsque n_{11} augmente.

Les analyses ont montré que les fluctuations de pression générées par un VIA sont le fruit de plusieurs mécanismes. Tout d'abord la pression au centre du vortex peut changer. C'est ce phénomène qui a été mis en avant pour la turbine 2 et explique les différences obtenues entre deux points de fonctionnement. Ensuite la position du VIA peut évoluer dans le temps. Pour que ce vortex génère des fluctuations de pression, il doit alors générer un gradient de pression. A déplacement équivalent, plus le gradient de pression est important, plus les fluctuations obtenues seront importantes. Ce mécanisme a été mis en évidence pour la turbine 1 et explique les différences de fluctuations de pression générées par des VIAs de différents types.

Chapitre 7

Simulation des grandes échelles de l'interaction entre la roue et les directrices et influence de la condition d'entrée

Sommaire

7.1	Calcul de l'interaction entre les directrices et la roue	150
7.1.1	Modèle numérique	150
7.1.2	Analyse des résultats	154
7.2	Interaction directrices-roue à travers un calcul 2D	158
7.2.1	Modèle numérique	158
7.2.2	Validation du modèle 2D par rapport au 3D	159
7.2.3	Influence du point de fonctionnement sur les structures dans l'entrefer	160
7.2.4	Influence du modèle : comparaison SGE/SAS avec la configuration bidimensionnelle	160
7.2.5	Résumé : analyse des structures dans l'entrefer	161
7.3	Réponse des VIAs à une excitation périodique en entrée de roue	162
7.3.1	Points de fonctionnement étudiés	162
7.3.2	Modèle d'excitation en entrée	163
7.3.3	Réponse à l'excitation d'entrée	164
7.4	Résumé et discussion	167
7.4.1	Résumé des résultats	167
7.4.2	Discussion	168

Résumé

Le chapitre précédent présente les simulations des VIAs dans le domaine tournant. L'interaction entre les parties fixes du distributeur et la roue a été négligée. Afin de prendre en compte cette interaction des modèles numériques plus complexes ont été mis en place. Les directrices et la roue complète ont été modélisées grâce à une simulation avec un maillage mobile.

Ce chapitre propose dans un premier temps une description du modèle numérique mis en place afin de simuler cette interaction. Ensuite les résultats numériques sont analysés. Nous verrons que ces simulations mettent en évidence la présence de structures instationnaires dans l'entrefer. Dans l'objectif de comprendre la signature fréquentielle large bande mesurée expérimentalement, la dynamique de ces structures sera étudiée, notamment à partir d'un modèle 2D.

Enfin, dans l'objectif d'étudier l'interaction potentielle entre ces structures et l'écoulement dans la roue (notamment les VIAs), des calculs semblables à ceux présentés dans le chapitre précédent seront effectués avec une condition d'entrée instationnaire.

7.1 Calcul de l'interaction entre les directrices et la roue

Dans l'objectif de modéliser la roue et les directrices, une approche ALE (Arbitrary-Lagrangian Euler) a été utilisée. La méthode numérique associée est détaillée dans le paragraphe 2.5.4.4 du chapitre 2. Cette étude a été menée uniquement pour la turbine 1 car les coûts de calculs de ces simulations sont importants.

7.1.1 Modèle numérique

7.1.1.1 Domaine de calcul et conditions aux limites

Le domaine de calcul se base sur celui utilisé dans le chapitre 6 pour les calculs de roue complète. En particulier, l'extension du cône est identique. Cependant, cette géométrie a été étendue en entrée pour intégrer les directrices dans le domaine de calcul.

La condition d'entrée, imposée sur un cylindre en amont des directrices, est toujours considérée comme axi-symétrique. Cela suppose que la bache et les avant-directrices distribuent uniformément le débit total pour les points de fonctionnement étudiés. Cette hypothèse a été vérifiée : l'annexe D montre que les débits associés à chaque canal de directrice possède un écart à la moyenne inférieur à 1%. Le champ de vitesse est alors imposé en entrée comme uniforme, avec une direction correspondant à l'angle géométrique des avant-directrices.

Le chapitre 6 a mis en évidence le fait que la SGE permet de prédire des fluctuations de pression hautes fréquences avec des amplitudes similaires à celles mesurées expérimentalement. Cependant, ces simulations ne prédisent pas la signature fréquentielle large bande mesurée expérimentalement détaillée dans le paragraphe 3.3.2 du chapitre 3. Cette signature fréquentielle étant maximale au point *Pt4*, ce point de fonctionnement a été choisi pour cette étude.

Dans l'objectif de comparer deux points de fonctionnement différents, un point où la signature fréquentielle large bande apparaît moins nettement est choisi. Idéalement, le point modélisé devrait être celui du meilleur fonctionnement. Cependant, nous verrons dans le paragraphe 7.1.1.4 que les coûts de calculs sont trop importants pour cette simulation. Un point de fonctionnement à $\varphi/\varphi_{\text{opt}} = 0.55$, noté *Pt6* sera utilisé.

Les caractéristiques des deux points étudiés dans ce chapitre sont résumées dans le tableau 7.1. L'angle des directrices, noté α est directement utilisé pour construire la géométrie du domaine de calcul.

7.1.1.2 Maillage et coûts de calculs

Ces simulations sont limitées par le coût de calcul. Le maillage a donc été choisi principalement en fonction de cette contrainte afin de garantir la faisabilité des simulations. Le

	\bar{n}_{11}	$\varphi/\varphi_{\text{opt}}$	$\alpha(\text{degrés})$
<i>Pt4</i>	1.1	0.31	10.3
<i>Pt6</i>	1.1	0.54	18.01

TABLE 7.1 – Points étudiés de la turbine 1 avec l’approche ALE

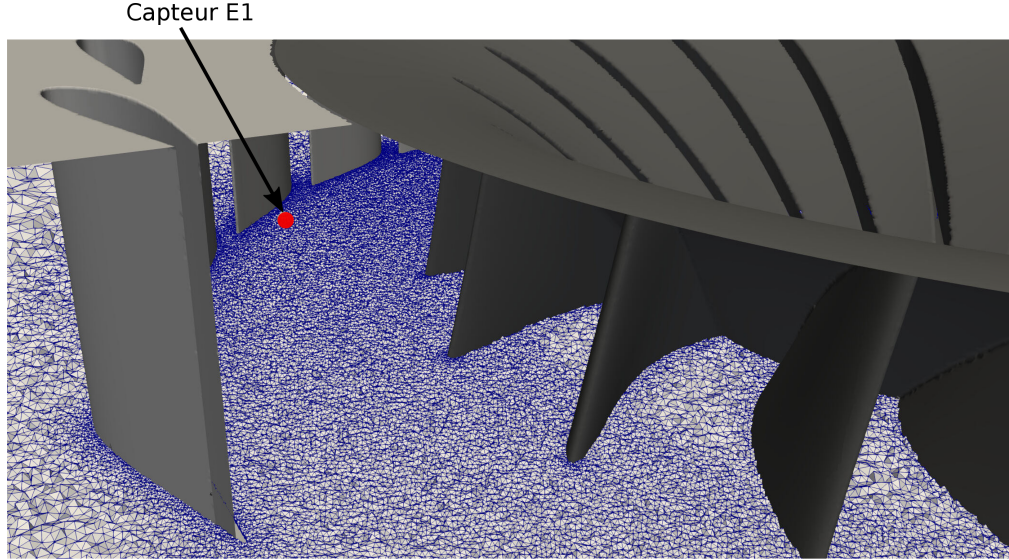


FIGURE 7.1. Maillage utilisé pour les calculs de roue avec les directrices

chapitre 6 a montré qu’un maillage de 50M d’éléments pour un canal de roue ne permet pas de garantir la convergence en maillage, et ne résout pas les couches limites. Ce maillage équivalait alors à 850 M d’éléments pour la roue complète, sans considérer le maillage dans les directrices. La conservation de ces paramètres nécessiterait alors d’effectuer la simulation sur un maillage de plus d’un milliard d’éléments en ajoutant le maillage dans les directrices. Le processus d’adaptation de maillage étant très coûteux (quantifié dans le paragraphe suivant), ce type de résolution n’est pas envisageable.

Ainsi, les calculs sont d’abord effectués avec un maillage très grossier, uniforme dans la roue et dans les directrices, de l’ordre de 30 millions d’éléments jusqu’à obtenir la convergence temporelle. Les simulations sont ensuite effectuées sur un maillage comportant environ 175M d’éléments, illustré dans la figure 7.1 pour le point *Pt4*. L’objectif ici étant d’étudier particulièrement les phénomènes instationnaires dans l’entrefer non simulés dans le chapitre précédent, le maillage a été particulièrement raffiné dans cette zone. Les valeurs de y^+ sur les directrices au point *Pt4* varient entre 5 et 70, avec une probabilité maximale correspondant à une valeur de 20. D’après les observations du paragraphe 6.1.4, le maillage dans la roue a été choisi comme homogène. Il comporte environ 35 mailles dans la largeur d’un canal de roue. Pour rappel, le maillage utilisé dans le chapitre 6 en comporte 120. Ce maillage est donc particulièrement grossier par rapport à celui utilisé pour les calculs d’un seul canal de roue. Cependant, un tel maillage permet de simuler l’écoulement dans l’entrefer et notamment l’interaction rotor-stator.

Le processus de remaillage, décrit dans le paragraphe suivant, consomme ici 62% du temps de calcul pour le point *Pt4*, et 86% pour le point *Pt6*. Il faut noter que la vitesse de l’écoulement est maximale dans les canaux des directrices. La condition CFL est donc plus contraignante que les calculs d’un canal de roue. Cela se traduit directement sur le pas de temps : par rapport au calcul de roue du chapitre 6 avec le maillage le plus fin, le pas de temps est divisé par 6 pour le point *Pt4*.

7.1.1.3 Vitesse des nœuds du maillage

Afin de simuler la rotation de la roue, le domaine de calcul est divisé en trois parties. La figure 7.2 illustre ces trois parties à travers la représentation d'une coupe selon un plan horizontal contenant la roue. Les éléments qui discrétisent les canaux de la roue sont en rotation solide. Ainsi les mailles comprises dans cette zone ne sont pas déformées. De même, les éléments dans les canaux de directrices sont fixes ; il ne sont pas non plus déformés. La zone de transition permet de ne pas utiliser d'interface en passant d'une vitesse du maillage nulle à une vitesse de rotation correspondant à la vitesse de rotation de la roue. Dans cette zone, la vitesse des nœuds varie comme une fonction affine de la distance au centre.

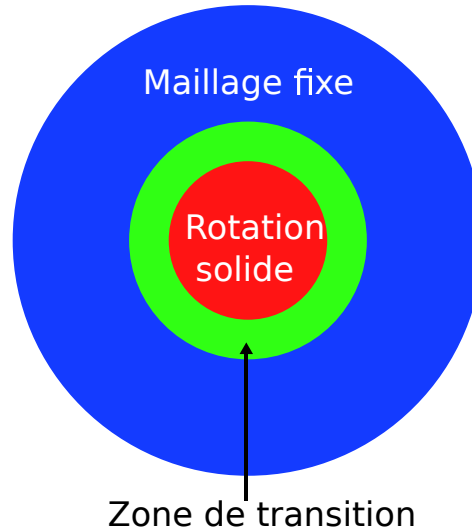


FIGURE 7.2. Schéma de la vitesse du maillage

Afin de minimiser le temps de calcul, la zone de transition doit être la plus large possible. En effet, la déformation du maillage est liée au gradient de vitesse entre deux nœuds. A vitesse de rotation donnée, la largeur de la zone de transition doit donc être maximisée. Cependant, elle est contrainte par la géométrie, notamment proche de la ceinture. En effet, le maillage correspondant à limite de la roue doit nécessairement tourner à la vitesse de rotation de la roue alors que le maillage surfacique des directrices doit être impérativement fixe.

Ce sont donc ces contraintes physiques qui imposent la géométrie de la zone de transition. La figure 7.3 montre la vitesse de rotation du maillage en surface au niveau de la flasque inférieure (a) et du cône (b) pour le point *Pt4*. On y voit notamment la contrainte géométrique au niveau de la ceinture.

L'animation présentée sur ce lien [30] présente une visualisation de ce processus au niveau d'un plan de coupe dans la roue.

7.1.1.4 Influence du point de fonctionnement sur le coût de calcul

La zone de transition est dépendante du point de fonctionnement : en charge partielle les ouvertures des directrices particulièrement faibles induisent une zone plus grande entre les directrices et la roue que pour des points de fonctionnement à plus grandes ouvertures. En effet, pour cette roue 1, une simulation au meilleur point de fonctionnement nécessite une réduction de 60% de la largeur de la zone de transition par rapport au point *Pt4*.

Le gradient de vitesse de rotation de maillage augmente lorsque la zone de transition diminue. La déformation d'une maille correspond à la différence de vitesse de rotation entre ces nœuds. Ainsi, si l'on considère que le pas de temps est constant, la déformation des mailles augmente plus rapidement lorsque la zone de transition est réduite. Cela est illustré pour un maillage bidimensionnel dans la figure 7.4. L'élément *abc* est déformé au nœud *c* par une vitesse \vec{x} alors que les nœuds *a* et *b* sont fixes. Le gradient de vitesse est 2 fois plus

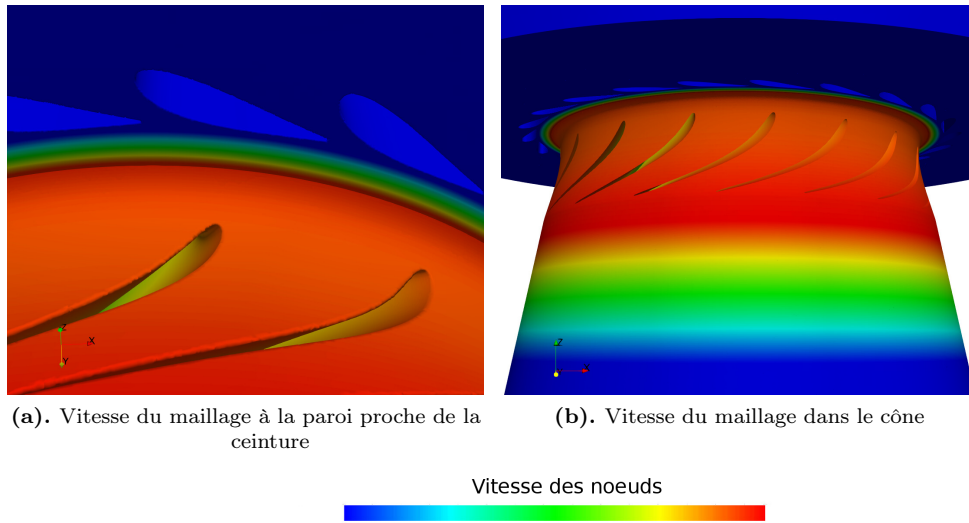


FIGURE 7.3. Vitesse du maillage à proximité de la ceinture et dans le cône au point *Pt4*

important sur le schéma de gauche que sur celui de droite, ici en diminuant la hauteur de l'élément d'un facteur 2. On remarque alors que la qualité de l'élément déformé (en gris) est plus dégradée lorsque le gradient de vitesse augmente.

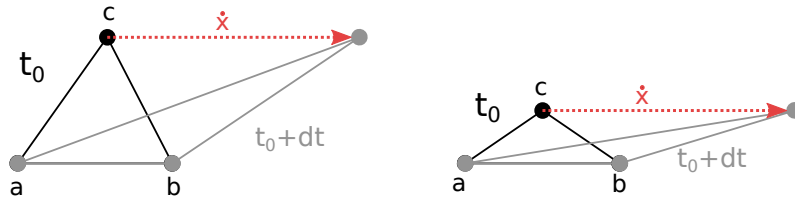


FIGURE 7.4. Influence du gradient de vitesse sur la déformation d'un élément bidimensionnel

Lorsque la valeur maximale de la skewness atteint un certain seuil, une étape de re-maillage est effectuée afin de retrouver des qualités de mailles convenables. Cette étape consiste à régénérer un maillage, grâce à l'outil MMG3D [28], à partir du maillage initial. La figure 7.5 illustre la déformation d'un élément bidimensionnel *abc*. Les nœuds *a* et *b* sont fixes, et *c* possède un mouvement de rotation qui déforme l'élément. A l'instant $t_0 + dt$, l'élément se trouve déformé, avec une valeur de skewness relativement proche de 1. Entre les instants $t_0 + dt$ et $t_0 + 2dt$, on peut imaginer que la surface passe par une valeur nulle. Passé cette valeur, comme à l'instant $t_0 + 2dt$, la rotation du point *c* entraîne la définition d'une surface non nulle, en 3D on parle de volume négatif. Dans ce cas le calcul ne peut pas s'effectuer, ce cas est à exclure absolument.

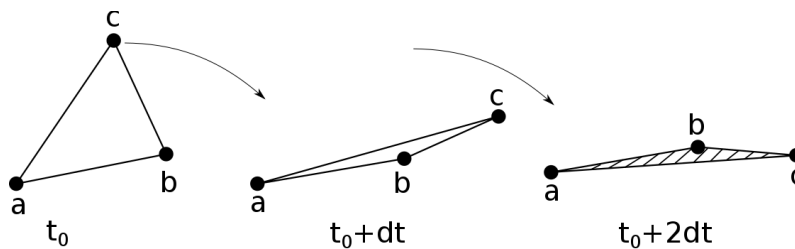


FIGURE 7.5. Déformation d'un élément par rotation du maillage

Comme la déformation est plus rapide lorsque la zone de transition est réduite, la valeur

seuil doit aussi être réduite, sans quoi certains éléments peuvent avoir un volume négatif. Ainsi, par exemple, il a été montré que la valeur seuil de la skewness peut atteindre 0.9995 au point *Pt4*, alors qu'elle ne peut pas dépasser 0.995 au point *Pt6*. Le nombre d'itérations entre deux processus de remaillage est divisé par deux entre les points *Pt4* et *Pt6*. La réduction de la zone de transition entraîne donc une forte augmentation du coût de calcul.

Il est donc plus avantageux en terme de coût de calcul d'utiliser cette méthode de calcul dans des régimes de charge partielle que pour des régimes proches du meilleur point de fonctionnement.

7.1.2 Analyse des résultats

7.1.2.1 Comparaison aux résultats précédents

Comme indiqué dans le paragraphe 7.1.1.2, le maillage utilisé ne permet pas de résoudre correctement l'écoulement dans la roue. En effet, le couple obtenu pour le point *Pt4* est sous-estimé de 23% par rapport aux mesures expérimentales. Compte-tenu du maillage utilisé, on peut s'attendre à une forte sensibilité au maillage.

Les résultats ne montrent pas des VIAs attachés au plafond comme visualisés expérimentalement. Ces simulations montrent en effet des VIAs de défaut d'incidence mélangés à des VIAs de pompage. On note que cela correspond aux résultats obtenus dans le chapitre 6 avec un maillage fin. D'après les résultats du chapitre 6, on peut supposer que la topologie obtenue dans la roue est aussi sensible à la condition d'entrée dans cette configuration.

Cette simulation, qui comprend la roue complète, permet de mettre en évidence des comportements différents entre les canaux. En effet, la figure 7.6 montre à travers la visualisation du champ de vitesse instantanée que ces VIAs ne sont pas identiques dans chaque canal de roue. On y voit notamment des instationnarités dans la zone de pompage avec la présence de structures tourbillonnaires et des sur-vitesses locales, entourées en noir dans la figure 7.6. Comme précisé précédemment, ces simulations ont principalement pour objectif d'analyser la dynamique de l'écoulement dans l'entrefer, l'analyse de l'écoulement dans la roue n'est pas détaillée ici.

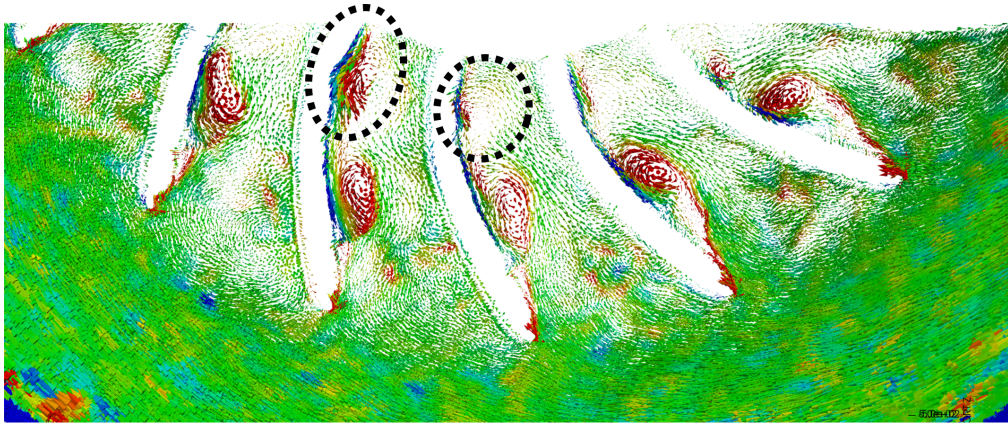


FIGURE 7.6. Vecteurs vitesse instantanée dans un plan horizontal au centre du distributeur au point *Pt4*, colorés par la vorticité axiale

De même, le couple obtenu au point *Pt6* est sous-estimé par rapport aux mesures expérimentales, dans ce cas de 14%. Seuls des vortex de pompage apparaissent, avec un pompage moins intense qu'au point *Pt4*. Cela est cohérent avec les résultats des chapitres 4 et 5. Dans ce cas également, nous concentrons notre analyse sur l'écoulement dans l'entrefer.

Grâce à la simulation de la roue complète, il est intéressant d'étudier l'écoulement dans le cône. Les simulations montrent des structures similaires à celles obtenues dans le chapitre 5. Elles sont visualisées dans la figure 7.7 par un iso-contour de pression. On note la présence de 4 structures au point *Pt6*, et comme obtenu par les simulations du chapitre 5, on retrouve 3 structures pour le point *Pt4*. Il faut noter que ces simulations ne comprennent pas le coude

de l'aspirateur, contrairement à celles présentées dans le chapitre 5. Elles permettent donc d'observer que ces structures ne sont pas générées par la géométrie du coude.

Le chapitre 5 a montré que des structures apparaissent dans l'entrefer et sont responsables de fluctuations basses fréquences. Il a été montré dans le paragraphe 5.2.5.3.2 qu'elles n'apparaissent qu'à partir de 20 tours de roue à partir d'une simulation déjà convergée. Les temps de simulation dans ce chapitre sont insuffisants pour permettre le développement de ces structures.

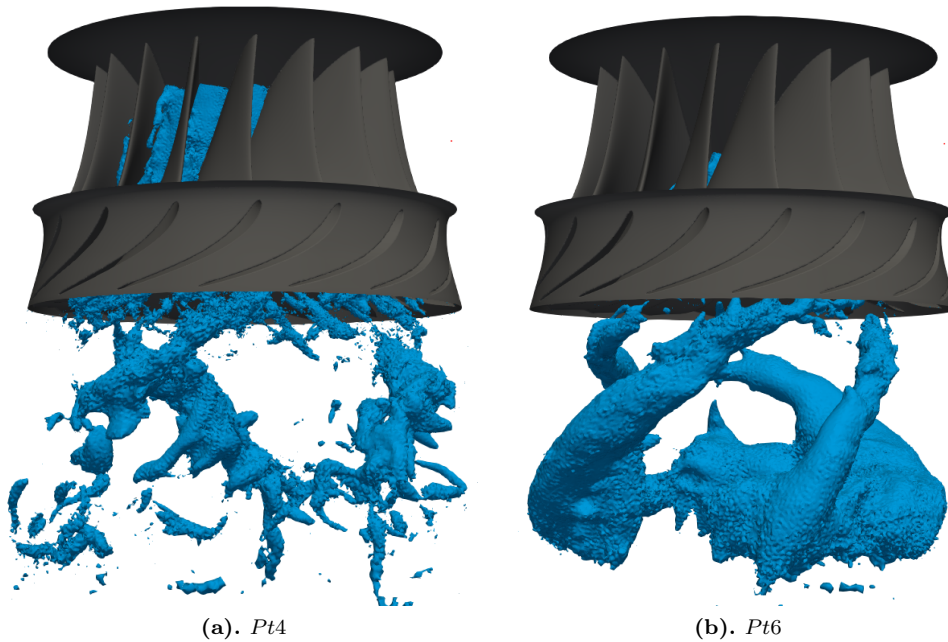


FIGURE 7.7. Structures dans le cône issues de la déstructuration de la torche

7.1.2.2 Présence de tourbillons en sortie de directrices

Les résultats montrent la présence de structures tourbillonnaires en sortie de directrices, mises en évidence dans la figure 7.8 par un iso-contour de Critère Q au point *Pt4*. Ces structures apparaissent au bord de fuite des directrices, sur toute leur hauteur. Elles sont étendues dans le sens de l'écoulement et forment des lâchers de tourbillons, instationnaires. L'animation présentée sur ce lien [30], montre les lâchers de ces structures pour le point *Pt4*.

Cependant, il faut noter que ces structures sont dissipées dans l'entrefer avant d'entrer dans la roue. Le maillage utilisé ici est trop grossier pour discrétiser ces structures correctement. En effet, elles sont discrétisées par environ 5 mailles selon leur largeur. Des maillages plus fins ne sont pas envisageables sur de telles configurations en gardant un temps de calcul raisonnable.

Le point *Pt6* a été simulé dans l'objectif d'étudier l'influence du point de fonctionnement sur l'apparition de ces structures. La figure 7.9 montre alors que ces structures sont aussi présentes pour ce point de fonctionnement. La topologie de ces tourbillons est similaire à celle du point *Pt4* malgré l'ouverture différente des directrices (présentée dans le tableau 7.1).

7.1.2.3 Analyse fréquentielle des structures dans l'entrefer

Les structures détectées dans le paragraphe précédent ont un caractère instationnaire. Afin de caractériser la dynamique de ces structures, nous effectuons une analyse fréquentielle du signal de vorticité axiale (composante du vecteur vorticité selon \vec{e}_z).

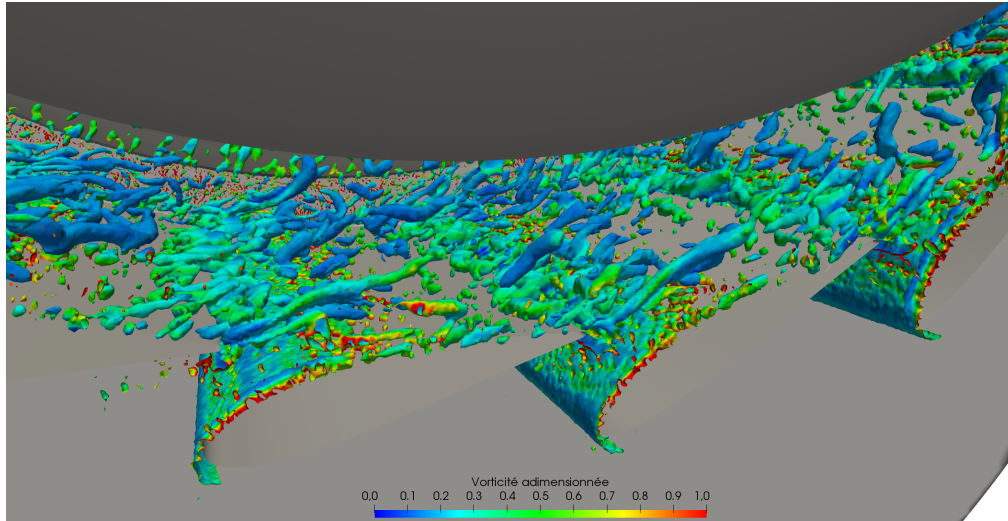


FIGURE 7.8. Visualisation du critère Q dans l'entrefer au point $Pt4$

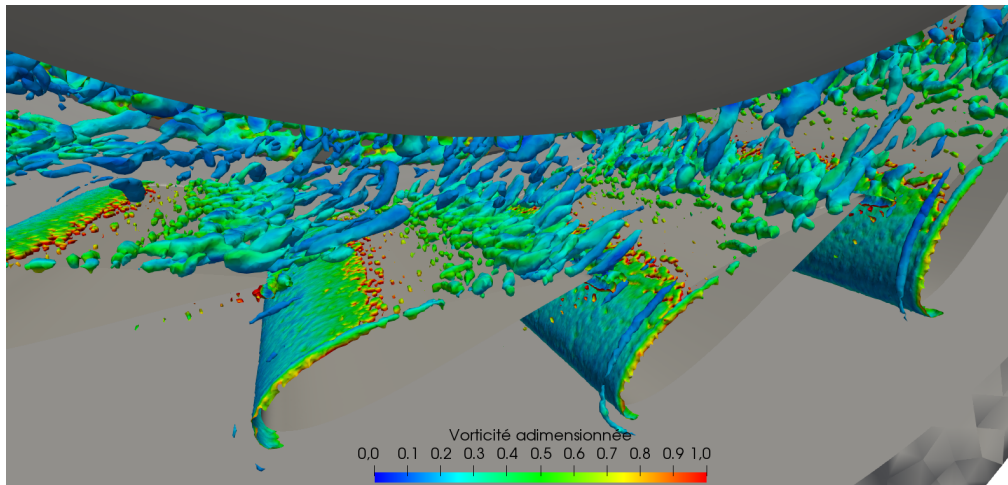


FIGURE 7.9. Visualisation du critère Q dans l'entrefer au point $Pt6$

Différents capteurs ont été utilisés au cours de cette étude. Les capteurs dans la roue sont identiques à ceux utilisés dans les parties précédentes. Le capteur $E1$ utilisé par la suite est situé en sortie de directrice, sur un plan horizontal au centre du distributeur. Il est représenté sur la figure 7.1.

Un même point de fonctionnement déterminé par le couple $\{\bar{n}_{11}, \bar{Q}_{11}\}$ peut correspondre à différentes chutes, comme il en a été discuté dans le paragraphe 1.2.3 du chapitre 1. Les résultats expérimentaux montrent que la signature fréquentielle large-bande possède la même fréquence adimensionnée (c'est à dire exprimée par $\frac{f}{f_0}$) pour des chutes différentes. Ce comportement expérimental est détaillé dans la thèse de Bouajila [11].

Pour illustrer cela, on peut considérer des vortex de Von-Karman. Ces vortex sont caractérisés par le nombre de Strouhal, inversement proportionnel à une vitesse caractéristique, et donc au débit. Considérons deux chutes différentes, dont les variables sont respectivement notées avec les indices 1 et 2. Si les points de fonctionnement sont identiques, on a :

$$\begin{aligned}
n_{11} &= \frac{n_1 D}{\sqrt{H_1}} = \frac{n_2 D}{\sqrt{H_2}} \\
Q_{11} &= \frac{Q_1}{D^2 \sqrt{H_1}} = \frac{Q_2}{D^2 \sqrt{H_2}} \\
St &= \frac{f_1 L S}{Q_1} = \frac{f_2 L S}{Q_2}
\end{aligned} \tag{7.1}$$

on obtient directement $\frac{f_1}{f_{01}} = \frac{f_2}{f_{02}}$: les fréquences adimensionnées par la fréquence de rotation de la roue sont identiques.

La figure 7.10 représente les spectres de vorticité obtenus pour deux chutes : 10 et 15m. On rappelle que tous les résultats présentés dans ce mémoire correspondaient jusque là à une chute de 15m. On remarque que la réponse fréquentielle est très similaire pour les deux cas, avec une signature fréquentielle caractéristique entre 30 et 40 f_0 . Le fait que ce maximum local apparaisse aux mêmes fréquences pour les deux chutes s'accorde alors avec les résultats expérimentaux concernant la signature fréquentielle large-bande.

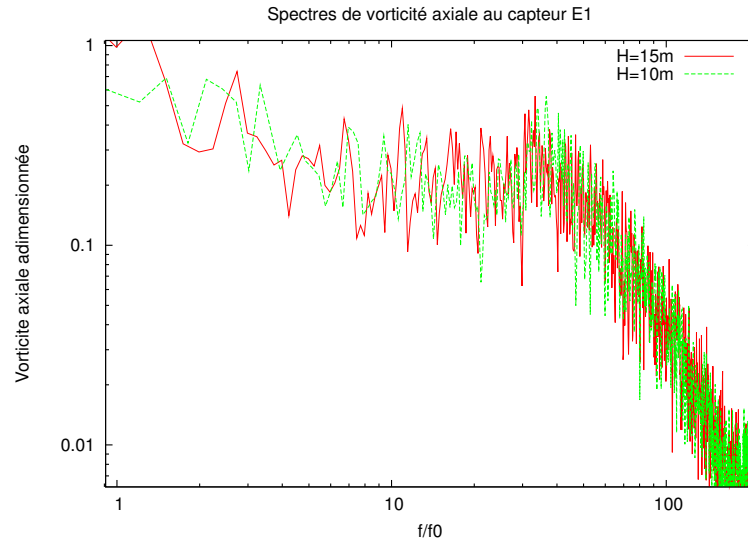


FIGURE 7.10. Spectres de vorticité axiale sur le capteur E1 pour deux chutes différentes au point *Pt4*

Cette signature fréquentielle, mesurée en sortie des directrices, correspond à la fréquence des structures observées dans le paragraphe précédent. Des animations à partir des résultats numériques confirment que ces structures ont une fréquence de lâcher d'environ $40 f_0$. Cette signature fréquentielle évoque la signature obtenue expérimentalement dans la roue sur les signaux de pression (voir figure 6.9). En effet, la signature fréquentielle large bande mesurée expérimentalement est centrée autour de $35 f_0$.

Comme il en a été discuté dans le paragraphe 7.1.1.2, ce modèle n'est pas capable de prédire correctement la dynamique de l'écoulement dans la roue à cause du maillage trop grossier. On note cependant que les fluctuations de vorticité dans la roue ne présentent pas une signature fréquentielle similaire à celle mesurée dans l'entrefer. Plus particulièrement, plus les capteurs sont éloignés des directrices, plus l'amplitude de cette signature fréquentielle diminue. Le maillage utilisé ici est trop grossier pour simuler le comportement de ces structures de petites tailles.

Ces résultats mettent en évidence la nécessité d'effectuer des calculs avec un maillage plus fin afin de comprendre les phénomènes moteurs dans cette interaction. De plus, comme évoqué dans le paragraphe 7.1.1.4, un calcul au meilleur point de fonctionnement est trop coûteux avec cette approche. Pour s'affranchir de ces limites imposées par les coûts de calculs,

des modèles simplifiés peuvent être utilisés. C'est ainsi que la section suivante se concentre sur les résultats de simulations quasi-2D.

7.2 Interaction directrices-roue à travers un calcul 2D

7.2.1 Modèle numérique

7.2.1.1 Géométrie et conditions aux limites

L'écoulement dans le distributeur et dans l'entrefer s'effectue essentiellement suivant un plan horizontal. Ainsi, l'utilisation d'un modèle à deux dimensions est possible pour simuler l'écoulement dans l'entrefer. Pour cela, une coupe horizontale au niveau du centre du distributeur a été extrudée sur la hauteur d'une maille dans la direction \vec{e}_z dans l'objectif d'avoir une géométrie quasiment 2D et symétrique. L'utilisation d'une approche SGE pour une géométrie 2D est évidemment problématique en terme de modélisation de la turbulence : les effets tridimensionnels de la turbulence ne sont pas pris en compte. Cependant ce modèle a pour objectif d'étudier l'apparition de structures tourbillonnaires à proximité des directrices. La dissipation de ces structures, influencée fortement par le caractère bidimensionnel de ces simulations, ne sera pas discutée ici. De plus, il faut noter que l'écoulement dans la roue n'est pas réaliste : la condition de sortie est en effet placée au niveau du plafond. Ces simulations permettent donc uniquement d'étudier l'écoulement dans l'entrefer.

Les conditions aux limites ont été choisies afin d'obtenir des vitesses en sortie de directrices correspondant à celles du modèle 3D. L'ouverture des directrices est fixée comme pour le modèle 3D à partir des données expérimentales. Une condition de glissement est imposée au niveau des parois horizontales, et de non glissement au niveau des directrices et de la roue.

7.2.1.2 Maillage

Un maillage homogène composé d'environ 15M d'éléments a été utilisé. Il est représenté à proximité d'une directrice dans la figure 7.11a. Cela correspond à une taille d'élément deux fois plus faible que celle utilisée dans le maillage 3D le plus fin. Ainsi, un maillage identique en 3D nécessiterait 8 fois plus de mailles que celui utilisé avec le maillage 3D le plus fin, ce n'est pas envisageable en terme de temps de calcul en considérant que cela nécessite une diminution du pas de temps lié à la condition CFL.

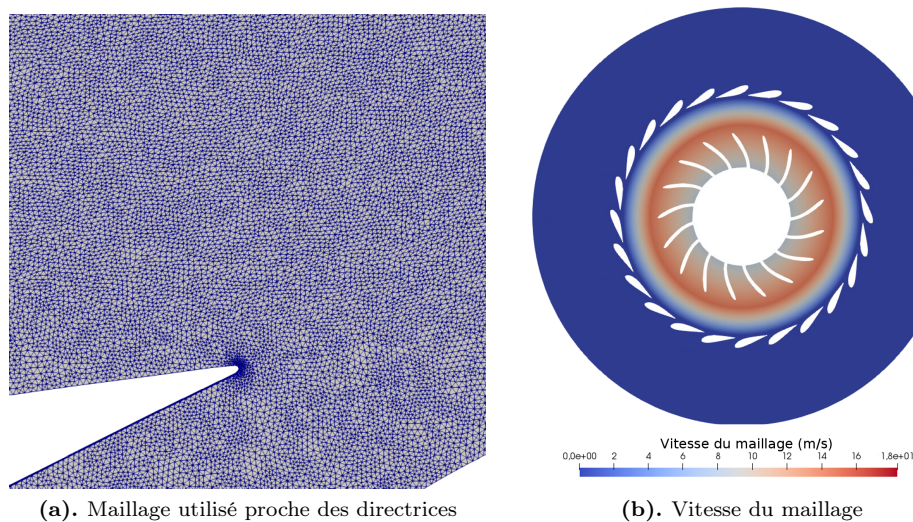


FIGURE 7.11. Modèle quasi-2D

Un intérêt majeur de cette configuration se trouve dans la largeur de la zone de transition de la vitesse du maillage entre les parties en rotation solide et les parties fixes. En effet, la ceinture n'étant pas comprise dans le domaine de calcul, il est possible d'obtenir un maillage dont la zone de transition s'étend sur toute la largeur de l'entrefer. La figure 7.11b représente la vitesse du maillage pour le point *Pt4*. La zone de transition de la vitesse du maillage étant beaucoup plus large qu'avec le modèle 3D, les mailles sont moins déformées pour la rotation d'un angle identique, comme discuté dans le paragraphe 7.1.1.4. Cela permet alors au code d'effectuer moins de processus de remaillage au cours de la rotation de la roue, et donc de diminuer considérablement les coûts de calculs.

7.2.2 Validation du modèle 2D par rapport au 3D

Afin de démontrer la pertinence de ce modèle simplifié par rapport au modèle complet, les résultats des simulations 2D et 3D sont comparés.

Tout d'abord, la figure 7.12 propose une comparaison de la vorticité axiale obtenue pour les deux configurations. Il apparaît tout d'abord que les structures tourbillonnaires avec un signe de vorticité alterné sont obtenues avec le modèle 2D : leur génération à proximité des directrices semble similaire à celle issue du modèle 3D. **Ce modèle bidimensionnel permet donc de modéliser ce phénomène.**

De plus, on note que les structures issues du calcul 3D sont très vite dissipées par rapport à celles du modèle 2D. La visualisation de ces structures 3D dans la figure 7.8 montre en effet que ces dernières sont allongées dans le sens de l'écoulement. La vorticité dans ces tourbillons n'est donc pas axiale. Au contraire, la configuration 2D montre dans la figure 7.12 des structures dans tout l'espace de l'entrefer. D'une part, cela est dû à l'approche SGE pour une simulation quasi-bidimensionnelle : les tourbillons ne peuvent pas être dissipés par des effets tridimensionnels. D'autre part le maillage est plus fin, ce qui permet d'éviter la disparition de ces structures en raison d'une résolution insuffisante.

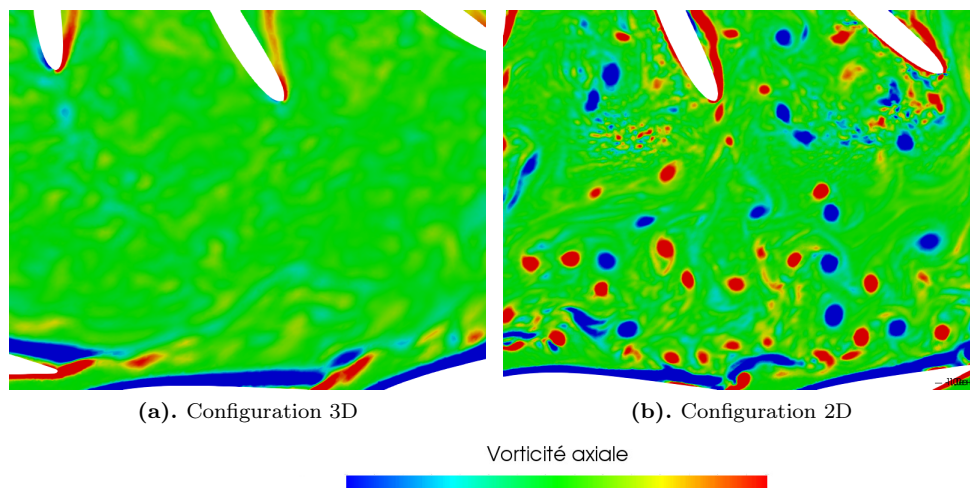


FIGURE 7.12. Comparaison des topologies obtenues entre les configurations 2D et 3D

En utilisant la même méthode que celle précisée dans le paragraphe 7.1.2.3, les spectres de vorticité axiale ont été obtenus. La figure 7.13 présente la comparaison des spectres issus des simulations 2D et 3D. Ces résultats montrent que la vorticité obtenue avec le modèle 2D est sur-estimée par rapport aux résultats issus du modèle 3D. De plus, le spectre de vorticité obtenu à partir du modèle 2D montre une signature fréquentielle large bande très étendue, avec un maximum local moins marqué que celui obtenu avec le modèle 3D.

Le fait que les amplitudes et la bande de fréquence associée soient différentes montrent que ce modèle 2D ne permet qu'une analyse qualitative du phénomène à l'origine de cette signature fréquentielle. Ce modèle 2D montrant des instationnarités comparables à celles du

modèle 3D, il sera utilisé afin de comprendre les mécanismes de formation de ces structures et comment ce phénomène dépend du point de fonctionnement.

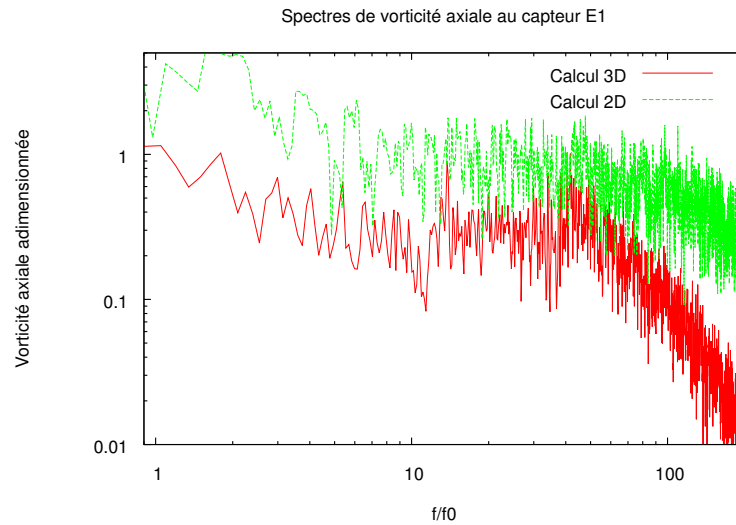


FIGURE 7.13. Comparaison des spectres de vorticité axiale entre les modèles 2D et 3D

7.2.3 Influence du point de fonctionnement sur les structures dans l’entrefer

L’objectif de ces simulations numériques 2D est d’étudier l’influence du point de fonctionnement sur les structures dans l’entrefer. Plus particulièrement, dans le cadre de ce mémoire nous cherchons à comprendre si elles peuvent être à l’origine de la signature fréquentielle large bande mesurée expérimentalement dans la roue. Au meilleur point de fonctionnement, noté *BEP*, cette signature n’est pas présente dans les spectres de fluctuations de pression issus des mesures expérimentales. Ainsi, la simulation au meilleur point de fonctionnement est comparée à celle du point *Pt4*.

La figure 7.14 propose une comparaison de la vorticité axiale à la sortie des directrices pour ces deux points de fonctionnement. On y voit alors que des structures similaires sont obtenues pour les deux points de fonctionnement. **Ces structures dans l’entrefer apparaissent donc aussi au meilleur point de fonctionnement.** Dans le cas du *BEP*, ces structures rentrent directement dans la roue, comme l’illustre la figure 7.14b, à cause de la direction de l’écoulement dans l’entrefer, différente de celle du point *Pt4*.

7.2.4 Influence du modèle : comparaison SGE/SAS avec la configuration bidimensionnelle

Pour vérifier la pertinence de l’approche ALE pour l’étude de l’écoulement dans l’entrefer, ce paragraphe propose une comparaison entre ces résultats 2D et ceux obtenus avec une configuration similaire avec le modèle SAS sur CFX. Les différences résident dans l’approche de la turbulence et du modèle d’interface. Alors que la SGE utilise l’approche ALE pour modéliser le comportement des parties fixes et tournantes, la configuration avec le modèle SAS utilise l’interface “Transient Rotor-Stator”, décrite dans le paragraphe 2.5.4.3. Pour analyser les résultats par rapport à ceux obtenus dans le chapitre 5, une simulation instationnaire avec un modèle de turbulence SAS est effectuée. Le maillage et les conditions aux limites sont identiques entre les deux simulations. Le pas de temps est fixé dans le calcul SAS pour correspondre au pas de temps moyen imposé par la condition CFL de la SGE.

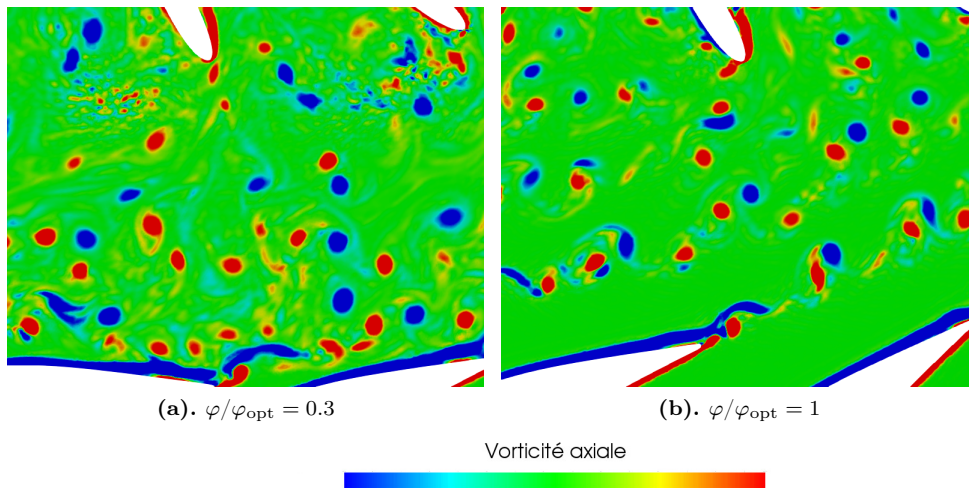


FIGURE 7.14. Influence du point de fonctionnement sur les structures observées dans l'entrefer

La figure 7.15 présente la vorticité axiale obtenue pour les deux configurations au *BEP*. Ce résultat montre clairement les limites du modèle numérique utilisé dans CFX. En effet, le résultat du modèle SAS ne montre aucune structure instationnaire en sortie de directrice.

Ces résultats permettent donc de démontrer que l'approche ALE est nécessaire pour modéliser la dynamique de l'interface rotor-stator. Les structures observées avec le modèle 3D n'auraient donc pas pu être simulées par la configuration utilisée dans le chapitre 5 avec un maillage suffisamment fin et un pas de temps adapté. Les différences entre ces deux approches résident à la fois dans le modèle de turbulence et dans l'utilisation d'une interface.

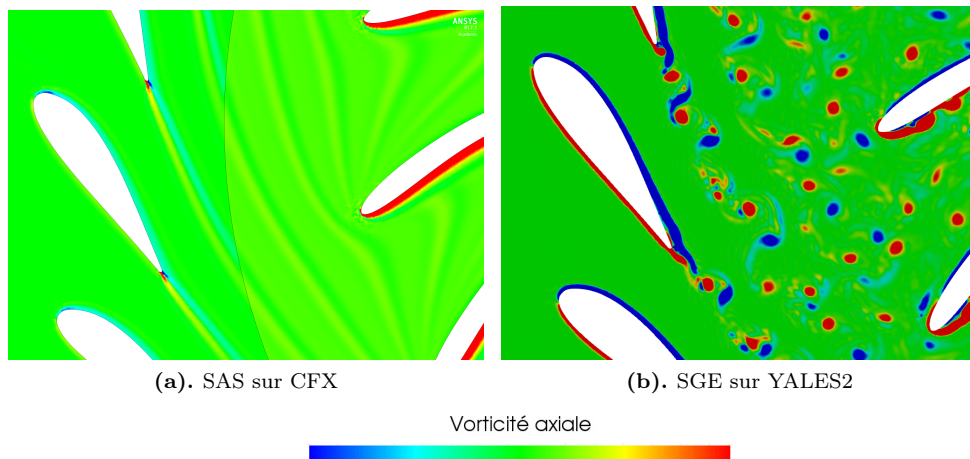


FIGURE 7.15. Influence du modèle sur la norme de la vorticité à partir de calculs 2D

7.2.5 Résumé : analyse des structures dans l'entrefer

Nous avons montré que des structures tourbillonnaires apparaissent dans l'entrefer pour les points de charge partielle *Pt4* et *Pt6*. Ces structures présentent une signature large bande centrée autour de $40 f_0$.

Cette gamme de fréquence correspond à la signature fréquentielle large bande mesurée

dans la roue. Cependant les modèles 3D ne permettent pas de vérifier que ces structures sont à l'origine de ces mesures expérimentales. D'une part les maillages utilisés sont trop dissipatifs pour capter ces structures dans la roue. D'autre par les signaux de pression ne sont pas pertinents avec l'approche ALE utilisée.

Un modèle 2D a été développé afin d'améliorer la discrétisation de ces structures. Il permet aussi d'effectuer des simulations au meilleur point de fonctionnement. Ce modèle a montré qu'au meilleur point de fonctionnement comme en charge partielle, ces structures sont générées en sortie de directrices. Ces structures ne sont pas simplement des vortex de Von-Karman générées en sortie de directrices. L'annexe E présente l'analyse de potentiels vortex de Karman dans l'entrefer.

Cependant, les mesures expérimentales aux meilleur point de fonctionnement ne montre pas de fluctuations de pression avec la signature fréquentielle large-bande mesurée en charge partielle expérimentalement. Ainsi ces lâchers de tourbillons dans l'entrefer ne sont pas seuls responsables de la signature fréquentielle dans la roue. Cependant, ce phénomène correspondant à la signature fréquentielle mesurée expérimentalement, il est vraisemblablement lié aux phénomène recherché. N'étant visible qu'en charge partielle, cette signature fréquentielle pourrait être liée à la présence des VIAs.

La partie suivante cherche donc à analyser l'interaction probable entre des structures en entrée de la roue et les VIAs.

7.3 Réponse des VIAs à une excitation périodique en entrée de roue

Afin d'étudier l'interaction entre les structures mises en évidence précédemment et les VIAs, il est nécessaire de simplifier les simulations. En effet, les coûts des calculs précédents sont à l'origine d'une mauvaise résolution de l'écoulement, et les fluctuations de pression ne sont pas résolues par l'approche ALE. Pour vérifier si ces structures sont à l'origine de la signature large bande mesurée expérimentalement par les capteurs de pression dans la roue, cette partie utilise la configuration numérique détaillée dans le chapitre 6. Une condition d'entrée est spécifiquement élaborée afin de générer une excitation en entrée de roue représentative des structures tourbillonnaires observée dans l'entrefer.

7.3.1 Points de fonctionnement étudiés

L'objectif de cette partie est d'étudier l'interaction entre des structures en entrée de roue et les VIAs. Pour cela, plusieurs points de fonctionnement sont étudiés.

Tout d'abord, le meilleur point de fonctionnement (*BEP*) est utilisé comme témoin. Ce point de fonctionnement ne possède pas d'écoulement secondaire dans la roue. En effet, l'écoulement en entrée est adaptée à la géométrie de la roue ; il n'y a pas de décollement ni de phénomène de pompage. Ce point de fonctionnement permet donc d'étudier l'influence d'une excitation en entrée sur un écoulement sans VIA dans la roue. La simulation de ce point de fonctionnement avec la méthode développée dans le chapitre précédent conduit à une sous-estimation du couple de 10.5 %.

Ensuite, le point *Pt4+10%* a été utilisé dans cette étude car il s'agit du point de fonctionnement où le gradient de pression est maximum dans les VIAs. On peut donc s'attendre à obtenir des fluctuations maximales si la dynamique du VIA répond à l'excitation en entrée. De plus, la topologie obtenue pour cette simulation correspond à celle visualisée expérimentalement pour le point *Pt4*, où la signature fréquentielle large bande apparaît comme maximale.

Ces deux points de fonctionnement sont simulés en utilisant la configuration présentée dans le chapitre 6 : l'écoulement est résolu dans le domaine tournant. Le maillage est cependant légèrement modifié afin de discrétiser correctement les perturbations en entrée. Alors que le maillage utilisé dans le chapitre 6 est relativement grossier dans l'entrefer, il est ici raffiné afin d'obtenir une taille de maille identique à celles dans le canal inter-aubes. Le

maillage est alors composé d'environ 65M d'éléments, contre 49.6M pour le modèle détaillé dans le chapitre 6.

7.3.2 Modèle d'excitation en entrée

Différents modèles d'excitation ont été utilisés dans ce travail. Ces modèles peuvent être plus ou moins complexes, allant d'une simple instationnarité sur la vitesse à l'injection d'un doublet de vortex sous forme analytique. L'ensemble de ces modèles n'est pas présenté ici afin de clarifier le propos, seule une configuration permettant l'analyse de l'influence d'une excitation sur l'écoulement dans la roue est présentée.

7.3.2.1 Hypothèses nécessaires à l'injection d'instationnarités en entrée

Tout d'abord, il faut noter que les simulations effectuées utilisent une condition périodique, en simulant un seul canal sur les 17 de la roue complète. La condition d'entrée doit donc vérifier cette périodicité. Les structures observées dans le paragraphe 7.1.2.2 ont une périodicité spatiale correspondant à celles des directrices. Cette périodicité géométrique des 24 directrices ne correspond donc pas à celle des canaux de roue. Pour garantir la périodicité de la condition d'entrée, les fluctuations sont idéalisées : pour la suite, il est considéré que l'excitation en entrée a une périodicité spatiale correspondant à celle de la roue.

Ensuite l'injection d'instationnarités en entrée ne doit pas être associée à des variations de débit. En effet, les fluctuations de débit sont associées à des fluctuations de pression non réalistes. Ce comportement est détaillé dans l'annexe F, qui présente l'influence des fluctuations de débit sur les fluctuations de pression dans un canal.

Enfin, il est de plus nécessaire de s'assurer que les moyennes spatiales et temporelles des fluctuations injectées soient nulles afin de ne pas modifier les valeurs moyennes des quantités telles que la vitesse.

7.3.2.2 Modèle simplifié de tourbillons

Les instationnarités présentes en sortie de directrices d'après les calculs ALE correspondent à des tourbillons. Il existe diverses méthodes pour modéliser ces tourbillons, détaillés par exemple par Tryggeson [87]. Un modèle 2D de tourbillon isentropique peut être modélisé par les équations suivantes, d'après [26]. On considère ici la fonction Φ définie par :

$$\Phi = \Gamma \exp\left(-\frac{(x-x_c)^2 + (y-y_c)^2}{2r_c^2}\right) \quad (7.2)$$

où r est la distance au centre, r_c le rayon du tourbillon de centre (x_c, y_c) et Γ sa circulation. Alors la vitesse associée au tourbillon est dans un repère cartésien $\{\vec{e}_x, \vec{e}_y\}$:

$$\begin{cases} u_x = \frac{\partial \Phi}{\partial y} \\ u_y = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \end{cases} \quad (7.3)$$

On considère ce modèle en 3D en prenant $u_z = 0$. Ce champ de vitesse est ajouté à la condition d'entrée présentée dans le chapitre précédent.

Les tourbillons modélisés ne sont pas tout à fait représentatifs des structures observées avec la simulation du paragraphe 7.1.2.2. En effet, afin de s'assurer que le maillage est assez fin pour discrétiser correctement les tourbillons, la taille caractéristique r_c des tourbillons injectés est supérieure à celle observée précédemment. La circulation Γ est choisie pour obtenir une vitesse orthoradiale associée au tourbillon de 3 m/s, ce qui correspond à des fluctuations d'environ 30% par rapport à la vitesse moyenne en entrée.

Afin de simuler la rotation de la roue par rapport aux directrices, et donc au sillage des structures qu'elles génèrent, le centre des tourbillons, injectés analytiquement par l'équation 7.2, est mobile. Il est considéré que le centre de ce tourbillon se déplace à la vitesse de rotation

de la turbine sur la surface d'entrée du calcul. Par conséquent, la vitesse de convection des tourbillons n'est pas réaliste ; il s'agit donc uniquement d'une fluctuation de vitesse appliquée sur la condition d'entrée. De plus, dans un souci de simplification, on considère que l'axe de rotation des vortex injectés est colinéaire à l'axe de rotation de la roue. Les tourbillons injectés ne dépendent donc pas de la coordonnée z .

Le paragraphe 7.1.2.3 montre que les structures observées avec les simulations 3D sont caractérisées par une vorticité de signe alterné. Afin de reproduire ce comportement, la circulation Γ , apparaissant dans l'équation 7.2, est fixée comme une fonction du temps. Son évolution est proportionnelle à un signal carré vallant 1 ou -1, variant à une fréquence de $17f_0$. Cette fréquence a été choisie pour garantir la p riodicite  de l'écoulement en entrée.

La figure 7.16 représente le champ de vitesse associé à un tourbillon à deux points situés à même distance du centre du vortex. La surface définie par l'intersection de la condition d'entrée et du cercle autour du centre du tourbillon correspond à une partie d'un cylindre. La représentation des vecteurs vitesses montre directement que cette condition d'entrée entraîne une modification de la vitesse orthoradiale par rapport à une condition sans injection de tourbillon. Cependant, comme la circulation des tourbillons change périodiquement de signe, la moyenne temporelle de cette vitesse orthoradiale est nulle.

Ces choix de modélisation concernant les fluctuations d'entrée permettent d'obtenir une condition d'entrée respectant les contraintes nécessaires mises en avant dans le paragraphe 7.3.2.1.

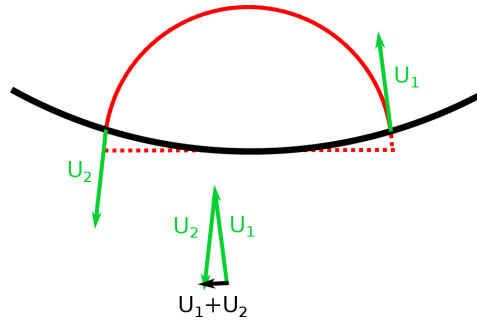


FIGURE 7.16 – Vitesse orthoradiale ajoutée par la partie instationnaire

Il s'avère que ce modèle est une des solutions les plus simples qui vérifie toutes les contraintes détaillées précédemment.

7.3.3 Réponse à l'excitation d'entrée

Ce paragraphe propose une comparaison entre les résultats obtenus avec et sans cette condition d'entrée instationnaire pour les trois points de fonctionnement sélectionnés. L'objectif est ici d'identifier si la réponse à une excitation d'entrée dépend du point de fonctionnement ou de la topologie des VIAs.

Afin d'établir l'influence d'une telle condition d'entrée sur la dynamique de l'écoulement dans la roue, plusieurs quantités peuvent être analysées. Pour les deux points de fonctionnement, les résultats des simulations avec et sans fluctuations en entrée de roue vont être comparés. La pression n'est pas utilisée ici car la pression est définie par rapport à la pression d'entrée du domaine. La condition d'entrée étant variable dans le temps, cela peut être à l'origine de variations de la pression d'entrée, ce qui va se répercuter sur les mesures de pression dans la roue. Il serait alors difficile de dissocier les fréquences dues aux variations locales de l'écoulement et celles associées à la variation de la condition d'entrée. Pour cette raison, les spectres de vorticité au niveau du canal inter-aubes seront utilisés afin de comparer les différents cas.

7.3.3.1 Influence de l'excitation d'entrée au point $Pt4 + 10\%$

La figure 7.17 montre une comparaison de l'écart-type de pression dans un plan horizontal pour les deux configurations étudiées du point $Pt4+10\%$, c'est à dire avec et sans fluctuations imposées en entrée. On remarque que les valeurs de l'écart-type du gradient de pression diffèrent très peu entre ces deux configurations. En effet, l'écart-type maximal dans ce plan n'est supérieur que de 0.8% pour la configuration avec l'injection de structures en entrée. On peut déjà conclure que l'écart-type des fluctuations dans le vortex est peu sensible à une excitation en entrée de roue pour ce point de fonctionnement.

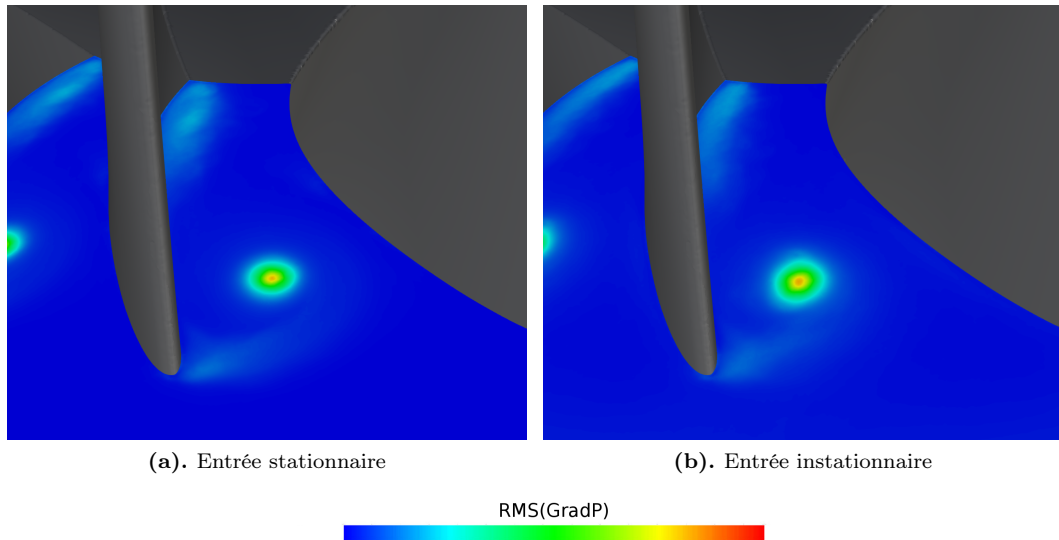


FIGURE 7.17. Influence de l'excitation d'entrée sur l'écart-type du gradient de pression au point $Pt4 + 10\%$

Pour aller plus loin dans cette comparaison, la figure 7.18 propose une comparaison des spectres de vorticité dans la roue. La figure 7.18a représente le signal de vorticité en entrée de la roue. On observe les fluctuations de vorticité à $17f_0$ et à ces harmoniques. Sans excitation, les amplitudes sont négligeables en entrée devant le signal du cas avec une entrée instationnaire.

La figure 7.18b montre alors la réponse dans la roue à travers les spectres de vorticité. On constate alors que les amplitudes de la configuration avec une excitation sont supérieures. En effet, le spectre obtenu montre que la présence de fluctuations avec un comportement déterministe en entrée de roue est à l'origine d'une augmentation des fluctuations de vorticité sur l'ensemble de la gamme de fréquence. L'écoulement dans la roue est donc sensible aux fluctuations d'entrée.

La figure 7.20 présente le même spectre mais avec une échelle linéaire, permettant de mettre en évidence les "pics" à des fréquences précises, comme c'est le cas en entrée. Les spectres de vorticité ne font pas apparaître la fréquence d'excitation : aucun "pic" n'est observé aux fréquences de l'excitation. On peut donc conclure que dans ce cas, la dynamique de l'écoulement dans la roue est influencée par la condition d'entrée, mais la réponse ne se fait pas à la fréquence d'excitation.

7.3.3.2 Influence de l'excitation d'entrée au BEP

De la même manière que l'analyse du point $Pt4 + 10\%$, la figure 7.19 propose une comparaison de l'écart-type de gradient de pression pour le BEP , avec et sans l'injection de structures instationnaires en entrée. L'échelle est identique à celle utilisée pour la figure 7.17.

La figure 7.19a présente l'écart-type du gradient de pression avec une condition d'entrée stationnaire. Comme attendu, les fluctuations sont négligeables devant celle observées pour

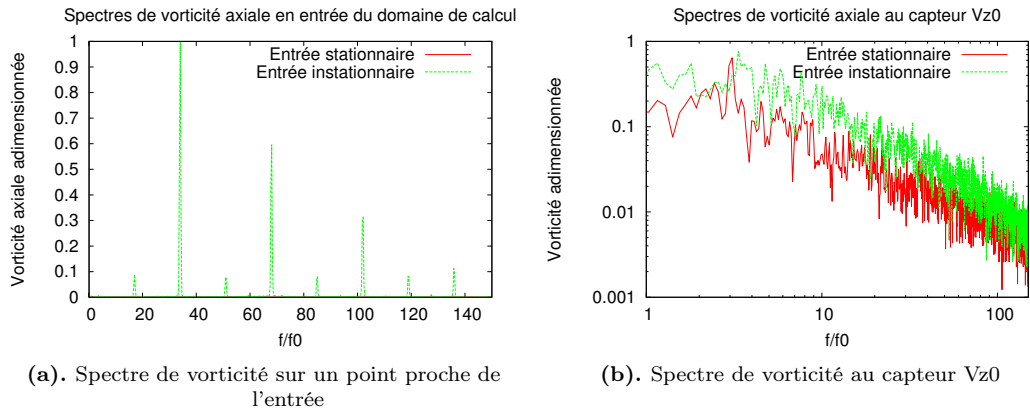


FIGURE 7.18. Analyse de la condition d'entrée instationnaire et réponse en fréquence dans la roue au point $Pt4 + 10\%$

le point $Pt4 + 10\%$, car aucun décollement n'apparaît. Ensuite, la figure 7.19b montre qu'en présence d'une condition d'entrée instationnaire, des fluctuations non négligeables apparaissent dans la roue. Pour ce point de fonctionnement, la dynamique de l'écoulement dans la roue est donc très sensible à la condition d'entrée.

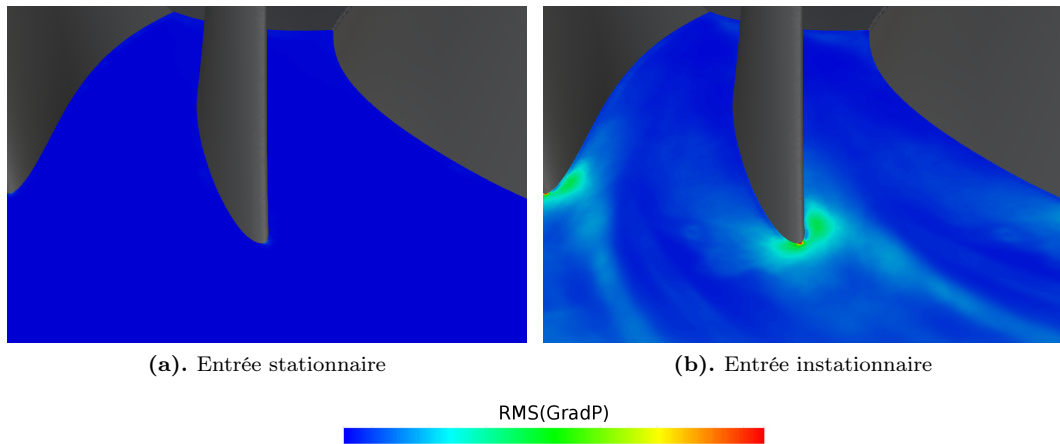


FIGURE 7.19. Influence de l'excitation d'entrée sur l'écart-type du gradient de pression au BEP

Pour analyser les fréquences associées à la réponse dans la roue, la figure 7.21 propose une comparaison entre les spectres de vorticité des configurations avec et sans injection de structures turbulentes en entrée. L'excitation est identique à celle utilisée pour le point $Pt4 + 10\%$. Le spectre est ici présenté avec une échelle linéaire afin de mettre en évidence des "pics" à des fréquences précises. Il faut alors noter que les amplitudes du cas avec une entrée stationnaire sont négligeables (confondues avec l'axe des abscisses) devant les amplitudes avec une entrée instationnaire. Cela confirme que ce point de fonctionnement est très sensible à la condition d'entrée. Cette figure montre de plus qu'avec la condition d'entrée instationnaire, la réponse dans la roue présente une amplitude maximale à la fréquence correspondant exactement à l'excitation. En effet, le maximum global du spectre de vorticité correspond à $34 f_0$; on voit aussi la présence d'harmoniques à 17 et $51 f_0$.

Ainsi, le point de fonctionnement au BEP est très sensible à la condition d'entrée, la réponse dans la roue présente la fréquence d'excitation imposée en entrée du domaine.

Ces simulations montrent donc que **la dynamique de l'écoulement dans la roue est**

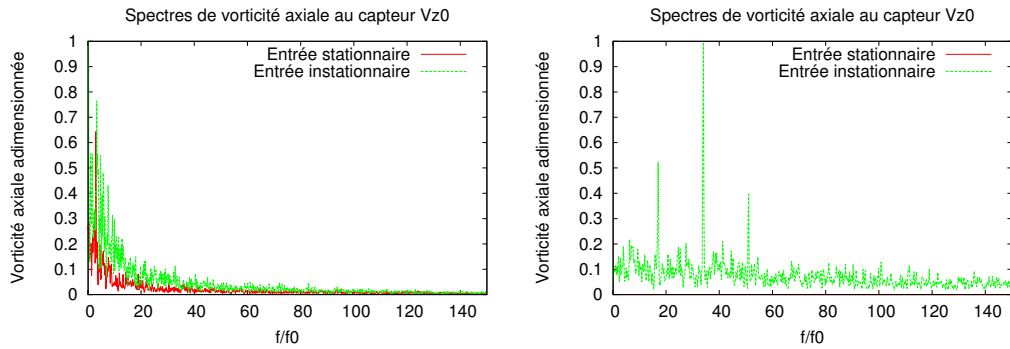


FIGURE 7.20 – Influence de la condition d’entrée sur la réponse en fréquence dans la roue au point $Pt4 + 10\%$

FIGURE 7.21 – Influence de la condition d’entrée sur la réponse en fréquence dans la roue au BEP

sensible à la condition d’entrée. En charge partielle, la réponse dans la roue ne correspond pas à la fréquence d’excitation. Au meilleur point de fonctionnement, les fréquences des instationnarités dans la roue correspondent directement à la fréquence d’excitation.

7.4 Résumé et discussion

7.4.1 Résumé des résultats

Après avoir démontré dans le chapitre 6 que la signature fréquentielle large-bande mesurée expérimentalement n’est pas intrinsèque aux VIAs, ce chapitre avait pour objectif de déterminer si d’autres sources d’instationnarités dans la machine pouvaient en être la cause. Pour cela, des calculs utilisant une approche ALE sur la roue complète et les directrices ont été mis en place. Ces calculs sont trop coûteux pour être effectués avec des maillages suffisamment fins pour résoudre convenablement l’écoulement tridimensionnel dans la roue. Cependant ces calculs ont permis de mettre en évidence l’apparition de structures tourbillonnaires 3D dans l’entrefer, en sortie des canaux de directrices. Ces structures apparaissent sur des calculs 3D en charge partielle ($\varphi/\varphi_{opt} = 0.55$) et en charge très partielle ($\varphi/\varphi_{opt} = 0.31$). A cause du maillage trop grossier, ces structures ne sont pas correctement discrétisées dans l’entrefer et sont dissipées. **Ces structures sont lâchées avec une signature fréquentielle large-bande centrée autour de $40f_0$.**

Des simulations simplifiées quasi-2D permettent alors d’effectuer des calculs plus résolutifs. Il apparaît que ces structures sont reproduites par ces simulations, au meilleur point de fonctionnement comme en charge très partielle. **On peut conclure que ces structures apparaissent aussi au meilleur point de fonctionnement.**

Afin d’étudier la réponse de la roue à une excitation périodique, choisie pour représenter les tourbillons dans l’entrefer, une configuration utilisant une entrée instationnaire avec un comportement déterministe a été mise en place. En charge partielle comme au meilleur point de fonctionnement, il a été remarqué que la réponse dans la roue est sensible au caractère instationnaire de la condition d’entrée, notamment pour le point de meilleur rendement qui présente des fluctuations négligeables avec une entrée stationnaire. Cependant, la réponse en fréquence dans la roue   cette excitation est fortement dépendante du point de fonctionnement. En effet, en charge partielle, il apparaît que cette condition d’entrée instationnaire est à l’origine d’une augmentation des fluctuations dans la roue sur l’ensemble de la gamme de fréquences, et pas particulièrement à la fréquence d’excitation en entrée. Au point de meilleur rendement, la réponse dans la roue montre une augmentation sur l’ensemble des fréquences, et présente des fluctuations maximales dans la roue   la fréquence d’excitation.

7.4.2 Discussion

La signature fréquentielle associée aux structures tourbillonnaires dans l'entrefer correspond aux hautes fréquences observées expérimentalement dans la roue à charge partielle. Cependant, les résultats présentés dans ce chapitre semblent montrer que ces structures ne sont pas directement la cause de la signature large-bande mesurée expérimentalement.

Les résultats expérimentaux, discutés dans le paragraphe 3.1.3.1 montrent que cette signature fréquentielle dépend de la cavitation. En faisant le parallèle avec l'étude de Ruchonnet et al. [78], les structures dans l'entrefer semblent être une excitation possible d'un système acoustique. Le fait que les résultats expérimentaux montrent cette signature fréquentielle uniquement à l'extrados, soit proche des VIAs pour les points de fonctionnement étudiés, laisse penser que ces VIAs peuvent répondre à une telle excitation. Ils pourraient agir comme des résonateurs, ce qui justifierait le fait que ces fluctuations ne soient pas mesurées expérimentalement proche du point de meilleur rendement.

Le comportement acoustique de la turbine n'est bien sûr pas pris en compte dans les simulations incompressibles effectuées dans le cadre de ce travail. Elles ont tout de même permis d'identifier des phénomènes instationnaires dans la machine qui peuvent être des sources d'excitation de l'écoulement dans la roue.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Sommaire

8.1 Conclusions	170
8.1.1 Ecoulement moyen dans la machine en charge partielle	170
8.1.2 Phénomènes instationnaires à l'origine de fluctuations de pression à basses fréquences dans la roue	171
8.1.3 Analyse de la dynamique des VIAs à travers la SGE	171
8.1.4 Instabilités en entrée de la roue	172
8.2 Perspectives	172
8.2.1 Etudes expérimentales	172
8.2.2 Etudes numériques	173

Après avoir présenté l'état de l'art de la littérature à ce jour, les différentes méthodes utilisées afin de répondre à la problématique de la thèse ont été discutées. Ainsi trois différents types de calculs ont été utilisés : les simulations stationnaires RANS, les simulations instationnaires avec le modèle SAS et la SGE. Chacun de ces modèles a été utilisé sur des configurations particulières, en utilisant différentes hypothèses et différentes méthodes associées. Après avoir détaillé les principaux résultats obtenus dans cette étude et après les avoir confrontés, ce chapitre clot ce mémoire en synthétisant les résultats obtenus.

8.1 Conclusions

L'énergie hydraulique est essentielle pour réguler le réseau électrique grâce à sa flexibilité. Cependant, pour aller plus loin dans la flexibilité des machines hydrauliques, les zones de fonctionnement cherchent à être étendues. Pour les turbines Francis, les régimes de charge partielle et très partielle s'accompagnent de phénomènes instationnaires. Plus particulièrement les VIAs apparaissant dans la roue sont généralement accompagnés de fluctuations de pression, pouvant à terme endommager la turbine. Cette étude propose une analyse de l'écoulement de charge partielle, en s'intéressant particulièrement à la dynamique des VIAs.

8.1.1 Ecoulement moyen dans la machine en charge partielle

Ce travail a permis de mettre en évidence la topologie de l'écoulement en charge partielle. Comme évoqué dans le chapitre 3, l'écoulement est caractérisé par une recirculation en sortie de roue. Le débit de pompage associé à cette recirculation augmente lorsque le débit total diminue, comme discuté dans le chapitre 5.

Ces travaux ont alors montré que cet écoulement de pompage remonte dans la roue et peut-être à l'origine d'un type de VIAs. Cependant, ce mémoire met aussi en évidence d'autres type de VIAs, liés à l'incidence en entrée de la roue.

8.1.1.1 Caractérisation de 4 types de VIAs

Le chapitre 4 a montré à travers des simulations stationnaires que ces vortex inter-aubes peuvent prendre les 4 formes suivantes :

Vortex de pompage : Généré par le cisaillement entre la recirculation et l'écoulement incident, il s'approche de l'entrée de la roue lorsque le débit diminue. Il est situé proche de l'extrados de l'aube.

Vortex de défaut d'incidence extrados : Généré par un décollement de l'écoulement sur le bord d'attaque à l'extrados à cause d'une mauvaise incidence, il est attaché au bord d'attaque de la roue, à proximité du plafond.

Vortex de défaut d'incidence généralisé : Si le décollement en extrados se généralise sur une grande partie du bord d'attaque, le VIA change de topologie. Il est alors attaché au plafond en aval du bord d'attaque.

Vortex de défaut d'incidence intrados : Il est généré par un décollement de l'écoulement sur le bord d'attaque à l'intrados, et est attaché au bord d'attaque de la roue.

8.1.1.2 Influence du point de fonctionnement sur la topologie

Les travaux effectués proposent l'analyse de l'influence du point de fonctionnement sur la topologie des VIAs. A travers les résultats obtenus sur 2 roues, validés expérimentalement, ces simulations ont montré que chaque type de vortex est associé à une zone caractéristique.

Tout d'abord, le vortex de pompage est piloté par $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$. Pour les roues 1 et 2, il apparaît à des valeurs de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ respectivement égales à 0.8 et 0.7. Cependant l'apparition de cette zone de pompage apparaît comme systématique en charge partielle, la présence de ces VIAs est certainement peu sensible à la géométrie de la roue.

Ensuite, les vortex qualifiés de défaut d'incidence sont directement liés à l'incidence au bord d'attaque ; ces vortex sont essentiellement pilotés par \bar{n}_{11} . La limite de leur régime de

fonctionnement associé dépend tout de même de \bar{Q}_{11} : à \bar{n}_{11} fixé ils sont plus susceptibles d'apparaître pour de faibles valeurs de \bar{Q}_{11} . Les VIAs de défaut d'incidence à l'extrados apparaissent pour des faibles valeurs de \bar{n}_{11} et les défauts d'incidence à l'intrados pour des fortes valeurs de \bar{n}_{11} . Il a été montré à travers l'étude sur deux roues que ces limites sont fortement dépendantes de la géométrie de la machine. Le défaut d'incidence généralisé, qui n'apparaît que sur l'une des deux roue, correspond à des très faibles valeurs de \bar{n}_{11} . Lorsque $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ diminue, le pompage peut atteindre le bord d'attaque. Sans pour autant avoir une mauvaise incidence, ce phénomène peut être à l'origine d'une topologie de vortex équivalente à un défaut d'incidence généralisé, avec un large vortex attaché au plafond proche du bord d'attaque.

8.1.2 Phénomènes instationnaires à l'origine de fluctuations de pression à basses fréquences dans la roue

Ce mémoire présente l'étude des phénomènes instationnaires dans la roue afin d'expliquer les mesures expérimentales. Plus particulièrement, ce travail s'appuie sur des mesures de pressions effectuées sur des capteurs embarqués sur les aubes d'une turbine.

Des simulations instationnaires utilisant le modèle SAS-SST ont été mises en place. Les résultats de ces simulations permettent de comprendre la plupart des mécanismes générant des fluctuations à basses fréquences de l'écoulement de charge partielle.

Tout d'abord, ces simulations mettent en évidence la dynamique de l'écoulement dans le cône. Comme il a été observé par Yamamoto [95], des structures à basse pression y sont présentes. Au nombre de 3 ou 4 selon le point de fonctionnement, elles sont issues de la déstructuration de la torche. Pour les points étudiés, ces structures génèrent des fluctuations de pression entre 1.2 et $1.55f_0$ dans le cône, et d'environ $1.5f_0$ dans la roue.

Ensuite, les résultats des simulations, confrontés aux résultats expérimentaux, montrent l'apparition de structures dans l'entrefer pour des valeurs de $\varphi/\varphi_{\text{opt}}$ de l'ordre de 0.3. Ces structures génèrent des fluctuations avec une signature fréquentielle particulière dans l'entrefer : les spectres de pression présentent plusieurs maxima locaux pour des fréquences de 4 à $7f_0$. La répartition et le nombre de ces structures est variable dans le temps, pouvant définir plusieurs modes. Chaque maximum correspond à un mode de ces structures. Elles sont à l'origine de fluctuations de pression à des fréquences comprises entre 0.5 et $1.5f_0$ dans la roue et d'une augmentation des fluctuations de pression dans la roue pour ces régimes par rapport à des points à plus hauts débits.

Ces phénomènes expliquent en partie les fluctuations mesurées expérimentalement pour plusieurs point de fonctionnement. Cependant il a été montré que l'utilisation du modèle de turbulence SAS-SST ne permet pas de résoudre les fluctuations hautes fréquences. En particulier, les résultats expérimentaux montrent la présence d'un phénomène instationnaire dans la roue, générant des fluctuations de pression principalement en extrados avec une signature fréquentielle large bande centrée autour d'environ $40f_0$.

8.1.3 Analyse de la dynamique des VIAs à travers la SGE

Afin d'améliorer la compréhension de la dynamique de l'écoulement de charge partielle, la SGE a été utilisée afin d'étudier l'écoulement dans la roue. Ainsi des simulations comprenant uniquement un seul canal de roue ont été effectuées. Les résultats montrent que ces simulations ne permettent pas de prédire les fluctuations de pression à basses fréquences évoquées précédemment. Cependant les spectres de fluctuations de pression issus de ces simulations montrent un bon accord entre les fluctuations hautes fréquences obtenues et celles mesurées expérimentalement. Il s'agit donc d'une amélioration considérable par rapport aux simulations précédentes.

Ces simulations ont alors permis d'analyser le comportement des VIAs en fonction de leurs topologies ou plus généralement du point de fonctionnement. Il a été montré pour les deux roues étudiées que les fluctuations de pression dépendent fortement du point de fonctionnement. Généralement les fluctuations augmentent lorsque \bar{Q}_{11} diminue, avec une forte dépendance à la topologie du VIA. Notamment un VIA de défaut d'incidence généralisé

génère plus de fluctuations qu'un VIA de défaut d'incidence attaché au bord d'attaque. De même, il a été montré à travers l'étude de 2 points de fonctionnement sur chaque roue que les fluctuations augmentent lorsque \bar{n}_{11} augmentent.

Les simulations de l'écoulement dans la roue ne montrent pourtant, dans aucun cas, une signature fréquentielle large-bande similaire à celle mesurée expérimentalement. Cela prouve que cette dynamique n'est pas intrinsèque aux VIAs, peu importe leur topologie. La source de cette signature large-bande a finalement été recherchée dans le reste de la machine.

8.1.4 Instabilités en entrée de la roue

Des simulations utilisant l'approche ALE avec des étapes de remaillage permettent de simuler l'interaction entre les parties fixes et tournantes. Plus particulièrement, soupçonné d'être à l'origine d'instabilités, l'écoulement dans l'entrefer a été simulé.

Des structures instationnaires sont générées en sortie de directrices. Le lâcher de ces structures génère dans l'entrefer une signature fréquentielle large bande centrée autour de $40 f_0$ sur les spectres de vorticité. Ce résultat rappelle la signature large-bande obtenue dans les spectres de pression expérimentaux en charge partielle. Cependant il apparaît que ces structures sont présentes pour tous les régimes de fonctionnement étudiés, y compris au point de meilleur rendement.

Ensuite, des tourbillons ont été injectés de façon analytique en entrée d'un calcul de roue. Ces instationnarités ne sont pas tout à fait représentatives des résultats obtenus avec l'approche ALE. Il a été montré que ces structures influent sur la dynamique de l'écoulement dans la roue, notamment au meilleur point de fonctionnement. En effet, les simulations au *BEP* démontrent que l'écoulement dans la roue possède une réponse fréquentielle correspondant à la fréquence d'excitation en entrée de roue. En charge partielle la réponse ne correspond pas à cette fréquence d'excitation. Ainsi, la condition d'entrée utilisée ne permet pas de démontrer que cette excitation, dont la source ne se trouve pas dans la roue, est à l'origine de la signature haute fréquence mesurée expérimentalement.

8.2 Perspectives

Ce travail a permis d'avoir une meilleure compréhension de la dynamique de l'écoulement de charge partielle dans une turbine Francis. Cependant, plusieurs questions restent encore ouvertes. Différentes approches peuvent être menées conjointement afin d'y répondre. Les perspectives numériques et expérimentales sont séparées ici, il convient évidemment d'utiliser les deux approches afin de répondre au mieux aux problématiques soulevées ici.

8.2.1 Etudes expérimentales

Tout d'abord, des résultats expérimentaux plus riches permettraient d'analyser en détail le comportement de la charge partielle. En particulier, dans le but d'établir un lien entre les fluctuations de pression et la topologie des VIAs, une analyse étudiant les fluctuations de pression mesurées expérimentalement et le type de VIA associé (obtenu par une étude semblable à celle proposée dans le chapitre 4) pourrait être menée sur la plage de fonctionnement d'une machine. Cela nécessiterait cependant d'utiliser de nombreux capteurs dans la roue pour obtenir des informations pertinentes à proximité des VIAs pour tous les points de fonctionnement étudiés. En effet, l'utilisation de nombreux capteurs embarqués dans un même canal de roue permettrait de comprendre comment la localisation des fluctuations de pression varie en fonction des points de fonctionnement, ou plus généralement de la topologie des VIAs. Cela permettrait aussi d'effectuer des analyses modales, de type DMD, afin d'analyser en détail la dynamique dans la roue mesurée expérimentalement.

Ensuite, des analyses à partir de données expérimentales pourrait être menées afin de comprendre l'origine de la signature fréquentielle large-bande. Grâce à des visualisations de l'écoulement à travers les directrices, il est possible d'observer avec des caméras haute vitesse le déplacement des VIAs qui sont soumis à la cavitation. Du traitement d'image à partir

de ces données pourrait permettre d'identifier des modes de déplacement ou de déformation des VIAs.

Enfin, il serait intéressant de comparer des mesures de pression dans la roue sur des roues différentes. L'analyse des amplitudes des fluctuations de pression dans ces régimes de fonctionnement permettrait d'identifier des paramètres d'influence sur la dynamique des VIAs. En particulier, l'analyse de la signature fréquentielle large-bande permettrait d'abord de comprendre si cette réponse est sensible aux choix de design, et dans ce cas d'identifier des choix de géométrie qui permettent de la minimiser.

8.2.2 Etudes numériques

L'étude de l'interaction entre la roue et les directrices pourrait être complétée, en s'intéressant notamment à d'autres configurations. Elle pourrait notamment être menée pour la roue 2 afin de vérifier que les structures mises en évidence apparaissent aussi. L'analyse de leurs fréquences de lâcher, associée à des mesures expérimentales dans la roue, pourrait permettre alors de consolider l'hypothèse selon laquelle elles sont à l'origine de la signature fréquentielle recherchée. De plus, une condition d'entrée plus représentative de ces lâchers tourbillonnaires pourrait être utilisée en entrée d'un calcul de roue afin d'analyser l'influence de ces structures sur l'écoulement dans la roue.

Un des objectifs de ces travaux était de prédire la signature fréquentielle large-bande mesurée expérimentalement. Les amplitudes de ces fluctuations sont plus importantes lorsque le phénomène de cavitation apparaît. Il serait donc intéressant d'effectuer ces simulations avec des modèles de cavitation. Cependant, les résultats de Ruchonnet et al. [78] montrent que les mécanismes responsables de l'influence de la cavitation sur une signature fréquentielle sont d'origine acoustique. Les modèles de cavitation avec prise en compte de l'acoustique sont très complexes. Actuellement en développement dans YALES2 [82], ces modèles de cavitation pourraient être utilisés sur des modèles simplifiés afin d'analyser numériquement l'influence de la cavitation sur la réponse fréquentielle d'un système hydraulique. A plus long terme, ils pourraient sans doute être utilisés sur des cas complexes correspondant à une géométrie plus réaliste d'une turbine Francis.

Remerciements — Je remercie GE Renewable Energy pour sa contribution à ce projet et le groupe SUCCESS pour le développement et le partage du code YALES2. Ces travaux ont bénéficié d'un accès aux moyens de calcul du CINES et de l'IDRIS au travers des allocations de ressources 2017-A0032A00611, 2018-A0052A00611 attribuées par GENCI.

Bibliographie

- [1] W. Alan Eckerle and L. Langston. Horseshoe vortex formation around a cylinder. *Journal of Turbomachinery*, 109, 1986.
- [2] Alstom Hydro France. Analyse fréquentielle des mesures au laboratoire : Rappels et définitions. Document interne.
- [3] H. Amblard, P. Henry, G. Borciani, G. Martin, P. Guiton, and R. Thalmann. Comportement des turbines francis et des pompes-turbines à débit partiel fonctionnement des turbines francis aux charges partielles. *SOCIÉTÉ HYDROTECHNIQUE DE FRANCE Comité technique - Session n° 127 - Paris*, 1985.
- [4] ANSYS. Ansys cfx-solver modeling guide. 2015.
- [5] ANSYS. Ansys fluent user's guide. 2015.
- [6] C. Argyropoulos and N. Markatos. Recent advances on the numerical modelling of turbulent flows. *Applied Mathematical Modelling*, 39(2) :693 – 732, 2015.
- [7] T. Barth and D. Jepersen. The design and application of upwind schemes on unstructured meshes. *27th Aerospace Sciences Meeting*, 1989.
- [8] C. Beaubien. *Simulations numériques de l'écoulement turbulent dans un aspirateur de turbine hydraulique*. PhD thesis, Université Laval, 2013.
- [9] P. Benard, G. Balarac, V. Moureau, C. Dobrzynski, G. Lartigue, and Y. D'Angelo. Mesh adaptation for large-eddy simulations in complex geometries. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 81(12) :719–740, 2016.
- [10] J. S. Bendat and A. G. Piersol. *Random Data : Analysis and Measurement Procedures*. John Wiley & Sons, Inc., New York, NY, USA, 3rd edition, 2000.
- [11] S. Bouajila. *Analyse expérimentale et numérique des écoulements à charge partielle dans les turbines Francis - Étude des vortex inter-aubes*. PhD thesis, 2018.
- [12] S. Bouajila, J. Brammer, E. Flores, C. Ségoufin, and T. Maître. Modelization and simulation of francis turbine inter-blade vortices in partial load conditions. *Advances in Hydroinformatics*, pages 931–945, 2018.
- [13] S. Bouajila, T. D. Colombel, P.-Y. Lowys, and T. Maitre. Hydraulic phenomena frequency signature of francis turbines operating in part load conditions. *28th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, 2016.
- [14] C. Brennen. Hydrodynamics of pumps. *Hydrodynamics of Pumps*, 2011.
- [15] P. Bénard, A. Viré, V. Moureau, G. Lartigue, L. Beaudet, P. Deglaire, and L. Bricteux. Large-eddy simulation of wind turbines wakes including geometrical effects. *Computers and Fluids*, 2018.
- [16] P. C Guo, Z. N Wang, X. Q Luo, Y. L Wang, and J. L Zuo. Flow characteristics on the blade channel vortex in the francis turbine. *IOP Conference Series : Materials Science and Engineering*, 129 :012038, 2016.
- [17] D. C. Wilcox. Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. *AIAA Journal*, 26 :1299–1310, 1988.
- [18] O. Cadot. Introduction à la turbulence, cours de l'ENSTA-ParisTech 2A. Lecture, 2013.

- [19] D. Čelič and H. Ondráčka. The influence of disc friction losses and labyrinth losses on efficiency of high head francis turbine. *Journal of Physics : Conference Series*, 579 :012007, 2015.
- [20] J. Chamberland-Lauzon, C. Monette, B. Nennemann, M. Melot, S. Birk, and N. Ruchonnet. Francis design and prediction technology for flexible operation. *29th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, 2018.
- [21] Commission Electrotechnique Internationale. *Norme Internationale CEI 60193 - Turbines hydrauliques, pompes d'accumulation et pompes-turbines – Essais de réception sur modèle*. 1999. Deuxième édition.
- [22] R. Comolet. *Mécanique expérimentale des fluides - Tome 2 : Dynamique des fluides réels, Turbomachines*. Masson, 1963.
- [23] G. Constantinescu, w. rodi, and t. stoesser. *Large-eddy simulation in hydraulics*. 01 2013.
- [24] A. Coutu, C. Monette, B. Nennemann, J. Chamberland Lauzon, N. Ruchonnet, A. Taruffi, and R. Straatmann. Specific speed effect on francis runner reliability under various operating conditions. *American Journal of Hydropower, Water and Environment Systems*, 2 :11–15, 2017.
- [25] M. Davis. Design of flat plate leading edges to avoid flow separation. *Aiaa Journal - AIAA J*, 18 :598–600, 1980.
- [26] D. De Oliveira Amorim. Unsteady simulations with a high-order cfd code. 2015.
- [27] J. Decaix, A. Müller, F. Avellan, and C. Münch. RANS Computations of a Cavitating Vortex Rope at Full Load. *6th IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, 2015.
- [28] C. Dobrzynski. MMG3D : User Guide. Technical Report RT-0422, INRIA, 2012.
- [29] J. Donea, A. Huerta, J. Ponthot, and A. Rodríguez-Ferran. *Arbitrary Lagrangian-Eulerian Methods*, volume 1, pages 413–437. 2004.
- [30] F. Doussot. Animations des résultats de la SGE. <http://www.legi.grenoble-inp.fr/web/spip.php?article1491>.
- [31] Y. Dubief and F. Delcayre. On coherent-vortex identification in turbulence. *Journal of Turbulence - J TURBUL*, 1, 12 2000.
- [32] C. Duprat. *Unsteady numerical simulation of turbulent flow in hydraulic draft tube, with the aim of improving the efficiency*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2010.
- [33] L. R. EREMEEF. Turbines hydrauliques essais - cavitation. *Techniques de l'ingénieur Frottement et usure*, base documentaire : TIB464DUO.(ref. article : bm4406), 2009.
- [34] J. Feng, X. Luo, G. Zhu, and G. Wu. Investigation on disk friction loss and leakage effect on performance in a francis model turbine. *Advances in Mechanical Engineering*, 9(8) :1687814017723792, 2017.
- [35] H. Foroutan. *Simulation, Analysis, and Mitigation of Vortex Rope Formation in the Draft Tube of Hydraulic Turbines*. PhD thesis, 2014.
- [36] M. Frigo and S. G. Johnson. The design and implementation of FFTW3. *Proceedings of the IEEE*, 93(2) :216–231, 2005.
- [37] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot. A dynamic subgrid scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(7) :1760–1765, 1991.
- [38] L. Guedot, G. Lartigue, and V. Moureau. Design of high-order implicit filters on unstructured grids for the identification of large-scale features in large-eddy simulations. *Ercoftac series*, 20 :81–87, 2015.
- [39] J. Hart. Comparison of turbulence modeling approaches to the simulation of a dimpled sphere. *Procedia Engineering*, 147 :68 – 73, 2016. The Engineering of SPORT 11.
- [40] P. Henry, M. Wegner, and J. E. Graeser. Analyse expérimentale de la stabilité hydraulique de la turbine francisà charge partielle. *LA HOUILLE BLANCHE/N° 2/3-1982*, 1982.

- [41] International Energy Agency. *Harnessing Variable Renewables*. 2011.
- [42] International Energy Agency. *The Power of Transformation*. 2014.
- [43] Y. Ito, A. M. Shih, and B. K. Soni. Reliable isotropic tetrahedral mesh generation based on an advancing front method. In *IMR*, 2004.
- [44] W. Jones and B. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(2) :301 – 314, 1972.
- [45] A. Kolmogoroff. On degeneration of isotropic turbulence in an incompressible viscous liquid. *Comptes Rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'URSS, Nouvelle Série*, 31, 1941.
- [46] T. v. Kármán. Ueber den mechanismus des widerstandes, den ein bewegter körper in einer flüssigkeit erfährt. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1911 :509–517, 1911.
- [47] P.-Y. Lagrée. Boundary layer separation and asymptotics from 1904 to 1969. *Comptes Rendus Mécanique*, 345(9) :613 – 619, 2017.
- [48] D. K. Lilly. Lectures in sub-synoptic scales of motion and two-dimensional turbulence. 1970. National Center for Atmospheric Research BOULDER, Colorado (U.S.A.).
- [49] X. Liu, Y. Luo, A. Presas, Z. Wang, and L. Zhou. Cavitation effects on the structural resonance of hydraulic turbines : Failure analysis in a real francis turbine runner. *Energies*, 11(9), 2018.
- [50] M. V. Magnoli. Comparison of model measured runner blade pressure fluctuations with unsteady flow analysis predictions. *28th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, 2016.
- [51] N. Maheu, V. Moureau, P. Domingo, F. Duchaine, and G. Balarac. Large-eddy simulations of flow and heat transfer around a low-mach turbine blade. 20, 2012. Center for Turbulence Research, Proceedings of the Summer Program 2012.
- [52] M. Malandain, N. Maheu, and V. Moureau. Optimization of the deflated conjugate gradient algorithm for the solving of elliptic equations on massively parallel machines. *Journal of Computational Physics*, 238 :32–47, 2013.
- [53] O. Manole, P. Labbé, J. Dompierre, and J.-Y. Trépanier. Anisotropic hybrid mesh adaptation using a metric field. *16th AIAA Computational Fluid Dynamics Conference*, 2003.
- [54] B. Meddins. 2 - discrete signals and systems. In B. Meddins, editor, *Introduction to Digital Signal Processing*, pages 16 – 40. Newnes, Oxford, 2000.
- [55] F. Menter. Zonal two equation k-w turbulence models for aerodynamic flows. *AIAA Paper*, 1993, 1993.
- [56] F. Menter and Y. Egorov. The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. part 1 : Theory and model description. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85(1) :113–138, 2010.
- [57] P. Moin and J. Kim. Tackling turbulence with supercomputers. *Scientific American*, 276 :62–68, 1997.
- [58] C. Monette, H. Marmont, J. Chamberland-Lauzon, A. Skagerstrand, A. Coutu, and J. Carlevi. Cost of enlarged operating zone for an existing francis runner. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 49 :072018, 2016.
- [59] V. Moureau, P. Domingo, and L. Vervisch. Design of a massively parallel cfd code for complex geometries. *Comptes Rendus Mécanique*, 339(2) :141 – 148, 2011. High Performance Computing.
- [60] V. Moureau, P. Domingo, and L. Vervisch. From large-eddy simulation to direct numerical simulation of a lean premixed swirl flame : Filtered laminar flame-pdf modeling. *Combustion and Flame - COMBUST FLAME*, 158 :1340–1357, 2011.
- [61] O. Métais. Large eddy simulation of turbulence : Fundamentals and applications. 2018. Lecture notes for GIAN course.

- [62] A. Müller, A. Favrel, C. Landry, K. Yamamoto, and F. Avellan. On the physical mechanisms governing self-excited pressure surge in francis turbines. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 22(3) :032034, 2014.
- [63] T. Neidhardt, A. Jung, S. Hyneck, and J. Gummer. An alternative approach to the von karman vortex problem in modern hydraulic turbines. *Hydro 2017, Seville Spain*, 2017.
- [64] C. Nicolet, N. Ruchonnet, and F. Avellan. One-dimensional modeling of rotor stator interaction in francis pump-turbine. *Proceedings of the 11th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC-11*, 2, 2006.
- [65] C. Nicolet, A. Zobeiri, P. Maruzewski, and F. Avellan. On the upper part load vortex rope in francis turbine : Experimental investigation. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 12(1) :012053, 2010.
- [66] F. Nicoud and F. Ducros. Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow, Turbulence and Combustion*, 62(3) :183–200, 1999.
- [67] M. Nishi, A. Zobeiri, S. Matsunagai, T. Kubotaf, and Y. SENOO. Study on swirl flow and surge in an elbow type draft tube. *AIRH 10th Symposium 10E, Hydraulic Machinery and Equipment Associated with Energy Systems*, 1, 1980.
- [68] NTNU and LTU. Francis-99 workshop. 2014.
- [69] N. Odier, G. Balarac, and C. E. Corre. Numerical analysis of the flapping mechanism for a two-phase coaxial jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 106 :164 – 178, 2018.
- [70] O. Pacot, C. Kato, Y. Guo, Y. Yamade, and F. Avellan. Large eddy simulation of the rotating stall in a pump-turbine operated in pumping mode at a part-load condition. *Journal of Fluids Engineering*, 138, 2016.
- [71] Y. Paquette. *Fluid-Structure Interaction in Cavitation Erosion*. Theses, Université Grenoble Alpes, 2017.
- [72] S. Pasche, F. Avellan, and F. Gallaire. Part load vortex rope as a global unstable mode. *Journal of Fluids Engineering*, 139, 2017.
- [73] U. Piomelli, W. H. Cabot, P. Moin, and S. Lee. Subgrid scale backscatter in turbulent and transitional flows. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics*, 3(7) :1766–1771, 1991.
- [74] M. PLUVIOSE and C. PÉRILHON. Turbomachines mécanisme de la conversion d'énergie. *Techniques de l'ingénieur Machines hydrauliques et thermiques : fondamentaux et concepts innovants*, base documentaire : TIB171DUO., 2002.
- [75] H. G. Poll, J. C. Zanutto, and W. Ponge-Ferreira. Hydraulic power plant machine dynamic diagnosis. *Shock and Vibration*, 13 :409–427, 2006.
- [76] L. Richardson. Weather prediction by numerical process. *Cambridge University Press*, 1922.
- [77] H. Ritchie and M. Roser. Co₂ and greenhouse gas emissions. *Our World in Data*, 2019. <https://ourworldindata.org/co2-and-other-greenhouse-gas-emissions>.
- [78] N. Ruchonnet, S. Alligné, C. Nicolet, and F. Avellan. Cavitation influence on hydroacoustic resonance in pipe. *Journal of Fluids and Structures*, 2011.
- [79] N. Ruchonnet, C. Nicolet, S. Alligné, and F. Avellan. Experimental investigation of cavitation influence on hydroacoustic resonance in pipe. *3rd Meeting IAHR Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, 2009.
- [80] S. Romero Martinez and W. Hughes. Bringing variable renewable energy up to scale : options for grid integration using natural gas and energy storage. *ESMAP Technical Report. World Bank Group, Washington, DC.*, 2015.
- [81] O. Sahni, A. Ovcharenko, K. Chitale, K. Jansen, and M. Shephard. Parallel anisotropic mesh adaptation with boundary layers for automated viscous flow simulations. *Engineering with Computers*, 33, 04 2016.

- [82] P. Sarkar, G. Ghigliotti, M. Fivel, and J.-P. Franc. Numerical investigation of the dynamics of pressure loading on a solid boundary from a collapsing cavitation bubble. *10th International Symposium on Cavitation*, 2018.
- [83] U. Seidel, B. Hübner, J. Löfflad, and P. Faigle. Evaluation of rsi-induced stresses in francis runners. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 15(5) :052010, 2012.
- [84] J. Smagorinsky. General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(3) :99–164, 1963.
- [85] W. Song, H. Wang, and J. Li. Simulated calculation of interblade vortex in francis turbine’s whole flow passage. In *2011 International Conference on Consumer Electronics, Communications and Networks (CECNet)*, 2011.
- [86] C. Trivedi, M. Cervantes, and O. Dahlhaug. Experimental and numerical studies of a high-head francis turbine : A review of the francis-99 test case. *Energies*, 9 :74, 01 2016.
- [87] H. Tryggesson. *Analytical vortex solutions to Navier-Stokes equation*. PhD thesis, Växjö University, School of Mathematics and Systems Engineering, 2007.
- [88] F. van der Bos and B. Geurts. Commutator errors in the filtering approach to large-eddy simulation. *Physics of Fluids*, 17 :035108–, 2005.
- [89] H. Versteeg and W. Malalasekera. *An introduction to computational fluid dynamics - the finite volume method*. Addison-Wesley-Longman, 1995.
- [90] J. Wack and S. Riedelbauch. Numerical simulations of the cavitation phenomena in a francis turbine at deep part load conditions. *Journal of Physics : Conf. Series*, 656(1) :012074, 2015.
- [91] D. C. WILCOX. Comparison of two-equation turbulence models for boundary layers with pressure gradient. *AIAA Journal*, 31(8) :1414–1421, 1993.
- [92] S. Wilhelm. *Étude des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe par simulations numériques instationnaires*. PhD thesis, Communauté Université Grenoble Alpes, 2016.
- [93] S. Wilhelm, G. Balarac, O. Métais, and C. Ségoufin. Analysis of Head Losses in a Turbine Draft Tube by Means of 3D Unsteady Simulations. *Flow, Turbulence and Combustion*, 97(4) :1255–1280, 2016.
- [94] World Energy Council. World energy resources. 2016.
- [95] K. Yamamoto. *Hydrodynamics of Francis turbine operation at deep part load condition*. PhD thesis, École Polytechnique fédérale de Lausanne, 2017.
- [96] 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. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 22(2) :022011, 2014.
- [97] 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. *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, 49 :082005, 2016.
- [98] K. Yamamoto, A. Müller, A. Favrel, C. Landry, and F. Avellan. Flow characteristics and influence associated with inter-blade cavitation vortices at deep part load operations of a francis turbine. *Journal of Physics : Conference Series*, 813 :012029, 2017.
- [99] X. Yexiang, W. Zhengwei, and Y. Zongguo. Experimental and numerical analysis of blade channel vortices in a francis turbine runner. *Engineering Computations*, 28(2) :154–171, 2011.
- [100] Y. Zeng, L. Zhang, J. Guo, Y. Guo, Q. Pan, and J. Qian. Efficiency limit factor analysis for the francis-99 hydraulic turbine. *Journal of Physics : Conference Series*, 782 :012008, 01 2017.

- [101] Y. Zhang, K. Liu, H. Xian, and X. Du. A review of methods for vortex identification in hydroturbines. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 81 :1269 – 85, 2018.
- [102] L. Zhou, M. Liu, Z. Wang, D. Liu, and Y. Zhao. Investigation of channel vortices in francis turbines. *28th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, 49 :1030–39, 2016.
- [103] L. Zhou, M. Liu, Z. Wang, D. Liu, and Y. Zhao. Numerical simulation of the blade channel vortices in a francis turbine runner. *Engineering Computations*, 34 :364–376, 2017.
- [104] Z. Zuo. Numerical predictions of the incipient and developed interblade vortex lines of a model francis turbine by cavitation calculations. *Advances in Mechanical Engineering*, 2013.
- [105] P. Zwart, A. Gerber, and T. Belamr. A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *Proceedings of the fifth international conference on multiphase flow, Yokohama, Japan*, 2004.

Annexes

Annexe A

Lien entre φ , U et V_m

D'après la définition proposée dans l'équation (1.8)

$$\frac{Q_{11}}{n_{11}} = \frac{Q}{nD^3} \quad (\text{A.1})$$

D'autre part, on peut écrire par définition de la vitesse débitante V_m et la vitesse périphérique en sortie de roue :

$$\begin{cases} Q = V_m \pi R^2 \\ n = \frac{60}{2\pi} \Omega = \frac{60}{2\pi} \frac{U}{R} \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

En remplaçant Q et n dans l'équation (A.1), on obtient alors :

$$\frac{Q_{11}}{n_{11}} = \frac{V_m 2\pi^2 R^3}{60UD^3} \quad (\text{A.3})$$

On obtient finalement en remplaçant D par $2R$:

$$\frac{Q_{11}}{n_{11}} = \frac{V_m \pi^2}{4 * 60U} \quad (\text{A.4})$$

Lorsque Q est exprimé en $[L/s]$, on obtient alors la formule recherchée :

$$\varphi = \frac{V_m}{U} = \frac{0.24}{\pi^2} \frac{Q_{11}}{n_{11}} \quad (\text{A.5})$$

Annexe B

Influence de la condition de sortie

B.1 Modèle simplifié

Afin d'éloigner la condition de sortie de l'écoulement dans l'aspirateur, la première solution consiste à utiliser une extension simple. Les résultats montrent que cette solution n'est pas satisfaisante : la recirculation atteint la condition de sortie. La condition de sortie peut soit autoriser un écoulement entrant, soit réduire une partie de sa surface à une condition de vitesse nulle à la paroi.

Pour éviter cela, la solution la plus simple consiste à ajouter un convergent à la première extension. Le résultat est illustré sur la figure B.1. Les lignes rouges correspondent à une composante de vitesse selon la direction de l'aspirateur positive, les lignes bleues mettent en évidence les localisations où cette composante de vitesse est négative (écoulement de retour).

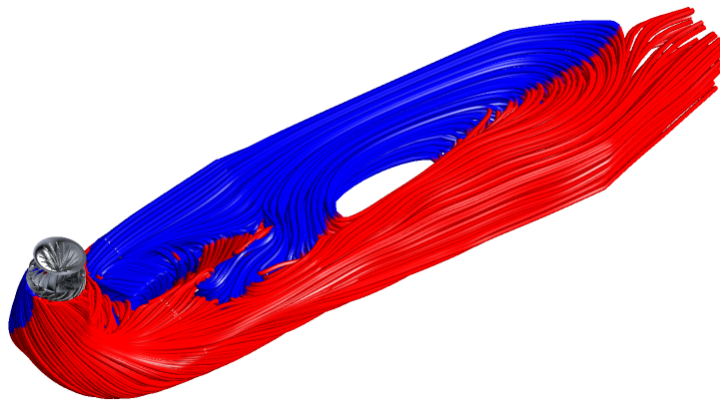


FIGURE B.1. Lignes de courant dans l'extension de l'aspirateur avec un convergent

Cependant, pour garantir que cette configuration ne change pas l'écoulement dans la roue, il faut comparer la solution à un calcul utilisant un domaine similaire à celui utilisé lors des mesures expérimentales.

B.2 Calcul avec la cuve

La présence de la cuve complexifie l'utilisation d'un maillage structuré. Pour cette partie, le maillage dans l'ensemble de l'aspirateur a été effectué avec un maillage tétraédrique sous ICEM. Dans l'objectif de comparer les résultats de cette simulation avec une autre géométrie,

la géométrie avec le convergent a été aussi discrétisée de la même façon pour obtenir une comparaison pertinente. Avec ce maillage, 1,6 millions de nœuds sont présents dans ce modèle avec la cuve, et 1,1 millions pour le modèle utilisant l’extension et le convergent. A cause des temps de calculs importants, cette étude n’est effectuée qu’en stationnaire, avec un modèle SST. L’interface entre la roue et les directrices est de type « frozen rotor », et le pas de temps a été fixé à 10° dans les deux configurations. Les lignes de courant associées à cette configuration sont représentées dans la figure B.2, avec le même code couleur que dans la figure ci-dessus.

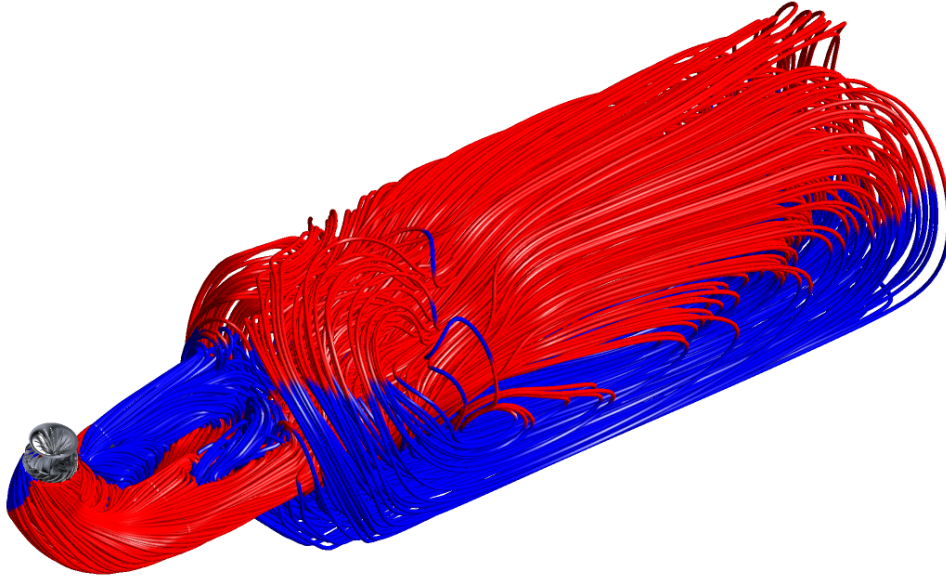


FIGURE B.2. Maillage de la configuration avec la cuve

B.3 Quantification de l’influence de la cuve

Pour comparer les deux simulations, le débit de la recirculation peut être quantifiée à travers le débit dans chaque pertuis.

Configuration	Convergent	Cuve
Débit moyen pertuis droit	1.33	1.36
Débit moyen pertuis gauche	-0.33	-0.36

TABLE B.1 – Part du débit total dans chaque pertuis

Il faut alors noter que le débit de la recirculation dans le pertuis gauche est 3% plus important avec la cuve qu’avec la géométrie simplifiée. Cette différence est faible, en considérant notamment le coût de calcul supplémentaire induit par l’ajout de la cuve, qui nécessite un maillage tétraédrique.

Cette étude porte sur la dynamique de l’écoulement dans la roue. Pour estimer la dépendance du résultat à la géométrie de l’aspirateur, il est donc nécessaire de comparer une quantité qui caractérise l’écoulement dans la roue. Le sondage en sortie de roue permet de quantifier à la fois le travail de la roue, mais aussi le pompage qui remonte de l’aspirateur à la roue.

La figure B.3 montre que l’influence de la cuve est négligeable par rapport au cas avec l’extension et le convergent. En effet, si le sondage en sortie de roue est identique, la roue travaille de la même manière, et donc les VIA sont identiques.

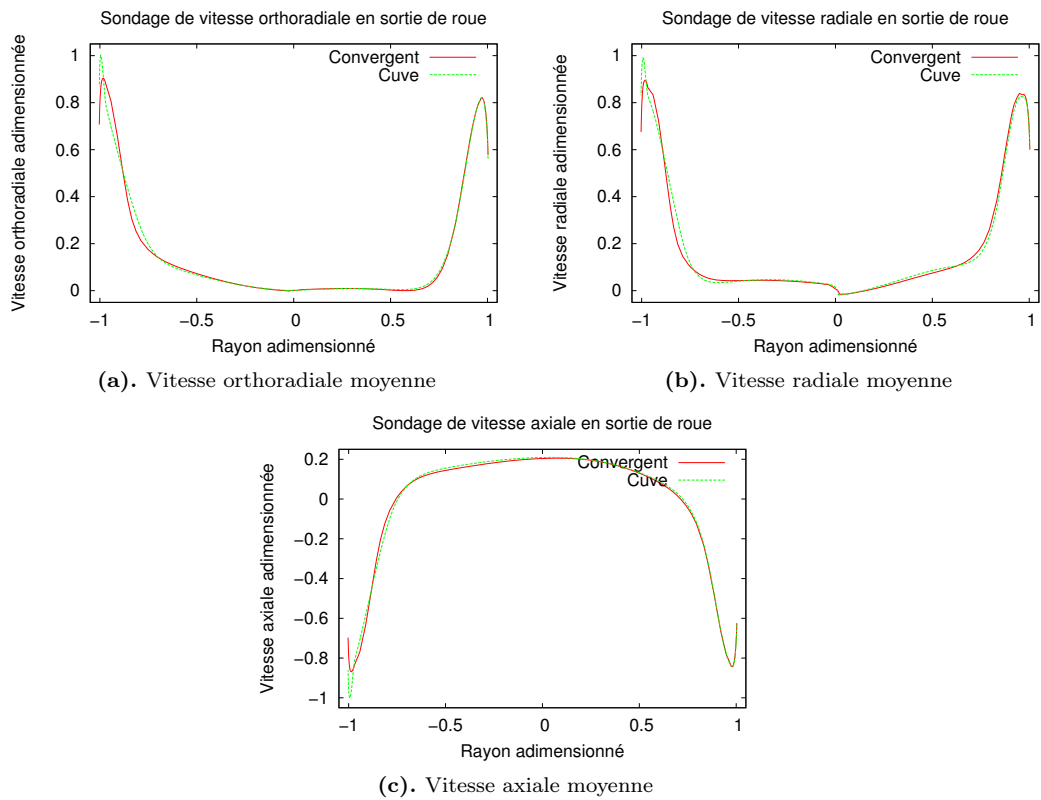


FIGURE B.3. Influence de la géométrie de sortie sur les sondages de vitesse moyenne en sortie de roue

Pour la suite de cette étude, la cuve n'est donc pas modélisée. Pour le modèle final, c'est donc le modèle avec le convergent qui a été choisi. Il est tout de même intéressant de noter grâce à ces résultats que même dans la configuration la plus proche de celle utilisée expérimentalement, la zone de recirculation s'étend jusque dans la cuve aval.

Annexe C

Maillage de l'aspirateur

C.1 Maillages utilisés

Les maillages ont été effectués avec le mailleur ICEM CFD 16.0. Deux maillages sont présentés ici. Le premier est celui utilisé dans l'étude d'influence du maillage de la roue (voir le paragraphe 5.1.3). Il est composé de 1.2 millions de nœuds. Le second maillage a été effectué afin d'obtenir des mailles de tailles similaires de part et d'autre de l'interface avec la roue. Il comporte 3.9 millions de nœuds. Ces deux maillages sont représentés en rouge dans la figure C.1, où le maillage dans le domaine tournant est représenté en noir.

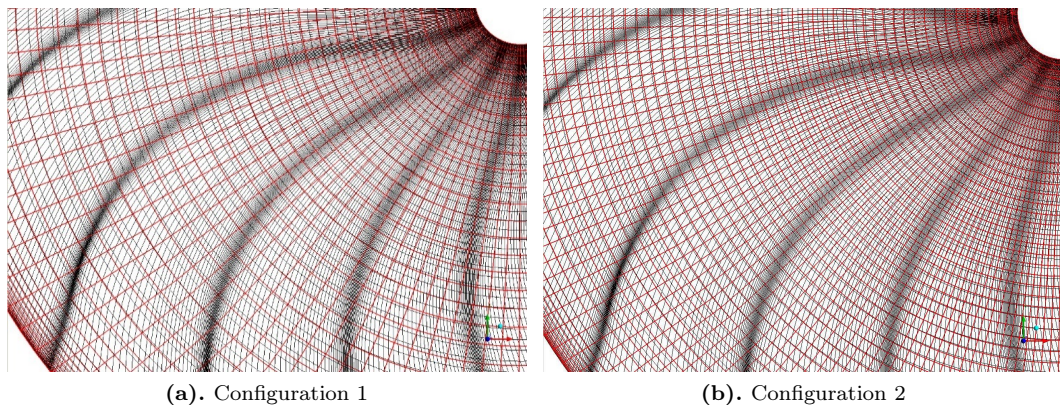


FIGURE C.1. Deux maillages d'aspirateur (en rouge) comparés au maillage de roue (en noir) au niveau de l'interface

C.2 Analyse des résultats

Les analyses présentées ici sont issues d'un calcul avec le maillage 2 dans la roue. Il apparait que les valeurs intégrales sont relativement peu sensibles à ce maillage : le couple est diminué de 0.7% et la chute totale de 0.1% entre les configurations 1 et 2. Il a donc une influence négligeable sur les grandeurs intégrales de la machine.

Cependant la dynamique de certaines grandeurs change entre les deux configurations. La figure C.2 illustre cela pour la poussée axiale, c'est à dire la force exercée par la roue dans la direction de l'axe de la turbine. Il faut alors noter que des fluctuations hautes fréquences sont plus importantes pour la configuration 1 par rapport à la configuration 2. Ces fluctuations sont donc numériques et générées par la mauvaise continuité du maillage à l'interface. Il est donc important d'utiliser des tailles de mailles semblables de part et d'autre de l'interface, ce qui permet dans la configuration 2 de réduire considérablement le bruit numérique.

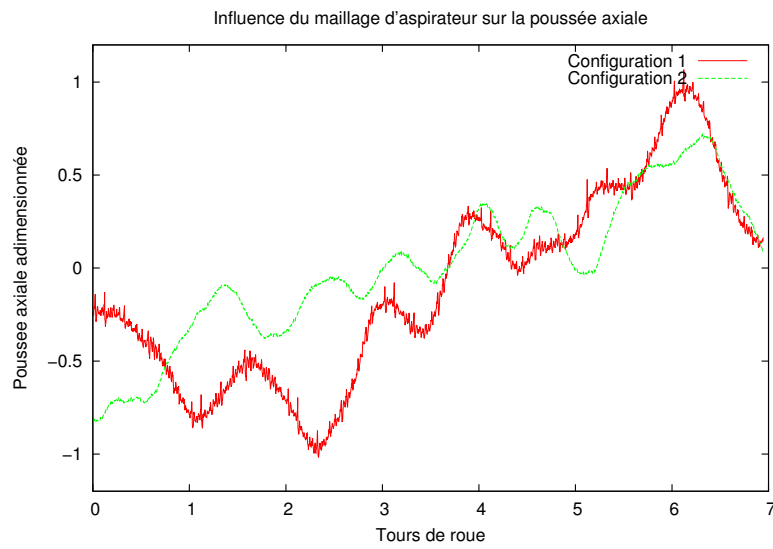


FIGURE C.2. Influence du maillage dans l'aspirateur sur les fluctuations de la poussée axiale

Les deux configurations diffèrent par une augmentation de 9% du nombre de nœuds dans le domaine de calcul. Compte-tenu des observations ci-dessus et de l'augmentation relativement faible du coût de calcul associé au maillage raffiné dans l'aspirateur, la configuration 2 a été choisie pour la suite de cette étude.

Annexe D

Répartition du débit par le distributeur

D.1 Modèle numérique

L'objectif de cette partie consiste à s'assurer que la bêche répartit uniformément le débit dans la roue. Pour cela, un modèle numérique simplifié a été mis en place.

Un domaine de calcul contenant la bêche spirale, les avant-directrices et les directrices a été mis en place. Une extension en amont du domaine est utilisée afin d'éloigner la condition d'entrée de la bêche.

La roue n'est pas considérée dans le domaine de calcul : la condition de sortie se situe en aval des directrices. L'écoulement en sortie de directrices n'est donc pas réaliste. Cependant on peut considérer que la roue a une influence négligeable sur l'écoulement en aval des directrices.

Les simulations stationnaires ont été effectuées sur ANSYS CFX v16.0 avec un modèle de turbulence $k-\omega$ SST.

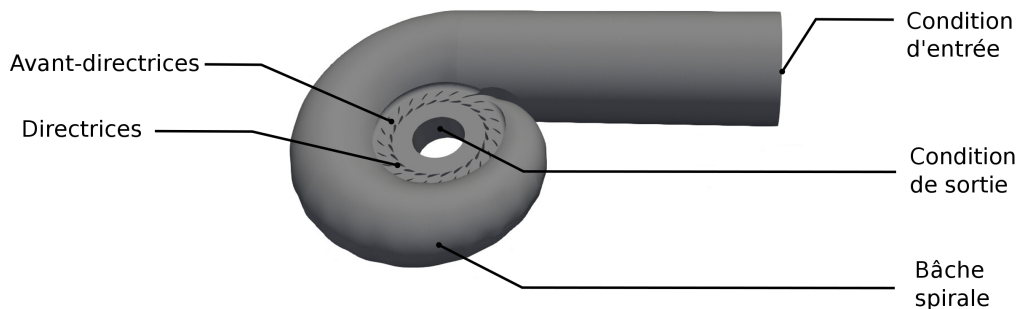


FIGURE D.1. Domaine de calcul

Le point de fonctionnement est déterminé par le débit total dans la bêche et l'angle des directrices. Afin d'étudier l'influence du point de fonctionnement sur la répartition du débit, deux points de fonctionnement sont utilisés ici. Il s'agit du meilleur point de fonctionnement, noté *BEP*, et du point *Pt4*. Ces deux points de fonctionnement sont simulés avec une chute de 15m (directement liée au débit dans la machine), correspondant aux mesures expérimentales.

D.2 Résultats

A partir du modèle précédent, le débit dans chaque canal de directrice peut être calculé. Pour les deux points de fonctionnement, il est adimensionné par le débit moyen par canal

de directrice. Le résultat est présenté dans la figure D.2.

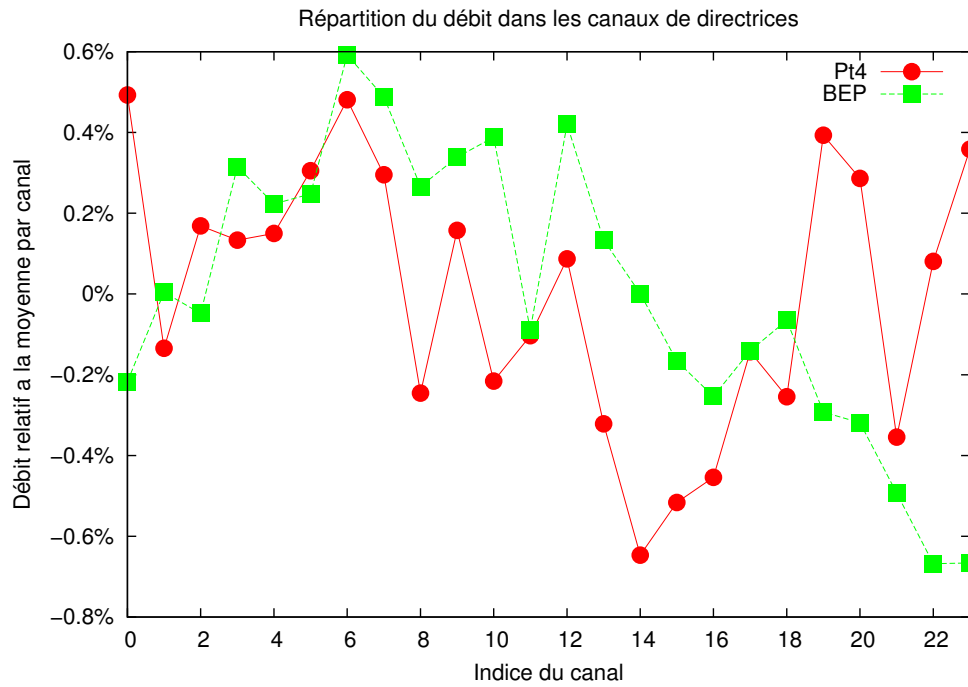


FIGURE D.2. Débit par canal de directrice au coeur et en charge partielle

Il faut alors noter que la distribution de débit se fait de façon uniforme : les erreurs par rapport à la moyenne étant de l'ordre de 1%, il est tout à fait pertinent de faire l'hypothèse d'une entrée axi-symétrique.

Annexe E

Vortex de Von Karman dans les directrices

L'objectif de cette étude est de simuler l'écoulement en sortie de directrice. Plus particulièrement les fréquences liées à l'apparition potentielle de vortex de Von-Karman sont analysées. Pour cela une configuration numérique spécifique a été mise en place. Elle est détaillée dans la première partie. Ensuite l'analyse des résultats est proposée.

E.1 Modèle numérique

Cette étude s'intéresse au distributeur de la turbine 1. Afin de simuler l'écoulement dans un canal de directrice le plus finement possible, seul 1 canal de directrice est modélisé. Ainsi des conditions de périodicité sont utilisées de part et d'autre du canal. Comme il a été montré dans l'annexe D, cette condition de périodicité est pertinente. Ce canal comprend aussi une avant-directrices pour obtenir un écoulement en amont des directrices le plus représentatif possible. La simulation n'est pas effectuée sur toute la hature des directrices afin de limiter le coût de calcul. Elle n'est effectuée que sur 1/3 de la corde, comme c'est souvent le cas dans la littérature sur des problèmes similaires [51].

Le maillage a été effectué afin de discrétiser au mieux la paroi, utilisant des prismes coupés en tétraèdre pour limiter le nombre d'éléments. Ce maillage est représenté au niveau du bord de fuite de la directrice dans la figure E.1. La valeur de y^+ moyen varie entre 3 et 5 en extrados, et entre 1 et 3 en intrados. Cette configuration permet donc de résoudre l'écoulement en couche limite des directrices.

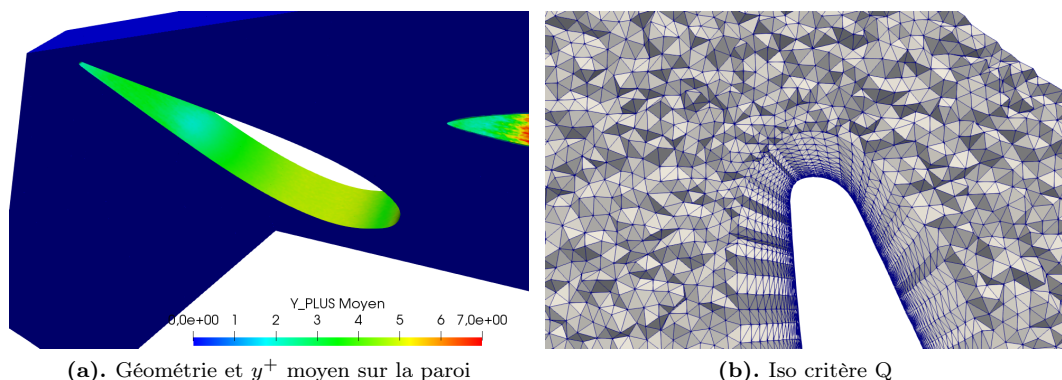


FIGURE E.1. Débit par canal de directrice au coeur et en charge partielle

Le champ de vitesse en entrée est imposé afin d'obtenir la même vitesse débitante que dans les simulations 3D ou encore les expériences sur lesquelles elles s'appuient. Ainsi cette

vitesse est fonction du point de fonctionnement.

E.2 Résultats et discussion

La figure E.2 présente les résultats de vorticité axiale pour le point $Pt4$ (a) et le point de meilleur rendement (b). Ces visualisations montrent la présence de structures tourbillonnaires pour ces deux points de fonctionnement. Les tourbillons ont des tailles comparables. Il apparaît cependant qu'ils interagissent entre eux pour le point $Pt4$; ce n'est pas le cas au point de meilleur rendement.

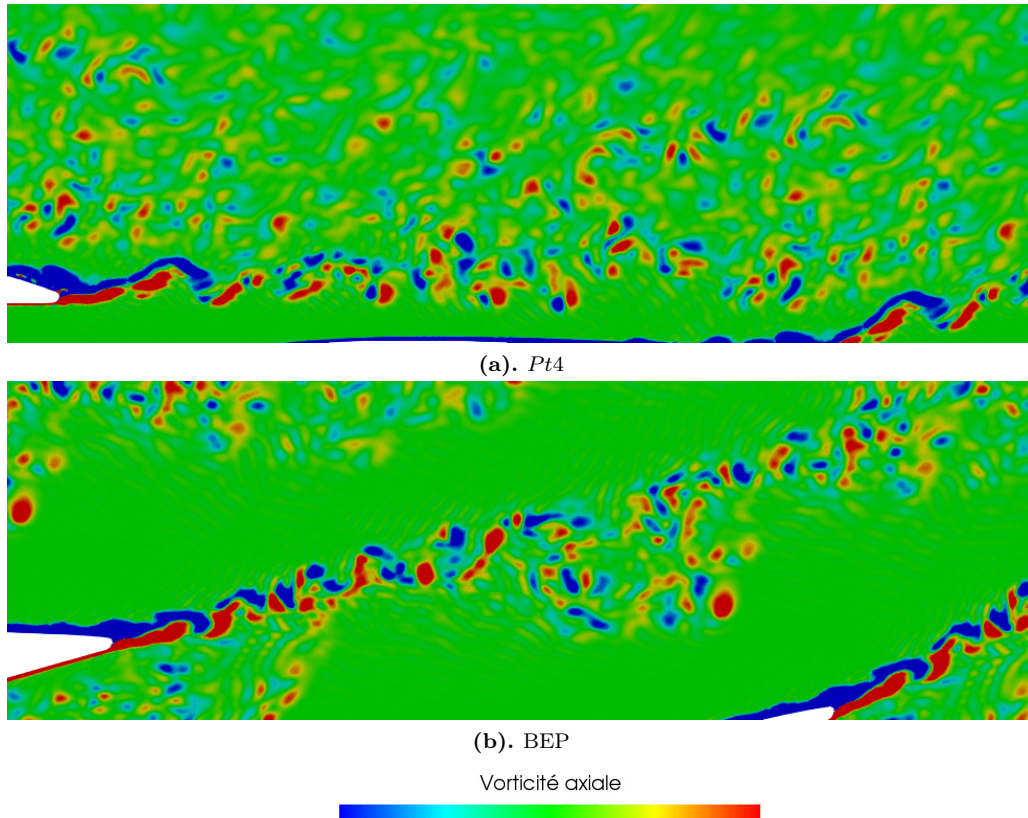


FIGURE E.2. Topologies des VIAs au point $OP1$.

Un capteur est ici placé en sortie de directrice, dans le sillage du décollement pour le point $Pt4$. Le spectre de fluctuations de pression associé est représenté dans la figure E.3. On y voit que ces lâchers tourbillonnaires sont à l'origine de fluctuations de pression au delà de $100 f_0$, avec un maximum global à $139 f_0$. On retrouve une signature fréquentielle large bande, ce qui signifie que le phénomène obtenu ici n'est pas tout à fait déterministe : la fréquence associée à ces tourbillons varie dans la gamme de fréquence illustrée dans la figure E.3.

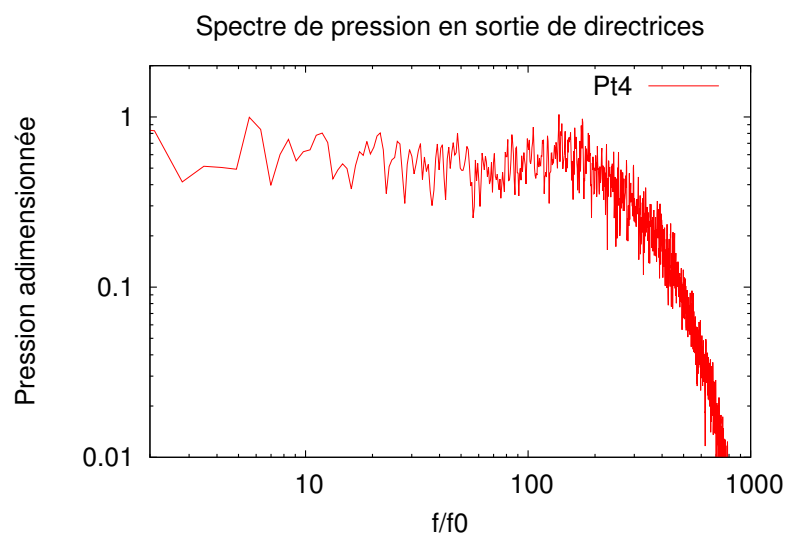


FIGURE E.3. Signature fréquentielle des lâchers tourbillonnaires au point *Pt4*

Annexe F

Influence des fluctuations de débit sur les fluctuations de pression

Cette annexe propose l'étude de l'influence de fluctuations de débit sur la dynamique des fluctuations de pression. Cette étude peut être appliquée simplement par l'écoulement dans un canal, illustré dans la figure F.1.

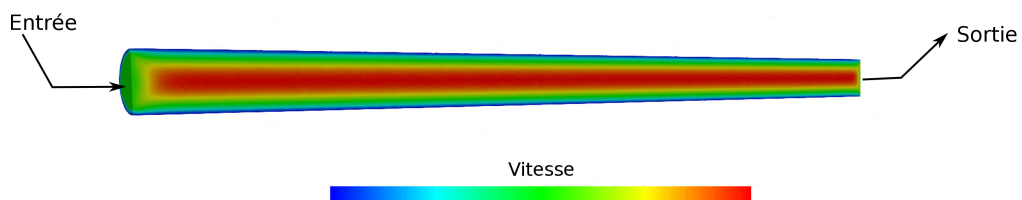


FIGURE F.1. Configuration utilisée pour l'étude : écoulement dans un canal

Ici, on impose en entrée d'un conduit de la turbulence homogène isotrope (THI). La THI est utilisée avec une vitesse caractéristique de la turbulence de 10% de la vitesse débitante dans le canal, et avec une taille caractéristique de 20% du diamètre du canal. Les fluctuations de vitesses de la THI modifient le débit instantané en entrée de roue. Dans le premier cas ces fluctuations sont laissées telles quelles. Dans le second cas la vitesse en entrée est corrigée par un facteur garantissant la conservation du débit.

La figure F.2 présente les variations temporelles du débit et de la pression mesurée en un point au centre du canal pour deux configurations. Les résultats montrent clairement que les variations de pression mesurées au centre du canal sont principalement générées par les fluctuations de débit. En prenant comme référence de pression la pression moyenne sur la condition d'entrée, la mesure de pression en un point dans le domaine est révélatrice des pertes de charge entre l'entrée et ce capteur. Ces pertes de charge augmentant avec le débit, la pression mesurée diminue alors lorsque le débit augmente.

Cette brève analyse montre donc que des variations de débit pilotent les fluctuations de pression dans la simulation. Afin d'analyser la dynamique de la pression, il est donc nécessaire de garantir la conservation du débit dans le domaine.

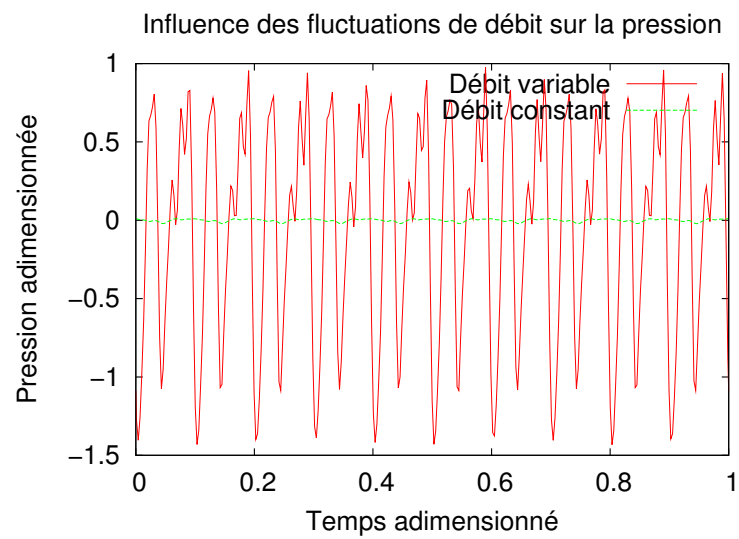


FIGURE F.2 – Influence des fluctuations de débit sur les fluctuations de pression

Publications

Original Paper

RANS and LES simulations at partial load in Francis turbines: Three-dimensional topology and dynamic behaviour of inter-blade vortices

F Doussot¹, G Balarac¹, J Brammer², Y Laurant², O Métails¹

¹Univ. Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, LEGI, 38000 Grenoble, France
francois.doussot@univ-grenoble-alpes.fr

²GE Renewable Energy, Hydro Solutions, 82 Avenue Léon Blum, 38041 Grenoble Cedex 9, France

Abstract

Hydraulic machines are designed to operate in flow conditions close to the best efficiency point. However, to respond to the increasing demand for flexibility mainly due to the integration of renewable energy in the electric grid, the operating range of Francis turbines has to be extended towards smaller discharge levels without restriction. When Francis turbines are operated typically between 30% and 60% of the rated output power, the flow field is characterized by the appearance of inter-blade vortices in the runner. In these off-design operating conditions and due to these phenomena, dynamic stresses level can increase, and potentially lead to fatigue damage of the mechanical structure of the machine. The objective of this paper is to present investigations on the dynamic behaviour of the inter-blade vortices and their impact on the runner by using numerical simulations. Computations were performed with different turbulence modelling approaches to assess their relevance and reliability: Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) and Large-Eddy Simulation (LES). Computations aimed to better understand the emergence condition of the inter-blade vortices. The analysis showed that vortices can be generated due to poor inlet adaptation at part load, however other vortices can also be due to a local backflow in the runner. The competition between these both phenomena leads to various topologies of the inter-blade vortices. The numerical results were compared to experimental visualizations performed on scaled model as well as to previous numerical studies results. The impact of these inter-blade vortices on the runner were also investigated by considering the pressure fluctuations induced on the blades. The dynamic loading on the blade has to be known in order to evaluate the lifetime of the runner by mechanical analysis. Different operating conditions have been simulated to understand how the pressure fluctuations depend on the operating conditions. The localization of the pressure fluctuations and their consequences on the frequency signature of the torque fluctuations have been analyzed. This article is presenting a part of the work presented at the 29th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Kyoto, 2018 [1], and presents another vortex topology and a comparison of LES results of several operating conditions.

Keywords: Inter-blade vortex, Channel vortex, Part load, Francis turbine, Large Eddy Simulation

1. Introduction

The recent development of new renewable energy technologies, such as wind and solar, leads to an uncontrolled amount of energy dispatched. The need for flexibility is brought by their integration in the grid. Supply and demand has to be kept in balance in real time to guarantee electric grid stability [2].

Hydroelectric power therefore has a major advantage in the regulation of the power supply compared to other technologies. Hydro energy sources can respond in few seconds. But flexibility is not only a matter of time response, but also a matter of amount of energy produced. For hydroelectric power, this flexibility can be brought by operating in a wide range of flow conditions, especially using flow rates smaller than usual. But these off-design operating conditions can lead to the appearance of secondary flow phenomena. This turbulent flow field could generate pressure fluctuations in the machine. This paper deals with Francis turbines, which are the most widely used type of hydro turbine with about 60% of the global hydropower capacity in the world.

Received January 15 20xx; revised March 20 20xx; accepted for publication June 20 20xx: Review conducted by Prof. Soon-Wook Kim. (Paper number O10xxx) (This information will be given when accepted.)

Corresponding author: François Doussot, PhD student, francois.doussot@univ-grenoble-alpes.fr

*This article is presenting a part of the work presented in the paper [1] that has been discussed at the 29th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems, Kyoto, 2018.

In part load conditions, a vortex rope can be seen in the draft tube cone. For lower discharges, with an output power roughly between 30% and 60% of the nominal value, inter-blade vortices can appear in the runner. At these operating conditions, an increase in pressure fluctuations in the runner can be observed, which could cause fatigue damage on the mechanical structure.

Inter-blade vortices have been studied for several years using numerical and experimental approaches; however the sources and the driving phenomena of the vortices have not been fully understood. Away from the design point, the flow field entering the runner is misaligned with the geometry of the blades. Wack [3] suggests that this poor incidence angle generates the inter-blade vortices. Zhou et al. [4] also studied the occurrence and the location of the vortices depending on the operating point. According to their study, the mechanism of this phenomenon is driven by the reverse flow near the hub and is not related to the incidence angle. Yamamoto [5] presents similar results: a numerical simulation shows a significant backflow region at the center of the draft tube cone. Flow analysis in the runner shows that this backflow region plays a major role in the formation of the inter-blade vortices. In another numerical investigation, Zhou et al. [6] show with RANS computations and $k-\omega$ SST model that the vortex related to the reverse flow is the most prone to cavitation. Moreover this article suggests a classification of the inter-blade vortices appearing in the runner into four types. According to this study, they can be due to the incident angle, to a cross-flow occurring on the blade pressure side, to the geometry at the junction between the leading edge and the shroud, or finally to the reverse flow.

These off-design conditions can increase dynamic stresses on the blades. Bouajila et al. [7] has shown that these flow regimes are characterized under certain operating conditions by pressure fluctuations on the blades with a high and wide-band frequency signature. This hydraulic phenomenon could potentially cause fatigue damage and reduce the lifetime of the turbine. However this frequency signature has never been predicted by numerical simulations and its origin is still not well understood.

The analysis presented in this paper was conducted on a 17 blades low head Francis turbine, with a distributor composed by 24 guide vanes and 24 stay vanes. An experimental study was previously performed in the GE Hydro Laboratory [8]. The visualisations of the cavitating vortices and on-board pressure measurements have been compared with the numerical results.

The first part of this paper describes investigations on the topologies and causes of the vortices thanks to steady simulations. In a second part the link between pressure fluctuations and the topologies of the vortices and their influence on the torque fluctuations have been analysed. Large eddy simulations (LES) were used in order to resolve most of the turbulent length scales in order to understand the different phenomena appearing in the runner.

2. Characterization of the inter blade vortices using steady simulations

RANS simulations were computed using the solver CFX to study the mean flow of a wide range of operating conditions thanks to their low computational cost.

Operating points were described by their reduced velocity $n_{11} = \frac{nD}{\sqrt{H}}$ and the reduced discharge $Q_{11} = \frac{Q}{D^2\sqrt{H}}$. Q is the flow rate, D the outlet diameter of the runner, n the runner speed and H the net head. A reduced discharge can be defined by $\varphi = \frac{V_m}{U}$ were V_m and U are respectively the meridional and the circumferential velocity at the outlet surface of the runner. φ is normalised by its value at the best efficiency point, defining the non-dimensional value $\bar{\varphi}$.

2.1 Numerical setup

The computational domain has been reduced to a single blade and guide-vane channel using periodic boundary conditions to reduce the simulation time. The draft tube was not included in the simulation. However, as part load operating conditions are characterized by a back-flow in the outlet of the runner, in order to avoid a strong interaction between the outlet and the recirculation zone the cone section was virtually extended. Furthermore, to ensure model convergence, a constant flow rate was used as the outlet boundary condition and a constant total pressure set at the inlet. The Shear-Stress-Transport turbulence model has been chosen. Initial tests showed a strong mesh sensitivity. Therefore, a refined structured mesh of 2.3 million nodes was used to correctly discretize the vortices, leading to a dimensionless wall distance y^+ around 2 in the runner, with a maximum of 5 near the shroud.

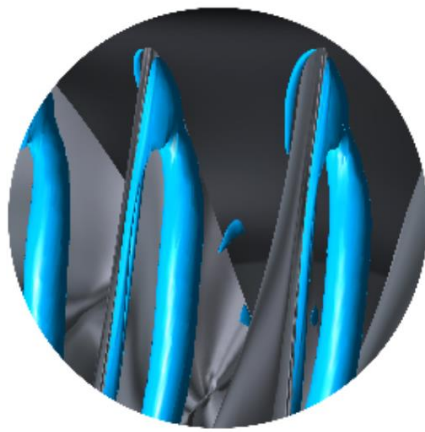
The value y^+ has to be close to 1 to resolve the boundary layer in order to estimate correctly the losses. The operating points are characterized by their n_{11} and Q_{11} values. As n_{11} and Q_{11} values depend on the head, which is a result of the simulation, an iterative method has been used. The net head was estimated using the results of the CFD calculations for the runner torque and head loss, combined with assumed analytical values for the other components not included in the simulation.

2.2 Validation of the model

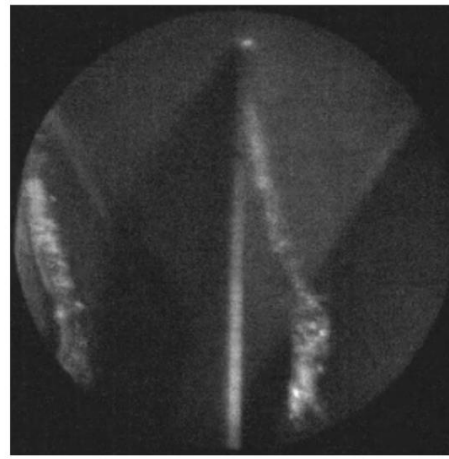
The numerical results were validated using the experimental data. A good agreement on the torque was reached, with an over-estimation between 5 to 10% of the torque. This over-estimation could be expected because some experimental losses were not considered in the simulation, such as the disk friction losses.

Assuming that the presence of cavitation would not change the location of the vortices, experimental and numerical results can be compared. The CFD simulations in this study used a single-phase model. Therefore, the vortices have to be identified using a suitable criterion. Among the criteria suggested in [9], an iso-surface of Q -criterion has been used to identify coherent vortices, because this criterion is particularly adapted to the identification of large scale vortices in a turbulent flow.

The results show a good prediction of the location of the vortices, as shown on Fig. 1 and Fig. 2. The corresponding operating points are identified on a reduced hill chart in Fig. 4. The location of the cavitating vortex depends on the operating condition. It can be attached to the leading edge such as in Fig. 1, or to the hub as shown in Fig. 2. Other operating points have been compared, showing also relevant vortex location prediction.

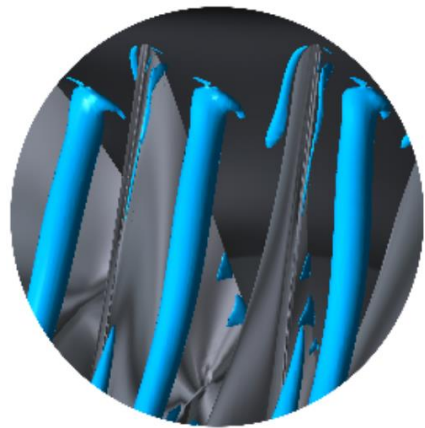


(a). Iso-Q-Criterion

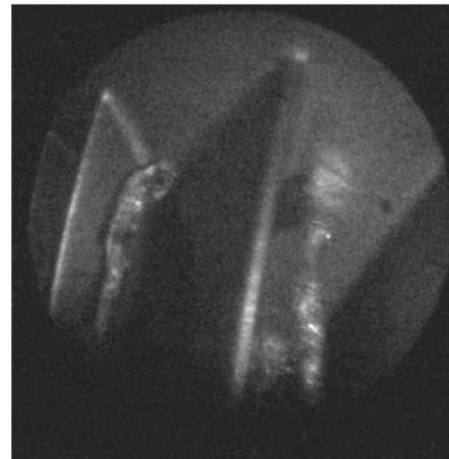


(b) Experimental cavitation visualization

Fig. 1 Comparison between numerical and experimental results at OP1.



(a). Iso-Q-Criterion



(b) Experimental cavitation visualization

Fig.2 Comparison between numerical and experimental results at OP5.

2.3 Four types of vortices

The previous observations have shown different topologies of inter-blade vortices, as shown in Fig. 3. In order to understand their driving phenomena, the inter-blade vortices can be classified into four categories.

Reverse flow vortices:

Small discharges correspond to small inertia of the fluid. Therefore the centrifugal force keeps the incident flow at the periphery of the runner. It creates a depression at the runner outlet, underneath the runner tip, leading to a large recirculation zone.

This backflow is driven on the suction side of the blades by the Coriolis force. The interaction between the incident flow and this backflow generates a shear flow, which creates the inter-blade vortex. The greater the backflow, the closer the vortex is to the leading edge. This type of vortex, shown in Fig. 3a, appears independently from the following vortices. This result matches one of the vortices characterized by Zhou et al. [4]

Incidence vortices at the suction side:

Deep part load operating conditions are characterized by small opening of the guide vanes. Then, the flow field at the inlet of the runner is strongly misaligned. These vortices are also already presented in the literature [6].

The RANS simulations show that the strong shear stress in the vaneless space has a major impact on the incident flow. In these operating conditions, the direction of the fluid changes completely in the vaneless space. The flow angle at the leading edge is different from the one given by the guide vanes. Especially for low n_{11} values, the incident angle generates a flow separation on the suction side. As the meridional velocity in the vaneless space is the smallest closed to the hub, this flow separation appears at first closed to the hub. The Coriolis force then brings back the stalled streamlines to the suction side, generating the vortex. Therefore, this type of vortex is attached to the leading edge, as shown in Fig. 3b.

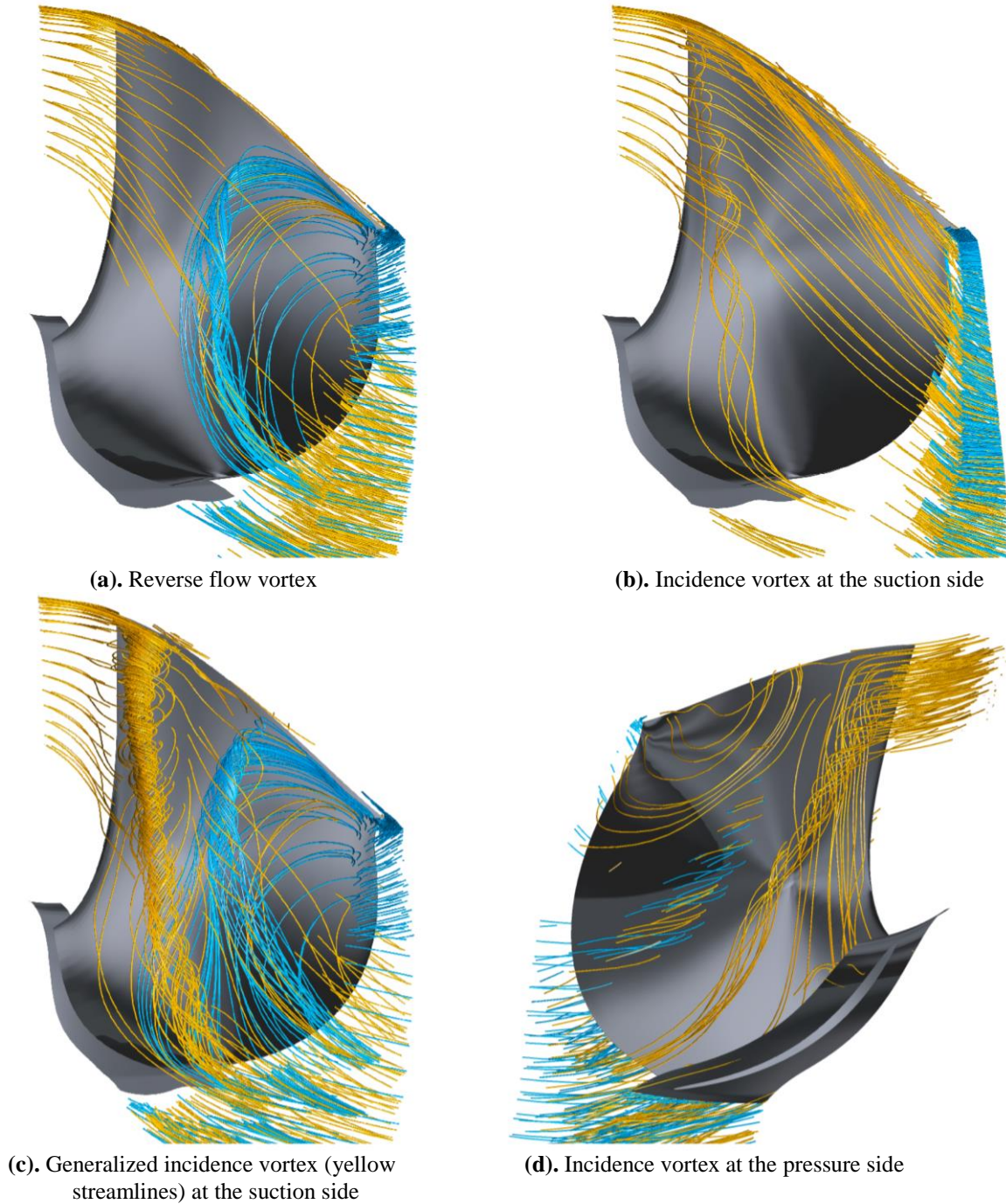


Fig. 3 Four types of vortices with the velocity streamlines: the yellow ones come from the inlet and the blue ones from the outlet.

Generalized incidence vortices:

This third category is a degraded form of the previous phenomenon. In this case, the flow separation appears on a large part of the leading edge and cannot be advected by the incident flow. As the separation zone creates a vertical stall region after the leading edge, the streamlines swirl around vertical axis closed to the edge. Thus this type of vortex is attached to the hub and takes a large part of the channel. Figure 3c shows this phenomenon. To our knowledge, this vortex topology has never been described in the literature.

Incidence vortices at the pressure side:

This last type of vortex appears for high n_{11} values. In these regimes the rotational velocity of the runner is relatively too high compared to the orthoradial velocity of the flow at the leading edge. Then a flow separation appears at the pressure side of the runner, creating a stall region. This flow separation is advected by the mean flow, which creates the vortex.

Thus this type of vortex is attached to the leading edge of the channel. As the second type of vortex, it appears at first closed to the hub. Figure 3d shows this phenomenon.

A small vortex in the junction between the leading edge and the shroud, identified by Zhou et al. [6] as another type of vortex, has also been observed for all the operating points.

2.4 Which vortices for which operating condition?

According to the previous classification, each type of vortex is associated to a physical phenomenon. These phenomena depend on the operating conditions of the machine, and can be identified on the hill chart. Thanks to the low cost of the RANS simulations, many operating points can be simulated. In order to explore the entire part load conditions, a wide range of n_{11} and Q_{11} values have been used. Five values of n_{11} have been chosen, using each eight values of Q_{11} . Several points with lower and higher values of n_{11} have been added to extend the simulated range. The results are presented on a typical $\{n_{11}, Q_{11}\}$ hill chart in Fig.4. The limits presented here correspond to the case where the velocity streamlines begin to swirl. There is no link between these limits and the appearance of cavitation or mechanical stress.

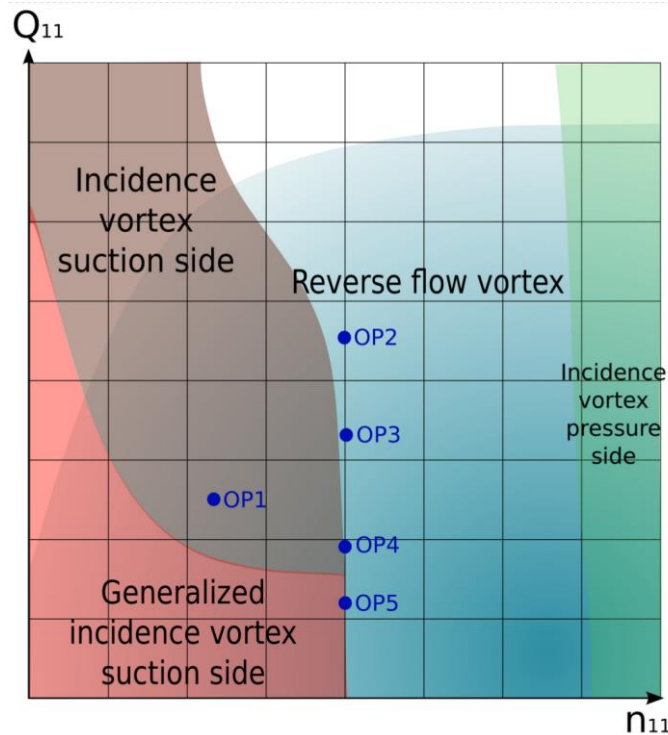


Fig. 4 Types of vortices at part load conditions depending on the operating point.

The vortex created from the reverse flow appears for most of the part load operating points. However, for high Q_{11} values, this vortex is very small and stays close to the trailing edge. The incidence vortex is due to the poor adaptation of the fluid angle at the leading edge. It appears that this vortex is generated for low n_{11} values. These first two vortices can appear in the runner at the same time. Their structures can be merged into a single vortex in the inter-blade channel. The limit between reverse flow vortices and generalized incidence vortices is not clear. When the reverse flow is strong enough to go back to the leading edge the created vortex makes the incident flow separate from the blade. Therefore, these two types of vortices share the same topology for low Q_{11} values: a large vortex attached to the hub can be expected.

This observed behaviour is likely to differ with other blade geometries; however the exact impact of design parameters on the vortex formation is still not fully understood. RANS simulations are able to approximately evaluate the topology of the vortices according to the operating point. But no information about the dynamic behaviour of the flow field in the runner, especially about the pressure fluctuations on the blade, can be brought by these simulations.

3. Large eddy simulation of the dynamic pressure fluctuations depending on the type of the operating condition

3.1 Numerical setup

LES can be used for such industrial test cases. The biggest scales are explicitly resolved while the smaller scales, more universal, are modelled using a subgrid scale model. LES simulations have been run in solver YALES2 by using the dynamic Smagorinsky model [10]. It uses a finite volume method and a fourth order scheme. The incompressible solver has been chosen for this test case. The maximum Courant number is set to 1.

As in RANS simulation, a single runner channel has been modelled. Periodic boundary conditions have been used, assuming that this phenomenon only depends of the dynamic behaviour of each channel. A similar extension of the domain has been used to improve the modelling of the reverse flow in the draft tube cone. A mesh sensitivity study has been led. Finally a uniform tetrahedral mesh composed of 50M cells has been used. This mesh is shown in Fig. 5. It is assumed that the boundary layer has not a major influence on the topology of the vortices and the pressure fluctuations there are generating. As this work is focused on the dynamic behaviour of the vortices, no wall refinement was made, leading to a y^+ value of about 35 in the runner.

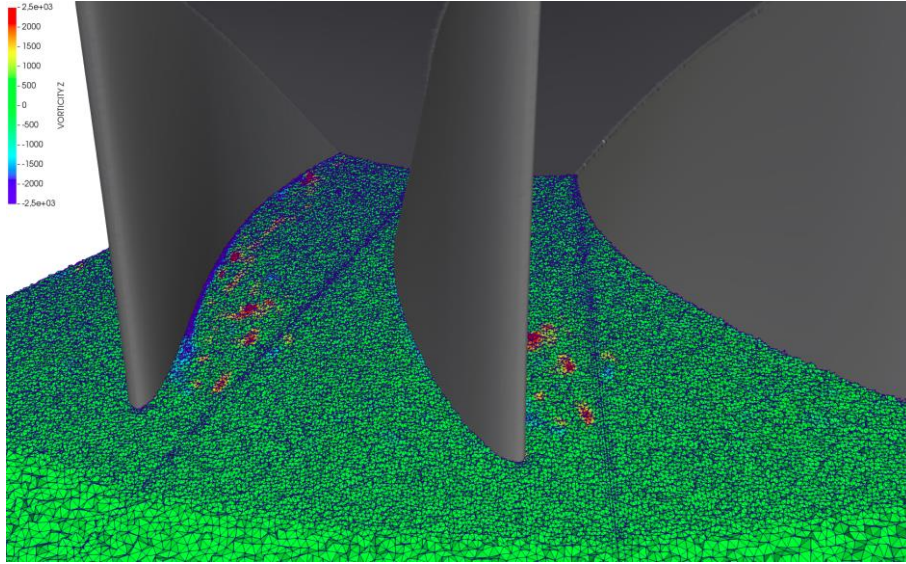


Fig. 5 Horizontal slice of mesh in the runner colored by the axial vorticity, rotated for the visualization.

The solution has been solved in the rotating frame. The velocity field has been imposed at the inlet boundary condition which corresponds to the outlet flow at the guide vanes exit. This velocity field has been extracted from a RANS calculation including the guide vanes, the runner and the draft tube. The velocity components have been averaged circumferentially. The torque was accurately predicted with errors lower than 15% for all the operating points investigated. The numerical spectra are made from 25 runner revolutions, initialized with a converged solution.

3.2 Comparison of the vortex topologies between RANS simulations and LES

LES are used to study the dynamic behaviour of the inter-blade vortices. However it also provides also information about their topologies and their localization that can be compared with RANS solutions.

Whilst LES and high performance computational resources enable to perform high-fidelity simulations, it generates a large amount of data making it difficult to extract relevant information regarding the large-scale phenomena. Visualization of Q-criterion with LES simulation is more prone to show smaller structures, making the visualization of relevant topologies very difficult. Therefore, high order filtering based on the mesh size has been used to filter the smaller vortices and to visualize only the big scales of the structure [11]. As LES needs a lot of computational resources, a limited number of operating points have been studied. The results are illustrated for OP2 and OP4.

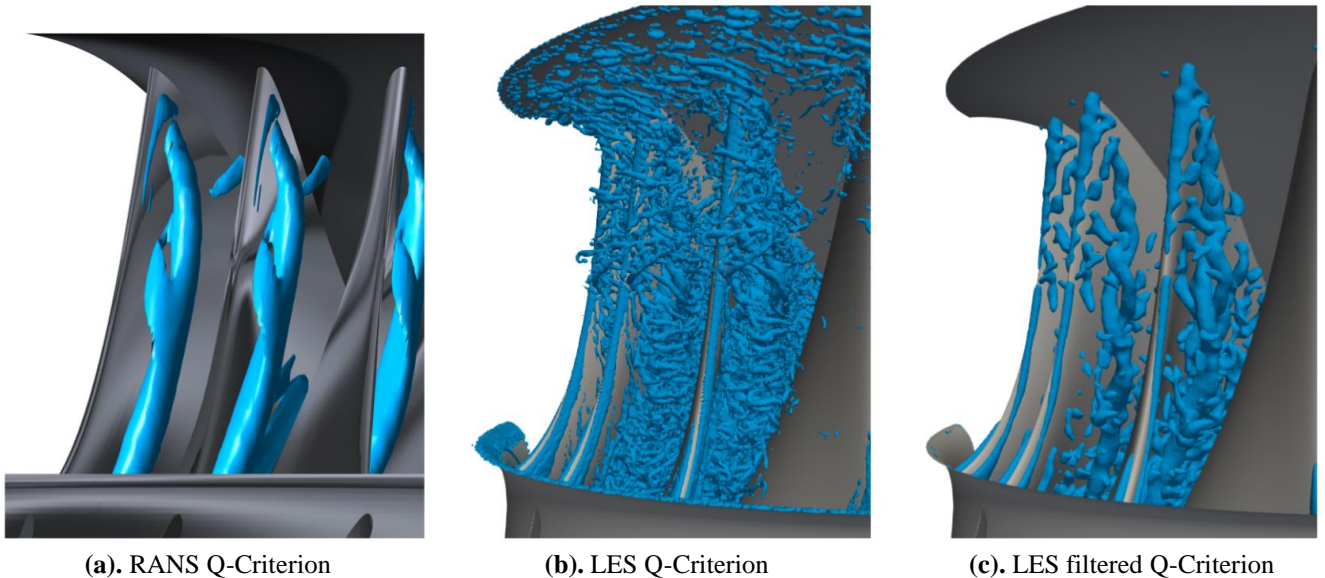


Fig. 6 Comparison between RANS and LES results at OP4.

The location of the vortices is similar for OP4, as shown in Fig. 6: in both cases, the reverse flow vortex and the incident vortex merge in a single vortex close to the leading edge. However, as shown in the Fig. 6b, LES predict a lot of small turbulent structures stretched around the vortex.

Figure 7 presents the same comparison at OP2, for a higher Q_{11} value. Steady results clearly show the reverse flow vortex in Fig. 7a and did not predict any flow separation at the leading edge. LES result shows small structures emerging from this edge in Fig. 7b. With the filtering operation, Fig. 7c shows the reverse flow vortex at a similar location than the RANS calculation.

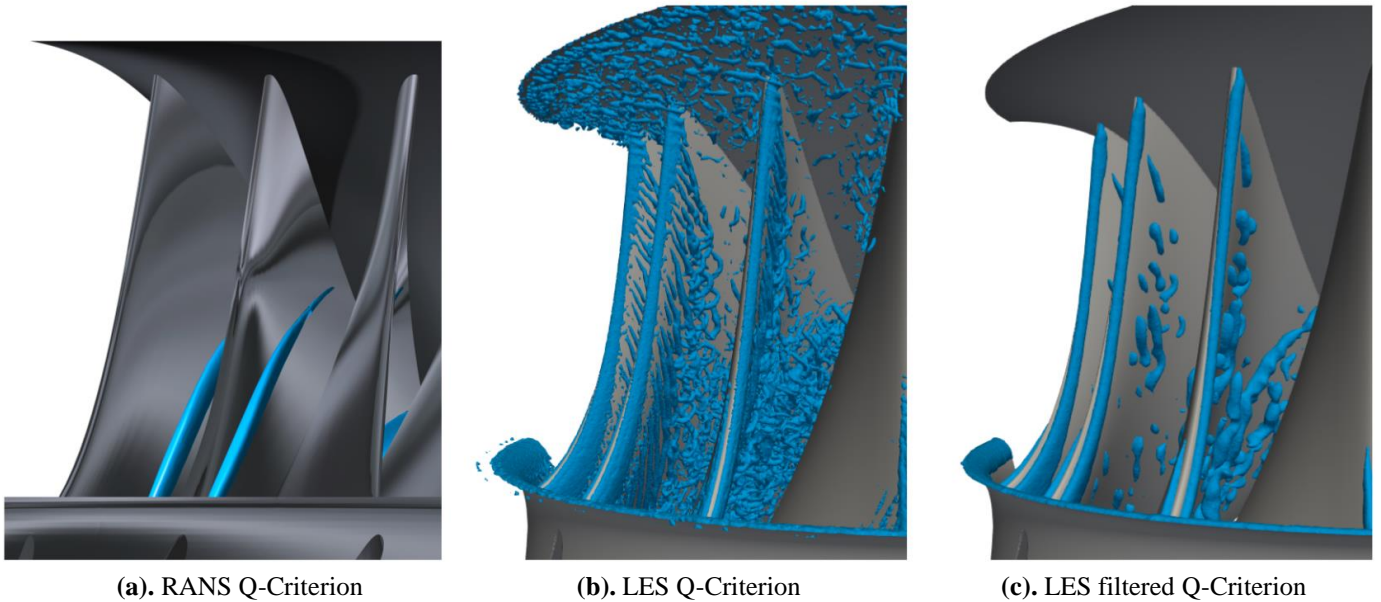


Fig. 7 Comparison between RANS and LES results at OP2.

This brief comparison shows that the results are similar in terms of topology between the RANS simulations and LES. However the delimitation of the different types of vortices defined in Fig. 4 with RANS simulations can slightly change depending on the turbulence model.

3.3 Dynamic behaviour of the inter-blade vortices depending on the operating points

The aim of this section is to understand how the pressure fluctuations induced by the vortices are depending on the operating conditions. The localization of the pressure fluctuations is going to be discussed in a first part, and then the frequency signature of these fluctuations are going to be investigated. Four operating points are studied here, OP2 to OP5, corresponding to a fixed n_{11} value in order to understand the influence of n_{11} on the pressure fluctuations.

Localization of the pressure fluctuations depending on the operating points:

Unsteady simulations allow to investigate statistical physical quantity, such as RMS values of the pressure. Figure 8 shows the pressure RMS values on the runner and on a horizontal plane representing the mean velocity vectors in the channel for each operating point. These visualizations show that the pressure fluctuations mainly appear at the suction side of the blade where inter-blade vortices occur.

This figure firstly shows that the pressure fluctuations in the channel mainly increase when Q_{11} decreases. Secondly it clearly demonstrates that these pressure fluctuations are generated by the flow separation. Indeed, OP2 shows a small flow separation at the leading edge, as discussed in the first part. The pressure fluctuations appear in this region due to the unsteady behaviour of the flow separation as shown by the velocity vector in Fig. 8a. The operating point OP3 shows a similar flow separation and the linked pressure fluctuations. However the reverse flow vortex is reaching the represented plane. The fluctuations are more important in this region, showing that the reverse flow vortex in this case is more unsteady than the incidence vortex. While in this plane OP3 shows two separate vortices, the two vortices are merged at OP4 because of a stronger reverse flow vortex as shown by the velocity vectors in Fig. 8c. This vortex is then characterized by strong pressure fluctuations at its center. However not a big rise in the pressure fluctuations on the blade can be noticed. Finally OP5 is characterized by higher pressure fluctuations at the center of the vortex and in the reverse flow area. The pressure at the center of the vortex is actually lower than at OP4: its motion generates consequently higher pressure fluctuations. The streamwise motion of the vortex can be guessed looking at the shape of the maximum pressure fluctuation zone in Fig. 8d.

In these three last cases, the reverse flow appears to be particularly unsteady. The fact that these simulations are considerably simplified has to be underlined; just the dynamic of the vortices are investigated here. In these operating conditions, many other phenomena could generate pressure fluctuations in the machine and are not considered in this model.

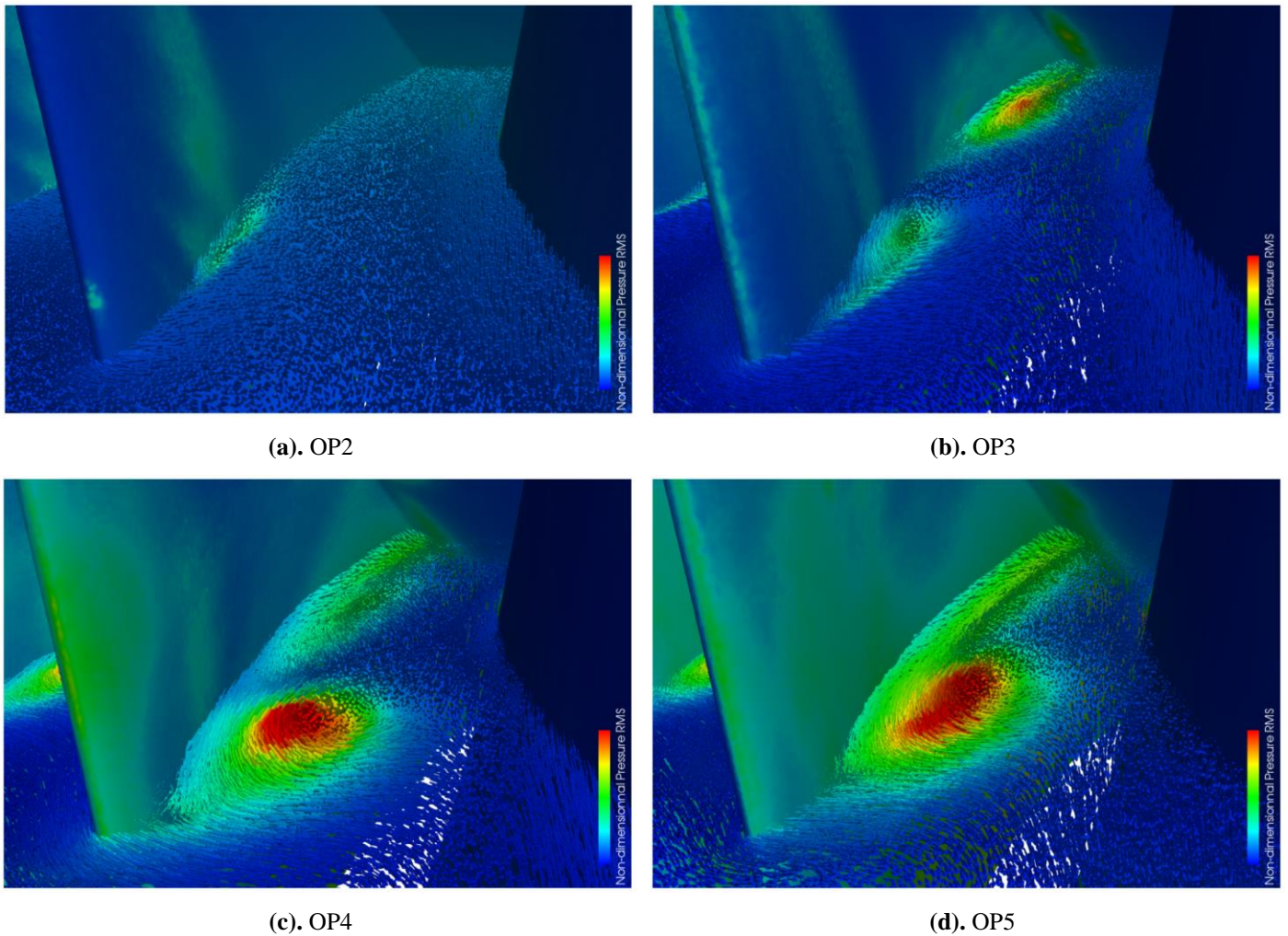


Fig. 8 Pressure fluctuations on the blades and in the channel at OP2 to OP5.

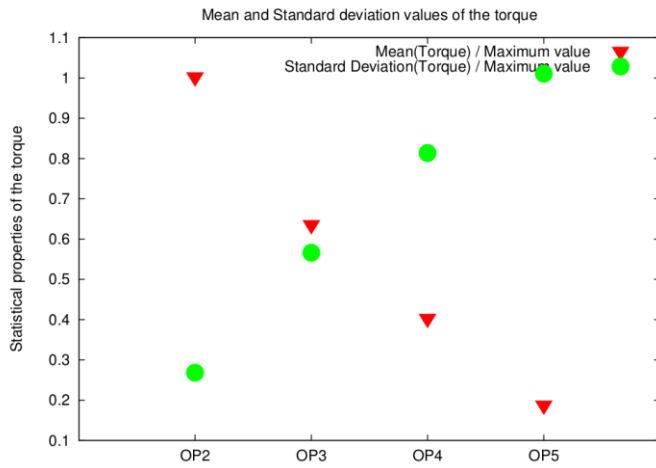
Frequency of the pressure fluctuations depending on the operating points

Once the link between pressure fluctuation and inter-blade vortices has been established, the frequency components of the fluctuations can be investigated. The objective is to make a quantitative analysis of the unsteady phenomenon occurring in the runner.

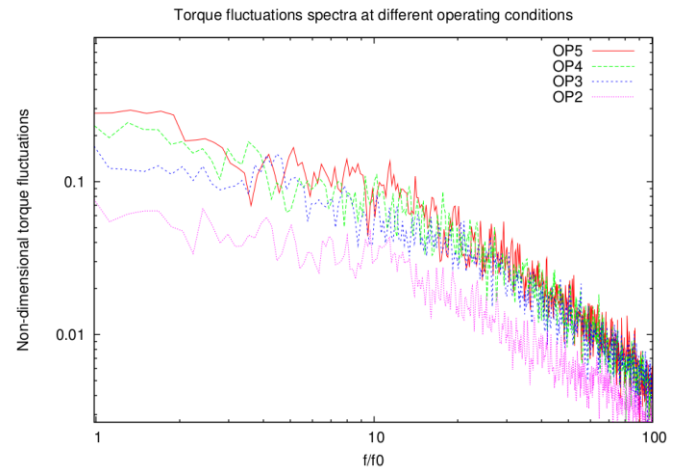
As the pressure pulsations on the blades could generate the fatigue damage of the runner, pressure signal are usually used to analyze the dynamic loading on the blades. However, as shown in the previous part, the localization of the pressure fluctuations differs from one operating point to another. Then, to measure a comparable physical quantity, the torque fluctuations can be analyzed. Indeed, the torque is mainly due to the pressure force on the blade, and then the torque fluctuation is a good indicator of the pressure fluctuations on the entire runner. The mean torque decreases as shown in Fig.9 a with the flow rate. This figure also point out that the standard deviation of the torque has the opposite behaviour: it increases when Q_{11} decreases.

To understand this behaviour in the frequency domain, Fig.9b represents the adimensionalized pressure fluctuation spectra at these four operating conditions. As the computational domain is reduced, other phenomena such as the vortex rope are not captured here. Then these results only evaluate the impact of the inter-blade vortices on the runner.

As shown in the first part, while OP2 has only a small reverse flow vortex and a slight flow separation at the leading edge, OP3, OP4 and OP5 are characterized by developed inter-blade vortices. Figure 9b points out that these coherent vortices are generating high frequency torque fluctuations with similar amplitudes that almost five time lower at OP2. These high frequencies are generated by the small eddies shown in Fig. 6b. Moreover the different topologies observed at OP3, OP4 and OP5 does not affect considerably the amplitudes of the torque fluctuations; these vortices appear to generate a similar level of pressure fluctuations on the blades. The evolution of the standard deviation presented in Fig. 9b is actually controlled by the low amplitudes of the frequency phenomena. It can be concluded that inter-blade vortices generate fluctuations on a broad range of frequency in the runner channels when they are developed.



(a). Mean and RMS values of the torque



(b). Torque fluctuations spectra

Fig. 9 Influence of Q_{11} on the statistical properties and on the torque fluctuations spectrum.

4. Conclusion

It has been shown that RANS calculations on a simplified low head Francis turbine runner model are able to accurately predict the location and the topology of the inter-blade vortices. The vortices can be classified into four categories depending on their topologies and their driving phenomena. Each type corresponds to a flow regime which has been identified by their operating conditions. Highly resolved large eddy simulations lead to similar topologies with a higher level of detail. Large eddy simulations have been run to understand the pressure fluctuations generated by the inter-blade vortices. At a given Q_{11} value, it has been shown that pressure fluctuations increase when Q_{11} decreases. These pressure fluctuations are generated by the small eddies surrounding the vortices, which generate high pressure fluctuations, by the broad range of scale motion of the inter-blade vortices and by the unsteadiness of the reverse flow. These simulations were computed using a reduced domain and does not capture all the complex phenomena of these part load conditions. Further investigations have to be conducted in order to understand the interaction between the inter-blade vortices and other unsteady phenomena.

Acknowledgments

Computations presented in this paper were performed using HPC resources from GENCI (No. 020611). G.B. is also grateful for the support from Institut Universitaire de France.

References

- [1] Doussot F, Balarac G, Brammer J, Métais O and Ségoufin C 2018 *29th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems*
- [2] Grunewald P and Diakonova M 2018 *Energy Research & Social Science* **38** 58–66
- [3] Wack J and Riedelbauch S 2015 *Journal of Physics: Conf. Series* **656** 012074
- [4] Zhou L, Liu M, Wang Z, Liu D and Zhao Y 2016 *28th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems* **49** 1030–39
- [5] Yamamoto K 2017 *Hydrodynamics of Francis turbine operation at deep part load condition* Ph.D. thesis Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
- [6] Zhou L, Liu M, Wang Z, Liu D and Zhao Y 2016 *Engineering Computations* **34** 364–376
- [7] Bouajila S, De Colombel T, Lowys P and Maître T 2016 *28th IAHR Symp. on Hydraulic Machinery and Systems* **49** 1010–19
- [8] Bouajila S, Brammer J, Flores E, Ségoufin C and Maître T 2017 *Advances in Hydroinformatics* 931–945
- [9] Zhang Y, Liu K, Xian H and Du X 2018 *Renewable and Sustainable Energy Reviews* **81** 1269 – 85
- [10] Sagaut P and Meneveau C 2006 *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows: An Introduction* Scientific Computation (Springer) ISBN 9783540263449 URL : <https://books.google.fr/books?id=ODYiH6RNyoQC>
- [11] Guedot L, Lartigue G and Moureau V 2015 *Physics of Fluids* **27** 045107