



HAL
open science

Étude des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe par simulations numériques instationnaires

Sylvia Wilhelm

► **To cite this version:**

Sylvia Wilhelm. Étude des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe par simulations numériques instationnaires. Autre. Université Grenoble Alpes, 2017. Français. NNT : 2017GREAI020 . tel-01689863

HAL Id: tel-01689863

<https://theses.hal.science/tel-01689863>

Submitted on 22 Jan 2018

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 COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Énergétique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Sylvia WILHELM

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)**

Étude des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe par simulations numériques instationnaires

Thèse soutenue publiquement le **13 janvier 2017**,
devant le jury composé de :

Mr François AVELLAN

Professeur à l'EPFL (Suisse), Président

Mr Michel CERVANTES

Professeur à LTU (Suède), Rapporteur

Mr Emmanuel LEVEQUE

Directeur de recherche CNRS au LMFA (Lyon), Rapporteur

Mme Claire SEGOUFIN

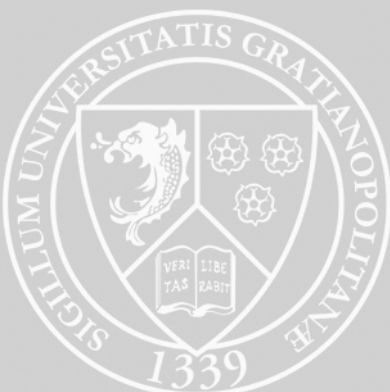
Ingénieur-Docteur à GE Renewable Energy (Grenoble), Examineur

Mr Olivier METAIS

Professeur à Grenoble INP-ENSE3, Directeur de thèse

Mr Guillaume BALARAC

Maître de conférences à Grenoble INP-ENSE3, Co-Directeur de thèse



Cette thèse a été financée par **General Electric**



et l'Association Nationale de la Recherche et de la Technologie



et a été préparée au sein du **Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels**



Remerciements

Malgré les 220 pages de ce manuscrit, ces quelques pages sont les plus difficiles à écrire car je souhaite n'oublier personne. La thèse est certes un projet personnel mais ce travail ne serait pas ce qu'il est sans la contribution et le soutien de nombreuses personnes à qui je souhaite dédier cette section.

Je souhaite tout d'abord remercier les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et pour les discussions enrichissantes que nous avons eues au cours de la soutenance. Je remercie monsieur Michel Cervantes d'avoir accepté de rapporter ce travail et d'être venu de bien loin pour assister à ma soutenance. Merci à monsieur Emmanuel Lévêque d'avoir également rapporté ce travail et dont les remarques m'encouragent à poursuivre dans le domaine de la simulation numérique. Merci enfin au professeur François Avellan d'avoir présidé le jury de thèse et pour ses retours très intéressants. Ce fût pour moi un grand honneur d'avoir un jury si prestigieux. Malgré l'appréhension que cela m'a apportée, je garde un très bon souvenir de la soutenance.

Avoir trois encadrants de thèse peut paraître beaucoup mais ce n'est pas le cas lorsqu'ils sont très complémentaires comme ce fût le cas pour moi.

Merci donc à mon directeur de thèse Olivier Métais qui m'a transmis sa passion pour l'étude et la modélisation des écoulements turbulents dès l'école d'ingénieur. Olivier nous a apporté le recul nécessaire sur le travail en cours. Cela m'a permis de remettre régulièrement mon travail en perspective et de le replacer dans son contexte scientifique, ce qui contribue indéniablement à sa qualité. Outre cela, Olivier m'a toujours encouragée à aller plus loin dans la compréhension des phénomènes étudiés mais aussi des outils numériques que j'ai utilisés. Enfin Olivier m'a appris à communiquer mes résultats à la communauté scientifique et non-scientifique de manière plus pertinente et optimiste.

Je tiens à remercier tout particulièrement Guillaume Balarac, co-directeur de cette thèse fortement investi. Guillaume est un passionné de sciences et un travailleur invétéré qui suit plusieurs projets en même temps tout en étant toujours à jour sur le travail de chacun et disponible pour échanger. Tu m'as laissée évoluer en autonomie tout en étant jamais bien loin. Merci pour les explications scientifiques et l'aide technique dans YALES2. Merci aussi pour ton enthousiasme à toute épreuve, ton optimisme et ton calme. Merci surtout pour le soutien, l'encouragement et la patience dont tu as fait preuve tout au long de la thèse.

Merci à Claire Ségoufin, encadrante de thèse à General Electric, pour m'avoir fait confiance et m'avoir initiée au sujet complexe des aspirateurs. Je te remercie de m'avoir intégrée à ton équipe ce qui m'a permis de prendre vraiment la mesure du problème. Ce fût pour moi une réelle motivation de voir l'intérêt que porte GE sur l'aboutissement de ce travail. Tu as su me rappeler les enjeux industriels de la thèse au cours de ces trois années tout en me laissant diriger le projet.

Je souhaite également remercier Christophe Corre qui m'a permis d'obtenir ce sujet de thèse. Merci pour ta gentillesse et ta générosité.

Un grand merci à Patrick Begou sans qui l'équipe MOST ne pourrait exister. Merci pour les développements que tu as faits dans YALES2 pour que je puisse avancer sur ma thèse. Ce fût un honneur d'être ta bêta-testeuse ! Mais merci surtout pour ta bonne humeur et ton soutien.

J'en profite pour remercier mes collègues de General Electric qui m'ont apporté leur aide.

Merci donc à Antoine pour avoir toujours répondu à mes questions avec beaucoup de réactivité. Merci à Arnaud pour son aide et ses idées toujours plus ambitieuses. Merci à Gwenhaël, Ankit, James, André, Joël, Laurent, Josselin, Ane, Agnès, Adrien, Mimo, Fanch, Lionel, Baptiste, ...

Côté LEGI, merci à Stéphane et Guillaume pour leurs explications sur la LDV. Merci aux informaticiens du LEGI : Gaby, Cyrille et Olivier. Merci à Jean-Luc, Jean-Paul et Giovanni pour les discussions intéressantes que l'on a partagées. Merci à Régiane pour ta bonne humeur et ta bienveillance.

Je dois un grand merci à mes collègues thésards et post-docs qui ont fait que ces trois années resteront un très bon souvenir. Je remercie plus particulièrement Lucas, mon premier co-bureau, pour son amitié et ses instants de folie. Un merci particulier à Nathanaël, mon deuxième co-bureau, qui est devenu un ami très précieux. Merci pour ton écoute et surtout pour ta bonne humeur et l'ambiance que tu sais mettre partout où tu passes ! Merci à Alexandre qui s'est assuré du bien-être des doctorants et qui est également devenu un véritable ami sur qui l'on peut compter. Merci à Yves pour ta gentillesse et ton amitié (et les réparations de vélo). Merci à Alexandre (bis) pour ton humour décalé. Merci à Clément pour les bonnes soirées du début de thèse. Merci aux thésards qui étaient là quand je suis arrivée : Antoine, Mouloud, Nicolas, Laurent, Boris, Uros. Merci à ceux avec qui j'ai partagé ces trois années : Flavia (merci d'apporter une touche féminine dans ce monde si masculin), Sofien, JB, Tim, Samuel, Sholpan, Natalia, Stefan, Guillaume, Prasanta, Vincent, Andrey, Vamsi, Bastien, Manuel, Antoine, François ...

Un grand merci à mes amis de longue date toujours présents et qui forment une base solide et rassurante sur laquelle je sais que je peux toujours m'appuyer : Alexia, Emmanuel, Stéphanie, Bertrand.

Merci à mes voisins et à Isis qui font que la vie à Grenoble est agréable.

Merci à Benoît pour son soutien et sans qui ma thèse ne serait pas non plus ce qu'elle est.

Merci enfin à mes parents à qui je dois tant. Merci à mes sœurs. Merci pour leur patience et leur soutien au cours de ces longues études.

Résumé

L'aspirateur d'une centrale hydroélectrique est l'organe hydraulique se situant en aval de la roue. Il a une forme divergente afin de récupérer l'énergie cinétique résiduelle en sortie de roue sous forme de pression statique et augmenter ainsi le transfert d'énergie massique à la roue. Dans le cas des turbines de basse chute de type bulbe, les pertes de charge dans l'aspirateur influencent fortement le rendement global de la centrale. La prédiction correcte de ces pertes de charge au cours du dimensionnement de la turbine représente donc un enjeu majeur. La prédiction numérique des pertes de charge dans l'aspirateur est un réel challenge car l'écoulement dans l'aspirateur est fortement instationnaire avec des nombres de Reynolds élevés, la présence de swirl et d'un gradient adverse de pression. Ces caractéristiques font que les approches de modélisation classiquement utilisées dans l'industrie sont mises en défaut. L'objectif de ce travail est double : (i) améliorer la prédiction de l'écoulement turbulent dans l'aspirateur en utilisant des approches instationnaires URANS et LES et en portant une attention particulière à la description des conditions d'entrée de l'aspirateur et (ii) réaliser une analyse fine des échanges énergétiques dans l'aspirateur pour mieux comprendre l'origine des pertes de charge. Une condition d'entrée instationnaire représentative de l'écoulement en sortie de roue est élaborée pour ces calculs. Les résultats de simulation sont comparés avec des mesures expérimentales afin d'évaluer la capacité prédictive de chaque approche de modélisation de la turbulence (URANS et LES). Cette étape de validation met en évidence l'importance d'une définition correcte des trois composantes de la vitesse en entrée d'aspirateur. L'influence des conditions aux limites du domaine de calcul, à savoir la rugosité de la paroi et la condition de sortie de l'aspirateur, sur les résultats de simulation est évaluée, notamment dans le cas d'une résolution LES. Grâce à une analyse détaillée du bilan d'énergie cinétique moyenne dans l'aspirateur, les phénomènes hydrodynamiques responsables des pertes de charge sont identifiés. Ceci permet d'analyser en détail les différences de prédiction de pertes de charge entre les calculs URANS et LES et d'identifier les pistes d'amélioration de la prédiction numérique de ces pertes. Enfin, cette analyse permet de comprendre l'évolution des pertes de charge observée entre plusieurs points de fonctionnement de la turbine.

Mots clefs : aspirateur de turbine bulbe, pertes de charge, Unsteady RANS, simulation des grandes échelles, turbulence, énergie hydroélectrique

Abstract

The draft tube of a hydraulic turbine is the turbine element located downstream of the runner. It has a divergent shape in order to convert the residual kinetic energy leaving the runner into pressure and thus increase the specific energy transfer to the runner. The performances of low head bulb turbines are highly influenced by the head losses in the draft tube. The prediction of these head losses in a design process is thereby a major issue. The numerical prediction of the head losses in the draft tube is a real challenge because the flow in the draft tube is highly unsteady with high Reynolds numbers, a swirl and an adverse pressure gradient. These characteristics render conventional industrial approaches not appropriate for head losses prediction. The objective of this work is twofold : (i) to improve the numerical prediction of the turbulent flow in the draft tube by using URANS and LES unsteady approaches and paying special attention to the description of the inlet boundary conditions of the draft tube and (ii) to conduct a detailed analysis of the energy transfers in the draft tube in order to better understand the origin of the head losses. An unsteady inlet boundary condition for the simulations reproducing the flow field at the runner outlet is developed. Numerical results are compared to experimental measurements in order to evaluate the predictive capacity of each turbulence modelling approach (URANS and LES). This validation step highlights the importance of defining properly the three velocity components at the draft tube inlet. The influence on the numerical results of boundary conditions of the calculation domain, such as wall roughness and the outlet boundary condition, is evaluated, in particular in case of LES. Thanks to a detailed analysis of the mean kinetic energy balance in the draft tube, the hydrodynamic phenomena responsible for head losses are identified. The head losses prediction differences between URANS and LES are thus analyzed in detail and possible improvements for the head losses prediction are identified. Finally, this analysis enables to understand the head losses evolution observed between several operating points of the turbine.

Keywords : bulb turbine draft tube, head losses, Unsteady RANS, large eddy simulation, turbulence, hydroelectric power

Table des matières

Table des figures	13
Liste des tableaux	22
Liste des symboles	23
1 Introduction	27
1.1 Généralités sur les centrales hydroélectriques	29
1.1.1 Types de turbines	29
1.1.2 Structure d'un aménagement hydroélectrique à réaction	30
1.1.3 Conversion d'énergie	31
1.2 L'aspirateur, un élément clef de la centrale hydraulique	33
1.2.1 Rôle de l'aspirateur	33
1.2.2 Coefficient de récupération et perte de charge	35
1.2.3 L'écoulement dans l'aspirateur	36
1.3 Cas particulier des turbines de type bulbe	37
1.3.1 Description d'une turbine bulbe	37
1.3.2 Courbes caractéristiques	38
1.3.3 Triangle des vitesses	39
1.3.4 Aspirateur de turbine bulbe	41
1.4 Problématique et objectifs de la thèse	41
1.4.1 Processus de conception et problématique industrielle	42
1.4.2 Bilan des précédentes collaborations GE Renewable Energy - MoST	45
1.4.3 Objectifs et organisation du mémoire	46
2 Méthodologie numérique et modélisation de la turbulence	49
2.1 Écoulements turbulents	50
2.1.1 Équations régissant l'écoulement	50
2.1.2 Mécanismes énergétiques dans un écoulement turbulent	51
2.2 Modélisation de la turbulence	54
2.2.1 De la nécessité d'une modélisation	54
2.2.2 Modélisation statistique des écoulements turbulents	55
2.2.3 Simulation des grandes échelles	59
2.2.4 Méthodes hybrides RANS - LES	62
2.3 Résolution numérique des équations de conservation	63
2.3.1 Maillages	64
2.3.2 Méthode des volumes finis	65

2.3.3	Schémas numériques et solveurs	65
2.3.4	Traitement de la paroi	67
2.4	Application aux turbomachines	70
2.4.1	Équations de Navier-Stokes en domaine tournant	70
2.4.2	Interfaces rotor-stator en turbomachines	71
2.5	Conclusions et remarques	71
3	Etat de l'art de la simulation dans un aspirateur et outils d'analyse	73
3.1	Modélisation de la turbulence dans les aspirateurs	74
3.2	Influence des conditions d'entrée d'aspirateur	78
3.2.1	Influence des profils de vitesses en entrée d'aspirateur	78
3.2.2	Influence des conditions d'entrée turbulentes	82
3.3	Cas des turbines de double réglage : Bulbe et Kaplan	83
3.3.1	Caractérisation expérimentale de l'écoulement en entrée d'aspirateur	84
3.3.2	Caractérisation numérique de l'écoulement dans les turbines de double réglage	86
3.4	Notion de perte de charge	88
3.4.1	Lien entre la charge et l'équation de Navier-Stokes	88
3.4.2	Phénomènes physiques responsables des pertes de charge	90
3.4.3	Pertes de charge et modélisation de la turbulence	91
3.5	Évaluation de la fiabilité des simulations	92
3.5.1	Outils de vérification des calculs numériques	92
3.5.2	Mesures expérimentales pour la validation des calculs numériques	94
3.6	Méthodologie choisie pour répondre à la problématique	99
3.6.1	Prédiction numérique des pertes de charge dans l'aspirateur	99
3.6.2	Analyse physique des pertes de charge dans l'aspirateur	100
4	Simulations URANS au meilleur point de fonctionnement	101
4.1	Mise en place du calcul URANS	102
4.1.1	Domaine de calcul d'aspirateur	102
4.1.2	Détermination de la condition d'entrée d'aspirateur	104
4.2	Vérification des calculs URANS	109
4.3	Validation des calculs URANS	111
4.3.1	Profils d'entrée d'aspirateur	112
4.3.2	Topologie de l'écoulement dans l'aspirateur	112
4.3.3	Prédiction des profils de vitesses	112
4.3.4	Prédiction de l'énergie cinétique turbulente	115
4.3.5	Prédiction de la perte CEI dans l'aspirateur	115
4.4	Retour sur la condition d'entrée d'aspirateur	118
4.4.1	Modification du profil d'entrée	119
4.4.2	Étude du calcul RANS de directrice-roue	122
4.5	Conclusions du chapitre	132
5	Simulations LES au meilleur point de fonctionnement	135
5.1	Mise en place du calcul LES	136
5.2	Influence de la condition d'entrée d'aspirateur	138
5.2.1	Influence de la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur	138

5.2.2	Influence de la description des profils d'entrée d'aspirateur	138
5.3	Influence du maillage en LES	141
5.3.1	Vérification de la résolution en paroi	141
5.3.2	Discrétisation de l'écoulement interne	148
5.4	Influence de la modélisation : comparaison URANS et LES	151
5.4.1	Topologie de l'écoulement dans l'aspirateur	152
5.4.2	Prédiction des profils de vitesses	152
5.4.3	Prédiction de l'énergie cinétique turbulente	153
5.4.4	Prédiction des pertes de charge	155
5.4.5	Conclusions sur l'influence de la modélisation	157
5.5	Analyse physique des pertes de charge dans l'aspirateur	159
5.5.1	Comparaison des pertes « réelles » et CEI	159
5.5.2	Contribution des termes du bilan d'énergie à la perte de charge	160
5.5.3	Analyse locale des pertes de charge	161
5.5.4	Évolution des pertes dans l'aspirateur	163
5.5.5	Conclusion sur l'analyse des pertes de charge	164
5.6	Influence de la forme de l'extension	165
5.6.1	Comparaison des extensions droite et brusque	166
5.6.2	Influence des paramètres de l'extension brusque	167
5.6.3	Cas réel d'extension	169
5.7	Influence du frottement en paroi	171
5.7.1	Lien entre rugosité et frottement pariétal	172
5.7.2	Influence du frottement sur la topologie de l'écoulement	172
5.7.3	Quantification des incertitudes	174
5.8	Conclusions du chapitre	178
6	Analyse des différents points de fonctionnement	181
6.1	Étude d'une hélice partielle	182
6.1.1	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur	182
6.1.2	Topologie de l'écoulement	183
6.1.3	Validation des simulations numériques	185
6.1.4	Analyse physique des pertes de charge	189
6.2	Comparaison des points On-cam : étude d'une prise de charge	194
6.2.1	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur	194
6.2.2	Topologie de l'écoulement	194
6.2.3	Validation des simulations numériques	196
6.2.4	Analyse physique des pertes de charge	198
6.3	Conclusions du chapitre	200
7	Conclusions et perspectives	203
7.1	Principaux résultats	203
7.1.1	Analyse de la prédiction au meilleur point de fonctionnement de la turbine	204
7.1.2	Analyse de plusieurs points de fonctionnement	205
7.1.3	Bilan général	206
7.2	Perspectives	207

Bibliographie	209
A Calcul LES de roue	217
A.1 Influence du maillage	217
A.2 Test de la loi de paroi	218

Table des figures

1.1	Classement des turbines hydrauliques (source : GE Renewable Energy)	30
1.2	Coupe schématique d'une centrale hydraulique (source : [7])	31
1.3	Définition des sections amont (section <i>A</i>) et aval (section <i>B</i>) de la roue de turbine	34
1.4	Visualisation d'une torche hélicoïdale dans un aspirateur de turbine Kaplan grâce à une injection d'air (gauche) et schéma de la torche (droite) (source : [82])	37
1.5	Schéma d'une centrale hydraulique avec une turbine de type bulbe (source : http://www.encyclopedie.bsditions.fr)	38
1.6	Coupe schématique d'une turbine bulbe (source : http://tpe-barrages-jz.e-monsite.com/pages/ii-les-differents-types-de-turbines/2-la-turbine-bulbe.html)	39
1.7	Hélice partielle (a) et colline de rendement (b) pour une turbine bulbe	40
1.8	Définition du plan (θ, z) dans la roue pour le tracé du triangle des vitesses	40
1.9	Triangles des vitesses dans une turbine bulbe pour 3 points de fonctionnement de la turbine; γ est l'angle de directrice et γ_{opt} est l'angle de directrice au point optimal; α_{opt} est l'angle de pale	42
1.10	Géométrie d'un aspirateur de turbine bulbe	43
2.1	Signal temporel de vitesse en un point d'un écoulement turbulent	52
2.2	Échanges énergétiques dans un écoulement turbulent	53
2.3	Schéma de la cascade d'énergie à haut nombre de Reynolds	54
2.4	Représentation spatiale (a) et spectrale (b) de l'opération de filtrage en LES (image adaptée de [104])	61
2.5	Schéma récapitulatif et classification des modèles de turbulence	64
2.6	Représentation schématique et définition de la connectivité des nœuds des maillages structurés (a) et non-structurés (b) (source : http://ntl.bts.gov/DOCS/ch5.html)	65
2.7	Profils de vitesse en paroi pour un faible nombre de Reynolds (gauche) et un fort nombre de Reynolds (droite) et illustration de la hauteur de maille à la paroi nécessaire à la résolution correcte du gradient en paroi (image adaptée de [29])	67
2.8	Exemple de maillage de couches limites	68
2.9	Profil de vitesse moyenne en proche paroi pour plusieurs écoulements, représentation en échelle logarithmique (source : [93])	69
2.10	Représentation schématique des interfaces « stage » et « transient rotor-stator » (image adaptée de [56])	72

3.1	Roue de la turbine bulbe du cas bulbT et description des jeux ; le cas RNG (runner with no gap) correspond à une roue fictive sans jeux, RHG (runner hub gap) correspond aux jeux entre le moyeu (en rouge) et les pales (en vert), RTG (runner tip gap) correspond aux jeux de bouts de pales entre les pales et la ceinture (en gris) (source : [45])	84
3.2	Vue en coupe du modèle réduit de turbine bulbe de BulbT (source : [109])	85
3.3	Schéma des phénomènes d'écoulement observés par Lemay et al. [62] dans la roue de BulbT (source : [62])	85
3.4	Schéma de la topologie d'écoulement en moyenne de phase en entrée d'aspirateur (Axis A) et sous la pointe de roue (Axis B) (source : [117])	86
3.5	Conduite de section variable	89
3.6	Exemple de convergence au cours d'un calcul LES de la norme L2, de la vitesse résolue en un point du calcul $\bar{u}(t)$ et de la moyenne temporelle de cette vitesse $\langle \bar{u} \rangle$	93
3.7	Schéma du principe de fonctionnement de la technique de mesure LDV (Laser Doppler Velocimetry) (source : http://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-lda)	96
3.8	Stations de mesures expérimentales pour les profils de vitesses et les pertes de charge dans l'aspirateur	97
3.9	Taux d'acquisition (a) et exemple de convergence des composantes de vitesses mesurées par LDV dans la station A en un point au centre de l'aspirateur (b) et dans la couche limite (c)	97
4.1	Domaine de calcul	103
4.2	Différentes formes d'extensions testées par Payette [93] pour le diffuseur conique du cas test ERCOFTAC	103
4.3	Définition du calcul RANS d'un passage directrice-roue	104
4.4	Profil de vitesse totale adimensionné en entrée d'aspirateur en moyenne axisymétrique (a) et en moyenne de phase (b)	105
4.5	Définition du calcul directrice-roue-aspirateur couplés	106
4.6	Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) sur le plan d'entrée d'aspirateur obtenus par calcul directrice-roue-aspirateur couplés avec trois pas de temps correspondant à 10° , 5° et 1° de tour de roue et par le calcul RANS d'un passage de directrice-roue pour le point de fonctionnement OP2	107
4.7	Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l'aspirateur par le calcul directrice-roue-aspirateur couplés avec trois pas de temps correspondant à 10° , 5° et 1° de tour de roue pour le point de fonctionnement OP2	108
4.8	Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l'aspirateur par le calcul directrice-roue-aspirateur couplés (trait plein) et par le calcul d'aspirateur avec entrée tournante (trait pointillé) pour le point de fonctionnement OP2	109
4.9	Contours de y^+ dans le calcul URANS sur le maillage A composé de 2 millions de nœuds	110
4.10	Coupes du maillage hexaédrique A composé de 2 millions de nœuds	110
4.11	Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l'aspirateur avec les maillages A à D par calcul URANS pour le point de fonctionnement OP2	111

4.12	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot	113
4.13	(a) Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul URANS (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l'axe z) et (b) (c) contours de moyenne temporelle de vitesse axiale sur deux plans médians dans l'aspirateur	114
4.14	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2	114
4.15	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente k prédit par calcul URANS (trait plein) et calculés à partir des mesures LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue	115
4.16	Comparaison des pertes CEI prédites par calcul URANS avec les mesures expérimentales entre la station A et le plan CEI (abscisse $ z_A - z_{CEI} $) et entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI (abscisse $ z_e - z_{CEI} $) pour le point de fonctionnement OP2	116
4.17	Décomposition des pertes CEI numériques et expérimentales en la contribution de la différence de pression statique ΔH_{stat} et dynamique ΔH_{dyn} entre la station A et le plan CEI (abscisse $ z_A - z_{CEI} $) et entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI (abscisse $ z_e - z_{CEI} $) pour le point de fonctionnement OP2	117
4.18	Comparaison des profils numériques URANS (trait plein) et expérimentaux (symboles) de $-dH_{stat}$ en fonction du rayon entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan CEI pour le point de fonctionnement OP2	118
4.19	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2 obtenus par le calcul original RANS de directrice-roue avec la vitesse de rotation réelle n de la roue et avec la vitesse de rotation augmentée $n + 2\%$; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS de directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot	120
4.20	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ (trait plein) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2	121
4.21	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente k prédits par calcul URANS avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ (trait plein) et calculé à partir des mesures LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue	121

4.22	(a) Comparaison des pertes CEI prédites par calcul URANS avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ avec les mesures expérimentales entre la station A et le plan CEI (abscisse $ z_A - z_{CEI} $) et entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI (abscisse $ z_e - z_{CEI} $) pour le point de fonctionnement OP2 et (b) décomposition de ces pertes en la contribution de la différence de pression statique et dynamique	122
4.23	Comparaison des profils numériques (trait plein) et expérimentaux (symboles) de $-dH_{stat}$ en fonction du rayon entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan CEI pour le point de fonctionnement OP2 avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$	123
4.24	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2 obtenus par calcul RANS de directrice-roue sur les maillages a à e	125
4.25	Chute interne récupérée dans la roue calculée à partir du couple prédit par le calcul RANS sur la pale de roue pour OP2 en fonction du nombre de nœuds du maillage	126
4.26	Influence de variations de l'angle de pale α_{OP2} dans le calcul RANS de directrice-roue avec le maillage a sur les profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2	127
4.27	Influence de variations de l'angle de directrice γ_{OP2} dans le calcul RANS de directrice-roue avec le maillage a sur les profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2	128
4.28	Définition des jeux fonctionnels au moyeu d_{moyeu} et en ceinture $d_{ceinture}$ dans la roue	129
4.29	Résultats de la quantification des incertitudes géométriques de la roue sur la prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2 : profils de vitesses moyennes et barres d'erreur associées	131
4.30	Variance σ^2 de V_u et contribution à la variance de chaque paramètre incertain α , d_{moyeu} et $d_{ceinture}$, obtenue par l'approche ANOVA	132
5.1	Coupes du maillage 0, maillage hybride tétraèdres-prismes pour les simulations LES	137
5.2	Contours de y^+ dans le calcul LES sur le maillage 0	137
5.3	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul LES avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de n (trait plein) et $n + 2\%$ (trait pointillé) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2	139
5.4	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul LES avec des champs d'entrée de vitesses en moyenne de phase (entrée 2D) ou des profils d'entrée en moyenne axisymétrique (entrée axi.) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2	140
5.5	Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul LES avec des profils d'entrée en moyenne axisymétrique (a) ou des champs d'entrée de vitesses en moyenne de phase (b) (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l'axe z)	141

5.6	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul LES avec (trait plein) et sans (trait pointillé) loi de paroi sur le maillage 0	142
5.7	Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul LES pour les maillages 0 à 3 (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l'axe z)	145
5.8	Structures tourbillonnaires prédites dans le cône de l'aspirateur par calcul LES sur le maillage 3 (visualisées par une iso-surface de critère Q color�e par la vorticité selon l'axe z)	145
5.9	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) au point OP2 prédits par calcul LES en station A pour les maillages 0 à 3	146
5.10	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) au point OP2 prédits par calcul LES en station B pour les maillages 0 à 3	146
5.11	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) au point OP2 prédits par calcul LES en station C pour les maillages 0 à 3	147
5.12	(a) Perte CEI entre la station A et le plan CEI prédite avec les maillages 0 à 3 et comparaison à la perte CEI expérimentale (Exp.); (b) décomposition de la perte CEI telle que $\Delta H_{A,CEI} = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn}$	147
5.13	Distribution des valeurs de Q_{C1} et Q_{C2} pour les maillages 0, 4 et 5 au cours des étapes d'adaptation; N (%) représente le pourcentage de cellules ayant une valeur donn�e du critère dans le maillage	148
5.14	Répartition de Q_{C1} pour les trois maillages au cours de l'adaptation sur le plan médian xz dans l'aspirateur	149
5.15	Répartition de Q_{C2} pour les trois maillages au cours de l'adaptation sur le plan médian xz dans l'aspirateur	149
5.16	Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul LES pour les maillages 0, 4 et 5 (visualisées par une iso-surface de critère Q color�e par la vorticité selon l'axe z)	150
5.17	Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l'aspirateur par les maillages 0, 4 et 5 en LES pour le point OP2 .	151
5.18	(a) Perte CEI entre la station A et le plan CEI prédite avec les maillages 0, 4 et 5 et comparaison à la perte CEI expérimentale (Exp.); (b) décomposition de la perte CEI telle que $\Delta H_{A,CEI} = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn}$	152
5.19	Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul URANS (a) et LES (b) (visualisées par une iso-surface de critère Q color�e par la vorticité selon l'axe z)	153
5.20	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2	154
5.21	Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente k prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec les mesures LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue	155

5.22	Comparaison des composantes du tenseur de Reynolds explicitement résolues dans le calcul LES (trait plein) et mesurées par LDV (symboles) pour le point OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue	156
5.23	(a) Comparaison des pertes CEI prédites par calcul URANS et LES (avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$) avec les mesures expérimentales entre la station A et le plan CEI (abscisse $ z_A - z_{CEI} $) et entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI (abscisse $ z_e - z_{CEI} $) pour le point de fonctionnement OP2 et (b) et (c) décomposition de ces pertes en la contribution de la différence de pression statique et dynamique	157
5.24	Comparaison des profils numériques URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) et expérimentaux (symboles) de $-dH_{stat}$ en fonction du rayon entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan CEI pour le point de fonctionnement OP2 avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$.	158
5.25	Comparaison des pertes CEI ΔH_{CEI} et des pertes réelles ΔH en URANS et LES (a) et décomposition de ces pertes en la contribution de la différence de charge statique et dynamique pour la perte CEI (b) et la perte réelle (c)	160
5.26	Contribution des termes de dissipation visqueuse (III) et de production turbulente résolue (IV) et modélisée (V) à la perte de charge ($gQ\Delta H$) pour OP2 en URANS et LES	162
5.27	Distributions de P_M et P_R prédites par calcul URANS et LES pour OP2 sur le plan xz dans l'aspirateur; les échelles de couleurs sont adaptées pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente P_M ou P_R	163
5.28	Profils de P_M et P_R prédit en URANS et LES pour le point OP2 en station A (a) et station C (b)	163
5.29	Évolution des pertes de charge dans l'aspirateur en URANS et LES pour OP2 . .	165
5.30	Contours de moyenne temporelle de vitesse axiale (sans dimension) sur le plan xz dans l'aspirateur pour une extension droite ou une extension brusque en URANS (a) et LES (b)	166
5.31	Définition de la géométrie de l'extension brusque	167
5.32	Évolution des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par calcul LES avec l'extension droite (les stations de sondages sont définies sur la figure 5.30)	168
5.33	Évolution des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par calcul LES avec l'extension brusque (les stations de sondages sont définies sur la figure 5.30)	168
5.34	Profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par LES avec l'extension droite (Cas 0) et différentes formes d'extension brusque (Cas 1 à 3)	169
5.35	Pertes CEI entre la station A et le plan CEI pour les cas 0 à 3 et décomposition des pertes CEI telle que $\Delta H_{A,CEI} = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn}$	169
5.36	Définition de la géométrie de l'extension du modèle expérimental	170
5.37	Profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par calcul LES avec l'extension droite (Cas 0) et l'extension réelle sur plusieurs maillages adaptés (A0, A1, A2)	171
5.38	Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul LES dans un cas de paroi lisse (a) et un cas de forte rugosité (b)	173

5.39	Profils de vitesses dans les trois stations de l'aspirateur pour le point OP2 prédits par calcul LES dans un cas de paroi lisse et un cas de forte rugosité ($10 * \tau_w$) . . .	174
5.40	(a) Pertes de charge CEI et (b) évolution des pertes réelles dans l'aspirateur prédites par calcul LES dans un cas de paroi lisse et un cas de forte rugosité ($10 * \tau_w$)	175
5.41	Résultats de la quantification des incertitudes liées au frottement pariétal en LES sur la prédiction des profils de vitesses dans les trois stations de l'aspirateur pour le point OP2 : profils de vitesses moyennes et barres d'erreur associées; comparaison au cas de paroi lisse	176
5.42	Variances des profils de vitesses axiale et tangentielle liées au frottement pariétal en LES dans l'aspirateur pour le point OP2	176
5.43	Pertes CEI entre l'entrée et le plan CEI (a) et entre la station A et le plan CEI (b) dans le cas LES de paroi lisse et de la quantification d'incertitudes liées au frottement pariétal (LES NISP); les trois cas de calcul réalisés pour la quantification d'incertitudes, cas $2 * \tau_w$, $5.5 * \tau_w$ et $8.98 * \tau_w$, sont présentés à titre de comparaison	177
5.44	Évolutions des pertes de charge dans l'aspirateur dans la région centrale et la région de proche paroi associées des barres d'erreur liées à l'incertitude sur le frottement pariétal en LES; comparaison au cas de paroi lisse	177
6.1	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour 3 points de fonctionnement sur l'hélice partielle; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS de directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot	184
6.2	Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul URANS (haut) et LES (bas) pour les points de fonctionnement sur l'hélice partielle (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l'axe z)	185
6.3	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP1	186
6.4	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP3	187
6.5	Comparaison des pertes CEI entre l'entrée et le plan CEI, et de leur décomposition en la différence de pression statique et dynamique, prédites par calcul URANS et LES avec les mesures expérimentales pour les trois points de fonctionnement sur l'hélice partielle : OP1, OP2 et OP3	188
6.6	Comparaison des pertes CEI entre la station A et le plan CEI, et de leur décomposition en la différence de pression statique et dynamique, prédites par calcul URANS et LES avec les mesures expérimentales pour les trois points de fonctionnement sur l'hélice partielle : OP1, OP2 et OP3	189
6.7	Pertes de charge réelles entre l'entrée et le plan CEI dans l'aspirateur prédites par calcul URANS et LES pour les points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3 .	190
6.8	évolution des pertes de charge dans l'aspirateur pour les trois points sur l'hélice partielle en URANS (a) et LES (b)	190
6.9	évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour les trois points sur l'hélice partielle en URANS; (a) pertes globales et (b) �volution des pertes le long de l'aspirateur	192

6.10	Évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour les trois points sur l'hélice partielle en LES; (a) pertes globales et (b) évolution des pertes le long de l'aspirateur	192
6.11	Distribution de $P_M/(gQ)$ prédit par calcul URANS pour les trois points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3 sur le plan médian xz dans l'aspirateur; l'échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente	193
6.12	Distribution de $P_R/(gQ)$ prédit par LES pour les trois points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3 sur le plan médian xz dans l'aspirateur; l'échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente	193
6.13	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour une prise de charge : point OP2 et OP4; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS de directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot	195
6.14	Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul URANS (haut) et LES (bas) pour les points de fonctionnement OP2 et OP4 visualisées par une iso-surface de critère Q; les structures en proche paroi sont grisées pour permettre une meilleure visualisation de la torche centrale colorée par la vorticité selon l'axe z	196
6.15	Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointill�e) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP4	197
6.16	(a) Comparaison des pertes CEI entre la station A et le plan CEI pour OP2 et OP4 (les pertes pour les points OP1 et OP3 sont représentées à titre de comparaison) et (b) décomposition en la différence de pression statique et dynamique pour le point OP4	197
6.17	(a) Comparaison des pertes de charge réelles ΔH et CEI ΔH_{CEI} entre la station A et le plan CEI dans l'aspirateur prédites par calculs URANS et LES pour les points de fonctionnement OP2 et OP4 et (b) décomposition des pertes réelles en la différence de pression statique et dynamique pour le point OP4	198
6.18	évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour OP2 et OP4 par calcul URANS; (a) pertes globales et (b) �volution des pertes le long de l'aspirateur	199
6.19	évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour OP2 et OP4 par calcul LES; (a) pertes globales et (b) �volution des pertes le long de l'aspirateur	200
6.20	Distribution de $P_M/(gQ)$ prédit par calcul URANS pour OP2 et OP4 sur le plan médian xz dans l'aspirateur; l'échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente	200
6.21	Distribution de $P_R/(gQ)$ prédit par LES pour OP2 et OP4 sur le plan médian xz dans l'aspirateur; l'échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente	201
A.1	Contours de y^+ pour le maillage de 2.2 millions de n�euds (2.2M) et le maillage de 72 millions de n�euds (72M)	218

A.2	Profils de vitesses sur le plan d'entrée d'aspirateur obtenus par calculs LES de roue sur le maillage à 2.2 millions de nœuds (2.2M) et le maillage à 72 millions de nœuds (72M)	219
A.3	Structures tourbillonnaires prédites dans la roue par calcul LES (visualisées par une iso-surface de critère Q coloré par la vitesse moyenne)	219
A.4	Profils de vitesses sur le plan d'entrée d'aspirateur obtenus par calculs LES de roue sur un maillage de 2.2 millions de nœuds avec (LES 2.2M WM) et sans (LES 2.2M) loi de paroi	220
A.5	Profils de vitesses sur le plan d'entrée d'aspirateur obtenus par calculs LES de roue sur un maillage de 72 millions de nœuds avec (LES 72M WM) et sans (LES 72M) loi de paroi	220

Liste des tableaux

3.1	Définition des points de fonctionnement considérés	95
4.1	Définition des maillages et de la valeur de y^+ correspondante (moyenne sur la surface considérée) pour le calcul RANS de directrice-roue	124
5.1	Caractéristiques des maillages tétraédriques pour la LES	143
5.2	Bilan d'énergie (3.14) et erreur numérique pour OP2; tous les termes sont adimensionnés par $gQ\Delta H_{OP2,LES}$	161
5.3	Caractéristiques de l'extension brusque	167
5.4	Caractéristiques des maillages adaptés pour le cas réel d'extension	170

Liste des symboles

symbole	unité (SI)	signification
<i>Symboles latin</i>		
D	m^2/s^3	dissipation visqueuse d'énergie cinétique moyenne
g	m/s^2	accélération de la pesanteur
H	mCE	charge
H_b	mCE	chute brute
H_n	mCE	chute nette
H_i	mCE	chute interne (récupérée par la roue)
I_t	–	intensité turbulente
K	m^2/s^2	énergie cinétique moyenne
k	m^2/s^2	énergie cinétique turbulente
L	m	échelle caractéristique de l'écoulement moyen
l_I	m	échelle intégrale
l_K	m	échelle de Kolmogorov
l_m	m	longueur de mélange
l_t	m	longueur de turbulence
n	min^{-1}	vitesse de rotation de la roue
n_{11}	–	vitesse de rotation unitaire
P	m^2/s^3	production d'énergie cinétique turbulente
P_M	m^2/s^3	production modélisée d'énergie cinétique turbulente
P_R	m^2/s^3	production résolue d'énergie cinétique turbulente
P_n	W	puissance hydraulique nette
P_i	W	puissance interne
p	Pa	pression statique
Q	m^3/s	débit
Q_{11}	–	débit unitaire
R	m	rayon
T	$N.m$	couple
t	s	temps
U	m/s	vitesse d'entraînement
u^+	–	vitesse adimensionnée à la paroi
u_t	m/s	vitesse typique d'agitation turbulente
V	m/s	vitesse absolue
V_b	m/s	vitesse débitante
V_r	m/s	vitesse radiale

V_u	m/s	vitesse tangentielle
V_z	m/s	vitesse axiale
W	m/s	vitesse relative
y^+	–	distance adimensionnée à la paroi
z	m	altitude

Symboles grecs

α	$^\circ$	angle de pale
γ	$^\circ$	angle de directrice
ε	m^2/s^3	dissipation turbulente
η	–	rendement
ν	m^2/s	viscosité cinématique du fluide
ν_t	m^2/s	viscosité turbulente (RANS) ou sous-maille (LES)
ρ	kg/m^3	masse volumique
τ_w	kg/ms^2	frottement pariétal
χ	–	coefficient de récupération
Ω	rad/s	vitesse angulaire de la roue
ω	s^{-1}	fréquence caractéristique de la turbulence

Indices

e	entrée
R	résolu
M	modélisé
s	sortie
SGS	sub-grid scale (échelle sous-maille)

Liste des abréviations

abréviation	signification
adim	adimensionné
atm	atmosphérique
dyn	dynamique
stat	statique
tot	total

Liste des acronymes

acronyme	signification
CEI	Commission Électrotechnique Internationale
CFD	Computational Fluid Dynamic
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy

CMM	Coordinated Measuring Machine
DES	Detached Eddy Simulation
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
EPFL	École Polytechnique Fédérale de Lausanne
FLINDT	Flow Investigation in Draft Tube
LEGI	Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels
LES	Large Eddy Simulation
LHS	Left Hand Side
LDV	Laser Doppler Velocimetry
MoST	Modélisation et Simulation de la Turbulence
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
RHS	Right Hand Side
SGE	Simulation des Grandes Échelles
SST	Shear Stress Transport
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes
WMLES	Wall Model Large Eddy Simulation

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Généralités sur les centrales hydroélectriques	29
1.1.1	Types de turbines	29
1.1.2	Structure d'un aménagement hydroélectrique à réaction	30
1.1.3	Conversion d'énergie	31
1.2	L'aspirateur, un élément clef de la centrale hydraulique	33
1.2.1	Rôle de l'aspirateur	33
1.2.2	Coefficient de récupération et perte de charge	35
1.2.3	L'écoulement dans l'aspirateur	36
1.3	Cas particulier des turbines de type bulbe	37
1.3.1	Description d'une turbine bulbe	37
1.3.2	Courbes caractéristiques	38
1.3.3	Triangle des vitesses	39
1.3.4	Aspirateur de turbine bulbe	41
1.4	Problématique et objectifs de la thèse	41
1.4.1	Processus de conception et problématique industrielle	42
1.4.2	Bilan des précédentes collaborations GE Renewable Energy - MoST . .	45
1.4.3	Objectifs et organisation du mémoire	46

Ce travail de thèse s'inscrit dans le contexte de l'hydroélectricité et porte sur la prédiction numérique des performances de machines hydroélectriques. La force motrice de l'eau était déjà utilisée il y a plus de deux mille ans par les moulins à eau, actionnés par des roues à aubes, pour moudre le blé. L'utilisation de l'énergie hydraulique pour produire de l'électricité s'est développée au *XIX^e* siècle avec la première turbine hydroélectrique et est donc une technique très ancienne. L'énergie hydroélectrique a depuis profité d'une forte évolution technique et est aujourd'hui une technologie de pointe. Entre 1950 et 1990, la puissance installée du parc hydraulique français connaît une nette augmentation, passant de 5000 MW à 25000 MW. Depuis 1990, cette puissance installée est stabilisée autour de 25000 MW avec une production annuelle moyenne de 67TWh. Ceci permet à la filière hydraulique d'être la deuxième forme de production d'électricité française, avec 13.5 % de la production électrique en 2014, derrière l'énergie nucléaire. La France possède en effet le deuxième parc européen de production hydroélectrique le plus important (25GW) derrière la Norvège (31GW). De plus, le potentiel de développement de l'hydroélectricité en France est estimé à environ 3000 MW (10TWh par an) grâce à la création de nouveaux ouvrages sur des sites encore inexploités ou l'amélioration d'équipements existants [4]. Au niveau mondial, l'hydroélectricité représente 16 % de la production électrique, se plaçant ainsi à la troisième place, après le charbon (41 %) et le gaz (21 %). L'hydroélectricité est aussi la première source d'énergie renouvelable puisqu'elle produit 83 % de l'électricité renouvelable mondiale [5].

Actuellement, plus de 25% de la capacité de production hydroélectrique mondiale installée est équipée de turbines et générateurs de General Electric (GE). En effet, en 2015, General Electric a acquis les activités d'énergie et de réseaux d'Alstom, créant ainsi le plus large et le plus complet des portefeuilles d'activités du secteur des énergies renouvelables : GE Renewable Energy. Le centre de technologie hydraulique de GE, GE Hydro, est basé à Grenoble et compte environ 850 employés. Sa mission consiste à définir et à gérer les solutions technologiques pour GE Hydro ainsi qu'à développer les compétences techniques et encourager le développement technologique au sein de GE Hydro. Le centre de Grenoble est notamment chargé de la R&D hydraulique et des tracés hydrauliques pour l'ensemble des projets GE dans le monde. Il comprend également le plus grand laboratoire mondial d'essais avec plusieurs plateformes qui permettent de reproduire les conditions de fonctionnement d'une centrale hydraulique sur des modèles réduits de turbines.

La prédiction fiable des performances d'une machine hydraulique est un enjeu crucial en terme de compétitivité pour une entreprise telle que General Electric. Cette prédiction se base sur des essais physiques mais également sur la simulation numérique, moins coûteuse, plus flexible à mettre en place et susceptible de fournir une information plus complète sur l'écoulement dans les différents éléments composant la turbine. L'équipe de Modélisation et Simulation de la Turbulence (MoST) du Laboratoire des Écoulements Géophysiques et Industriels (LEGI) a développé une expérience solide dans le domaine de la simulation numérique, et notamment de la Simulation des Grandes Échelles (SGE), pour l'analyse d'écoulements turbulents académiques et industriels. Les activités de l'équipe MoST peuvent être regroupées en deux axes. Le premier concerne le développement de modèles physiques et de techniques numériques pour la réalisation de simulations numériques en écoulements complexes physiquement ou géométriquement. Le deuxième axe consiste en l'exploitation des résultats de ces simulations numériques pour aboutir à une meilleure compréhension de la physique des écoulements turbulents.

Il était donc naturel de mettre en commun le savoir-faire de l'industriel GE Renewable Energy avec celui de l'équipe MoST afin de mieux comprendre les phénomènes hydrodynamiques dans les machines hydrauliques. Cette collaboration a commencé avec la thèse de Duprat [29], soutenue en 2010, qui avait pour objectif d'améliorer la prédiction et la compréhension de l'écoulement turbulent dans un aspirateur de turbine Francis grâce à l'utilisation d'une approche de Simulation des Grandes Échelles (SGE). Elle s'est ensuite poursuivie avec la thèse de Brugière [12], soutenue en 2015, dont l'objectif était de quantifier les incertitudes dans les simulations numériques de différents éléments d'une machine hydraulique pour évaluer la fiabilité des simulations lors du dimensionnement de centrales hydrauliques. La présente thèse s'inscrit dans la continuité de cette collaboration GE Renewable Energy-LEGI avec pour objectif d'améliorer la prédiction numérique et la compréhension de l'origine des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe.

Dans ce chapitre, le fonctionnement d'une centrale hydroélectrique est tout d'abord décrit et les performances d'une turbine hydraulique sont définies. Le rôle de l'aspirateur, objet d'étude de cette thèse, est ensuite explicité, suivi d'une description des turbines de type bulbe considérées dans ce travail. Finalement, la problématique de cette thèse est précisée sur la base de la problématique industrielle de GE et des conclusions tirées des précédentes collaborations GE-LEGI.

1.1 Généralités sur les centrales hydroélectriques

Une centrale hydroélectrique utilise le principe très ancien des moulins à eau : l'énergie potentielle d'une retenue d'eau ou l'énergie cinétique d'un cours d'eau est exploitée pour entraîner une roue en rotation créant ainsi une énergie mécanique sur un arbre solidaire de la roue. Cette énergie mécanique est ensuite transformée en énergie électrique par le biais d'un alternateur. Il existe différents types de centrales hydroélectriques qui fonctionnent suivant un principe commun présenté dans cette section. Le fonctionnement d'une centrale hydroélectrique ainsi que ses principales caractéristiques de performance y sont ainsi décrits. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer aux livres de Kjølle [57] et de Comolet [22].

1.1.1 Types de turbines

La figure 1.1 présente un classement des turbines hydrauliques les plus courantes en fonction de la hauteur de chute et du débit disponible pour une centrale. Les turbines peuvent être classées en deux catégories : les turbines à action et les turbines à réaction.

Les turbines Pelton constituent le groupe des turbines à action. Ce type de turbine, constitué d'une roue à augets, convertit l'énergie potentielle disponible dans le bassin amont de la centrale en énergie cinétique grâce à des injecteurs produisant un jet dévié par les augets de la roue. Cette déviation permet de transformer l'énergie cinétique du jet en énergie mécanique de rotation de la roue. Ces turbines sont utilisées pour les très hautes chutes d'eau et à faibles débits.

Les turbines à réaction comprennent les turbines Francis, Kaplan et Bulbe constituées d'une roue à aubes. Dans ces turbines, la roue est complètement immergée de sorte qu'il se crée un différentiel de pression entre l'entrée et la sortie de la roue qui participe à la conversion de l'énergie hydraulique en énergie mécanique. De plus, la déflexion de l'écoulement dans la roue crée un

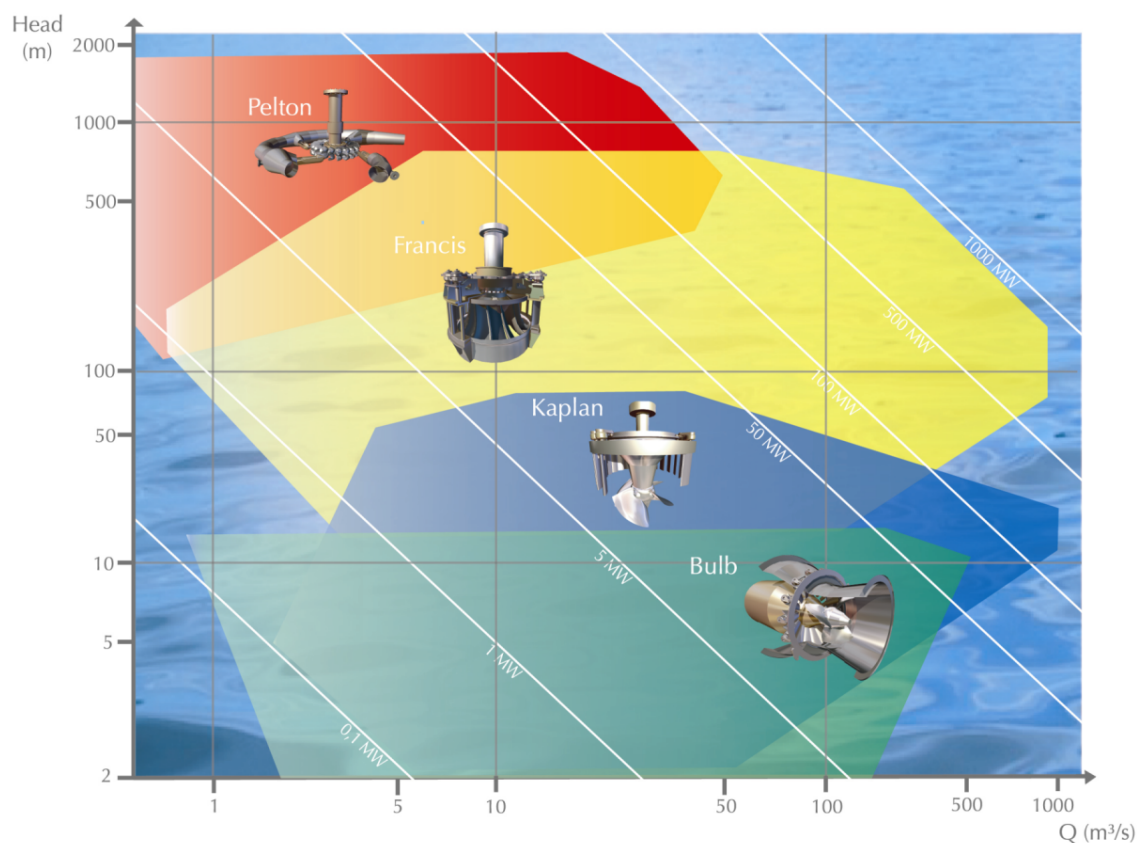


FIGURE 1.1 – Classement des turbines hydrauliques (source : GE Renewable Energy)

couple moteur sur la roue l'entraînant ainsi en rotation. Parmi ces turbines, on distingue les turbines Francis des turbines à écoulement axial Kaplan et Bulbe. Les turbines Francis sont des turbines à axe vertical où l'écoulement entrant dans la roue est radial (perpendiculaire à l'axe de la roue) et l'écoulement sortant est généralement axial. Ces turbines possèdent un grand nombre d'aubes et fonctionnent pour des chutes relativement élevées. Les turbines Kaplan sont également à axe vertical mais ont été développées pour être utilisées sous de basses chutes et à forts débits. Ces turbines possèdent un faible nombre de pales qui ont une légère courbure permettant de faibles pertes d'énergie même à forte vitesse d'écoulement. Pour les très basses chutes (inférieures à 20 mètres), les turbines bulbes, de forme similaire aux turbines Kaplan, sont les plus adaptées grâce notamment à leur axe horizontal. De plus, une large gamme de fonctionnement est assurée par les turbines Kaplan et Bulbe grâce au principe du double réglage qui sera présenté à la section 1.3.2.

Dans cette étude, nous nous intéressons aux turbines à réaction dont l'aménagement fait intervenir un aspirateur, contrairement aux turbines à action.

1.1.2 Structure d'un aménagement hydroélectrique à réaction

Le principe de fonctionnement d'une centrale hydraulique à réaction est illustré sur la figure 1.2. Un barrage, en amont de la centrale, crée une retenue d'eau, source d'énergie potentielle. Cette eau est ensuite dirigée dans la centrale par l'intermédiaire d'une conduite forcée dans laquelle l'énergie potentielle de l'eau est convertie en énergie cinétique. La bêche spirale et les

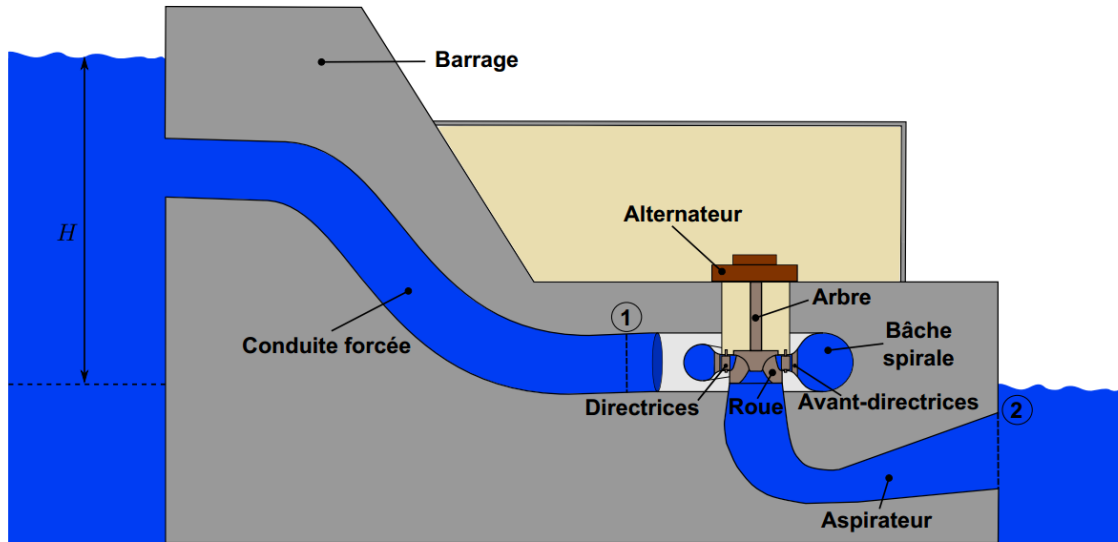


FIGURE 1.2 – Coupe schématique d'une centrale hydraulique (source : [7])

avant-directrices permettent de diriger l'écoulement vers la roue. L'eau passe ensuite entre les directrices dont l'angle d'ouverture est variable. Ceci permet de contrôler le débit entrant dans la roue en fonction de cet angle d'ouverture tout en fournissant un moment cinétique à l'écoulement en amont de la roue. Ce moment cinétique est alors récupéré par la roue, l'entraînant en rotation et transformant ainsi une partie de l'énergie cinétique de l'eau en énergie mécanique de rotation. Le mouvement de rotation de la roue entraîne un alternateur, convertissant ainsi l'énergie mécanique de rotation en énergie électrique. L'eau est ensuite conduite dans le bassin aval par le biais de l'aspirateur qui a également un rôle de récupération de l'énergie cinétique résiduelle en sortie de roue comme cela sera expliqué à la section 1.2.1.

1.1.3 Conversion d'énergie

La puissance hydraulique qui peut être utilisée par une centrale hydroélectrique est fonction de la hauteur de chute entre l'amont et l'aval de la centrale. La puissance produite par une centrale est donc évaluée à partir de bilans de charge dans les différents éléments composant la centrale. La charge à la localisation 0, notée H_0 et exprimée en mètre (m), est définie par la somme des énergies de pression statique, potentielle et cinétique [66] telle que :

$$H_0 = \frac{p_0}{\rho g} + z_0 + \frac{V_0^2}{2g} \quad (1.1)$$

avec ρ la masse volumique de l'eau, g l'accélération de la pesanteur et p_0 , z_0 et V_0 respectivement la pression statique, l'altitude et la vitesse à la localisation 0. La pression totale P_{tot} est définie comme la somme des pressions statique, potentielle et dynamique :

$$P_{tot,0} = p_0 + \rho g z_0 + \rho \frac{V_0^2}{2} \quad (1.2)$$

de sorte que $H_0 = P_{tot,0}/\rho g$. La différence de charge entre deux sections x et y est notée $\Delta H_{x,y}$ telle que $\Delta H_{x,y} = H_x - H_y$.

La différence d'énergie potentielle de l'aménagement hydroélectrique est représentée par la chute brute H_b définie par la différence de charge entre les bassins amont et aval de la centrale :

$$H_b = H_{amont} - H_{aval} = \left(\frac{p_{amont}}{\rho g} + z_{amont} + \frac{(V_{amont})^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_{aval}}{\rho g} + z_{aval} + \frac{(V_{aval})^2}{2g} \right) \quad (1.3)$$

Les pressions statiques à l'amont et à l'aval de la centrale sont supposées égales à la pression atmosphérique : $p_{amont} = p_{aval} = p_{atm}$. De plus, les vitesses à la surface des bassins amont V_{amont} et aval V_{aval} sont supposées négligeables devant les vitesses dans les différents éléments composant la centrale. La chute brute se réduit donc à la différence d'altitude entre les bassins amont et aval de la centrale et représente la chute disponible à la centrale hydraulique.

Cependant, la chute effective qui peut être turbinée est la chute nette H_n qui correspond à la chute aux bornes de la turbine, entre les sections 1 et 2 définies sur la figure 1.2. Cette chute est reliée à la chute brute par :

$$H_n = H_b - \Delta H_{pertes} \quad (1.4)$$

où ΔH_{pertes} représente la perte de charge à l'amont de la turbine, dans la conduite forcée, et en sortie d'aspirateur, après la section 2. Si l'on suppose l'écoulement stationnaire et que l'on considère que les propriétés de l'écoulement sont uniformes dans les sections 1 et 2, on peut écrire :

$$H_n = H_1 - H_2 = \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 + \frac{V_1^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 + \frac{V_2^2}{2g} \right) \quad (1.5)$$

L'énergie massique E de la machine, en J/kg, qui peut être turbinée est alors :

$$E = gH_n = gH_1 - gH_2 \quad (1.6)$$

La puissance hydraulique nette P_n , en Watt, pouvant être récupérée par la turbine est le produit de l'énergie massique E et du débit massique ρQ passant dans la turbine :

$$P_n = \rho g Q H_n \quad (1.7)$$

Une partie de cette puissance nette P_n est perdue par frottement dans les différents éléments composant la turbine. La puissance mécanique récupérée sur l'arbre de la roue de la turbine est la puissance utile, ou puissance interne P_i , calculée à partir de la vitesse de rotation Ω de la roue et du couple T récupéré sur l'arbre de la roue telle que :

$$P_i = \Omega T \quad (1.8)$$

On définit alors la chute interne H_i récupérée par la roue telle que :

$$P_i = \rho g Q H_i \quad (1.9)$$

Le rendement hydraulique η de la turbine est alors défini comme le rapport entre la puissance interne et la puissance nette :

$$\eta = \frac{P_i}{P_n} \quad (1.10)$$

La puissance interne peut être reliée à la dynamique de l'écoulement dans la roue de la turbine grâce à la théorie d'Euler pour les turbomachines [22]. Cette théorie est établie pour un écoulement permanent de fluide parfait (non visqueux) dans une roue de turbine composée d'un nombre infini d'aubes de sorte que l'écoulement en amont et en aval de la roue est supposé uniforme. A partir d'un bilan de moment cinétique sur un volume de contrôle comprenant la roue de la turbine, le couple T exercé par le fluide sur l'axe de la roue est relié au champ de vitesse tangentielle V_u à l'entrée et à la sortie de la roue par :

$$T = \rho Q (R_1 V_{u1} - R_2 V_{u2}) \quad (1.11)$$

où R_1 et R_2 sont respectivement les rayons d'entrée et de sortie de la roue, et V_{u1} et V_{u2} les champs de vitesse tangentielle en entrée et sortie de la roue. Le couple exercé sur l'arbre est donc maximisé si la vitesse tangentielle est nulle en sortie de roue, ce qui signifie que la roue a récupéré la totalité du moment cinétique $R_1 V_{u1}$ fourni par les directrices. Du couple T , la chute interne théorique peut être définie comme :

$$H_{i,th} = \frac{\Omega (R_1 V_{u1} - R_2 V_{u2})}{g} \quad (1.12)$$

Il s'agit de la charge hydraulique récupérée par la roue. Cependant, une roue réelle ne possédant pas un nombre infini d'aubes, la charge hydraulique qui peut effectivement être récupérée par la roue est moindre que cette charge théorique. D'autre part, le fluide n'étant pas parfait, des effets de viscosité conduisent à des pertes de charge dans la roue et réduisent la charge pouvant être récupérée par la roue. De plus, des pertes hydrauliques dues à une mauvaise incidence de l'écoulement sur les aubages lorsque l'on s'écarte du point d'adaptation de la turbine peuvent également réduire cette charge.

1.2 L'aspirateur, un élément clef de la centrale hydraulique

1.2.1 Rôle de l'aspirateur

L'aspirateur est le composant de la centrale hydraulique situé en aval de la roue et qui permet à l'eau de rejoindre le bassin aval de la centrale. Afin de mieux comprendre le rôle de l'aspirateur, il faut écrire un bilan de charge aux bornes de la roue. Les sections amont (section A) et aval (section B) de la roue sont définies sur la figure 1.3 qui est un agrandissement de la figure 1.2 sur la zone constituée par la roue et l'aspirateur.

La différence de charge aux bornes de la roue est constituée par la charge interne H_i , transformée en énergie mécanique de rotation, et les pertes de charge se produisant dans la roue ΔH_{roue} :

$$\Delta H_{A,B} = H_i + \Delta H_{roue} \quad (1.13)$$

On a alors :

$$H_i = \Delta H_{A,B} - \Delta H_{roue} = (z_A - z_B) + \frac{p_A - p_B}{\rho g} + \frac{V_A^2 - V_B^2}{2g} - \Delta H_{roue} \quad (1.14)$$

Les altitudes z_A et z_B sont fixées par l'implantation de la turbine. Le débit de la centrale étant fixé par les conditions d'opération et pour une géométrie de roue fixée, les vitesses V_A et V_B ainsi

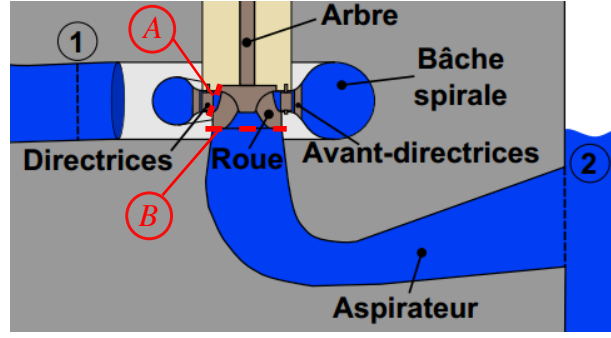


FIGURE 1.3 – Définition des sections amont (section A) et aval (section B) de la roue de turbine

que la perte de charge ΔH_{roue} dans la roue sont fixées. La pression p_A est fixée par les pertes de charge à l'amont de la centrale ΔH_{amont} . Il en résulte que la chute interne récupérée par la roue peut être augmentée par diminution de la pression p_B en sortie de la roue. La pression p_B est liée au bilan de charge entre la sortie de roue et la surface du bassin aval de la centrale où la pression est la pression atmosphérique p_{atm} et la vitesse est considérée nulle :

$$\Delta H_{B,aval} = \frac{p_B - p_{atm}}{\rho g} + (z_B - z_{aval}) + \frac{V_B^2}{2g} = \Delta H_{B,2} + \Delta H_{2,aval} \quad (1.15)$$

où $\Delta H_{B,2}$ est la perte de charge dans l'aspirateur et $\Delta H_{2,aval}$ est la perte de charge entre la sortie d'aspirateur et le bassin aval. L'écoulement entre la sortie d'aspirateur (section 2) et le bassin aval peut être assimilé à l'écoulement dans un élargissement brusque avec un coefficient de perte de charge égal à 1 de sorte que la perte de charge $\Delta H_{2,aval}$ s'exprime :

$$\Delta H_{2,aval} = \frac{V_2^2}{2g} \quad (1.16)$$

L'équation (1.15) permet ainsi d'obtenir l'expression de la pression p_B en sortie de roue :

$$p_B = p_{atm} - \rho g(z_B - z_{aval}) + \rho \frac{V_2^2 - V_B^2}{2} + \rho g \Delta H_{B,2} \quad (1.17)$$

En remplaçant p_B dans l'équation (1.14) par son expression (1.17), on obtient l'expression suivante pour la charge interne H_i :

$$H_i = (z_A - z_{aval}) + \frac{p_A - p_{atm}}{\rho g} + \frac{V_A^2 - V_2^2}{2g} - \Delta H_{B,2} - \Delta H_{roue} \quad (1.18)$$

Les altitudes z_A et z_{aval} , la pression p_A , la vitesse V_A et la perte de charge ΔH_{roue} dans la roue sont fixes. La charge interne H_i est donc dépendante de la vitesse V_2 en sortie d'aspirateur et de la perte de charge $\Delta H_{B,2}$ dans l'aspirateur.

Pour mieux comprendre l'intérêt de l'aspirateur, on peut écrire l'expression de la charge interne récupérée par la roue dans un cas où il n'y aurait pas d'aspirateur. Les grandeurs associées à ce cas sont indiquées par *. Ainsi la pression p_B est toujours liée au bilan de charge entre la sortie de roue et le bassin aval de la centrale qui s'écrit dans un cas sans aspirateur :

$$\Delta H_{B,aval}^* = \frac{p_B^* - p_{atm}}{\rho g} + (z_B - z_{aval}) + \frac{V_B^2}{2g} = \frac{V_B^2}{2g} \quad (1.19)$$

En effet, la perte de charge en sortie de roue en l'absence d'aspirateur est donc assimilée à une perte de charge dans un élargissement brusque avec un coefficient de perte de charge égal à 1. Ainsi la pression en sortie de roue en l'absence d'aspirateur s'écrit :

$$p_{B^*} = p_{atm} - \rho g(z_B - z_{aval}) \quad (1.20)$$

Ainsi la charge interne en l'absence d'aspirateur s'exprime à partir des équations (1.14) et (1.20) :

$$H_{i^*} = (z_A - z_{aval}) + \frac{p_A - p_{atm}}{\rho g} + \frac{V_A^2 - V_B^2}{2g} - \Delta H_{roue} \quad (1.21)$$

La différence de charge interne avec et sans aspirateur est alors :

$$H_i - H_{i^*} = \frac{V_B^2 - V_2^2}{2g} - \Delta H_{B,2} \quad (1.22)$$

L'aspirateur permet donc un gain de charge interne dans le cas où le membre de droite de l'équation (1.22) est positif. Pour une vitesse en sortie de roue V_B fixée, afin d'augmenter la charge interne H_i par rapport à un cas sans aspirateur, la vitesse V_2 doit donc être diminuée tout en limitant les pertes de charge $\Delta H_{B,2}$ dans l'aspirateur. La vitesse de l'écoulement sortant de la roue est donc progressivement ralentie en augmentant la section de passage de l'aspirateur de la sortie de la roue vers le bassin aval de la centrale. Par application du théorème de Bernoulli généralisé, la pression statique est donc augmentée dans l'aspirateur pour une perte de charge fixe. L'aspirateur est donc un diffuseur dont le rôle est de transformer l'énergie cinétique résiduelle en sortie de roue en pression statique avec un minimum de pertes de charge. Le terme d'énergie cinétique $\rho V_2^2/2$ de l'équation (1.22) est donc d'autant plus faible que l'aspirateur est divergent. La charge interne récupérée par la roue est ainsi augmentée par la présence de l'aspirateur. La diminution de la perte de charge dans l'aspirateur permet ensuite d'augmenter encore la chute interne de la roue [42].

Le rôle de l'aspirateur est donc de minimiser la vitesse de l'écoulement dans sa section de sortie pour ainsi maximiser la chute interne H_i de la centrale. Par ailleurs, la vitesse en sortie d'aspirateur ne doit pas dépasser une valeur maximale fixée par le client du turbinière (GE) et liée à des contraintes environnementales. De plus, ceci permet de limiter les pertes de charge liées à l'expansion brusque en sortie d'aspirateur. La diminution de la vitesse en sortie d'aspirateur peut être accentuée par une augmentation de l'angle du diffuseur et de sa longueur. Cependant, la pression statique augmentant dans l'aspirateur, l'écoulement est soumis à un gradient de pression adverse important et est donc susceptible de décoller en paroi. Un angle de diffuseur trop important peut conduire à des décollements de couche limite en paroi et ainsi augmenter les pertes de charge dans l'aspirateur. De même, un aspirateur trop long peut entraîner une augmentation des pertes de charge mais aussi du coût de génie civil. La conception d'un aspirateur est donc un compromis entre divergence et compacité de la géométrie [42, 21].

1.2.2 Coefficient de récupération et perte de charge

L'équation 1.18 montre que la perte de charge dans l'aspirateur $\Delta H_{B,2}$ a une influence directe sur la chute interne de la roue. La perte de charge dans l'aspirateur $\Delta H_{B,2}$ correspond à la

différence de pression totale entre le plan d'entrée (B) et de sortie (2) de l'aspirateur :

$$\Delta H_{B,2} = \frac{\bar{P}_{tot,B} - \bar{P}_{tot,2}}{\rho g} \quad (1.23)$$

où \bar{P}_{tot} est la moyenne de la pression totale sur le plan considéré. Il est important pour l'ingénieur hydraulicien de pouvoir déterminer la perte de charge dans un aspirateur au cours du processus de conception de celui-ci afin d'en optimiser le dimensionnement et d'évaluer le rendement global de la centrale.

La performance d'un aspirateur peut également être caractérisée par le coefficient de récupération χ qui mesure la quantité d'énergie cinétique transformée en pression statique dans l'aspirateur. Il s'exprime donc comme le rapport de la différence de pression statique \bar{p} entre l'entrée et la sortie de l'aspirateur sur la quantité d'énergie cinétique disponible en entrée d'aspirateur $\frac{1}{2}\rho(Q/S_B)^2$, où Q est le débit passant dans la centrale et S_B est la surface de la section B :

$$\chi = \frac{\bar{p}_2 - \bar{p}_B}{\frac{1}{2}\rho(Q/S_B)^2} \quad (1.24)$$

1.2.3 L'écoulement dans l'aspirateur

L'écoulement dans l'aspirateur est complexe et de nombreux phénomènes hydrodynamiques peuvent s'y développer pouvant altérer ses performances et augmenter les pertes de charge s'y produisant.

Tout d'abord, l'écoulement entrant dans l'aspirateur est un écoulement tournant et instationnaire provenant directement de la roue. Cet écoulement est particulièrement complexe puisqu'il comprend les sillages de pales de la roue, voire même les sillages des directrices, et les tourbillons de bouts de pales qui vont ensuite se propager dans l'aspirateur [117]. Cet écoulement tournant peut donner lieu à la formation d'une zone tourbillonnaire sous la pointe de roue, appelée torche, dont la forme et les caractéristiques varient en fonction du point de fonctionnement considéré [51]. Notamment à charge partielle, le phénomène d'éclatement tourbillonnaire (« vortex breakdown » en anglais) conduit à une torche de forme hélicoïdale [112] comme celle présentée sur la figure 1.4. Ceci est à l'origine de fluctuations de pression dans l'aspirateur qui peuvent être préjudiciables à la structure de l'aspirateur [20]. De plus, l'entrée d'aspirateur correspondant à une zone de basse pression, un phénomène de cavitation également néfaste pour la machine peut s'y produire.

L'écoulement dans l'aspirateur est également fortement turbulent et il s'y forme des tourbillons de tailles très variées qui contribuent à la dissipation d'énergie et aux pertes de charge dans l'aspirateur. Les caractéristiques d'un écoulement turbulent seront abordées plus précisément au chapitre 2.

Enfin, l'aspirateur étant de forme divergente, l'écoulement y est soumis à un fort gradient de pression adverse et est donc très sensible aux décollements de couches limites. Ceci apparaît notamment dans des cas de réhabilitation, tel que celui étudié par Duprat [29] et Tridon [111], où la roue de la centrale est remplacée mais où l'aspirateur est conservé pour des raisons de coûts. La géométrie de l'aspirateur n'est donc plus adaptée à la roue et une zone de recirculation peut

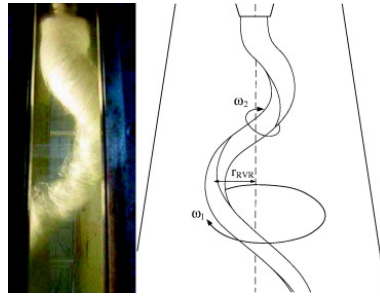


FIGURE 1.4 – Visualisation d'une torche hélicoïdale dans un aspirateur de turbine Kaplan grâce à une injection d'air (gauche) et schéma de la torche (droite) (source : [82])

se former dans l'aspirateur diminuant ainsi la section de passage du fluide [71]. L'écoulement n'est alors plus correctement ralenti, il peut même être accéléré, réduisant ainsi la capacité de récupération de l'aspirateur. Ceci peut expliquer la chute de rendement de la centrale lors d'une réhabilitation, appelée communément « accident ».

Tous ces phénomènes peuvent non seulement contribuer à une diminution de l'efficacité de l'aspirateur mais rendent également très difficile l'étude de l'écoulement dans l'aspirateur notamment par voie numérique.

1.3 Cas particulier des turbines de type bulbe

Les sections précédentes nous ont permis de comprendre le fonctionnement d'une centrale hydroélectrique ainsi que le rôle de l'aspirateur, objet d'étude de cette thèse. Dans ce travail, nous nous intéressons spécifiquement aux turbines de type bulbe dont les caractéristiques sont décrites dans cette section.

1.3.1 Description d'une turbine bulbe

Une turbine bulbe est une turbine dite « au fil de l'eau » fonctionnant sous basses chutes et forts débits. La figure 1.5 présente le schéma d'implantation type d'une turbine bulbe. Ce type de centrale ne nécessite pas une grande retenue d'eau et permet d'exploiter les zones de basses chutes telles que des fleuves. On remarquera deux différences majeures par rapport à l'implantation type de la figure 1.2 : ce type de turbine ne possède pas de bêche spirale et l'aspirateur ne possède pas de coude du fait de l'implantation horizontale de la turbine bulbe.

Les principaux éléments composant une turbine bulbe sont présentés sur la figure 1.6. Une roue de turbine bulbe possède un faible nombre de pales, entre 3 et 4, par comparaison aux turbines Francis qui en possèdent entre 10 et 20. Une turbine bulbe est très semblable à une turbine Kaplan mais a l'avantage d'avoir un tracé rectiligne, améliorant ainsi les performances hydrauliques de l'écoulement grâce notamment à l'absence de coude dans l'aspirateur. De plus, à puissance égale, la compacité des turbines bulbes permet de réduire les coûts de construction par rapport à une turbine Kaplan [34].

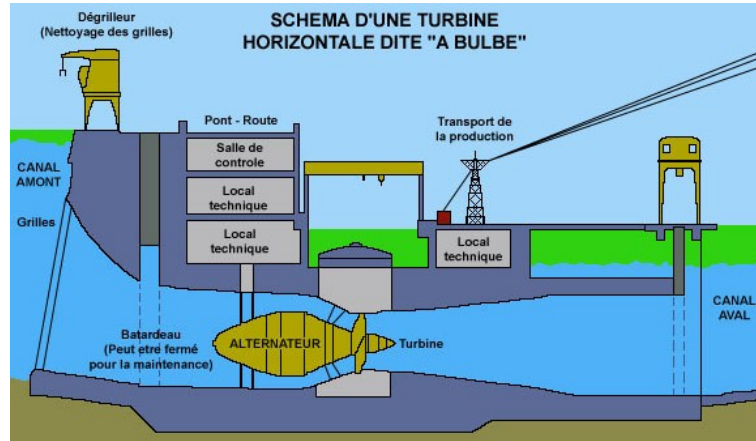


FIGURE 1.5 – Schéma d'une centrale hydraulique avec une turbine de type bulbe (source : <http://www.encyclopedie.bsditions.fr>)

1.3.2 Courbes caractéristiques

Une turbine bulbe est dite à double réglage, ce qui signifie que les angles d'ouverture des directrices et des pales sont tous deux réglables afin de s'adapter à un débit et à une chute donnés, autorisant ainsi une large gamme de fonctionnement. Un point de fonctionnement de la turbine est alors caractérisé par une ouverture de directrice γ (fixant le débit), un angle de pale α et une hauteur de chute nette H_n . La loi de conjugaison (« cam » en anglais) est la relation entre ces trois grandeurs (γ, α, H_n) qui maximise la puissance récupérée par la roue. On parle alors de fonctionnement « on-cam » pour un fonctionnement suivant la loi de conjugaison, c'est-à-dire si l'angle de directrice est adapté à l'angle de pale pour la chute donnée. Au contraire, on parle de fonctionnement « off-cam » lorsque les angles de pale et de directrice ne respectent pas la loi de conjugaison, ce qui peut être le cas lors des phases de démarrage ou d'arrêt de la turbine [101].

La chute et le débit de fonctionnement d'une centrale hydraulique peuvent être caractérisés par des grandeurs adimensionnelles issues des lois de similitude [20]. On définit ainsi le débit unitaire Q_{11} et la vitesse de rotation unitaire n_{11} par :

$$Q_{11} = \frac{Q}{D^2 \sqrt{H_n}} \quad (1.25)$$

$$n_{11} = \frac{nD}{\sqrt{H_n}} \quad (1.26)$$

où Q est le débit traversant la turbine, D le diamètre de la turbine, H_n la hauteur de chute et n la vitesse de rotation de la turbine. Ces grandeurs Q_{11} et n_{11} correspondent respectivement au débit et à la vitesse de rotation d'une turbine équivalente de un mètre de diamètre sous un mètre de chute. Une variation de la hauteur de chute H_n entraîne donc une variation de Q_{11} et n_{11} .

Les courbes caractéristiques pour une turbine à double réglage sont représentées sur la figure 1.7. La courbe donnant le rendement en fonction du débit pour une chute nette H_n et un angle de pale α fixés s'appelle une hélice partielle (figure 1.7a). Le point de meilleur rendement (sommet de l'hélice partielle) correspond au point « on-cam » pour la chute H_n et l'angle de pale α donnés. L'ensemble des points « on-cam » pour les différentes chutes H_n et angles de pale α constitue

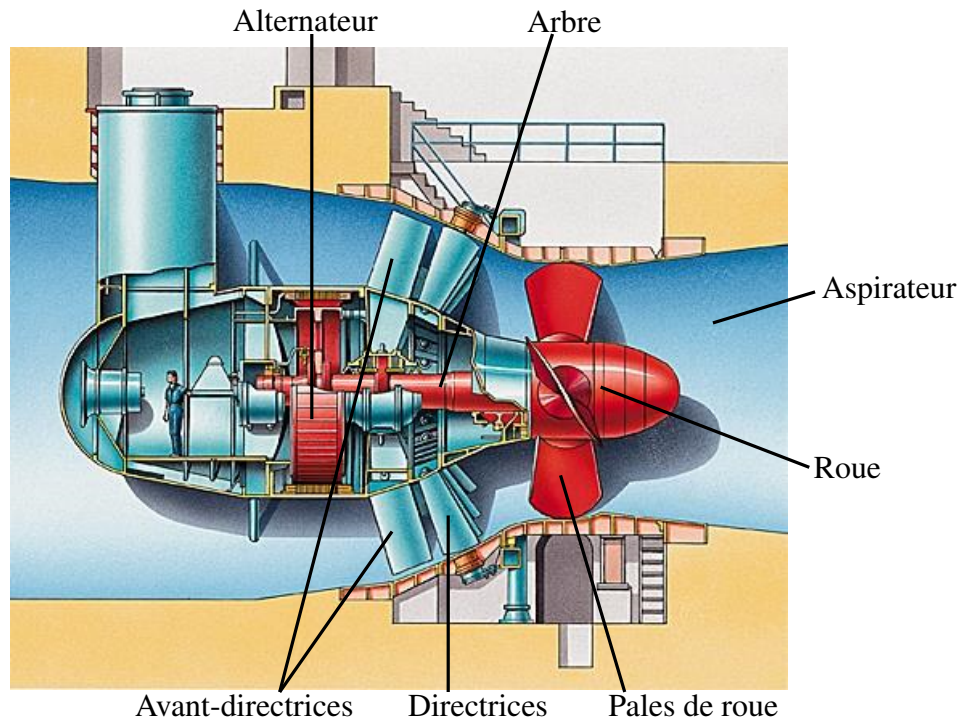


FIGURE 1.6 – Coupe schématique d'une turbine bulbe (source : <http://tpe-barrages-jz.e-monsite.com/pages/ii-les-differents-types-de-turbines/2-la-turbine-bulbe.html>)

la colline de rendement de la turbine (figure 1.7b). Cette colline présente les iso-valeurs de rendement ($\text{iso } \eta$) et les iso-valeurs d'angle de pale ($\text{iso } \alpha$). Ces courbes permettent d'avoir accès au rendement de la turbine pour des conditions de fonctionnement fixées. Elles sont obtenues par mesures expérimentales. Le point « on-cam » de meilleur rendement de la turbine est appelé meilleur point de fonctionnement ou point optimal de fonctionnement.

1.3.3 Triangle des vitesses

La transformation de l'énergie hydraulique en énergie mécanique se fait grâce à la récupération dans la roue du moment cinétique fourni par les directrices. Cette transformation est associée à un changement de direction de l'écoulement dans la roue. En effet, la théorie d'Euler permet de relier le couple récupéré sur l'axe de la roue aux champs de vitesses en amont et en aval de la roue (équation (1.11)). Les triangles des vitesses en entrée et en sortie de la roue jouent donc un rôle primordial dans la conversion d'énergie. De plus, le profil de vitesse en entrée de l'aspirateur est imposé par le triangle des vitesses en sortie de roue.

Une particule fluide traversant la roue possède une vitesse absolue \vec{V} dans le repère fixe de la centrale et une vitesse relative \vec{W} dans le repère tournant avec la roue à une vitesse angulaire Ω . La vitesse d'entraînement de la roue est notée \vec{U} et est définie par $\vec{U} = \vec{\Omega} \wedge \vec{r}$ où \vec{r} est le vecteur position de la particule. On a alors la relation suivante :

$$\vec{V} = \vec{W} + \vec{U} \quad (1.27)$$

L'équation (1.27) définit le triangle des vitesses que l'on peut tracer en amont et en aval de la roue dans un plan (θ, z) correspondant à une coupe cylindrique à rayon fixé de la turbine (voir

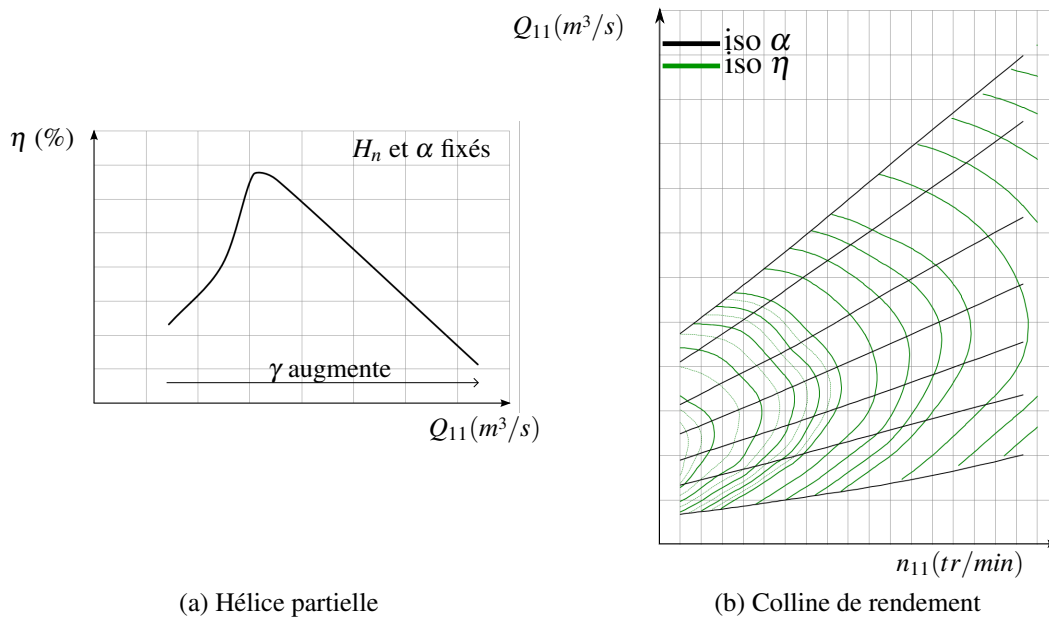


FIGURE 1.7 – Hélice partielle (a) et colline de rendement (b) pour une turbine bulbe

figure 1.8). On définit la vitesse tangentielle V_θ et la vitesse axiale V_z dans ce plan. La figure 1.9 présente ces triangles des vitesses pour trois points de fonctionnement de la turbine : point on-cam optimal (indice « opt »), points de fonctionnement off-cam à faible charge et à forte charge. La directrice est représentée pour chaque point de fonctionnement afin d'illustrer la direction imposée à l'écoulement en amont de la roue. L'angle d'écoulement α est l'angle formé par la vitesse absolue \vec{V} et la vitesse d'entraînement \vec{U} . L'angle d'aubage β est l'angle formé par la vitesse relative \vec{W} et la vitesse d'entraînement \vec{U} . L'indice 1 est affecté pour les grandeurs en entrée de la roue et l'indice 2 pour les grandeurs en sortie de la roue. L'angle β_1 est imposé par les directrices alors que l'angle β_2 est imposé par l'angle du bord de fuite de la pale.

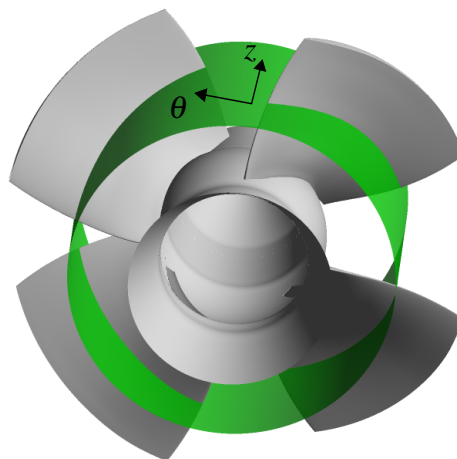


FIGURE 1.8 – Définition du plan (θ, z) dans la roue pour le tracé du triangle des vitesses

Au point de fonctionnement optimal, la roue récupère toute la pré-rotation imposée par la

directrice et l'écoulement ne possède plus de composante tangentielle en sortie de roue. L'écoulement entrant dans l'aspirateur est donc quasi-axial (il reste toujours une composante radiale de vitesse). Le point à faible charge est défini par un angle de directrice γ plus faible qu'au point optimal diminuant ainsi le débit et donc la vitesse axiale. La vitesse tangentielle en entrée de roue est alors plus importante qu'au point optimal. Il reste une vitesse tangentielle en sortie de roue de sorte que l'écoulement tourne dans le même sens que la roue. L'écoulement entre donc dans l'aspirateur avec une composante tangentielle de vitesse ce qui peut conduire à un phénomène d'éclatement tourbillonnaire et ainsi à la formation d'une torche comme cela a été évoqué à la section 1.2.3. A forte charge, au contraire, l'angle de directrice et le débit sont plus grands qu'au point optimal et la vitesse tangentielle en entrée de roue est alors plus faible. L'écoulement présente une vitesse tangentielle négative en sortie de roue et est donc contra-rotatif par rapport à la rotation de la roue. Ceci est à l'origine d'une zone tourbillonnaire contra-rotative dans l'aspirateur.

Comme observé sur la figure 1.9a, le point optimal de la turbine est donc caractérisé par une vitesse tangentielle nulle en sortie de roue ce qui correspond à la charge interne maximale dans la théorie d'Euler (équation (1.12)). En pratique, les roues sont conçues pour conserver une faible vitesse tangentielle en sortie au point optimal afin d'éviter un phénomène de décollement dans l'aspirateur.

1.3.4 Aspirateur de turbine bulbe

La figure 1.10 présente la géométrie d'un aspirateur de turbine bulbe. Ce type d'aspirateur a un tracé rectiligne contrairement aux autres aspirateurs (de turbines Francis ou Kaplan) qui présentent un coude. L'aspirateur est composé d'un cône divergent en sortie de roue suivi de la trompette qui a une géométrie plus complexe et assure la transition entre la forme conique et la sortie rectangulaire de l'aspirateur. Notons que l'aspirateur est divergent sur toute sa longueur permettant la conversion de l'énergie cinétique en sortie de roue en pression statique.

Les pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe peuvent représenter de fortes pertes d'énergie en comparaison de la faible chute sous laquelle fonctionne ce type de turbine. Ainsi la perte globale dans l'aspirateur peut représenter une part non négligeable de la chute nette de la centrale et influencer fortement le rendement de la centrale. L'importance relative de l'aspirateur est donc plus grande dans le cas d'une turbine bulbe que pour les autres types de turbine. La prédiction correcte de la perte dans un aspirateur de turbine bulbe est cruciale pour prédire de manière fiable le rendement de la turbine lors du dimensionnement d'un nouvel aspirateur ou lors d'une réhabilitation. D'autre part, la compréhension des phénomènes à l'origine des pertes d'énergie dans l'aspirateur peut être utile dans un processus de conception de centrale pour minimiser la perte de charge de l'aspirateur et ainsi améliorer le rendement de la centrale.

1.4 Problématique et objectifs de la thèse

Ce travail de thèse se place dans un contexte industriel de prédiction des performances des machines hydrauliques au cours du dimensionnement d'une centrale. La problématique industrielle est donc tout d'abord présentée afin de comprendre les enjeux quotidiens auxquels doit faire face l'ingénieur hydraulicien de General Electric. Les deux précédentes collaborations entre

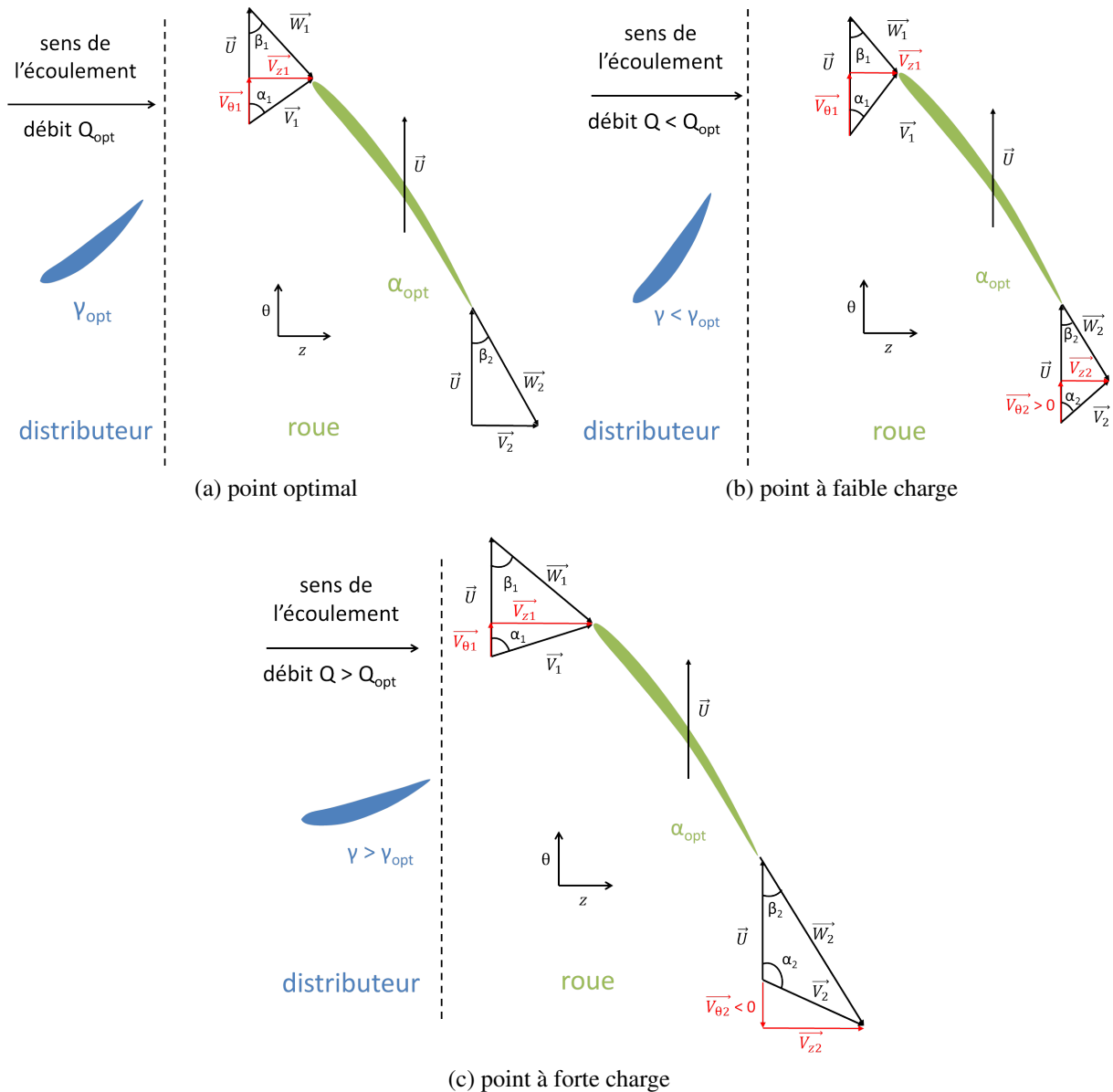


FIGURE 1.9 – Triangles des vitesses dans une turbine bulbe pour 3 points de fonctionnement de la turbine; γ est l'angle de directrice et γ_{opt} est l'angle de directrice au point optimal; α_{opt} est l'angle de pale

GE Renewable Energy et l'équipe MoST du LEGI traitant du problème de la prédiction numérique de l'écoulement dans un aspirateur de turbine hydraulique sont ensuite rappelées afin de définir la problématique de la présente thèse. Un état de l'art plus complet sera présenté au chapitre 3.

1.4.1 Processus de conception et problématique industrielle

La conception d'une centrale hydraulique doit respecter un cahier des charges défini selon un accord entre General Electric et le client. Ce cahier des charges fixe notamment le rendement attendu de la centrale qui doit être respecté au dixième de pour cent. Le processus de conception

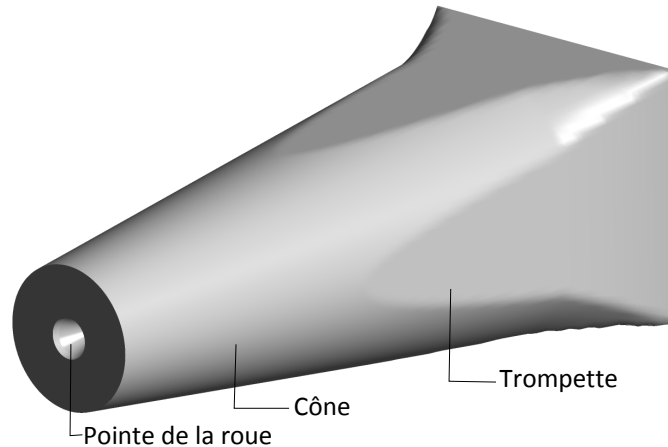


FIGURE 1.10 – Géométrie d'un aspirateur de turbine bulbe

d'une machine hydraulique est composé de quatre étapes :

1. La première étape consiste à définir le tracé hydraulique spécifique aux caractéristiques du futur site d'implantation de la centrale hydroélectrique. Le design hydraulique des éléments d'une centrale est basé sur la simulation numérique de l'écoulement dans ces différents composants pour déterminer leur performances hydrauliques (couple récupéré par la roue, perte de charge dans l'aspirateur). En effet, lors de la conception d'une centrale, plusieurs dizaines de versions de la roue et de l'aspirateur peuvent être envisagées. La simulation numérique est moins coûteuse et plus rapide que des essais physiques et permet de tester plusieurs designs et plusieurs points de fonctionnement, ce qui n'est pas envisageable expérimentalement. De plus, la simulation numérique fournit une information complète sur l'écoulement en tous points de l'aspirateur, permettant ainsi une meilleure compréhension des phénomènes à l'origine des pertes de charge, et aide ainsi à l'optimisation du design d'un aspirateur. Les simulations numériques réalisées doivent donc être rapides, quelques heures au maximum, et fiables puisqu'elles doivent permettre de prédire le rendement de la centrale avec une précision au dixième de pour cent.
2. La deuxième étape consiste en la validation par calcul mécanique du bon comportement mécanique de la roue (résistance, déformation, fatigue) par rapport au tracé hydraulique retenu à l'étape précédente.
3. Un modèle réduit de la turbine est ensuite réalisé en homologie par rapport au prototype (machine réelle) sur lequel des essais expérimentaux peuvent être réalisés dans le laboratoire d'essais sur modèle réduit de General Electric.
4. La caractérisation de la turbine à partir de ces essais physiques sur un modèle réduit constitue la dernière étape du processus de design qui permet de valider les tracés retenus pour les différents éléments de la turbine. Pour cela, les mesures de la vitesse de rotation Ω de la roue, du couple mécanique T sur l'arbre, du débit Q traversant la turbine et de la chute nette H_n disponible permettent de calculer le rendement η de la turbine tel que :

$$\eta = \frac{\Omega T}{\rho g Q H_n} \quad (1.28)$$

Ces mesures sont des mesures statiques moyennées sur le temps de mesure ce qui requiert une stabilité du point de fonctionnement considéré. L'incertitude de mesure sur le rendement global de la turbine est de 0.25% pour son meilleur point de fonctionnement et peut atteindre 0.5% pour les autres points de fonctionnement. Cette mesure du rendement doit valider le rendement prévu au cours du processus de conception par simulation numérique. Des pénalités peuvent en effet être imputées à GE en fonction de l'écart entre le rendement effectif de la turbine et celui prévu dans l'offre faite au client. Le cas échéant, le processus de conception peut être recommencé, ce qui peut entraîner des pénalités de retard pour GE. Ceci souligne bien la nécessité pour General Electric de pouvoir prédire le rendement d'une centrale électrique avec une très grande précision.

Une prédiction numérique fiable des performances d'une machine hydraulique exige en particulier de pouvoir prédire de façon correcte l'écoulement dans l'aspirateur de la machine. Cette exigence est particulièrement critique dans les machines de basse chute pour lesquelles l'importance relative de l'aspirateur est grande. Ainsi le tracé hydraulique d'un aspirateur peut nécessiter une cinquantaine de versions du design. Des simulations numériques de l'écoulement sont réalisées pour chaque design afin de déterminer les performances de l'aspirateur. Le tracé hydraulique de l'aspirateur est ensuite optimisé pour limiter les pertes dans l'aspirateur mais doit aussi être un compromis entre compacité (pour limiter les coûts de génie civil), pertes de charge et d'autres critères imposés par le client. Ces calculs d'écoulements sont classiquement réalisés en utilisant une modélisation statistique de la turbulence de type RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes) qui résout le champ moyen de vitesse alors que la partie fluctuante (correspondant à la turbulence) est modélisée. Ce type de modélisation, décrit plus précisément au chapitre 2, permet des temps et coûts de calcul raisonnables et est robuste. Cependant, les calculs dans un aspirateur sont difficiles à mener de par la nature complexe de l'écoulement qui s'y produit (instationnaire, turbulent, rotationnel, divergent), en particulier dans des zones de fonctionnement loin du point optimal de la turbine. Cette complexité de l'écoulement met en défaut la plupart des modèles de turbulence et des approches traditionnelles de simulation RANS.

De plus, avec les contraintes de temps voire de puissance de calcul limités, il n'est pas envisageable dans un processus de conception de réaliser des simulations numériques de machines complètes. Les calculs de roue et d'aspirateur sont donc réalisés séparément au cours du processus de conception. En entrée du calcul RANS d'aspirateur, un profil moyen de vitesse issu d'un calcul numérique RANS de directrice et roue ou de mesures expérimentales est classiquement imposé en supposant une axisymétrie du profil de vitesse en sortie de roue, permettant ainsi de réaliser des simulations stationnaires d'aspirateur. Cette stratégie de simulation, qui sera discutée au chapitre 3, peut contribuer à une estimation médiocre des pertes dans l'aspirateur en ne fournissant pas une information d'entrée suffisamment pertinente. De plus, les profils issus de calcul de roue peuvent parfois montrer des écarts non-expliqués avec les profils expérimentaux et nécessitent d'être corrigés avant d'être utilisés comme condition d'entrée du calcul d'aspirateur. Dans ce cas, le découplage des calculs de roue et d'aspirateur permet de mieux contrôler les profils de vitesses imposés en entrée d'aspirateur et d'éviter l'accumulation d'erreurs dans un calcul. Une attention particulière doit donc être apportée à la description des conditions d'entrée d'aspirateur.

Ainsi, depuis une dizaine d'années, le centre de technologie hydraulique de GE à Grenoble, anciennement le centre de R&D de Alstom Hydro France, travaille à l'amélioration de la prédiction des pertes de charge dans les aspirateurs de turbines hydrauliques. Ceci passe par une amélioration de la prédiction de l'écoulement turbulent dans l'aspirateur et une amélioration de la description des conditions d'entrée du calcul. Ce travail se fait notamment en collaboration avec le laboratoire LEGI et plus particulièrement avec l'équipe MoST.

1.4.2 Bilan des précédentes collaborations GE Renewable Energy - MoST

La collaboration entre le centre de technologie hydraulique de GE à Grenoble, alors centre de R&D de Alstom Hydro France, et l'équipe MoST du LEGI a été initiée en 2006 avec la thèse de C. Duprat [29]. L'aspirateur de turbine Francis étudié par Duprat est un aspirateur coudé comportant une pile qui sépare en deux pertuis la trompette de l'aspirateur pour des raisons de tenue mécanique de l'aspirateur. En particulier, l'objectif était de comprendre l'origine d'une chute de performance de l'aspirateur localisée près du point de meilleur rendement et observée expérimentalement pour certains points de fonctionnement. Il s'agit du phénomène d'« accident » déjà évoqué à la section 1.2.3. Des simulations de type RANS instationnaires peuvent permettre de reproduire cette chute de rendement mais des écarts importants entre calcul et expérience persistent. Ainsi, une approche LES (Large Eddy Simulation) ou SGE (Simulation des Grandes Échelles) en français, a été utilisée afin d'améliorer la prédiction de l'écoulement turbulent dans l'aspirateur, moyennant cependant un coût de calcul plus important que pour une simulation RANS. Avec cette approche, les grandes échelles de la turbulence sont explicitement résolues et seules les petites échelles sont modélisées. Une description directe des instationnarités les plus influentes est ainsi conservée, ce qui peut être une information importante dans certaines configurations d'écoulement. Notons que l'un des points limitant au moment du déroulement de la thèse de Duprat a été la difficulté à réaliser des LES de haute résolution avec OpenFOAM. Pour pallier à ce problème, Duprat a développé une loi de paroi [28] adaptée au calcul d'écoulements en présence de gradient de pression tels que les écoulements en aspirateur. Ceci permet dès lors de réaliser des simulations LES en aspirateur avec un coût de calcul raisonnable. Les simulations LES ont ainsi mis en évidence un décollement localisé dans l'un des deux pertuis de l'aspirateur et obstruant partiellement l'écoulement. La section de passage de l'aspirateur est alors réduite par la présence du décollement ce qui entraîne une accélération de l'écoulement dans l'aspirateur réduisant ainsi sa capacité de récupération et faisant chuter le rendement de la turbine. Cependant, la comparaison des résultats numériques aux résultats expérimentaux obtenus par Tridon [111] sur le même aspirateur a montré des écarts significatifs sur la prédiction du coefficient de récupération dans l'aspirateur. De plus, la configuration accidentée de l'aspirateur était retrouvée pour tous les points de fonctionnement simulés et non localisée près du meilleur point de fonctionnement. La procédure numérique doit donc encore être améliorée.

Cette collaboration s'est poursuivie avec la thèse de Brugière [12] dont l'objectif était d'évaluer et d'améliorer la fiabilité des simulations numériques lors du dimensionnement de centrales hydrauliques. Pour cela, une méthode de quantification des incertitudes est utilisée dans laquelle les incertitudes liées à certains paramètres d'entrée du calcul numérique sont propagées dans la simulation. Ces paramètres incertains sont définis à partir d'une densité de probabilité (valeur moyenne et variance). Les résultats numériques obtenus ne se limitent donc pas à un champ stationnaire déterministe mais se présentent également comme un champ moyen et sa variance, permettant ainsi de définir des barres d'erreur sur les résultats numériques. Si les barres d'in-

certitudes numériques et expérimentales se recoupent, alors on peut estimer que les incertitudes considérées suffisent à expliquer l'écart entre calcul et expérience. L'un des objectifs de la thèse de Brugière était de déterminer si certaines incertitudes liées aux conditions d'entrée du calcul d'aspirateur pouvaient expliquer l'écart entre calcul et expérience dans le cas de simulations RANS et si le recours à une simulation LES plus coûteuse est justifié. En effet, dans le cadre de la thèse de Brugière, la condition d'entrée du calcul d'aspirateur est imposée à partir du profil moyen expérimental de vitesse et en supposant une axisymétrie du profil d'entrée, selon la procédure utilisée classiquement par General Electric. Le profil expérimental d'entrée d'aspirateur n'est cependant que partiellement connue, les régions très proches des parois étant difficiles à mesurer. Brugière [12] a ainsi réalisé des simulations numériques d'un aspirateur de turbine bulbe à la fois avec l'approche RANS et l'approche LES en prenant en compte les incertitudes liées à la description des couches limites et au niveau de turbulence imposés en entrée d'aspirateur. Les profils de vitesses et pertes de charge sont ainsi obtenus avec des barres d'incertitudes. Il a été montré que l'incertitude sur les conditions d'entrée de l'aspirateur avait une forte influence sur la prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur, à la fois avec l'approche RANS et l'approche LES. Cependant, ces incertitudes ne suffisent pas à expliquer l'écart entre calcul et expérience. Cette analyse laisse donc à penser qu'une amélioration de la description de la condition d'entrée est nécessaire pour parvenir à améliorer la prédiction des simulations. En effet, l'hypothèse d'axisymétrie utilisée pour le champ de vitesse en entrée d'aspirateur peut être remise en cause, notamment pour une roue de turbine bulbe comportant 4 à 5 pales où l'écoulement peut être fortement non-axisymétrique entre deux passages successifs de pales.

1.4.3 Objectifs et organisation du mémoire

Les travaux précédents ont donc contribué à l'avancée des connaissances sur la simulation numérique de l'écoulement dans l'aspirateur d'une turbine hydraulique, qui doit cependant encore être améliorée. L'enjeu est d'aboutir à une prédiction fiable de la perte de charge dans l'aspirateur, notamment pour les turbines de basses chutes où une mauvaise prédiction de cette perte peut conduire à une erreur importante sur la prédiction du rendement global de la turbine. L'objectif de la présente thèse est donc double :

1. **Améliorer la prédiction numérique de l'écoulement, et notamment des pertes de charge, dans un aspirateur de turbine bulbe.**

Les précédents travaux laissent à penser que cela passe tout d'abord par une **meilleure description des conditions d'entrée de l'aspirateur**. Nous nous attachons donc à décrire précisément l'écoulement en entrée d'aspirateur pour les calculs réalisés dans ce mémoire, soit en incluant la roue dans le domaine de calcul, soit en imposant en entrée d'aspirateur le champ de vitesse en moyenne de phase en sortie de roue. Des simulations instationnaires de l'aspirateur sont donc nécessaires pour résoudre les instationnarités provenant de la roue. Ainsi, des simulations de type RANS instationnaires et des calculs utilisant l'approche LES sont réalisés et leur fiabilité est évaluée par comparaison des résultats de simulations avec des mesures expérimentales dans l'aspirateur. **L'influence de la modélisation de la turbulence sur la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur** est ainsi étudiée. La méthode de quantification d'incertitude est également utilisée pour évaluer l'influence de paramètres incertains de la simulation sur la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur.

2. Aboutir à une meilleure compréhension des phénomènes à l'origine des pertes de charge dans l'aspirateur.

La perte de charge constitue la grandeur d'intérêt caractérisant la performance d'un aspirateur et qui doit être prédite de manière fiable lors de la conception d'un aspirateur. L'amélioration de la prédiction de la perte de charge passe par une meilleure compréhension des phénomènes hydrodynamiques responsables de ces pertes. Dans la mesure où la simulation numérique donne accès aux champs de l'écoulement dans tout l'aspirateur, une meilleure compréhension de la physique de l'écoulement est possible. Une **analyse détaillée des résultats de simulation numérique** est donc conduite afin d'identifier les phénomènes hydrodynamiques conduisant à une réduction des performances de l'aspirateur. Les résultats de cette analyse peuvent être utiles pour optimiser le design des aspirateurs.

Organisation du mémoire

Le premier chapitre a permis de fixer le contexte de cette thèse et de définir les connaissances sur les machines hydrauliques nécessaires à la compréhension de la suite du manuscrit. Nous y avons tout d'abord rappelé le fonctionnement d'une centrale hydroélectrique avant de préciser le rôle clef joué par l'aspirateur dans la conversion d'énergie. Nous nous sommes ensuite intéressés plus précisément aux caractéristiques du type de turbine étudié dans ce mémoire : la turbine bulbe. Finalement, les objectifs de la présente thèse ont été définis comme suite logique des précédentes collaborations GE Renewable Energy - MoST.

Nous présentons dans le deuxième chapitre les méthodes numériques et les modèles de turbulence utilisés dans la suite de ce mémoire. Nous nous sommes tout d'abord attachés à décrire les caractéristiques, notamment énergétiques, d'un écoulement turbulent tel que celui dans un aspirateur. Les modèles de turbulence disponibles pour représenter un tel écoulement sont ensuite présentés, suivis des méthodes numériques de résolution des équations régissant l'écoulement. Des particularités liées au calcul numérique dans une turbomachine sont finalement exposées.

Un état de l'art de la simulation numérique dans un aspirateur de turbine hydraulique est dressé au troisième chapitre. Celui-ci comprend à la fois une revue de la modélisation de la turbulence dans un aspirateur mais aussi de l'influence des conditions d'entrée d'aspirateur. Le cas particulier des turbines de double réglage est également traité. Nous y explicitons par ailleurs la notion de pertes de charge en identifiant notamment les phénomènes physiques responsables de ces pertes. Les outils d'analyse utilisés dans ce travail sont ensuite présentés. Finalement, la méthodologie mise en œuvre dans cette thèse est précisée au regard des conclusions de l'état de l'art et des outils d'analyse à disposition.

Le quatrième chapitre évalue la capacité d'une modélisation statistique de la turbulence (calcul de type RANS instationnaire) à prédire l'écoulement, et notamment les pertes de charge, pour le point de meilleur rendement de la turbine dans l'aspirateur. L'influence de la description des conditions d'entrée d'aspirateur y est notamment étudiée.

Le cinquième chapitre traite de la mise en place et de la validité d'une méthode de résolution d'échelles, la LES, pour reproduire l'écoulement dans l'aspirateur au point de meilleur rendement de la turbine. Une analyse physique des pertes de charge dans l'aspirateur y est notamment conduite permettant d'identifier les phénomènes hydrodynamiques à l'origine de ces pertes. L'influence de différentes conditions aux limites du calcul numérique est finalement examinée.

Différents points de fonctionnement de la turbine bulbe sont étudiés au sixième chapitre. Ceci permet de valider la méthodologie numérique établie aux chapitres précédents mais également de mieux comprendre les différences de pertes de charge dans l'aspirateur entre plusieurs points de fonctionnement. L'évolution des pertes de charge sur une hélice partielle est tout d'abord analysée et le comportement de l'écoulement dans l'aspirateur pour des points « off-cam » est mis en évidence. Le point de meilleur rendement de la turbine est ensuite comparé à un autre point « on-cam » à plus fort débit.

Le septième chapitre tire les conclusions de ce travail et les recommandations et perspectives pour les futurs travaux.

Chapitre 2

Méthodologie numérique et modélisation de la turbulence

Sommaire

2.1	Écoulements turbulents	50
2.1.1	Équations régissant l'écoulement	50
2.1.2	Mécanismes énergétiques dans un écoulement turbulent	51
2.2	Modélisation de la turbulence	54
2.2.1	De la nécessité d'une modélisation	54
2.2.2	Modélisation statistique des écoulements turbulents	55
2.2.2.1	Équations de Reynolds	55
2.2.2.2	Modélisation de la turbulence	56
2.2.3	Simulation des grandes échelles	59
2.2.3.1	Équations filtrées	60
2.2.3.2	Modélisation des échelles sous-maille	61
2.2.4	Méthodes hybrides RANS - LES	62
2.3	Résolution numérique des équations de conservation	63
2.3.1	Maillages	64
2.3.2	Méthode des volumes finis	65
2.3.3	Schémas numériques et solveurs	65
2.3.3.1	Résolution RANS	65
2.3.3.2	Résolution LES	66
2.3.4	Traitement de la paroi	67
2.3.4.1	Loi de paroi pour le calcul RANS	69
2.3.4.2	Loi de paroi pour le calcul LES	70
2.4	Application aux turbomachines	70
2.4.1	Équations de Navier-Stokes en domaine tournant	70
2.4.2	Interfaces rotor-stator en turbomachines	71
2.5	Conclusions et remarques	71

Le chapitre précédent nous a permis de mettre en évidence l'importance du rôle joué par l'aspirateur dans le fonctionnement d'une centrale hydroélectrique. Les pertes de charge dans cet élément peuvent cependant être importantes, notamment dans le cas des turbines bulbes, et impacter le rendement de la centrale. La simulation numérique de l'écoulement dans l'aspirateur doit permettre d'aboutir à une meilleure compréhension des phénomènes physiques responsables des pertes de charge. Cette prédiction numérique consiste en la résolution d'un système d'équations régissant la physique de l'écoulement dans l'aspirateur. Ces équations, présentées en section 2.1, sont issues de lois de conservation et tiennent compte des phénomènes physiques et des échanges énergétiques dans un écoulement turbulent. Une attention particulière est ensuite accordée en section 2.2 au traitement de la turbulence qui joue un rôle prédominant dans l'aspirateur. Les méthodes numériques de résolution des équations et les codes de calcul utilisés dans ce travail sont ensuite exposés à la section 2.3 avant de préciser quelques particularités du calcul en turbomachines, domaine d'étude de ce travail, en section 2.4. Nous concluons ce chapitre par quelques remarques sur la prédiction numérique des écoulements.

2.1 Écoulements turbulents

2.1.1 Équations régissant l'écoulement

Les écoulements considérés dans le domaine de l'hydraulique sont des écoulements incompressibles de fluide newtonien. Le principe de conservation de la masse pour un tel écoulement conduit à l'équation de continuité qui s'écrit en notation indicelle :

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

où u_i est la composante de vitesse dans la direction x_i . L'équation (2.1) implique que l'écoulement est à divergence de vitesse nulle. L'évolution spatiale et temporelle de tels écoulements est régie par les équations de Navier-Stokes établies à partir du principe de conservation de la quantité de mouvement. Ces équations s'écrivent en notation indicelle :

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

où p est la pression statique, g_i est la composante de la gravité suivant x_i , ρ est la masse volumique du fluide (ici l'eau) et μ est la viscosité dynamique du fluide. Le terme de gauche de l'équation (2.2) comporte la variation temporelle de la vitesse u_i de l'écoulement ainsi que l'advection de cette vitesse par l'écoulement. Le terme d'advection est un terme non-linéaire caractérisant l'inertie de l'écoulement. Dans le terme de droite, on retrouve les forces agissant sur l'écoulement : force de pression, force visqueuse responsable de la diffusion de quantité de mouvement et force de gravité. Ces équations aux dérivées partielles possédant un terme non-linéaire, il n'existe pas de solution analytique sauf dans des cas simples d'écoulements où les équations de Navier-Stokes peuvent être simplifiées. La résolution des équations de Navier-Stokes passe alors par la modélisation de certains termes et la résolution numérique comme cela sera présenté à la section 2.2.

Il existe une compétition entre les effets visqueux et les effets d'inertie qui est caractérisée par le nombre de Reynolds, nombre sans dimension défini par :

$$Re = \frac{T_v}{T_i} = \frac{DU}{\nu} \quad (2.3)$$

avec $T_v = D^2/\nu$ le temps caractéristique des efforts visqueux et $T_i = D/U$ le temps caractéristique des efforts d'inertie, U et D étant respectivement une vitesse et une dimension caractéristique de l'écoulement et ν la viscosité cinématique du fluide. Ainsi lorsque les effets d'inertie sont prépondérants devant les effets visqueux, c'est-à-dire qu'ils ont un temps caractéristique plus faible, $Re \gg 1$. Des perturbations peuvent alors se développer dans l'écoulement sans être amorties par les effets visqueux et des mouvements complexes, tridimensionnels se développent dans l'écoulement. On parle alors de régime turbulent de l'écoulement. Si, au contraire, les effets visqueux sont suffisamment rapides pour amortir les perturbations, $Re \ll 1$, l'écoulement est alors en régime laminaire.

Les équations (2.1) et (2.2) constituent le système d'équations à résoudre afin de pouvoir prédire le comportement d'un écoulement. Dans le cas d'applications hydrauliques industrielles, les dimensions et les vitesses mises en jeu conduisent à de très forts nombres de Reynolds (de l'ordre de 10^6) de sorte que l'écoulement est fortement turbulent et instationnaire. La physique de ces écoulements et notamment les échanges énergétiques qu'ils engendrent sont présentés à la section suivante.

2.1.2 Mécanismes énergétiques dans un écoulement turbulent

La turbulence est un phénomène physique qui a été largement étudié et qui apparaît dans de très nombreuses applications, que ce soit dans les écoulements naturels ou industriels. Malgré cela, il n'existe pas de définition rigoureuse de la turbulence mais ce phénomène physique est plutôt caractérisé par des propriétés établies. Ainsi l'équation de Navier-Stokes est déterministe mais sa solution est très sensible aux perturbations et aux conditions initiales de l'écoulement. Un écoulement turbulent est donc **instationnaire, chaotique et imprévisible**. Ainsi, de part la prédominance des effets inertiels sur les effets visqueux, il s'y forme des mouvements secondaires, créés à partir d'instabilités non amorties de l'écoulement, qui s'ajoutent au mouvement principal. Ces mouvements secondaires prennent la forme de tourbillons et de structures turbulentes de tailles caractéristiques recouvrant une **large gamme d'échelles**. Par conséquent, un écoulement turbulent présente des **propriétés de mélange accrues** par rapport à un écoulement laminaire où les perturbations sont amorties par effet visqueux [64].

La figure 2.1 présente un signal temporel de vitesse en un point d'un écoulement turbulent. La vitesse varie autour d'une valeur moyenne de manière fluctuante. Une vision statistique de la turbulence consiste donc à voir un écoulement turbulent comme la superposition d'un écoulement moyen (solution déterministe) et d'un écoulement fluctuant caractérisé par une forte sensibilité de l'écoulement à des perturbations extérieures [99]. Les champs de vitesses et pression peuvent donc être écrits comme la somme d'un champ moyen et d'une fluctuation. Il s'agit de la décomposition de Reynolds :

$$u_i(\vec{x}, t) = \langle u_i \rangle(\vec{x}, t) + u'_i(\vec{x}, t) \quad (2.4)$$

$$p(\vec{x}, t) = \langle p \rangle(\vec{x}, t) + p'(\vec{x}, t) \quad (2.5)$$

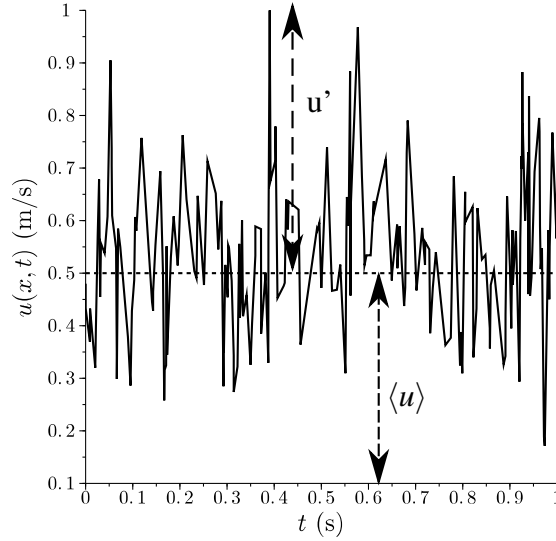


FIGURE 2.1 – Signal temporel de vitesse en un point d'un écoulement turbulent

L'opérateur moyenne $\langle \cdot \rangle$ est une moyenne statistique. Par définition, la moyenne des fluctuations est nulle : $\langle u'_i \rangle(\vec{x}, t) = 0$.

On peut ainsi définir l'énergie cinétique par unité de masse de l'écoulement moyen $K = \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle$. L'équation pour l'énergie cinétique moyenne K est obtenue en appliquant l'opérateur moyenne à l'équation de Navier-Stokes (2.2) et en multipliant l'équation ainsi obtenue par $\langle u_i \rangle$:

$$\underbrace{\frac{\partial K}{\partial t}}_I + \underbrace{\langle u_i \rangle \frac{\partial K}{\partial x_i}}_II = \underbrace{\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle u_i \rangle \langle u'_i u'_j \rangle + \frac{1}{\rho} \langle p \rangle \langle u_i \rangle - 2\nu \langle u_i \rangle \langle S_{ij} \rangle \right)}_{IV} - \underbrace{2\nu \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}_V \quad (2.6)$$

avec $\langle S_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right)$ le tenseur des taux de déformation du champ moyen. Dans le membre de gauche, (I) correspond à la variation temporelle de l'énergie cinétique moyenne et (II) correspond à l'advection d'énergie cinétique moyenne par l'écoulement moyen. Le terme (III) correspond au transfert d'énergie cinétique entre l'écoulement moyen et l'écoulement fluctuant. Ce terme est le plus souvent négatif, il représente ainsi un puits d'énergie cinétique moyenne. La production d'énergie cinétique turbulente est donc définie par $P = -\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle$. Le terme (IV) participe à la diffusion turbulente et moléculaire de l'énergie cinétique moyenne. Enfin, le terme (V) est responsable de la dissipation visqueuse $-D$ d'énergie cinétique moyenne qui est transformée en chaleur, avec $D = 2\nu \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle$.

De même, on peut définir l'énergie cinétique du mouvement turbulent (fluctuant) $k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle$, dont l'équation d'évolution s'écrit :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_I + \underbrace{\langle u_i \rangle \frac{\partial k}{\partial x_i}}_II = \underbrace{-\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{III} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\langle u'_j \frac{u'_i u'_i}{2} \rangle + \frac{1}{\rho} \langle p' u'_i \rangle - 2\nu \langle u'_i s'_{ij} \rangle \right)}_{IV} - \underbrace{2\nu \langle s'_{ij} s'_{ij} \rangle}_V \quad (2.7)$$

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. On retrouve

dans le membre de gauche la variation temporelle de l'énergie cinétique turbulente (I) ainsi que l'advection de l'énergie cinétique turbulente par l'écoulement moyen (II). La production d'énergie cinétique turbulente P dans le terme (III) est ici un terme source. Le terme (IV) est la diffusion turbulente et moléculaire de l'énergie cinétique turbulente. Le terme (V) est égal à $-\varepsilon$ où $\varepsilon = 2\nu\langle s'_{ij}s'_{ij} \rangle$ est la dissipation visqueuse d'énergie cinétique turbulente qui est transformée en chaleur.

Les équations (2.6) et (2.7) sont très similaires et font apparaître un échange d'énergie entre l'écoulement moyen et l'écoulement turbulent ainsi qu'une dissipation visqueuse de l'énergie cinétique moyenne et turbulente. Ces échanges énergétiques sont représentés schématiquement sur la figure 2.2. Les échanges d'énergie sont caractérisés par une **cascade d'énergie** aux différentes échelles du mouvement, idée introduite par Richardson en 1922, puis complétée par Kolmogorov en 1941 [100], pour un écoulement turbulent pleinement développé à très grand nombre de Reynolds. La production turbulente P , identifiée dans les équations (2.6) et (2.7), permet de générer de l'énergie cinétique turbulente à partir du mouvement moyen. L'énergie cinétique est ainsi contenue dans les grandes échelles du mouvement, grandes structures turbulentes et grands tourbillons, qui ne sentent pas l'effet de la viscosité du fluide. Ces grandes échelles sont caractérisées par la longueur l_I , appelée échelle intégrale, qui est proche de l'échelle caractéristique de l'écoulement moyen L . Cette énergie est ensuite transmise aux échelles de plus en plus petites de l'écoulement à travers une gamme d'échelles dites inertielles. Les plus petites échelles de la turbulence sont caractérisées par la longueur de Kolmogorov l_K . Elles sont influencées par la viscosité moléculaire et sont donc responsables de la dissipation visqueuse ε d'énergie cinétique turbulente en chaleur qui est plus efficace que la dissipation visqueuse D induite par l'écoulement moyen.

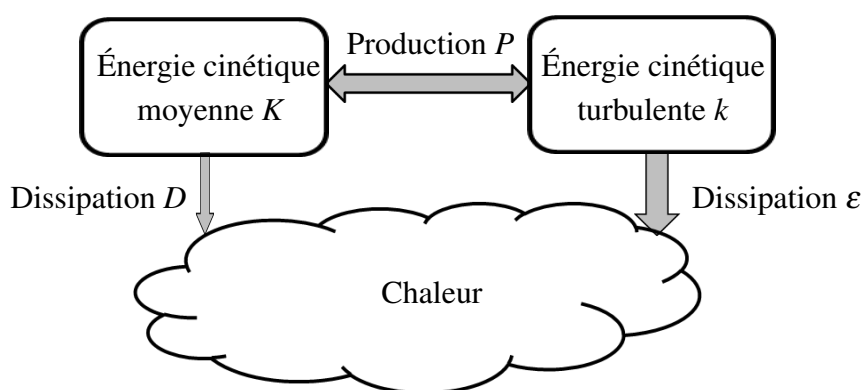


FIGURE 2.2 – Échanges énergétiques dans un écoulement turbulent

Cette cascade d'énergie est classiquement représentée par le spectre de Kolmogorov sur la figure 2.3 dans une vision spectrale de la turbulence. On définit $E(\kappa)$, la densité spectrale d'énergie cinétique turbulente, avec κ le nombre d'onde associé à une taille caractéristique l par $\kappa = 2\pi/l$. Le transfert d'énergie des grandes échelles vers les échelles de Kolmogorov se fait dans une zone inertielle selon une loi en $\kappa^{-5/3}$. Les plus petites échelles responsables de la dissipation visqueuse, $l < l_K$ ($\kappa > \kappa_K$), sont supposées isotropes et à dynamique universelle à très grand nombre de Reynolds (contrairement aux grandes échelles qui sont affectées par les conditions aux limites du domaine).

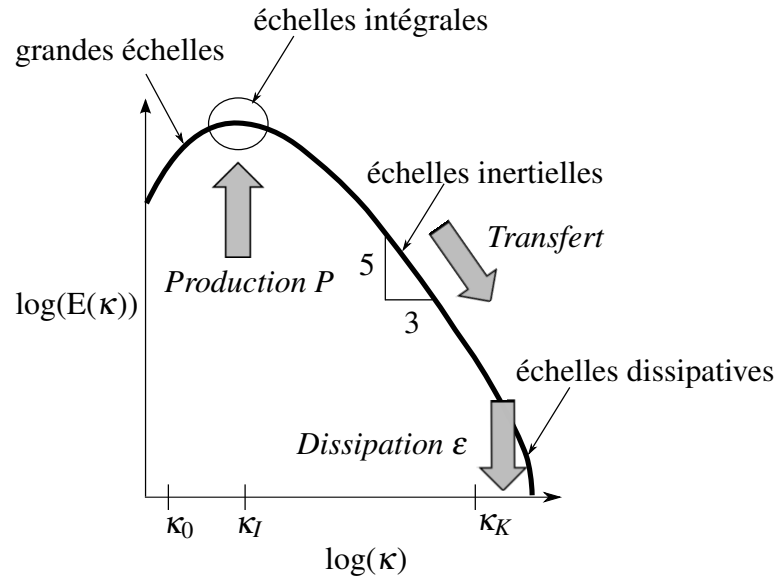


FIGURE 2.3 – Schéma de la cascade d'énergie à haut nombre de Reynolds

Un écoulement turbulent fait donc intervenir un grand nombre d'échelles spatiales, de l'échelle caractéristique de l'écoulement à l'échelle de Kolmogorov. La prédiction numérique d'un écoulement turbulent consiste en la résolution des équations de Navier-Stokes régissant l'écoulement et les échanges énergétiques entre les échelles du mouvement. De part la nature complexe de ce type d'écoulement, une modélisation de la turbulence est en général nécessaire et fait l'objet de la section suivante.

2.2 Modélisation de la turbulence

2.2.1 De la nécessité d'une modélisation

Comme nous l'avons souligné à la section 2.1, le système d'équations représentant la physique d'un écoulement turbulent est non-linéaire de sorte qu'il n'existe pas de solution analytique. Une solution approchée des équations de Navier-Stokes peut être obtenue par résolution numérique. Ceci consiste en une discrétisation spatiale et temporelle des équations de Navier-Stokes sur un maillage (une grille) puis en la résolution numérique de ces équations discrétisées. Cette procédure est communément appelée Computational Fluid Dynamics (CFD).

La résolution numérique complète de ces équations discrétisées est appelée Simulation Numérique Directe (SND ou DNS pour Direct Numerical Simulation). Afin qu'une simulation soit considérée comme une SND, les schémas de discrétisation et de résolution de l'équation de Navier-Stokes doivent être d'ordres élevés pour limiter les erreurs numériques. De plus, les pas de temps et d'espace doivent être suffisamment faibles pour pouvoir résoudre toutes les échelles de la turbulence [64]. Cela signifie que la taille de grille sur laquelle sont discrétisées les équations doit être de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov l_K pour pouvoir résoudre les plus petites échelles. On peut montrer que le rapport des échelles inertielles aux échelles de Kolmogorov est proportionnel à $Re^{3/4}$ (où le nombre de Reynolds est calculé avec l'échelle inertielle) [104]. Le

nombre de points de résolution de la grille est donc de l'ordre de $Re^{9/4}$ pour une simulation d'un écoulement dans les trois dimensions de l'espace. Pour un nombre de Reynolds de l'ordre de 10^6 , la grille devrait donc comporter de l'ordre de 10^{13} points, ce qui implique des capacités de calcul et de stockage importantes. De plus, le pas de temps doit également être au moins aussi faible que le temps caractéristique des plus petites échelles. Le ratio des temps caractéristiques étant proportionnel à $Re^{1/2}$ [104], le coût de calcul final d'une SND est donc de l'ordre de Re^3 . La SND est donc abordable uniquement pour des écoulements en géométries simples et pour des nombres de Reynolds modérés.

Pour des écoulements en géométries complexes à haut nombre de Reynolds, il est nécessaire d'établir un modèle permettant de s'affranchir de la résolution de toutes ou d'une partie des échelles de la turbulence. Il existe différents niveaux de modélisation correspondant chacun à un compromis entre coût de calcul et niveau de précision de la physique résolue. On peut classer ces approches en deux catégories qui sont présentées dans ce chapitre : la **modélisation statistique de la turbulence** et la **simulation des grandes échelles**. Ces approches se distinguent par la part de modélisation des échelles turbulentes de l'écoulement. Ainsi la modélisation statistique propose de ne résoudre que l'écoulement moyen et de modéliser toutes les échelles turbulentes alors que la simulation des grandes échelles permet de résoudre une partie des échelles turbulentes.

2.2.2 Modélisation statistique des écoulements turbulents

La modélisation statistique ou RANS, pour Reynolds Averaged Navier-Stokes, consiste en la résolution de l'écoulement moyen et l'utilisation d'un modèle pour prendre en compte les effets de l'écoulement turbulent sur l'écoulement moyen. Il s'agit de l'outil le plus fréquemment utilisé en ingénierie grâce à son bon compromis entre coût de calcul et précision du résultat [13].

2.2.2.1 Équations de Reynolds

La modélisation RANS est basée sur la décomposition de Reynolds, présentée à la section 2.1.2, qui décompose chaque champ de l'écoulement en un champ moyen et un champ turbulent. L'application de l'opérateur moyenne statistique $\langle \cdot \rangle$ aux équations de Navier-Stokes conduit aux équations de Reynolds :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) - \rho \langle u'_i u'_j \rangle \right] + g_i \quad (2.9)$$

La méthode RANS consiste en la résolution de ces équations moyennées afin d'obtenir les champs moyens de vitesse $\langle \vec{u} \rangle(\vec{x}, t)$ et de pression statique $\langle p \rangle(\vec{x}, t)$. Si l'écoulement est supposé statistiquement stationnaire, la moyenne statistique peut être remplacée par la moyenne temporelle et les grandeurs résolues sont indépendantes du temps : $\langle \vec{u} \rangle(\vec{x})$ et $\langle p \rangle(\vec{x})$. Ceci permet de diminuer encore le coût de calcul.

Il est également possible de résoudre les termes instationnaires de l'équation de Reynolds, il s'agit de l'approche URANS pour Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes. L'approche

URANS est adaptée aux situations de séparation d'échelles, c'est-à-dire lorsque les variations temporelles macroscopiques de l'écoulement sont de fréquences bien plus faibles que celle des fluctuations turbulentes [75]. Si un phénomène périodique est présent dans l'écoulement, la moyenne statistique de la méthode RANS est substituée par une moyenne de phase de fréquence égale à celle du mouvement périodique. Si une moyenne temporelle est utilisée, la fréquence de moyennage doit être choisie plus faible que celle des mouvements turbulents mais plus grande que celle des instationnarités macroscopiques afin de pouvoir les résoudre. Cependant, lorsque la fréquence de moyennage utilisée est assez importante, des fluctuations turbulentes peuvent être résolues, ce qui n'est pas dans la philosophie de l'approche RANS où tout le spectre turbulent doit être modélisé. L'interprétation des résultats est dans ce cas difficile [104]. L'approche URANS est donc plutôt adaptée pour la résolution des écoulements présentant des instationnarités périodiques. Cette approche donne accès à plus d'informations sur l'écoulement que la méthode RANS mais ne permet pas une description fine de la physique de l'écoulement.

2.2.2.2 Modélisation de la turbulence

L'équation (2.9) fait apparaître le terme $R_{ij} = -\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ (6 inconnues), issu du terme non-linéaire d'advection de l'équation de Navier-Stokes, qui introduit un problème de fermeture des équations puisque nous avons maintenant 10 inconnues pour 4 équations. Ce terme, qui s'ajoute au tenseur des contraintes visqueuses, peut être interprété comme un tenseur des contraintes supplémentaire induit par la turbulence. Il est donc appelé « contrainte de Reynolds » et représente l'influence du champ turbulent sur l'écoulement moyen. La contrainte de Reynolds intervient notamment dans la production d'énergie cinétique turbulente $P = -\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle$, identifiée dans les bilans d'énergie (2.6) et (2.7). Une analogie peut être conduite entre les tenseurs des contraintes visqueuses et de Reynolds : la contrainte de Reynolds permet de dissiper l'énergie cinétique moyenne par production d'énergie cinétique turbulente tandis que la contrainte visqueuse dissipe l'énergie cinétique par viscosité moléculaire. C'est le principe de l'hypothèse de Boussinesq qui propose d'exprimer la contrainte de Reynolds en fonction d'une viscosité turbulente ν_t , par analogie à l'expression de la contrainte visqueuse pour un fluide Newtonien :

$$-\langle u'_i u'_j \rangle = 2\nu_t \langle S_{ij} \rangle - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \quad (2.10)$$

où δ_{ij} est le symbole de Kronecker et k est l'énergie cinétique turbulente définie à la section 2.1.2. La production d'énergie cinétique turbulente s'écrit alors $P = 2\nu_t \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle$. Contrairement à la viscosité moléculaire, la viscosité turbulente n'est pas une propriété du fluide mais de l'écoulement, qui peut varier en temps et en espace : $\nu_t(\vec{x}, t)$. Cette modélisation permet de résoudre les équations de Reynolds en remplaçant la détermination des 6 composantes du tenseur de Reynolds par la détermination de la viscosité turbulente ν_t . L'équation de Reynolds s'écrit alors :

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p^* \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \right] + g_i \quad (2.11)$$

avec $\langle p^* \rangle = \langle p \rangle + \frac{2}{3}\rho k$ la pression modifiée.

Une analyse dimensionnelle permet de montrer que la viscosité turbulente ν_t est proportionnelle au produit d'une longueur et d'une vitesse caractéristique. On obtient ainsi l'hypothèse de longueur de mélange :

$$\nu_t(\vec{x}, t) \propto l_m u_t \quad (2.12)$$

où l_m est la longueur de mélange, autrement dit l'échelle caractéristique des structures turbulentes, et u_t est la vitesse typique d'agitation turbulente. Les modèles basés sur ce concept de viscosité turbulente se distinguent alors par le nombre d'équations nécessaires pour déterminer cette viscosité turbulente ν_t . Ces modèles sont présentés ici de manière succincte. Le lecteur est renvoyé au livre de Pope [99] pour une revue des différents modèles et à l'article de Bradshaw [11] qui donne une hiérarchie des modèles de turbulence RANS.

Ainsi les modèles à zéro-équation sont les modèles dits algébriques car basés sur une équation algébrique pour ν_t . On peut citer le modèle de longueur de mélange qui est notamment utilisé pour l'étude des couches limites et des écoulements cisailés quasi-parallèles. La viscosité turbulente est alors calculée par :

$$\nu_t = l_m^2 \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \quad (2.13)$$

où y est la direction normale à la paroi. l_m est la longueur de mélange qui doit être spécifiée à partir des grandeurs caractéristiques de l'écoulement, ce qui constitue le principal inconvénient de ce modèle pour des géométries complexes. Les modèles à une équation proposent de résoudre une équation de transport pour obtenir ν_t . Le plus connu est le modèle de Spalart-Allmaras qui a été développé pour des applications dans le domaine de l'aérodynamique et fonctionne bien pour la résolution d'écoulements externes. Ce modèle est moins utilisé pour des applications en turbomachines où des modèles à deux équations sont privilégiés.

Les modèles à deux équations proposent de résoudre une équation de transport pour chaque quantité composant la viscosité turbulente : échelle de longueur et de vitesse. La vitesse u_t est construite à partir de l'énergie cinétique turbulente telle que : $u_t \propto \sqrt{k}$. L'équation de transport pour k (équation (2.7)) doit donc être résolue en considérant l'hypothèse de Boussinesq (équation (2.10)). Le modèle de turbulence dépend alors de la modélisation de la longueur de mélange l_m et la deuxième variable du modèle est de la forme $k^m l_m^n$. Les modèles les plus couramment utilisés sont les modèles $k - \varepsilon$ et $k - \omega$.

Modèle $k - \varepsilon$

Le modèle $k - \varepsilon$ a été proposé par Jones et Launder [50] en 1972. Dans ce modèle, la longueur de mélange est évaluée à partir de l'échelle intégrale, introduite à la section 2.1.2, qui peut s'exprimer en fonction de la vitesse caractéristique u_t et de la dissipation turbulente ε :

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

En utilisant l'hypothèse de longueur de mélange (2.12) avec $u_t \propto \sqrt{k}$, la viscosité turbulente s'exprime telle que :

$$\nu_t(\vec{x}, t) = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.15)$$

où C_μ est une constante du modèle à déterminer. Le modèle $k - \varepsilon$ est donc basé sur une équation de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et une autre pour la dissipation turbulente ε . Ce modèle possède une très large gamme d'applications grâce à ses bonnes performances, sa robustesse et sa facilité d'implémentation. Il est notamment l'un des plus utilisés pour l'étude d'écoulements dans des configurations industrielles [13]. Cependant, l'une des principales limites de ce modèle est son manque de sensibilité aux gradients de pression adverse. La contrainte

de cisaillement prédite en proche paroi peut être trop élevée conduisant à un retardement voire une suppression du décollement de couche limite. De plus, la résolution des équations dans la sous-couche visqueuse est délicate et nécessite l'ajout de fonctions d'amortissement et de termes supplémentaires dans l'équation de ε qui peuvent altérer la robustesse du modèle [74].

Modèle $k - \omega$

Plutôt que de résoudre une équation de transport pour ε , Wilcox [118] propose de résoudre une équation de transport pour une fréquence caractéristique de la turbulence ω telle que $\omega \propto \varepsilon/k$. La viscosité turbulente s'exprime alors :

$$v_t(\vec{x}, t) = \frac{k}{\omega} \quad (2.16)$$

Ce modèle donne de meilleurs résultats en proche paroi, notamment en présence de gradients de pression adverse. De plus, la formulation de ce modèle en proche paroi est plus simple que celle du modèle $k - \varepsilon$. Par contre, ce modèle présente une forte dépendance à la valeur de ω imposée aux frontières du domaine de calcul. Une légère modification des conditions aux limites pour ω peut conduire à une modification notable des résultats de simulation [74].

Modèle $k - \omega$ SST

Avec le modèle $k - \omega$ SST, Menter [74] propose d'allier la robustesse et la formulation simple et précise du modèle $k - \omega$ de Wilcox en proche paroi avec l'indépendance aux conditions aux limites du modèle $k - \varepsilon$ de Jones et Launder dans les zones extérieures aux couches limites. Pour cela, les équations du modèle $k - \varepsilon$ sont réécrites selon une formulation en $k - \omega$ en considérant $\varepsilon \propto \omega k$. Ceci a pour conséquence l'ajout d'un terme de diffusion croisée et une modification des constantes du modèle original. La combinaison des deux modèles de turbulence se fait grâce à une fonction de mélange F_1 dépendante de la distance à la paroi du domaine telle que $F_1 = 1$ en proche paroi et $F_1 = 0$ loin des parois. Pour obtenir le système d'équation du modèle $k - \omega$ SST, le système d'équations de modèle $k - \omega$ de Wilcox est alors multiplié par F_1 tandis que le système d'équation du modèle $k - \varepsilon$ de Jones et Launder est multiplié par $(1-F_1)$ et les deux systèmes sont additionnés.

Menter propose également d'améliorer la prédiction des points de séparation en prenant en compte le transport de la contrainte de cisaillement turbulente (contrainte de Reynolds), d'où le nom SST pour « Shear Stress Transport ». Les modèles de turbulence à deux équations sont basés sur une hypothèse d'équilibre entre production P et dissipation turbulente ε . Cependant, en présence d'un gradient adverse de pression, la production turbulente peut devenir bien supérieure à la dissipation turbulente, conduisant alors à une surestimation du tenseur de Reynolds et de la viscosité turbulente [74]. L'hypothèse de Bradshaw suppose que la contrainte de Reynolds est proportionnelle à l'énergie cinétique turbulente dans une couche limite, ce qui se traduit en terme de viscosité turbulente par :

$$v_t = \frac{a_1 k}{S} \quad (2.17)$$

où a_1 est une constante et $S = \sqrt{2\langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}$. Menter propose donc de limiter la viscosité turbulente v_t de la manière suivante :

$$v_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, F_2 S)} \quad (2.18)$$

La fonction F_2 est une deuxième fonction de mélange introduite afin de conditionner la limitation de la viscosité turbulente aux zones de couches limites, elle vaut donc 1 dans la couche limite et 0 en dehors (où l'on retrouve donc bien l'expression de ν_t du modèle de Wilcox). Dans les couches limites où la production devient largement supérieure à la dissipation, ce qui se traduit par $S > a_1 \omega$, on retrouve la formulation de Bradshaw.

Les modèles de turbulence basés sur l'hypothèse de viscosité turbulente modélisent donc le tenseur de Reynolds par un effet visqueux dissipatif en supposant une isotropie du tenseur des contraintes de Reynolds. Ils peuvent donc faillir à la prédiction des écoulements fortement anisotropes, tels que les écoulements en présence de forces extérieures ou les écoulements rotationnels. En particulier, l'influence de la rotation et de la courbure des lignes de courant sur la production turbulente P n'est pas prise en compte [108, 106]. Des corrections des modèles à deux équations ont cependant été développées pour pallier ce problème. Menter [106] a notamment proposé une correction du modèle $k - \omega$ SST qui consiste à multiplier le terme de production turbulente dans les équations de k et ω par un limiteur permettant d'éviter la surproduction de viscosité turbulente dans les zones fortement rotationnelles. Il faut noter qu'il est également possible d'établir des équations de transport d'ordres plus élevés pour le tenseur de Reynolds et de fermer les équations par une modélisation au niveau de ces moments d'ordres plus élevés. Il s'agit des modèles RSM, pour Reynolds Stress Model, qui permettent de prendre en compte l'anisotropie du tenseur de Reynolds puisque les différentes composantes du tenseur de Reynolds sont résolues [46]. Les effets de rotation et courbure des lignes de courant sur la production turbulente sont alors explicitement pris en compte [108, 98]. Cependant, ces modèles de turbulence sont complexes dans leur mise en œuvre et sont plus rarement utilisés pour des géométries industrielles en raison de problèmes de robustesse et de coût élevé de calcul.

Les modèles de turbulence RANS permettent de résoudre les équations de Reynolds pour les grandeurs moyennes de l'écoulement et permettent donc de déterminer des quantités globales, telles que les performances d'une machine hydraulique. Cependant, ils possèdent des constantes ajustables qui sont généralement calibrées sur des écoulements en géométries simples, pour lesquels il existe une solution analytique ou des mesures expérimentales très documentées. Ces modèles ne sont donc pas universels et doivent être validés, voir calibrés, pour chaque application [97]. Malgré tout, ils ont prouvé leur efficacité sur un grand nombre de cas de calculs et grâce à leur robustesse et leur coût de calcul relativement faible, les méthodes RANS sont largement utilisées dans le milieu industriel notamment dans les processus de design [13]. Le modèle $k - \omega$ SST est celui utilisé pour les simulations RANS et URANS dans ce mémoire car, parmi les modèles de turbulence à deux équations, il est le plus adapté pour prédire des écoulements en présence de forts gradients de pression adverse, comme c'est le cas dans les aspirateurs de turbines hydrauliques.

2.2.3 Simulation des grandes échelles

La modélisation statistique RANS de la turbulence permet dès lors d'avoir accès aux champs moyens de vitesses et de pression. Cependant, la totalité des échelles turbulentes y est modélisée. Si la dynamique des petites échelles de la turbulence peut effectivement être considérée comme universelle, les grandes échelles de la turbulence sont sensibles aux conditions aux limites du domaine et à la dynamique de l'écoulement moyen. Il est donc difficile de pouvoir représenter

ces grandes échelles par un seul modèle applicable à tous les cas d'écoulements turbulents [97]. D'autre part, la prédiction correcte des performances d'un écoulement peut nécessiter la prise en compte des instationnarités liées à la turbulence, notamment dans le cas d'écoulements très fortement turbulents et certaines applications comme celles faisant intervenir du mélange turbulent ou du bruit en aérodynamique. Ces instationnarités peuvent être résolues par une méthode URANS dans des cas de séparation d'échelles, condition non satisfaite dans les écoulements fortement turbulents qui présentent une gamme continue d'échelles [100]. De plus, lorsque les échelles turbulentes sont du même ordre de grandeur que les échelles résolues en URANS, la surestimation de viscosité turbulente des modèles peut amortir ces instationnarités, les modèles de viscosité turbulente étant alors trop dissipatifs [77]. Enfin, si l'objectif est d'aboutir à une compréhension fine de la physique de l'écoulement considéré, l'accès au champ moyen de l'écoulement uniquement est insuffisant. Une SND étant inenvisageable pour des configurations d'écoulements industriels à grands nombres de Reynolds, une solution intermédiaire entre une simulation RANS et une SND est la Simulation des Grandes Échelles, SGE, ou LES pour Large Eddy Simulation en anglais¹. Cette approche est basée sur le principe de la cascade d'énergie présentée à la section 2.1.2 et la figure 2.3. Ainsi les grandes échelles énergétiques de la turbulence y sont explicitement résolues tandis que les petites échelles dissipatives (échelles de Kolmogorov) sont modélisées.

2.2.3.1 Équations filtrées

La séparation entre les échelles résolues et modélisées en LES est réalisée grâce à une opération de filtrage des équations de Navier-Stokes. Soit G_Δ un filtre passe bas de taille Δ , la vitesse filtrée dans le domaine fluide \mathcal{D} considéré est définie par :

$$\bar{u}_i(\vec{x}, t) = \iiint_{\mathcal{D}} u_i(\vec{y}, t) G_\Delta(\vec{x} - \vec{y}) d\vec{y} = u_i(\vec{x}, t) * G_\Delta \quad (2.19)$$

où $*$ représente un produit de convolution. $\bar{u}_i(\vec{x}, t)$ correspond alors au champ de vitesse des structures d'échelles caractéristiques supérieures à la taille de filtre Δ qui sont explicitement résolues en LES. Le champ de vitesse de l'écoulement s'écrit alors :

$$u_i(\vec{x}, t) = \bar{u}_i(\vec{x}, t) + u'_i(\vec{x}, t) \quad (2.20)$$

où $u'_i(\vec{x}, t)$ correspond à la variation de vitesse dues aux échelles de tailles inférieures à la taille de filtre et qui sont modélisées. Cette décomposition est semblable à la décomposition de Reynolds définie par l'équation (2.4) mais à la différence notable que la fluctuation filtrée n'est pas nécessairement nulle : $\bar{u}'_i(\vec{x}, t) \neq 0$ (contrairement à la moyenne statistique des fluctuations).

La taille de filtre Δ définit la taille minimale des échelles résolues, elle est appelée échelle de coupure. On définit ainsi le nombre d'onde de coupure κ_c (« cut-off wave-number » en anglais) par $\kappa_c = \frac{\pi}{\Delta}$ qui représente le nombre d'onde au delà duquel les échelles sont modélisées dans la cascade de Kolmogorov. Le plus souvent le filtrage utilisé est implicite, ce qui signifie que l'échelle de coupure est proportionnelle à la taille de maille utilisée pour la discrétisation numérique du domaine de calcul [39] (voir figure 2.4). Les échelles non résolues sont alors appelées échelles sous-maille. Il faut noter que l'opération de filtrage est spatiale mais implique un filtrage temporel implicite car une échelle de temps caractéristique est associée à chaque échelle de longueur caractéristique [104].

1. L'acronyme LES, plus couramment utilisé, sera privilégié dans ce mémoire

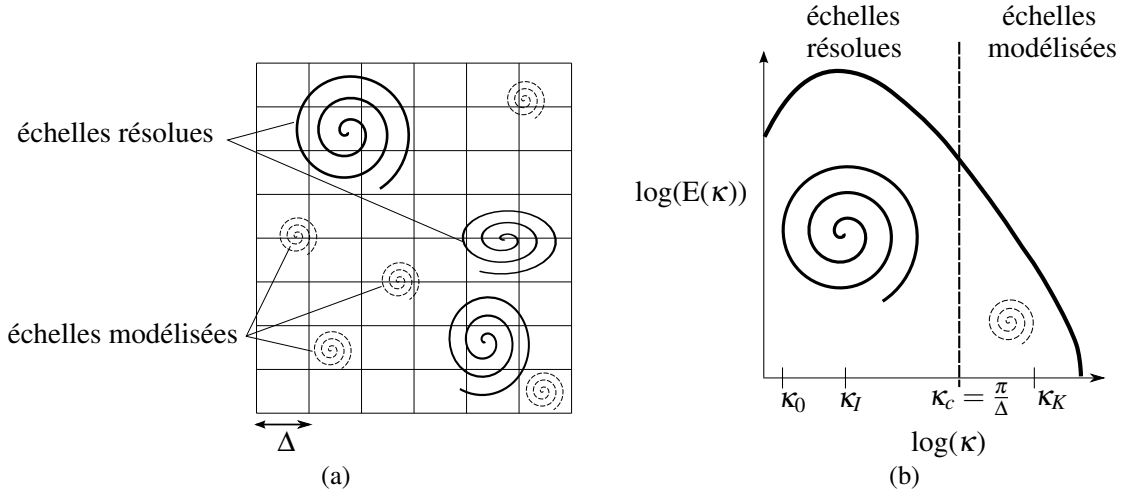


FIGURE 2.4 – Représentation spatiale (a) et spectrale (b) de l'opération de filtrage en LES (image adaptée de [104])

Le filtre utilisé doit être compact (doit avoir une fin) et normalisé :

$$\iiint_{\mathcal{D}} G_{\Delta}(\vec{x}) d\vec{x} = 1 \quad (2.21)$$

Ce filtre est commutatif avec les dérivées spatiales et temporelles [39, 97]. Une liste des principaux filtres utilisés et leurs caractéristiques peut être trouvée dans [100] et [104]. L'application de ce filtre aux équations de Navier-Stokes conduit aux équations filtrées qui sont résolues dans le cadre d'une simulation des grandes échelles :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + g_i \quad (2.23)$$

Le filtrage du terme non linéaire d'advection fait apparaître le terme $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$. De manière analogue au tenseur de Reynolds, τ_{ij} est le tenseur sous-maille qui représente l'influence des échelles sous-maille (non-résolues) sur les grandes échelles résolues de l'écoulement et qui doit être modélisé.

2.2.3.2 Modélisation des échelles sous-maille

Pour définir un modèle sous-maille, on peut s'intéresser soit à la structure des échelles sous-maille, il s'agit de la modélisation structurelle, soit à la nature de l'interaction inter-échelles, interaction entre les échelles résolues (filtrées) et les échelles sous-maille, en considérant uniquement son effet, ce qui constitue la modélisation fonctionnelle [103, 104]. C'est cette dernière qui est utilisée dans cette thèse. La modélisation fonctionnelle s'intéresse aux échanges énergétiques entre les échelles, basés sur le concept de la cascade d'énergie de Kolmogorov (figure 2.3), qui suffit à décrire l'action des échelles sous-maille : transfert d'énergie des échelles résolues vers les échelles sous-maille dissipatives et transfert inverse, plus faible et donc rarement pris en compte dans les modèles [97]. L'échelle de coupure imposée par le filtre doit donc se situer dans la

gamme des échelles inertielles, de sorte qu'on puisse considérer les échelles sous-maille comme isotropes et à dynamique universelle. Il est possible de montrer que pour un écoulement turbulent pleinement développé, une LES est valide si au moins 80% de l'énergie cinétique turbulente est explicitement résolue [100]. Un modèle sous-maille universel peut alors être défini, indépendamment de la configuration de l'écoulement. De plus, l'hypothèse de Kolmogorov d'isotropie des petites échelles turbulentes justifie l'utilisation d'un modèle basé sur l'isotropie du tenseur sous-maille τ_{ij} et donc réduit le nombre de paramètres du modèle.

Le rôle principal du modèle sous-maille est donc de fournir la bonne dissipation d'énergie cinétique turbulente. Sur le même principe que les modèles RANS de viscosité turbulente, le transfert d'énergie entre les échelles résolues et les échelles sous-maille peut être modélisé par une dissipation visqueuse selon l'hypothèse de Boussinesq qui modélise le tenseur sous-maille par une viscosité Sous-Maille (SM) $\nu_{SM}(\vec{x}, t)$, variable du temps et de l'espace :

$$\tau_{ij} = -2\nu_{SM}(\vec{x}, t)\bar{S}_{ij} + \frac{1}{3}\tau_{ll}\delta_{ij} \quad (2.24)$$

L'équation filtrée (2.23) s'écrit alors :

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_{SM}) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] + g_i \quad (2.25)$$

où $\bar{p}^* = \bar{p} + \frac{1}{3}\tau_{ll}$ est la pression modifiée. La viscosité sous-maille est exprimée grâce à l'hypothèse de longueur de mélange où la longueur caractéristique est prise égale à la taille de filtre Δ :

$$\nu_{SM} \propto \Delta u^* \quad (2.26)$$

Les modèles sous-maille se distinguent dès lors par la façon de déterminer la vitesse caractéristique u^* .

Dans ce travail, le modèle de Smagorinsky dynamique, qui est le modèle le plus courant et qui sert de base pour d'autres modèles plus avancés, est utilisé [99, 65, 104]. Dans ce modèle, la viscosité sous-maille s'exprime :

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

où $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ et C_s est une constante du modèle de Smagorinsky à déterminer. On obtient l'expression suivante pour le tenseur des contraintes sous-maille :

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{ll}\delta_{ij} = -2C_s \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (2.28)$$

Une procédure d'adaptation dynamique de C_s a été proposée par Germano et al [40] afin d'adapter la dissipation induite par le modèle aux différentes zones de l'écoulement. Il s'agit du modèle de Smagorinsky dynamique qui permet d'annuler la contrainte sous-maille sur une paroi solide et donne un bon comportement du modèle en proche paroi [65].

2.2.4 Méthodes hybrides RANS - LES

La résolution des grandes échelles porteuses d'énergie dans un écoulement turbulent par LES permet d'avoir accès à une description fine de la turbulence et de reproduire la complexité de la

topologie des écoulements turbulents. Ainsi, la LES permet une meilleure compréhension de la physique des écoulements qu'une résolution RANS, moyennant cependant un coût de calcul plus important. Des méthodes hybrides alliant les avantages des méthodes RANS et LES ont donc été proposées. Ainsi la LES y est utilisée pour résoudre l'écoulement dans certaines régions du domaine de calcul, où une description fine des phénomènes physiques est souhaitée, tandis que le reste de l'écoulement est résolu par une méthode RANS afin de limiter le coût de calcul.

Le développement de méthodes hybrides RANS-LES est rendu possible grâce à la forte similitude entre les deux méthodes. En effet, le formalisme des équations RANS et LES est le même, seul l'outil mathématique de séparation des grandeurs résolues et modélisées diffère : la LES est basée sur un filtrage spatial des échelles alors que l'approche RANS est basée sur une moyenne statistique. De plus, les modèles RANS de viscosité turbulente et les modèles fonctionnels pour la LES sont tous deux basés sur l'hypothèse de Boussinesq qui modélise les échelles non résolues par un effet dissipatif d'énergie à l'aide d'une viscosité turbulente en RANS ou sous-maille en LES. Cependant, la viscosité turbulente des modèles RANS modélise le transfert de l'énergie moyenne vers l'énergie turbulente alors qu'en LES, la viscosité sous-maille modélise le transfert de l'énergie contenue dans les grandes échelles énergétiques de la turbulence vers les plus petites échelles non résolues. La part d'énergie transférée est donc plus faible en LES ce qui entraîne une différence importante d'ordre de grandeur entre la viscosité turbulente et la viscosité sous-maille. De plus, l'échelle de coupure en LES étant basée sur la taille de maille, la part de modélisation diminue avec la taille de maille. Ainsi une LES tend vers une DNS avec la diminution de la taille de maille alors qu'une résolution RANS possède une erreur finie de modélisation.

De nombreuses méthodes hybrides ont été développées dont une revue peut être trouvée dans [75] et des exemples d'applications dans [94]. Les méthodes les plus courantes sont la DES, pour Detached Eddy Simulation [107, 78], et le SAS, pour Scale Adaptive Simulation [77, 31, 30, 76]. Ces deux méthodes sont basées sur un principe commun qui est la diminution de la viscosité turbulente du modèle RANS dans certaines zones de l'écoulement afin de permettre la résolution d'échelles turbulentes, dans un fonctionnement similaire à la LES. Ceci est rendu possible par une modification des termes sources dans les équations de transport des modèles de turbulence RANS. Cependant, l'une des difficultés réside dans le traitement de l'interface entre les zones résolues en RANS et en LES [24].

La figure 2.5 présente un schéma récapitulatif des caractéristiques en terme de coût de calcul et de précision des modèles de turbulence présentés dans cette section. Le choix d'une méthode de résolution et d'un modèle de turbulence doit être basé sur la définition de la précision nécessaire pour l'application considérée ainsi que sur les moyens de calcul à disposition. La LES est déjà utilisée ponctuellement dans des applications industrielles pour tenter de comprendre des phénomènes complexes [90, 89]. D'après la loi de Moore, qui postule que la puissance de calcul doublerait tous les 18 mois, la LES pourrait devenir un outil de design vers 2030, remplaçant les calculs RANS dans ce domaine [41].

2.3 Résolution numérique des équations de conservation

Le système à résoudre, constitué des équations de conservation de la masse (2.1) et de la quantité de mouvement (2.2), avec ou sans modélisation de la turbulence, est un système d'équa-

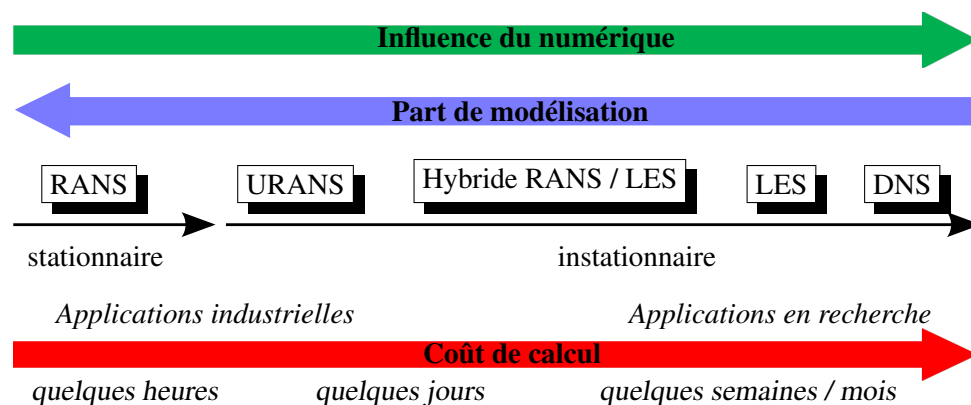


FIGURE 2.5 – Schéma récapitulatif et classification des modèles de turbulence

tions aux dérivées partielles. Ces équations doivent être discrétisées afin d’obtenir un système d’équations algébriques pouvant être résolues numériquement. Les méthodes de discrétisation et résolution numérique sont abordées dans cette section.

2.3.1 Maillages

La discrétisation puis résolution des équations régissant l’écoulement nécessite la définition de points de discrétisation dans le domaine de calcul fluide qui sont déterminés par la génération d’un maillage, tel que cela a déjà été évoqué à la section 2.2. Le maillage est composé de volumes, appelés éléments, dont les sommets constituent les nœuds du maillage. Les maillages peuvent être classés en deux catégories représentés sur la figure 2.6 : les maillages structurés et non-structurés.

Un maillage structuré possède une topologie assez simple et une indexation relativement facile d’un nœud de maillage par 3 indices (i,j,k) pour un maillage en trois dimensions. Les lignes du maillage sont continues et la connectivité entre les cellules est définie grâce aux indices (i,j,k). Cependant, la génération d’un tel maillage dans une géométrie complexe peut s’avérer difficile. De plus, ces maillages ne permettent pas facilement un raffinement local. Les maillages non-structurés présentent une meilleure flexibilité facilitant le maillage de géométries complexes ainsi qu’un raffinement local tout en gardant une bonne qualité de maillage. En revanche, l’indexation d’un nœud de maillage est plus complexe : les éléments et nœuds sont numérotés et leur connectivité est stockée dans un tableau (voir figure 2.6b). Ceci rend la discrétisation plus difficile et nécessite plus de mémoire pour le stockage des informations.

Pour les calculs RANS et URANS effectués dans ce mémoire, des maillages structurés composés d’éléments hexaédriques sont utilisés en raison de la simplicité d’implémentation et de l’efficacité des algorithmes de résolution associés. En revanche, les méthodes LES utilisant des schémas d’ordres élevés, une très bonne qualité de maillage est nécessaire. Les calculs LES réalisés dans ce mémoire sont donc basés sur des maillages non-structurés composés principalement d’éléments tétraédriques dont la flexibilité permet un raffinement local dans les zones fortement turbulentes.

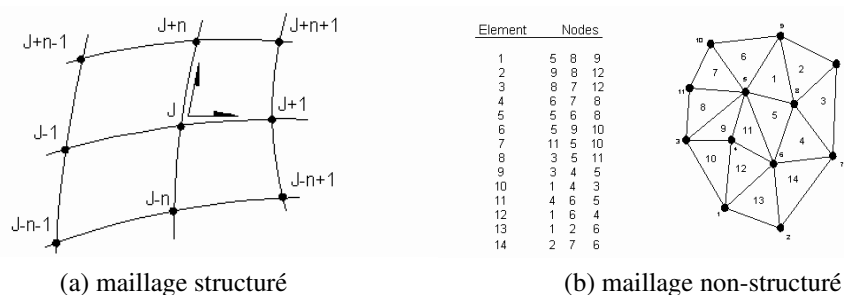


FIGURE 2.6 – Représentation schématique et définition de la connectivité des nœuds des maillages structurés (a) et non-structurés (b) (source : <http://ntl.bts.gov/DOCS/ch5.html>)

2.3.2 Méthode des volumes finis

Le système d'équations aux dérivées partielles régissant la dynamique d'un écoulement est discrétisé par la méthode des volumes finis. Cette méthode est privilégiée en mécanique des fluides numérique car les équations algébriques ainsi obtenues respectent les lois de conservations (masse et quantité de mouvement dans notre cas). La méthode est abordée ici de manière succincte, le lecteur intéressé est renvoyé au livre de Ferziger et Peric [33] pour plus de détails.

Les volumes de contrôles pour la méthode des volumes finis sont définis à partir du maillage généré pour discrétiser le domaine fluide considéré. Ces volumes de contrôle correspondent soit directement aux volumes définis par le maillage, approche dite centrée sur les cellules, soit à des volumes de contrôle définis autour de chaque nœud du maillage, approche dite centrée sur les nœuds. Les points de discrétisation de la méthode correspondent alors aux sommets de chaque volume de contrôle. Les équations de conservation constituant le système à résoudre sont intégrées sur chaque volume de contrôle. Le théorème de flux-divergence permet de transformer les intégrales volumiques ainsi obtenues en intégrales sur les surfaces des volumes de contrôle. Ces flux aux interfaces sont alors calculés à l'aide de schémas de discrétisation spatiale. On obtient ainsi un système matriciel à résoudre, comprenant les bilans sur chaque volume de contrôle.

Un schéma de discrétisation temporelle est également utilisé dans le cas de simulations instationnaires (URANS, LES, DNS) pour résoudre le terme instationnaire du membre de gauche de l'équation de Navier-Stokes (équation (2.2)).

2.3.3 Schémas numériques et solveurs

2.3.3.1 Résolution RANS

Dans ce travail, les simulations RANS et URANS sont réalisées à l'aide du logiciel commercial ANSYS CFX². ANSYS CFX est un logiciel de CFD généraliste mais particulièrement adapté pour le calcul d'écoulements en turbomachines. La méthode des volumes finis implémentée dans ANSYS CFX utilise une approche centrée sur les nœuds pour définir les volumes de contrôle. ANSYS CFX possède un solveur dit « couplé », ce qui signifie que les équations pour les 3 composantes de vitesses et la pression sont résolues simultanément. Cette méthode

2. <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-CFX>

a l'avantage d'être efficace, simple et robuste. Cependant, elle nécessite une grande capacité de stockage pour tous les coefficients du système d'équations à résoudre [3]. La résolution du système d'équations dans CFX ainsi que les différents schémas numériques disponibles sont décrits dans le manuel d'utilisation [3] ainsi que dans la thèse de Beaubien [7].

Le schéma de discrétisation spatiale utilisé pour le terme d'advection des équations RANS et URANS dans ce travail est nommé « High Resolution Scheme » : il s'agit d'un schéma décentré (upwind) d'ordre variant entre 1 et 2 [3]. Un schéma upwind de premier ordre engendre de la diffusion artificielle mais est stable. Le schéma « High Resolution Scheme » utilise un facteur de mélange (« Blend Factor ») β calculé en chaque nœud. Lorsque β vaut 1, le schéma est d'ordre 2. Le solveur donne une valeur de β aussi proche de 1 que possible mais diminue cette valeur voir l'annule (schéma upwind d'ordre 1) pour assurer une solution bornée (éviter des oscillations non-physiques). Le terme instationnaire de l'équation de Navier-Stokes est discrétisé en utilisant un schéma d'Euler implicite d'ordre 2 (« Second order Backward Euler »). Pour les deux équations de transport supplémentaires pour k et ω avec le modèle $k - \omega$ SST, un schéma spatial du premier ordre pour le terme d'advection et le schéma d'Euler d'ordre 1 pour le terme instationnaire sont utilisés.

2.3.3.2 Résolution LES

Les simulations LES de ce mémoire sont réalisées à l'aide du solveur YALES2³ développé principalement au CORIA par V. Moureau et G. Lartigue [80]. Ce code est développé et utilisé par plusieurs laboratoires au sein d'un groupement d'intérêt scientifique (GIS) nommé SUCCESS⁴ dont le LEGI fait partie. Le code YALES2 permet de réaliser de manière efficace des simulations LES et DNS de configurations académiques et semi-industrielles avec des maillages non-structurés allant jusqu'à plusieurs milliards d'éléments [68, 43].

Tout comme ANSYS CFX, YALES2 utilise la méthode des volumes finis avec une approche centrée sur les nœuds. Par contre, pression et vitesse ne sont pas résolues simultanément mais la résolution des équations de Navier-Stokes est basée sur une méthode de projection permettant de décomposer le champ de vitesse en une partie irrotationnelle et une partie solénoïdale (à divergence nulle). Les étapes de résolution sont les suivantes :

- Étape de prédiction : détermination d'une vitesse fictive u^* , n'étant pas à divergence nulle, à partir du champ de vitesse u^n et de la pression p^n au temps précédent
- Résolution de l'équation de Poisson pour la pression : détermination de la pression p^{n+1} à partir de la vitesse u^* . L'équation de Poisson s'écrit :

$$\nabla^2 \left(\frac{p^{n+1}}{\rho} \right) = \frac{\nabla \cdot u^*}{\Delta t} \quad (2.29)$$

- Étape de correction : à partir de la pression p^{n+1} et de la vitesse fictive u^* , calcul de la vitesse u^{n+1} vérifiant la condition d'incompressibilité

L'équation de Poisson (2.29) est résolue en utilisant une méthode du gradient conjugué pré-conditionné avec déflation (voir [68] et [43] pour plus de détails sur la méthode de résolution

3. <http://www.coria-cfd.fr/index.php/YALES2>

4. <http://success.coria-cfd.fr>

dans YALES2).

Le schéma de discrétisation spatiale est un schéma centré d'ordre 4. Le schéma temporel, également d'ordre 4, est un schéma adapté du schéma de Runge-Kutta RK4, appelé TFV4A (des détails peuvent être trouvés dans la thèse de Vantiegheem [114]). Il s'agit d'un schéma explicite de sorte que la condition de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) doit être respectée pour assurer la stabilité du calcul. Cette condition stipule que le pas de temps de la simulation Δt doit être plus faible que le temps nécessaire à l'écoulement de vitesse u pour parcourir un volume du maillage de longueur Δx :

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} < 1 \quad (2.30)$$

C est le nombre de CFL. Pour les simulations réalisées dans ce mémoire, le pas de temps est calculé tel que $C < 0.9$.

2.3.4 Traitement de la paroi

Dans le cas d'un écoulement confiné, la région de l'écoulement située en proche paroi du domaine est de première importance car elle peut influencer la dynamique globale de l'écoulement. La dynamique pariétale joue notamment un rôle important dans un écoulement turbulent puisqu'elle est une source d'énergie cinétique turbulente et de transfert de quantité de mouvement.

Les gradients de vitesses dans la direction perpendiculaire à la paroi deviennent particulièrement importants à cause de la condition de non-glissement. Tel qu'illustré sur la figure 2.7, ce gradient de vitesse dépend du nombre de Reynolds et est plus important pour un fort nombre de Reynolds. La hauteur de première maille à la paroi doit être suffisamment faible pour résoudre correctement ce gradient. Ainsi, à haut nombre de Reynolds, un nombre conséquent de nœuds de maillage dans la direction transverse à la paroi est nécessaire.

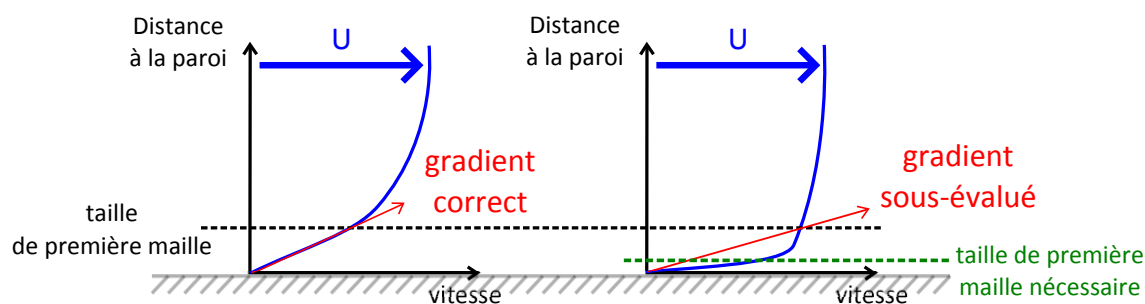


FIGURE 2.7 – Profils de vitesse en paroi pour un faible nombre de Reynolds (gauche) et un fort nombre de Reynolds (droite) et illustration de la hauteur de maille à la paroi nécessaire à la résolution correcte du gradient en paroi (image adaptée de [29])

La figure 2.8 présente différents types de maillages à la paroi. Tel qu'expliqué à la section 2.3.1, les maillages composés d'éléments hexaédriques sont privilégiés pour les calculs de type RANS tandis que les maillages tétraédriques sont privilégiés pour les calculs LES. Dans un calcul RANS, la dissipation due au modèle de turbulence (viscosité turbulente) est prédominante de sorte qu'il n'est pas nécessaire de tenter de limiter la dissipation numérique en utilisant des schémas numériques d'ordres élevés. Les schémas numériques implémentés dans ANSYS CFX

autorisent donc l'utilisation de mailles avec de forts rapports d'aspects ce qui permet une bonne discrétisation dans la direction transversale à la paroi sans nécessiter un nombre important de mailles, comme le montre la figure 2.8a. En effet, les gradients dans la direction tangentielle à la paroi étant faibles, la discrétisation est moins critique dans cette direction.

Au contraire, en LES la dissipation induite par le modèle de turbulence est plus faible et la dissipation numérique devient prédominante. Il est donc nécessaire de limiter cette dissipation numérique en utilisant des schémas d'ordres élevés afin d'obtenir une solution précise. Or, l'ordre élevé des schémas numériques dans YALES2 (ordre 4) est garanti sur des maillages de bonne qualité et diminue avec la qualité du maillage. De même, la stabilité du calcul numérique nécessite des maillages de bonne qualité. Ainsi le maillage doit contenir des éléments de faible dissymétrie (faible skewness) et un faible facteur de grossissement depuis la paroi. La résolution de la couche limite entraîne alors un nombre important de mailles comme le montre la figure 2.8b. Des couches de prismes avec un faible rapport d'aspect peuvent être utilisées afin d'avoir une discrétisation correcte de l'écoulement dans la direction transversale à la paroi tout en conservant un nombre de mailles raisonnable (figure 2.8c). La résolution du gradient de vitesse dans la direction transversale à la paroi est donc particulièrement coûteuse en LES. Une alternative à la résolution explicite de ce gradient est la modélisation de l'écoulement en proche paroi par une loi empirique ce qui permet d'alléger la contrainte de maillage dans la direction normale à la paroi et de faire des économies en temps de calcul et stockage.

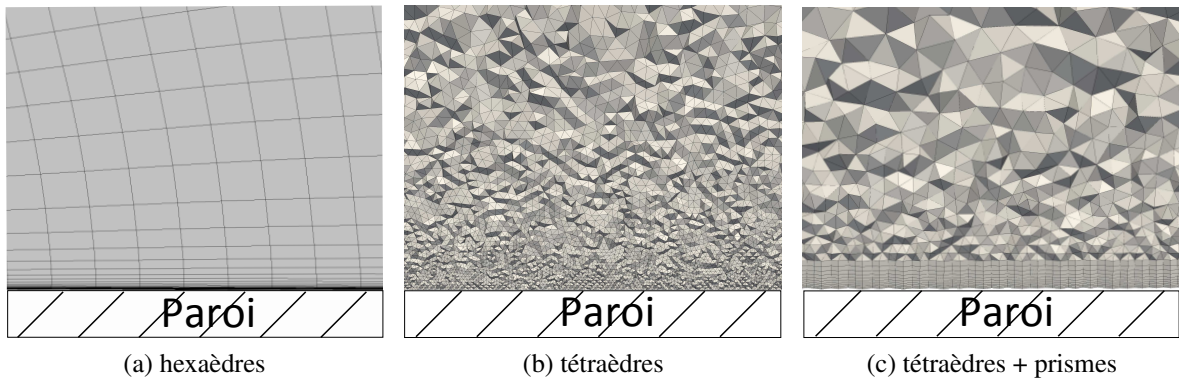


FIGURE 2.8 – Exemple de maillage de couches limites

L'écoulement en proche paroi peut être caractérisé par des grandeurs sans dimension. Pour une couche limite en équilibre (sans effet de gradient de pression), on définit ainsi la distance y^+ et la vitesse u^+ adimensionnées à la paroi par :

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (2.31)$$

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} \quad (2.32)$$

où $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ est la vitesse de frottement à la paroi (τ_w est le frottement pariétal), y est la distance normale à la paroi et U est la vitesse moyenne dans la direction tangentielle à la paroi. Il est alors possible d'établir des relations entre u^+ et y^+ pour une couche limite turbulente en équilibre (sans gradient de pression), qui sont vérifiées expérimentalement tel qu'illustré sur la figure

2.9 [22]. A proximité de la paroi, pour $y^+ < 5$, les effets visqueux dominent et le profil de vitesse suit une loi linéaire : $u^+ = y^+$. Cette zone est appelée sous-couche visqueuse. Dans la région turbulente de la couche limite, pour $y^+ > 30$, le profil de vitesse u^+ suit une loi logarithmique telle que :

$$u^+ = A \ln(y^+) + B \quad (2.33)$$

où A et B sont des constantes déterminées expérimentalement. Cette zone est appelée zone logarithmique. Une zone tampon fait le lien entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique. Une résolution explicite de l'écoulement pariétal nécessite un maillage tel que la distance du premier nœud à la paroi vérifie $y^+ \leq 1$. Si cette condition n'est pas vérifiée, les gradients de vitesse moyenne en paroi peuvent être sous-évalués. Ainsi, des lois de modélisation sont établies permettant de calculer le frottement pariétal τ_w au premier nœud en proche paroi même si celui-ci ne vérifie pas $y^+ \leq 1$.

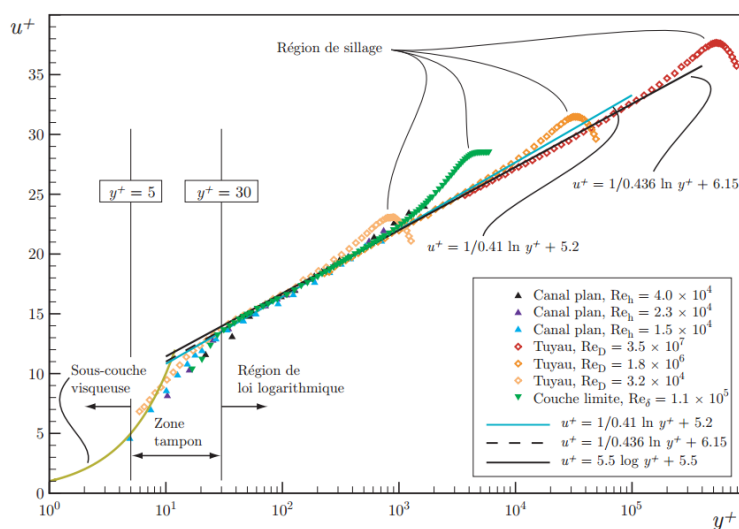


FIGURE 2.9 – Profil de vitesse moyenne en proche paroi pour plusieurs écoulements, représentation en échelle logarithmique (source : [93])

2.3.4.1 Loi de paroi pour le calcul RANS

Dans ce travail, le modèle $k - \omega$ SST est utilisé pour les simulations RANS et URANS. Ainsi le modèle $k - \omega$ est utilisé en paroi et permet une résolution de la couche limite, si le maillage est assez raffiné, grâce à une loi analytique pour ω dans la sous-couche visqueuse. Le manuel de modélisation de ANSYS CFX [2] recommande d'avoir un maillage tel que $y^+ \leq 2$ pour une résolution correcte de la couche limite. La loi de paroi implémentée dans ANSYS CFX est une loi logarithmique basée sur le travail de Launder et Spalding [60]. Le modèle $k - \omega$ SST implémenté dans CFX possède un traitement automatique de la paroi (« Automatic wall treatment ») qui permet de passer d'une résolution complète de la couche limite si le maillage le permet à l'utilisation de la loi de paroi logarithmique dans les zones où le raffinement en proche paroi n'est pas suffisant [2, 93].

Il faut cependant noter que l'utilisation d'une loi de paroi basée sur l'hypothèse d'une couche limite en équilibre peut empêcher la prédiction d'un décollement de couche limite, notamment

pour des valeurs élevées de y^+ . Ceci a notamment été observé dans des cas d'études de diffuseurs [93, 109].

2.3.4.2 Loi de paroi pour le calcul LES

Il est également possible d'utiliser une loi de paroi pour modéliser la dynamique pariétale en LES, il s'agit de la WMLES (Wall Model Large Eddy Simulation). La modélisation de la paroi telle que présentée à la figure 2.9 est basée sur l'hypothèse d'un équilibre local de la couche limite où seul le frottement en paroi est supposé influencer la dynamique pariétale et est donc pris en compte. Or, lorsque l'on considère des géométries complexes où les écoulements sont soumis à de forts gradients de pression et des phénomènes de convection, cet équilibre de la couche limite n'est pas garanti. Dans le cadre de leurs travaux sur les aspirateurs, Duprat et al. [28] ont donc développé une loi de paroi prenant en compte les effets du gradient de pression longitudinal et du tenseur de Reynolds (à travers une viscosité turbulente). Cette loi de paroi tend vers une résolution directe si le maillage est assez raffiné en paroi mais permet de calculer la contrainte pariétale même si le premier nœud de maillage ne se situe pas dans la sous-couche visqueuse.

L'utilisation d'une loi de paroi permet d'alléger la contrainte de maillage dans la direction transversale à la paroi. Cependant, la résolution des grandes échelles en LES nécessite de conserver une densité de maillage importante également dans la direction tangentielle à la paroi, comme illustré sur la figure 2.8. Ceci est très limitant pour des simulations LES à haut nombre de Reynolds. Une alternative, qui a été présentée à la section 2.2.4, est d'utiliser des méthodes hybrides RANS - LES pour résoudre notamment l'écoulement en proche paroi à l'aide d'une méthode RANS qui autorise un maillage plus lâche dans la direction tangentielle à la paroi dans laquelle les gradients sont moins importants. Ainsi la DES est souvent utilisée pour résoudre l'écoulement pariétal par une méthode RANS et l'écoulement loin des parois en LES.

2.4 Application aux turbomachines

Dans ce travail, les approches de résolution et modélisation des équations de Navier-Stokes présentées dans ce chapitre sont appliquées à la prédiction des écoulements en turbomachines qui comportent un élément tournant qu'est la roue. La prise en compte de cet élément en rotation nécessite des techniques particulières qui sont présentées dans cette section.

2.4.1 Équations de Navier-Stokes en domaine tournant

La prédiction de l'écoulement dans la roue d'une turbine nécessite de prendre en compte la rotation de la roue dans la résolution des équations de Navier-Stokes. Des techniques de résolution considérant des maillages mobiles peuvent être envisagées mais sont relativement coûteuses. La méthode employée dans ce mémoire consiste donc à résoudre les équations de Navier-Stokes dans le référentiel tournant de la roue. Cela signifie que les équations sont résolues pour la vitesse relative \vec{W} et non plus pour la vitesse absolue \vec{V} (ces deux vitesses ont été définies à la section 1.3.3). L'équation de Navier-Stokes est donc réécrite pour la vitesse relative en utilisant la relation entre les deux vitesses :

$$\vec{V} = \vec{W} + \vec{\Omega} \wedge \vec{r} \quad (2.34)$$

où \vec{r} est le vecteur position et $\vec{\Omega}$ est le vecteur vitesse angulaire de la turbine. Dans le cas d'une vitesse de rotation angulaire Ω constante, l'équation de Navier-Stokes pour la vitesse relative \vec{W} est :

$$\frac{\partial \vec{W}}{\partial t} + (\vec{W} \cdot \vec{\nabla}) \vec{W} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \Delta \vec{W} + \vec{g} - 2\vec{\Omega} \wedge \vec{W} - \vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r}) \quad (2.35)$$

Cette équation fait apparaître deux termes supplémentaires qui représentent les accélérations dues à la force centrifuge, $-\vec{\Omega} \wedge (\vec{\Omega} \wedge \vec{r})$, et à la force de Coriolis, $-2\vec{\Omega} \wedge \vec{W}$, qui agissent dans un repère tournant. La vitesse absolue est alors calculée à partir de l'équation (2.34).

2.4.2 Interfaces rotor-stator en turbomachines

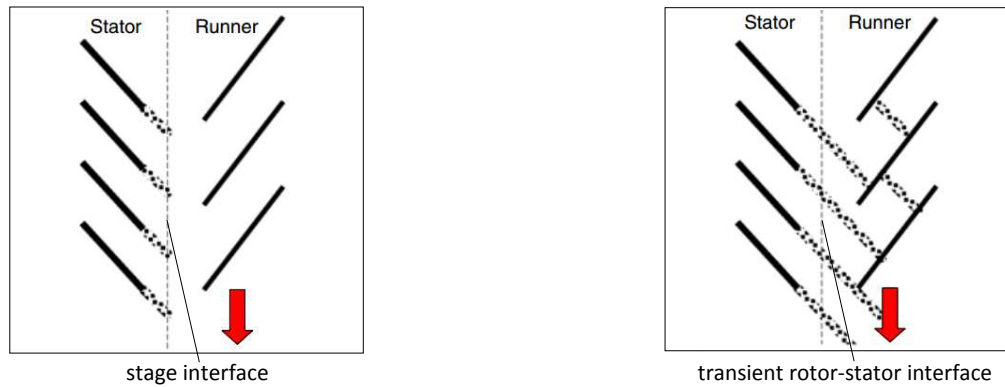
Le calcul de machines complètes ou d'une partie de la centrale composée d'éléments tournants et fixes nécessite de pouvoir prendre en compte l'interaction entre domaine fixe et tournant (par exemple entre la roue et l'aspirateur). Dans le cas où les deux domaines sont résolus dans des repères différents, des techniques d'interfaces numériques ont été développées qui permettent de calculer les flux entre la partie tournante (calculée dans le repère tournant) et la partie fixe. Parmi elles, deux types d'interfaces, représentées sur la figure 2.10, sont généralement utilisées [2] :

- interface « stage » (aussi appelée « mixing plane ») (figure 2.10a) : effectue une moyenne circouférentielle des flux à l'interface, les profils de vitesses et de pression sont alors axisymétriques à l'interface. Ceci est basé sur l'hypothèse que le mélange généré par le mouvement entre les parties tournante et fixe est suffisamment important pour que les flux à l'interface puissent être considérés comme moyennés dans la direction azimutale. Cette interface entraîne une perte d'informations due au moyennage des grandeurs instationnaires telles que les sillages de pales. Cette interface est utilisée pour les calculs stationnaires.
- interface « transient rotor-stator » (aussi appelée « sliding mesh ») (figure 2.10b) : il s'agit du modèle d'interface le plus complet qui permet de considérer les interactions instationnaires entre domaines fixe et tournant. La position relative de chaque repère est calculée à chaque pas de temps de sorte que le transport des flux d'un domaine à l'autre prend en compte la rotation entre le domaine fixe et le domaine tournant.

Les nœuds de maillage des deux surfaces en contact à l'interface ne coïncident pas nécessairement, les maillages de part et d'autre de l'interface pouvant être différents. Dans ANSYS CFX, l'algorithme de connexion de maillage General Grid Interface (GGI) [3] permet d'assurer la connexion des maillages à l'interface et donc d'assurer la conservation des flux à l'interface. Ces techniques d'interfaces sont notamment implémentées dans CFX et utilisées pour les calculs de type RANS dans ce mémoire.

2.5 Conclusions et remarques

Nous avons présenté dans ce chapitre les différents éléments nécessaires à la simulation numérique d'un écoulement. Tout d'abord, les équations à résoudre doivent être identifiées. Les écoulements dans une turbine hydraulique sont fortement turbulents et régis par les équations de



(a) Interface « stage » : les perturbations (en grisé) provenant du stator sont moyennées circonférentiellement à l'interface

(b) Interface « transient rotor-stator » : les perturbations (en grisé) provenant du stator sont transmises au rotor

FIGURE 2.10 – Représentation schématique des interfaces « stage » et « transient rotor-stator » (image adaptée de [56])

Navier-Stokes incompressibles. Les échanges énergétiques dans de tels écoulements se font à des échelles très variées et jouent un rôle dans la génération de pertes de charge en aspirateur. La résolution complète de toutes les échelles de la turbulence étant très coûteuse, une modélisation de tout l'écoulement turbulent est utilisée dans les méthodes RANS tandis qu'une part des échelles turbulentes est explicitement résolue en LES et seules les petites échelles sont modélisées. Les méthodes de résolution numérique des équations ainsi définies utilisées dans ce mémoire ont finalement été présentées.

Les discussions menées dans ce chapitre mettent en évidence que plusieurs sources d'erreurs peuvent impacter la prédiction d'un écoulement. D'après Gourdain et al. [41], il existe quatre sources d'erreurs :

- erreur numérique liée à la discrétisation du domaine et à la précision des schémas numériques utilisés
- erreur de modélisation de la turbulence
- erreur de définition des conditions aux limites
- erreur liée à une différence entre la géométrie calculée et la géométrie réelle

Ainsi, la partie turbulente de l'écoulement étant complètement modélisée dans une simulation de type RANS, les erreurs liées à la modélisation de la turbulence sont de premier ordre et peuvent avoir un effet significatif sur la prédiction de l'écoulement. Au contraire, en LES, la part de modélisation de la turbulence étant plus faible, les erreurs liées à la définition de la géométrie et des conditions aux limites, à la discrétisation ainsi qu'aux schémas numériques sont plus critiques que les erreurs liées au modèle sous-maille utilisé [113].

Chapitre 3

Etat de l'art de la simulation dans un aspirateur et outils d'analyse

Sommaire

3.1	Modélisation de la turbulence dans les aspirateurs	74
3.2	Influence des conditions d'entrée d'aspirateur	78
3.2.1	Influence des profils de vitesses en entrée d'aspirateur	78
3.2.2	Influence des conditions d'entrée turbulentes	82
3.3	Cas des turbines de double réglage : Bulbe et Kaplan	83
3.3.1	Caractérisation expérimentale de l'écoulement en entrée d'aspirateur	84
3.3.2	Caractérisation numérique de l'écoulement dans les turbines de double réglage	86
3.4	Notion de perte de charge	88
3.4.1	Lien entre la charge et l'équation de Navier-Stokes	88
3.4.2	Phénomènes physiques responsables des pertes de charge	90
3.4.3	Pertes de charge et modélisation de la turbulence	91
3.5	Évaluation de la fiabilité des simulations	92
3.5.1	Outils de vérification des calculs numériques	92
3.5.1.1	Convergence du calcul numérique	92
3.5.1.2	Discrétisation spatiale et temporelle	93
3.5.2	Mesures expérimentales pour la validation des calculs numériques	94
3.5.2.1	Points de fonctionnement considérés	95
3.5.2.2	Mesures de profils de vitesses par LDV	95
3.5.2.3	Mesures de vitesses et pression par sonde Pitot	98
3.5.2.4	Mesure de la perte de charge dans l'aspirateur	98
3.6	Méthodologie choisie pour répondre à la problématique	99
3.6.1	Prédiction numérique des pertes de charge dans l'aspirateur	99
3.6.2	Analyse physique des pertes de charge dans l'aspirateur	100

Ce travail vise à améliorer la prédiction numérique des pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe en poursuivant deux axes d'étude qui ont été présentés au chapitre 1 : influence de la modélisation de la turbulence dans l'aspirateur et influence de la description des conditions d'entrée. Les connaissances sur la compréhension et la prédiction numérique de l'écoulement dans un aspirateur ont été largement enrichies par plusieurs projets menés au sein d'universités et de consortiums impliquant plusieurs industriels. Tout d'abord, le projet Turbine-99 à l'université de Lulea a fait l'objet de trois ateliers (« workshop ») en 1999, 2001 et 2005 et avait pour objectif d'établir l'état de l'art de la simulation dans un aspirateur de turbine Kaplan [18, 37]. La géométrie de l'aspirateur étudié ainsi que des mesures expérimentales étaient fournies aux participants. Ainsi, la validité de différents modèles de turbulence pour prédire l'écoulement dans un aspirateur de turbine Kaplan a été étudiée de même que l'influence des profils d'entrée d'aspirateur. Ensuite, en 2000, le projet FLINDT (Flow Investigation in Draft Tube) à l'EPFL visait une meilleure compréhension de la physique des écoulements dans les aspirateurs de turbine Francis ainsi que la création d'une base de données expérimentales pour plusieurs points de fonctionnement, qui doit notamment servir à la validation des calculs CFD [6]. Enfin, en 2007, l'université de Laval au Canada a créé un Consortium des Machines Hydrauliques qui a tout d'abord lancé le projet AxialT dont l'objectif était d'améliorer la compréhension et la simulation numérique dans une turbine axiale de basse chute de type hélice [27]. Ce projet a notamment permis le développement de techniques de mesures dans les turbines hydrauliques et fournit une base de données expérimentales importante pour 9 points de fonctionnements sous différentes chutes et débits. Le projet BulbT a ensuite démarré en 2011, au sein du même consortium, avec l'objectif d'améliorer la conception des turbines bulbes grâce à une meilleure compréhension de la dynamique de l'écoulement à l'intérieur de la machine pour une large gamme de points de fonctionnement. Il s'agit d'une source importante d'informations sur les écoulements et la simulation numérique dans une turbine bulbe. Outre ces projets, de nombreux travaux portent sur l'amélioration de la prédiction numérique des performances d'un aspirateur. Notons qu'un état de l'art des méthodes numériques appliquées aux machines hydrauliques a été récemment proposé par Trivedi, Cervantes et Dahlhaug [112].

Les conclusions qui peuvent être tirées de ces études sont tout d'abord présentées dans ce chapitre. Les outils d'analyse nécessaires aux travaux présentés dans ce mémoire sont ensuite détaillés. La méthodologie choisie pour répondre à la problématique de cette thèse est finalement exposée.

3.1 Modélisation de la turbulence dans les aspirateurs

La nature tournante et fortement turbulente de l'écoulement dans un aspirateur rend les calculs numériques difficiles à mener dans ce composant de centrale hydraulique. Les approches traditionnelles de simulation utilisées dans l'industrie se basent bien souvent sur des calculs stationnaires RANS avec des modèles de turbulence à deux équations. Ces modèles permettent le design de machines hydrauliques en fournissant des grandeurs globales telles que les performances de la machine.

Dans le cadre du projet Turbine-99, plusieurs études ont permis d'évaluer la validité des modèles de turbulence RANS pour la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur de turbine Kaplan en un point de fonctionnement proche du point de meilleur rendement de la turbine (meilleur

point de fonctionnement). Tout d'abord, Cervantes et Engström [16] ont comparé la prédiction de l'écoulement dans cet aspirateur avec un modèle de turbulence algébrique et les modèles $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ SST. Les modèles à deux équations prédisent une zone de recirculation sous la pointe de roue qui n'est pas observée avec le modèle algébrique. Les trois modèles de turbulence prédisent des coefficients de récupération et de pertes similaires dans l'aspirateur. Marjavaara et al. [69] ont également confronté la prédiction avec différents modèles de turbulence RANS, à savoir le modèle $k - \varepsilon$ et le modèle $k - \omega$ SST avec et sans limiteur de viscosité turbulente. Les simulations RANS stationnaires donnent des résultats très similaires malgré quelques différences sur le coefficient de récupération prédit dans l'aspirateur. L'auteur souligne la nécessité d'avoir accès à plus de mesures expérimentales pour la validation des simulations pour pouvoir conclure sur le modèle de turbulence le plus adapté à la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur. Tokyay et Constantinescu [110] ont comparé des résultats de calculs RANS $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ SST sans loi de paroi, le maillage étant suffisamment fin pour résoudre la couche limite. Contrairement aux conclusions précédentes, les deux modèles RANS donnent des résultats différents, notamment pour les structures tourbillonnaires et les profils de vitesses sous la pointe de roue. Ainsi le coefficient de récupération obtenu avec le modèle $k - \omega$ SST est 20% plus grand que celui obtenu avec le modèle $k - \varepsilon$. Les auteurs ont également voulu améliorer la prédiction de l'écoulement turbulent dans l'aspirateur de Turbine-99 en réalisant un calcul LES mais à plus bas Reynolds afin de limiter le coût de calcul et de réaliser un maillage suffisamment fin en paroi pour s'affranchir de l'utilisation d'une loi de paroi. Avec le calcul LES, un écoulement instationnaire, avec la formation de tourbillons, est résolu, qui contraste avec la topologie de l'écoulement obtenue en RANS. Cependant, à la publication de l'article, le calcul LES n'était pas terminé, de sorte que les statistiques de l'écoulement n'étaient pas disponibles pour pouvoir les comparer avec les résultats RANS.

Ainsi, les modèles de turbulence RANS $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ SST se comportent de manière similaire pour des points de fonctionnement proches du meilleur point de fonctionnement de la turbine. En revanche, comme expliqué à la section 2.2.2.2, le modèle $k - \omega$ SST est mieux adapté, par construction, pour prédire les écoulements soumis à des gradients de pression adverses, ce qui est le cas dans un aspirateur [74, 78]. Ainsi, le modèle $k - \omega$ SST permet de mieux prédire les décollements de couche limite et les zones de recirculation dans l'aspirateur qui peuvent se produire pour des points de fonctionnement différents du point de meilleur rendement [36]. Ceci a également été vérifié par Payette qui a comparé le comportement des modèles $k - \varepsilon$ et $k - \omega$ SST pour prédire l'écoulement dans le diffuseur du cas test ERCOFTAC [93]. Il conclut que le modèle $k - \omega$ SST permet de mieux résoudre l'écoulement en proche paroi tandis que le modèle $k - \varepsilon$ tend à retarder voire empêcher un décollement de couche limite. Pour ces raisons, le modèle $k - \omega$ SST est le modèle RANS le plus couramment utilisé pour prédire les écoulements dans les turbines hydrauliques.

Cependant, le fort gradient de pression adverse n'est pas la seule difficulté pour la simulation numérique d'écoulements en aspirateur. En effet, comme noté à la section 1.2.3, l'écoulement dans l'aspirateur est tournant et instationnaire. Ainsi, la prédiction de l'écoulement dans un aspirateur par des méthodes RANS stationnaires utilisant des modèles de viscosité turbulente linéaire est remise en cause par plusieurs auteurs. Lors du projet FLINDT, des calculs RANS $k - \varepsilon$ de l'écoulement dans l'aspirateur de turbine Francis ont mis en évidence la difficulté de prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur, notamment dans la région centrale de l'écoulement. Avellan [6] explique cela par le caractère stationnaire de la simulation et par l'utilisation du mo-

dèle $k - \varepsilon$, qui n'est pas adapté à la prédiction des écoulements tournants (voir section 2.2.2.2). Ceci met en évidence la nécessité d'améliorer la prédiction de la turbulence dans l'aspirateur et d'avoir une base de données expérimentales complète pour la validation des simulations numériques. En 2002, Ruprecht et al. [102] soulignent l'incapacité du modèle $k - \varepsilon$ à reproduire le caractère instationnaire de l'écoulement dans un diffuseur par calcul URANS. Ce modèle est trop dissipatif et conduit à un état stationnaire de l'écoulement. Un modèle de turbulence plus avancé, le modèle « extended $k - \varepsilon$ » de Kim & Chen qui contient un terme de production dans l'équation de ε pour prendre en compte le taux de dissipation de grands tourbillons, a donc été utilisé pour les calculs instationnaires. Ce modèle permet de prédire une torche instationnaire et rotationnelle dans le diffuseur et dans un aspirateur coudé à charge partielle. Cependant, les fluctuations de pression dans l'aspirateur sont atténuées par rapport aux mesures expérimentales. En 2004, Gehrer et al. [38] ont réalisé des simulations stationnaires et instationnaires d'une turbine bulbe complète, directrice-roue-aspirateur, avec le modèle $k - \omega$. Ils ont ainsi comparé la prédiction du rendement pour plusieurs hélices partielles. Les simulations stationnaires reproduisent bien la tendance générale du rendement sur une hélice partielle, mais la prédiction est mauvaise pour certains points correspondant à une grande ouverture de pale. Les calculs instationnaires permettent d'améliorer légèrement la prédiction du rendement pour ces points mais la prédiction des profils de vitesses au centre de l'aspirateur doit encore être améliorée. De plus, les structures turbulentes qui peuvent se former au centre de l'aspirateur, telle que la torche, ne sont pas prédites par des calculs RANS et URANS du fait de l'amortissement de ces structures par les modèles de viscosité turbulente à deux équations. En effet, comme expliqué à la section 2.2.2.2, ces modèles ne permettent pas de prendre en compte la production turbulente liée à la courbure des lignes de courant. La modélisation de la turbulence dans l'aspirateur doit donc être améliorée.

Pour cela, des méthodes de résolution d'échelles, telle que la LES, ont commencé à être utilisées dans les aspirateurs dès les années 2000. En 2005, Paik, Sotiropoulos et Sale [91] ont réalisé des simulations URANS et DES dans un aspirateur coudé, avec le modèle de Spalart-Allmaras. Ils soulignent que les modèles URANS devraient être bien adaptés pour les écoulements dans lesquels les structures cohérentes de basses fréquences contribuent pour une grande part à l'énergie cinétique turbulente totale. En entrée d'aspirateur, un profil moyen de vitesse axisymétrique est imposé sans instationnarité, celles-ci se développant d'elles-mêmes dans l'aspirateur. Les topologies d'écoulements obtenues avec les calculs URANS et DES sont similaires et mettent en évidence le caractère très complexe de l'écoulement qui présente de nombreux tourbillons et poches de recirculation, qui apparaissent et disparaissent dans l'écoulement, ainsi qu'une torche hélicoïdale. Toutefois, le calcul DES prédit un écoulement plus complexe et permet de résoudre des structures tourbillonnaires de tailles plus petites que le calcul URANS, qui ne prédit pas certaines instationnarités de l'écoulement. Les profils de vitesses sont assez bien reproduits dans l'aspirateur, mais l'auteur souligne qu'une meilleure définition de la condition d'entrée est nécessaire pour améliorer les résultats de simulation. Dans la thèse de Bélanger-Vincent [8], soutenue en 2010, une méthode DES a également été utilisée dans un aspirateur de turbine Francis afin de mieux comprendre l'écoulement instationnaire s'y produisant et de pouvoir expliquer la courbe de rendement obtenue expérimentalement, ce qui n'a pas été possible par calcul RANS. La physique de l'écoulement est là encore mieux prédite par calcul DES que URANS. Cependant, l'utilisation de la méthode DES n'a pas permis d'améliorer la prédiction de la courbe de rendement. L'auteur en conclut que la prédiction des performances est certainement majoritairement gouvernée par la résolution RANS en paroi dans l'utilisation de la DES. En accord avec Paik et al. [91], l'auteur souligne qu'une amélioration de la description de la condition d'entrée

d'aspirateur pourrait également modifier les résultats.

La méthode LES a également été utilisée pour tenter de comprendre la chute de rendement localisée près du meilleur point de fonctionnement de la turbine, qui caractérise l'« accident » (voir section 1.2.3). Ainsi, comme expliqué à la section 1.4.2, des simulations LES d'un aspirateur de turbine Francis présentant un accident ont été réalisées durant la thèse de Duprat [29], soutenue en 2010. Des profils de vitesses axisymétriques, issus des mesures expérimentales réalisées en parallèle dans la thèse de Tridon [111] sur le même aspirateur, ont été imposés en entrée d'aspirateur. Un bruit blanc, avec une énergie cinétique correspondante à celle mesurée expérimentalement, a été imposé. Les simulations LES ont permis de reproduire la chute de rendement caractérisant l'« accident ». Cette chute de rendement est associée à un décollement dans l'un des pertuis de l'aspirateur, obstruant ainsi l'écoulement. Cependant, cette poche de recirculation est retrouvée pour tous les points de fonctionnement simulés alors que les observations de Tridon montrent que cette poche n'apparaît que pour le point de fonctionnement associé à la chute de rendement. De plus, des écarts persistent entre les profils de vitesses expérimentaux et numériques, le calcul LES doit donc être amélioré. Des simulations DES du même aspirateur ont été réalisées par Beaubien [7] dans sa thèse soutenue en 2013. Ces simulations sont comparées à des simulations RANS et URANS afin d'évaluer le gain obtenu par l'utilisation de la DES. Les simulations URANS ont permis de reproduire la courbe de rendement, et donc l'« accident », mais des écarts demeurent entre les résultats numériques et expérimentaux. Les simulations DES n'ont pas permis d'améliorer la prédiction des performances par rapport à l'approche URANS mais la dynamique de l'écoulement captée par la DES est beaucoup plus riche pour un coût de calcul similaire.

L'influence du choix de modélisation RANS ou LES dans un aspirateur de turbine bulbe a été étudiée par Brugière [12] durant sa thèse, soutenue en 2015. Tel qu'expliqué à la section 1.4.2, l'originalité de la thèse de Brugière consistait en la prise en compte d'incertitudes sur le profil d'entrée d'aspirateur en faisant appel à une approche non-intrusive de quantification d'incertitudes. Il a notamment étudié l'influence de l'épaisseur des couches limites des profils axisymétriques de vitesses imposés en entrée d'aspirateur sur les résultats de simulations RANS et LES. Ainsi, les profils de vitesses obtenus en RANS et LES avec des barres d'incertitudes ne recourent pas les profils expérimentaux. L'écart à l'expérience ne semble donc pas être dû à la modélisation de la turbulence mais plutôt à une mauvaise description des profils d'entrée. Une bonne description des profils d'entrée semble être un prérequis pour améliorer la prédiction de l'écoulement dans un aspirateur (ceci fera l'objet de la section 3.2).

Des études plus récentes ont porté sur l'utilisation du modèle SAS [76] pour prédire l'écoulement dans l'aspirateur. Le modèle SAS, moins coûteux que la LES ou DES, permet notamment de prédire correctement la forme hélicoïdale de la torche de charge partielle, ce qui n'est pas le cas avec une approche URANS [54, 58, 59, 73]. Les méthodes hybrides RANS-LES ont également été testées par Jost et al. [53] sur la prédiction de l'écoulement dans une machine complète Kaplan. Ils ont tout d'abord comparé la prédiction RANS de trois points on-cam avec les modèles $k - \varepsilon$, $k - \omega$, $k - \omega$ SST et un modèle RSM, tous avec et sans correction de courbure et limiteur de production turbulente. Tous les modèles sous-estiment le rendement de la roue même si une légère amélioration est observée avec l'utilisation de la correction de courbure et limiteur de production turbulente. Le meilleur accord avec les mesures est obtenu avec le modèle $k - \omega$ SST avec correction de courbure. Des calculs instationnaires ont ensuite été réalisés avec

les modèles $k - \omega$ SST, SAS SST et une méthode hybride RANS-LES, dite « LES zonale », qui consiste à définir explicitement les régions résolues en LES dans le domaine de calcul. La prédiction du rendement de la turbine est améliorée grâce aux calculs instationnaires, notamment en LES zonale. Cependant, dans cette étude, seules des grandeurs globales de l'écoulement (pertes, rendement) sont comparées à des mesures expérimentales. La comparaison de profils de vitesses et une analyse plus fine de l'écoulement permettraient de mieux conclure sur l'apport d'une méthode hybride RANS-LES.

En conclusion, parmi les modèles RANS de viscosité turbulente linéaire, le modèle $k - \omega$ SST est le plus adapté pour prédire les écoulements en aspirateur. L'état de l'art montre la nécessité de réaliser des calculs instationnaires pour prédire ces écoulements, notamment pour des points loin du point de meilleur rendement qui présentent des phénomènes fortement turbulents et instationnaires, tels que des torches. Cependant, les calculs URANS utilisant des modèles de viscosité turbulente linéaires tendent à dissiper les instationnarités dans l'aspirateur, ces modèles n'étant pas adaptés à la résolution d'écoulements tournants. Cette prédiction peut être améliorée avec des modèles plus avancés, tels que les modèles RSM, ou en utilisant des corrections de courbures et des limiteurs de production turbulente dans les modèles de viscosité turbulente linéaires. Toutefois, en utilisant ces méthodes statistiques de modélisation de la turbulence, la partie turbulente de l'écoulement est toujours modélisée et seules les grandes échelles moyennes de l'écoulement sont résolues explicitement. Or les modèles de turbulence RANS sont calibrés sur des cas d'écoulements simples ce qui peut introduire des erreurs de modélisation de la turbulence dans le cas plus complexe d'un aspirateur. Ainsi, la résolution explicite d'une partie des échelles turbulentes en LES permet de limiter ces erreurs de modélisation et de mieux reproduire les phénomènes hydrodynamiques pouvant contribuer aux pertes de charge dans l'aspirateur. Une amélioration de la description des conditions d'entrée d'aspirateur prouve être nécessaire pour aboutir à une prédiction fiable des performances d'un aspirateur.

3.2 Influence des conditions d'entrée d'aspirateur

La résolution des équations de Navier-Stokes dans l'aspirateur nécessite de définir des conditions aux limites du domaine de calcul. La pression statique est généralement imposée en sortie du domaine de calcul. Les trois composantes de la vitesse doivent être imposées en entrée d'aspirateur. De plus, dans un calcul de type RANS, des conditions d'entrée pour les quantités turbulentes doivent également être spécifiées. Or, l'entrée de l'aspirateur correspond à une région de l'écoulement particulièrement complexe puisque l'écoulement en sortie de roue est tournant, turbulent et instationnaire. La définition des conditions d'entrée d'aspirateur est donc complexe et a fait l'objet de nombreuses études dont les principales conclusions sont présentées dans cette section.

3.2.1 Influence des profils de vitesses en entrée d'aspirateur

La méthodologie classiquement utilisée dans l'industrie consiste à imposer les profils de vitesses axiale, tangentielle et radiale en moyenne azimutale en entrée d'aspirateur. C'est notamment le cas lorsque seuls des profils expérimentaux de vitesses sont disponibles qui fournissent des profils moyens de vitesses en fonction du rayon et non les champs complets de vitesses sur le

plan d'entrée d'aspirateur. L'hypothèse sous-jacente à cette technique est que le mélange induit par la roue est suffisamment important pour considérer que l'écoulement est axisymétrique en sortie de roue.

Dans le cadre du projet Turbine-99, les profils de vitesses axiale et tangentielle avaient été mesurés expérimentalement en entrée d'aspirateur mais pas le profil de vitesse radiale. Plusieurs méthodes ont été proposées pour évaluer cette vitesse à partir des autres composantes [19, 37, 83]. La norme de la composante radiale de la vitesse étant très faible devant les deux autres composantes, elle était souvent supposée nulle. Cervantes et Engström [17] ont réalisé une étude numérique de l'influence de plusieurs paramètres qui correspondent à des conditions aux limites du calcul RANS $k - \varepsilon$ d'aspirateur qui peuvent être inconnues : la vitesse radiale, la longueur de turbulence et la rugosité des parois. Pour cela, ils utilisent une méthode dite « factorial design » qui permet d'étudier l'influence de ces paramètres, et de leurs interactions, sur une quantité d'intérêt, dans ce cas sur le coefficient de récupération de l'aspirateur du projet Turbine-99. La vitesse radiale semble ainsi être le paramètre le plus influent sur la prédiction du coefficient de récupération parmi les trois paramètres étudiés. En effet, l'absence de vitesse radiale en entrée du cône de l'aspirateur entraîne un déficit de quantité de mouvement en paroi et favorise ainsi un décollement de la couche limite soumise à un gradient de pression adverse. Les travaux de thèse de Payette [93] ont également montré l'importance de la vitesse radiale en entrée d'aspirateur. Avec une vitesse radiale nulle en entrée du diffuseur du cas test ERCOFTAC, un décollement de couche limite est prédit par le modèle $k - \omega$ SST mais pas par le modèle $k - \varepsilon$ qui utilise une loi de paroi semblant empêcher le décollement de la couche limite. De même, l'absence de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur peut conduire à un décollement de couche limite et augmenter considérablement les pertes de charge dans l'aspirateur. C'est pourquoi les roues de turbines sont conçues pour conserver une légère vitesse tangentielle en sortie de roue même au point de meilleur rendement. La description correcte des trois composantes de vitesses en entrée d'aspirateur est donc essentielle pour la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur.

Une autre difficulté liée à l'utilisation de profils expérimentaux en entrée d'aspirateur réside dans le fait que les couches limites sont généralement mal décrites par ces profils et le premier point mesuré en proche paroi peut se situer en dehors de la couche limite. Brugière [12] a réalisé une analyse de sensibilité du résultat de simulation RANS $k - \omega$ SST à l'épaisseur des couches limites imposées en entrée d'un aspirateur de turbine bulbe. Des profils expérimentaux étaient imposés en moyenne circonférentielle. En entrée d'aspirateur, les profils de vitesses présentent deux couches limites : une sur la pointe de roue et une autre au niveau de la paroi extérieure de l'aspirateur (voir figure 1.10). Ces profils de couches limites n'étant pas mesurés expérimentalement, ils peuvent être reconstruits de deux façons en entrée d'aspirateur. Ainsi un profil de couche limite épaisse peut être défini entre le dernier point mesuré et la paroi par une loi en puissance correspondant à un profil de couche limite turbulente. La couche limite peut également être définie infiniment mince en reportant la vitesse du dernier point mesuré sur la paroi. Brugière a imposé successivement un profil de couche limite épaisse pour chaque composante de la vitesse et pour les 2 parois, les autres couches limites étant imposées infiniment minces. Il a ainsi été observé que les couches limites pour la composante tangentielle sur la pointe de roue et pour la composante axiale sur les deux parois sont les plus influentes sur la prédiction des profils de vitesses dans le cône et sur l'évolution des pertes prédites dans l'aspirateur bulbe. L'épaisseur de couche limite en entrée d'aspirateur influe donc sur la prédiction de l'écoulement au centre de l'aspirateur. Cependant, le niveau d'incertitude obtenu est insuffisant pour expliquer la dif-

férence entre les profils de vitesses expérimentaux et numériques dans le cône de l'aspirateur. L'hypothèse d'un profil moyen axisymétrique en entrée d'aspirateur est donc remise en cause notamment dans des cas de turbines bulbe ou Kaplan possédant un faible nombre de pales et pour lesquelles l'écoulement peut être fortement non-homogène entre deux passages successifs de pales.

Le champ complet bidimensionnel de vitesse sur le plan d'entrée d'aspirateur peut être obtenu par un calcul préliminaire de roue. Il est alors utilisé comme condition d'entrée de l'aspirateur en lui imposant une rotation à la vitesse angulaire de la roue afin de simuler la présence de celle-ci en amont de l'aspirateur. Cette condition d'entrée instationnaire nécessite de réaliser un calcul instationnaire d'aspirateur. Pour les calculs stationnaires, le champ issu du calcul de roue est moyenné circonférentiellement avant d'être imposé en entrée d'aspirateur, comme pour les profils expérimentaux, mais permet d'avoir une bonne description des couches limites. De plus, les trois composantes du profil de vitesse sont ainsi disponibles. Toujours dans le cadre du projet Turbine-99, Marjavaara et al. [69] ont comparé l'utilisation d'un profil axisymétrique et d'un champ bidimensionnel instationnaire en condition d'entrée du calcul DES d'aspirateur. Le pas de temps utilisé pour la simulation correspond à environ un demi tour de roue dans le cas de l'entrée axisymétrique et à un centième de tour dans le cas de l'entrée bidimensionnelle. Les topologies d'écoulements obtenues sont très similaires mais le coefficient de récupération est plus proche de la mesure expérimentale avec l'entrée bidimensionnelle. Les profils de vitesses obtenus dans l'aspirateur sont également sensiblement différents mais ne sont pas comparés à des mesures expérimentales. En 2010, Cervantes, Andersson et Lövgren [15] ont réalisé un calcul URANS avec le modèle $k - \omega$ SST de l'aspirateur du projet Turbine-99 avec des champs de vitesses bidimensionnels en rotation en entrée d'aspirateur. Ils constatent que le raffinement du maillage, jusqu'à 6 millions de nœuds, permet de mieux décrire la propagation des sillages de pales imposés par le champ bidimensionnel dans l'aspirateur. Cependant, le raffinement ne semble pas avoir d'effet sur la prédiction des profils moyens de vitesses.

En 2001, Ciocan et al. [21] ont réalisé une étude expérimentale du champ de vitesse instationnaire en sortie d'une roue de turbine Francis. Les trois composantes de la vitesse et les six composantes du tenseur de Reynolds sont mesurées en sortie de roue par Laser Doppler Velocimetry (LDV) grâce à un hublot rotulé. Le champ de vitesse (les trois composantes) et le taux de turbulence ainsi mesurés ont été utilisés comme conditions d'entrée d'un calcul instationnaire URANS $k - \varepsilon$ de l'aspirateur du projet FLINDT. Le calcul, effectué sur un maillage de 330000 nœuds, montre une dissipation rapide des sillages de la roue dans l'aspirateur. Un calcul est réalisé dans le cône uniquement de l'aspirateur en densifiant le maillage jusqu'à 675000 nœuds. Les profils de vitesses obtenus dans le calcul complet et le calcul du cône se distinguent principalement au centre de l'aspirateur. Une décroissance très rapide du niveau de fluctuations imposé par les sillages de la roue en entrée d'aspirateur est observée. Un calcul effectué avec une vitesse de rotation de la roue 10 fois plus faible montre une dissipation moins importante des sillages. L'auteur conclut qu'à la vitesse de rotation de la turbine, les phénomènes turbulents et de transport ne sont pas suffisamment séparés pour être dans le domaine de validité d'un calcul URANS. Ainsi, la prise en compte des sillages de roue en entrée d'aspirateur n'est pas suffisante si le modèle de turbulence utilisé ne permet pas de les résoudre correctement dans l'aspirateur. Il faut cependant noter que les maillages relativement lâches utilisés dans cette étude, certainement pour des questions de coût de calcul, et l'utilisation du modèle $k - \varepsilon$ peuvent également expliquer la dissipation des sillages dans l'aspirateur.

Ceci a également été observé par Bélanger-Vincent [8] dans ses calculs DES d'aspirateur. Il conclut qu'une diminution de la viscosité turbulente dans le calcul est nécessaire pour conserver les sillages de pales et observer leur effet sur la topologie et la prédiction des performances de l'aspirateur. Beaubien [7] a également fait une étude de la discrétisation spatiale nécessaire à la conservation des structures provenant de la roue, notamment les sillages de pales, dans le calcul DES d'aspirateur. Cette étude a été réalisée sur une géométrie constituée uniquement du cône de l'aspirateur et d'une extension afin de limiter le coût de calcul. L'observation des structures tourbillonnaires provenant de la roue montre que sur un maillage de 3 millions de nœuds les sillages se dissipent dès l'entrée du cône alors qu'ils sont résolus jusqu'à la fin du cône pour un maillage de l'ordre de 10 millions de nœuds. Ceci correspond à un maillage de 31 millions de nœuds dans l'aspirateur complet. La discrétisation temporelle a également un impact sur la résolution de ces structures turbulentes. Toutefois, la comparaison des calculs réalisés sur ce maillage d'aspirateur complet avec une entrée bidimensionnelle tournante et une entrée axisymétrique pour un point proche du meilleur point de fonctionnement n'a pas montré de différences notables sur les résultats de simulation. Cependant, ceci n'a pas été vérifié pour d'autres points de fonctionnement.

Dans le cadre du projet BulbT, la thèse de Taheri [109] portait sur l'étude de l'influence des conditions d'entrée du calcul d'aspirateur bulbe. Des calculs DES de l'aspirateur ont été effectués soit avec des profils de vitesses axisymétriques soit avec des champs bidimensionnels en entrée d'aspirateur (issus d'un calcul RANS $k - \epsilon$ de la machine complète avec des interfaces de type « stage »). Cependant, des écarts importants ont été observés entre ces profils numériques et les profils expérimentaux mesurés en entrée d'aspirateur dans le cadre du projet, notamment sur les composantes tangentielle et radiales de la vitesse. Ceci constitue une première source d'incertitudes sur les résultats de calcul d'aspirateur. La correction des profils de vitesses numériques, et notamment du niveau de vitesse tangentielle ramené au niveau mesuré expérimentalement, a permis d'améliorer la prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur. L'utilisation d'une entrée bidimensionnelle permet de résoudre correctement les structures provenant de la roue dans l'aspirateur et d'améliorer la prédiction des profils de vitesses au centre de l'aspirateur par rapport au cas d'entrée axisymétrique. Cette étude montre bien, par contre, la sensibilité du résultat aux profils de vitesses imposés en entrée d'aspirateur, notamment le niveau de vitesse tangentielle.

Afin de définir le champ complet instationnaire de vitesse en entrée d'aspirateur, il est également possible de réaliser des calculs couplés de plusieurs éléments de la turbine. Ainsi des calculs complets allant de la bache spirale à l'aspirateur peuvent être réalisés pour reproduire une plateforme numérique d'essais moyennant des coûts de calcul très élevés [59, 115]. Pour prendre en compte l'interaction entre la roue et l'aspirateur, une interface de type « transient rotor-stator » doit être utilisée (voir section 2.4.2). Avec cette méthode, le couplage entre la roue et l'aspirateur est pris en compte en temps réel [52, 81] contrairement au cas d'un champ tournant imposé en entrée d'aspirateur où le couplage est unidirectionnel (« one-way coupling »), l'information n'étant transmise que de la roue vers l'aspirateur. Cependant, dans le cas où le calcul de roue ne permet pas de prédire correctement les profils de vitesses en entrée d'aspirateur, l'erreur en sortie de roue est propagée dans l'aspirateur. Le découplage des calculs de roue et d'aspirateur permet alors de mieux contrôler les conditions d'entrée de l'aspirateur, notamment de les corriger le cas échéant.

En conclusion, les études précédentes montrent l'importance d'une description correcte des

trois composantes du profil de vitesse en entrée d'aspirateur. En particulier, les profils de couches limites doivent être correctement décrits. Une telle description peut être obtenue par des mesures expérimentales précises mais aussi par un calcul préliminaire de roue donnant le champ complet de vitesse en entrée d'aspirateur. L'utilisation de ce champ complet comme condition d'entrée de l'aspirateur, soit par une méthode d'entrée tournante soit par un calcul de roue et aspirateur couplés par une interface de type « transient rotor-stator », permet de prendre en compte les instationnarités provenant de la roue, telles que les sillages de pales. Ceci doit cependant être associé à des méthodes précises de résolution et des maillages suffisamment fins pour propager ces instationnarités dans l'aspirateur.

3.2.2 Influence des conditions d'entrée turbulentes

L'utilisation de la méthode RANS impose la prescription de conditions d'entrée turbulentes pour résoudre les équations de transport qui permettent de déterminer la viscosité turbulente. Dans le cas des modèles de viscosité turbulente à deux équations, des conditions d'entrée pour k et ε (ou ω) doivent être spécifiées. Ces grandeurs peuvent être soit imposées directement, soit calculées à partir d'autres grandeurs ayant un sens plus physique, telles que l'intensité turbulente I_t et la longueur de turbulence L_t . L'intensité turbulente I_t est définie comme le rapport entre les fluctuations de vitesse u' et la vitesse moyenne $\langle u \rangle$ au sens de la décomposition de Reynolds (équation (2.4)) :

$$I_t(\vec{x}) = \frac{u'(\vec{x})}{\langle u \rangle(\vec{x})} \quad (3.1)$$

Cette grandeur, exprimée en pour cent, est représentative du caractère turbulent de l'écoulement. Pour des écoulements très turbulents, tels que des écoulements à fort débit dans des géométries complexes, I_t varie entre 5% et 20%. Pour des écoulements à faible nombre de Reynolds, I_t varie entre 1% et 5%. I_t peut être inférieur à 1% pour des écoulements très peu turbulents. Cette grandeur peut être mesurée expérimentalement dès lors que l'on a accès aux fluctuations turbulentes de vitesse comme dans le cas d'une campagne de mesures LDV (Laser Doppler Velocimetry). La longueur de turbulence L_t est l'échelle de longueur caractéristique des fluctuations turbulentes. Cette grandeur est plus difficile à mesurer expérimentalement. Cela nécessite d'avoir un ordre d'idée de la taille des plus gros tourbillons présents dans l'écoulement. Elle est en général estimée comme étant égale à 10% d'une longueur caractéristique de la géométrie, par exemple le diamètre hydraulique d'une conduite [13]. Les grandeurs k et ε sont alors calculées de la manière suivante sur la surface d'entrée du domaine de calcul [3] :

$$k(\vec{x}) = \frac{3}{2} I_t^2(\vec{x}) \langle u \rangle^2(\vec{x}) \quad (3.2)$$

$$\varepsilon(\vec{x}) = \frac{k^{\frac{3}{2}}(\vec{x})}{L_t} \quad (3.3)$$

où \vec{x} correspond au vecteur position et $\langle u \rangle(\vec{x})$ est la vitesse moyenne au sens de la décomposition de Reynolds. La difficulté consiste donc à évaluer l'intensité turbulente I_t et la longueur de turbulence L_t sur la surface d'entrée du domaine de calcul.

L'étude de Payette [93] a montré une forte sensibilité des résultats de simulations aux conditions turbulentes imposées en entrée d'un calcul RANS d'aspirateur. Une surestimation de la viscosité turbulente en entrée d'aspirateur entraîne une forte dissipation des structures turbulentes.

Brugière [12] a quantifié l'incertitude obtenue sur les profils de vitesses prédits par calcul RANS $k - \omega$ SST dans l'aspirateur liée aux incertitudes sur les valeurs de I_t et L_t imposées uniformes en entrée d'aspirateur. L'incertitude est plus importante sous la pointe de roue et en proche paroi du cône d'aspirateur. L'intensité turbulente semble être plus influente que la longueur de turbulence. L'utilisation de méthodes hybrides RANS-LES, telle que la DES, nécessite également la prescription de conditions d'entrée turbulentes. Ainsi, Taheri [109] a étudié l'influence de ces conditions dans le calcul DES d'aspirateur. Il a montré que la viscosité turbulente imposée dans la région de proche paroi en entrée d'aspirateur (région résolue en RANS) doit être ajustée dans un calcul DES par rapport à celle obtenue par le calcul RANS de roue afin d'obtenir une bonne comparaison entre expérience et résultats numériques.

La méthode LES ne nécessite pas formellement de conditions d'entrée turbulentes puisqu'il n'y pas d'équation de transport de quantité turbulente à résoudre. Cependant, la prescription de fluctuations de vitesses en entrée d'aspirateur peut être nécessaire pour représenter correctement l'écoulement provenant de la roue et donc le niveau d'énergie cinétique turbulente en entrée d'aspirateur. Taheri [109] a étudié l'influence de l'ajout de fluctuations turbulentes en entrée du calcul DES d'aspirateur. Le niveau de fluctuations imposé était déterminé par les mesures LDV et PIV (Particle Image Velocimetry). L'ajout de fluctuations n'est presque pas perçu par les quantités globales et moyennes de l'écoulement (profils de vitesses moyennes, coefficient de récupération). Schlüter, Pitsch et Moin [105] se sont également intéressés au problème des conditions d'entrée turbulentes d'un calcul LES lorsque les profils d'entrée sont issus d'un calcul RANS. Sur un cas de calcul de jet confiné, ils ont notamment observé que, dans le cas d'une condition d'entrée avec swirl, l'ajout de fluctuations n'est pas nécessaire, les structures turbulentes se développant d'elles-mêmes dans l'écoulement.

Ces différentes études montrent l'importance d'une bonne description des profils de vitesses en entrée d'aspirateur et du niveau de turbulence imposé dans les calculs de type RANS. Les calculs instationnaires d'aspirateur avec entrée bidimensionnelle tournante issue d'un calcul préliminaire de roue ou encore des calculs de directrice-roue-aspirateur couplés sont de plus en plus fréquents dans la littérature grâce aux moyens de calcul actuels. Ceci permet la prise en compte des instationnarités provenant de la roue en entrée d'aspirateur et définit une condition d'entrée réaliste de l'aspirateur. Le niveau de turbulence nécessaire pour un calcul de type RANS d'aspirateur peut alors être défini à partir du calcul RANS de roue mais doit être validé par des mesures expérimentales. D'autre part, l'état de l'art montre qu'une discrétisation importante dans l'aspirateur est alors nécessaire pour éviter la diffusion numérique des structures turbulentes provenant de la roue. Enfin, une modélisation avancée de la turbulence, de type LES, permet d'éviter la dissipation de ces structures par viscosité turbulente comme dans le cas d'une simulation de type RANS.

3.3 Cas des turbines de double réglage : Bulbe et Kaplan

Comme présenté au chapitre 1, les turbines à double réglage fonctionnant sous de basses chutes, les pertes de charge dans l'aspirateur peuvent représenter une grande part de la chute nette de la centrale. Ainsi, Vu et al. [116] ont mis en évidence que la forme de la colline de rendement de l'hélice du projet AxialT est gouvernée par les pertes de charge dans l'aspirateur. Il est donc d'autant plus important de pouvoir prédire ces pertes. D'autre part, ces turbines possèdent

un faible nombre de pales, ce qui peut mettre à mal l'hypothèse d'axisymétrie de l'écoulement en entrée d'aspirateur classiquement utilisée dans les calculs RANS d'aspirateur. Enfin, la particularité des turbines double réglage réside dans leurs pales orientables (voir section 1.3.2). Afin de permettre cette rotation, il existe un jeu entre les pales et la paroi extérieure, appelée ceinture, et entre les pales et le moyeu sur lequel elles sont fixées. Ces jeux sont représentés sur la figure 3.1. L'existence de ces jeux conduit à la formation de tourbillons qui sont ensuite propagés dans l'aspirateur et peuvent donc influencer l'écoulement dans l'aspirateur. Ce phénomène a donc été étudié expérimentalement et numériquement, notamment dans le cadre du projet BulbT.

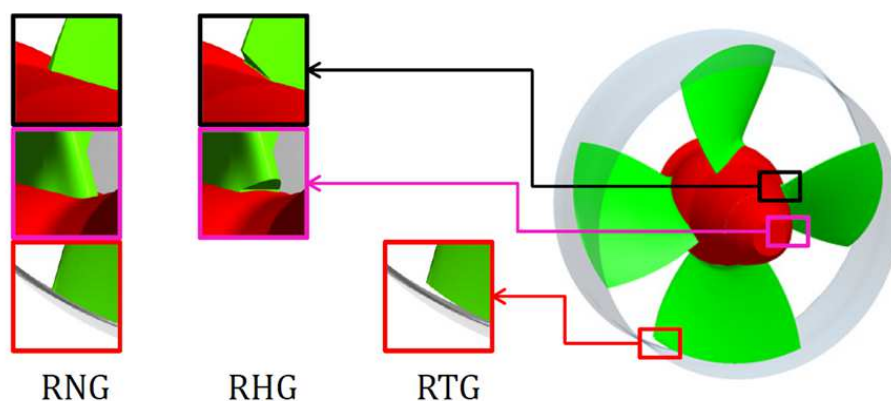


FIGURE 3.1 – Roue de la turbine bulbe du cas bulbT et description des jeux ; le cas RNG (runner with no gap) correspond à une roue fictive sans jeux, RHG (runner hub gap) correspond aux jeux entre le moyeu (en rouge) et les pales (en vert), RTG (runner tip gap) correspond aux jeux de bouts de pales entre les pales et la ceinture (en gris) (source : [45])

3.3.1 Caractérisation expérimentale de l'écoulement en entrée d'aspirateur

Le projet BulbT est une source importante de données expérimentales permettant de mieux comprendre l'écoulement dans une turbine bulbe afin d'améliorer et valider les calculs numériques. La figure 3.2 présente le modèle de turbine étudié dans le projet BulbT, qui est caractéristique des turbines bulbes.

Ainsi Lemay et al. [61, 62] ont étudié l'écoulement dans la roue de BulbT par LDV et PIV (les détails sur ces mesures peuvent être trouvés dans [63]). Ils ont ainsi observé des traces du passage des directrices dans l'écoulement inter-aube. Les fluctuations de vitesses augmentent de 1,5 à 2,5 fois dans un passage de directrice. Cet effet est présent en entrée de la roue et se dissipe rapidement à la sortie de la roue, où il est 1,5 à 2 fois plus faible qu'en entrée. Ils ont également observé les tourbillons générés dans les jeux de bouts de pales : il s'agit de deux tourbillons contra-rotatifs à forte charge qui sont moins visibles voir inexistant à faible charge. De plus, ils ont mis en évidence l'existence à faible charge d'un tourbillon de cavitation généré sur le bord d'attaque de la pale. Ces différents phénomènes sont résumés sur la figure 3.3 qui permet de mieux visualiser la nature de l'écoulement entrant dans l'aspirateur.

D'autre part, Vuilleumard et al. [117] ont étudié l'écoulement en entrée d'aspirateur de BulbT par mesures LDV. Ils ont réalisé des mesures de profils de vitesses en moyenne temporelle et en

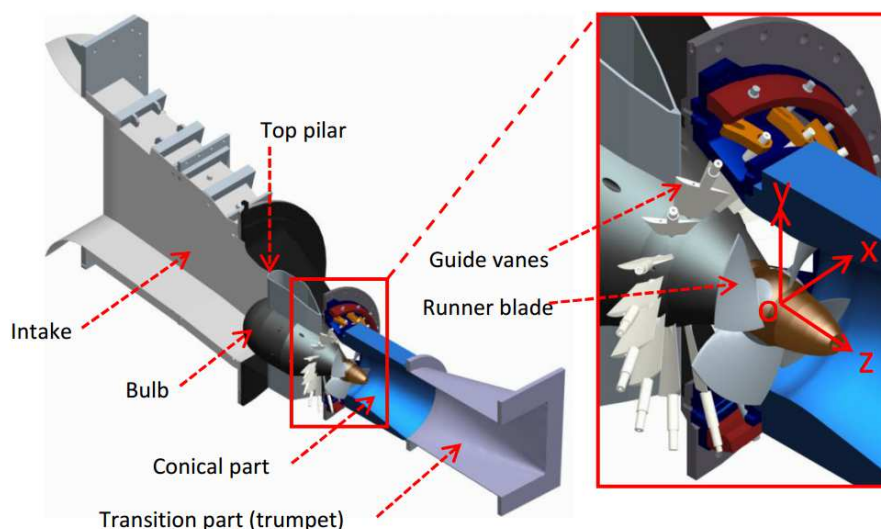


FIGURE 3.2 – Vue en coupe du modèle réduit de turbine bulbe de BulbT (source : [109])

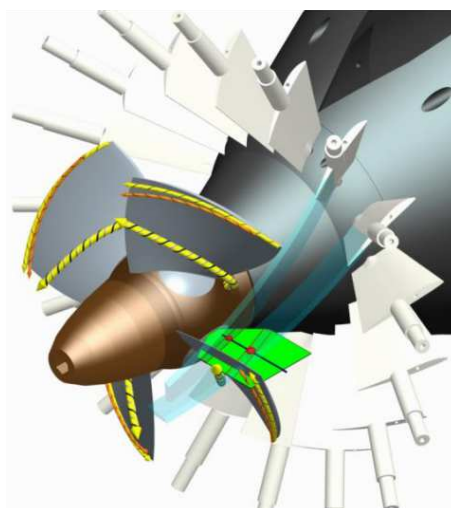


FIGURE 3.3 – Schéma des phénomènes d'écoulement observés par Lemay et al. [62] dans la roue de BulbT (source : [62])

moyenne de phase dans deux sections de mesures sous la roue, l'une correspondant à la section d'entrée d'aspirateur et l'autre située juste sous la pointe de roue. Les mesures ont été réalisées pour 5 points de fonctionnement sur une hélice partielle à forte charge. Les profils de vitesses en moyenne de phase permettent notamment de visualiser la topologie de l'écoulement en entrée d'aspirateur, qui est schématisée sur la figure 3.4. Celle-ci est caractérisée par la présence des sillages de pales, de directrice et les tourbillons de bouts de pales. Les sillages de pales sont au nombre de quatre, la turbine possédant 4 pales. Entre chaque sillage, les traces de deux directrices sont observées conformément à la représentation de la figure 3.3. Les tourbillons de bouts de pales sont contra-rotatifs, en accord avec les observations de Lemay et al. [61, 62]. L'auteur précise que ces tourbillons n'ont pas été observés sur l'axe A à cause de la technique de mesure optique qui nécessite une modification locale de la géométrie du cône dans cette section et qui impacte donc localement l'écoulement. Tous ces phénomènes induisent des gradients de vitesse et des fluctuations qui peuvent participer aux pertes de charge dans l'aspirateur. Toutefois, tel

que noté par Lemay et al. [62], les fluctuations induites par les directrices sont faibles en entrée d'aspirateur.

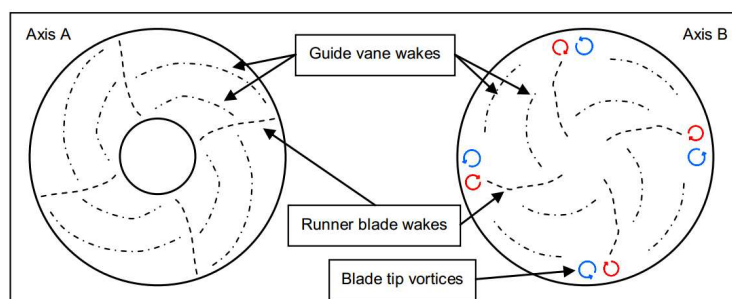


FIGURE 3.4 – Schéma de la topologie d'écoulement en moyenne de phase en entrée d'aspirateur (Axis A) et sous la pointe de roue (Axis B) (source : [117])

3.3.2 Caractérisation numérique de l'écoulement dans les turbines de double réglage

Des études numériques ont été réalisées afin d'identifier les effets des tourbillons de jeux de pales et des sillages de pales sur l'écoulement dans l'aspirateur et notamment leur importance dans la prédiction de l'écoulement.

Lors du projet AxialT, la géométrie exacte du modèle expérimental de la roue a été mesurée par système optique CMM (Coordinated Measuring Machine). De légères différences ont été observées entre les géométries des différentes pales [27, 116]. Ainsi, la longueur des pales varie légèrement d'une pale à l'autre ce qui conduit à des jeux de bouts de pales variant de 0,1 à 0,45 mm [85]. Ortiz, Gagnon et Deschênes [88] ont réalisé en 2010 une étude de l'effet du jeu de bout de pale sur les performances de la roue de turbine AxialT. Pour cela, ils ont effectué des calculs RANS $k - \omega$ SST avec ANSYS CFX de trois géométries de roue : l'une sans jeux et les deux autres avec des jeux mesurés sur le modèle. Ces jeux sont responsables de la formation d'un tourbillon de bout de pale et d'un débit de fuite correspondant à une perte pour la roue. Ainsi, l'absence de jeux conduit à une surestimation des performances de la roue car cela augmente la surface de la pale et annule le débit de fuite. De même, la taille des jeux influence la taille et l'intensité du tourbillon créé et par conséquent le couple récupéré par la roue. De plus, il a été observé qu'une variation de la taille des jeux de bouts de pales entraîne une modification des profils de vitesses sur toute la surface d'entrée d'aspirateur. Même si cela n'a pas été étudié dans cet article, la taille des jeux en ceinture influe donc certainement sur la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur. Nicolle et al. [85] en sont arrivés aux mêmes conclusions en réalisant des calculs de roue et d'aspirateur couplés (avec une interface « stage ») de la turbine du projet AxialT avec des jeux variants de 0 à 0,6 mm. Ils ont également comparés les courbes de performances de la roue, les profils de vitesses sous la pointe de roue et les pertes volumiques dans l'aspirateur pour chaque pale individuellement. Les différences de géométrie entre les pales affectent ainsi le rendement de la roue mais également les pertes de charge dans l'aspirateur, les profils à l'entrée de l'aspirateur étant différents pour chaque pale.

En 2012, Guenette [45] a étudié l'influence des jeux de bouts de pales et de moyeu sur les performances de la turbine bulbe du projet BulbT. Pour cela, il a réalisé des calculs RANS $k - \epsilon$ de la machine complète, avec des interfaces « stage », pour les différentes géométries de jeux présentées sur la figure 3.1. Malheureusement, aucune mesure expérimentale n'était disponible pour la validation des calculs numériques. Des conclusions générales peuvent quand même être tirées. Ainsi la formation d'un tourbillon dans le jeu de bout de pale a été observée. L'existence de ce jeu diminue les performances de la roue et modifie le profil de pression sur la pale comparé à un cas sans jeu de bout de pale. L'influence des jeux au moyeu a été étudiée séparément et leur influence a été jugée moindre que celle du jeu de bout de pale. Cependant, l'effet sur les performances dans l'aspirateur ne peut pas être estimé correctement à cause de l'interface « stage » entre la roue et l'aspirateur, bien que la présence du tourbillon de bout de pale modifie le profil en entrée d'aspirateur. Vu et al. [115] ont également observé que le jeu de bout de pale influence le couple de la roue de BulbT. La surestimation de la taille de ce jeu transfère de l'énergie à l'écoulement en proche paroi, pouvant alors empêcher la prédiction de la séparation ayant lieu dans l'aspirateur BulbT à forte charge.

Nilson et Cervantes [86] ont étudié l'influence de la description de l'écoulement en proche paroi en entrée d'un calcul RANS $k - \omega$ SST de l'aspirateur de Turbine-99. Pour cela, ils ont tout d'abord imposé en entrée d'aspirateur des profils de vitesses issus de mesures expérimentales LDV pour lesquelles les couches limites n'étaient pas correctement décrites et ont obtenu une mauvaise comparaison des profils numériques et expérimentaux. Ils ont ensuite imposé des profils issus de calcul numérique de roue avec ou sans couche limite raffinée. Les profils étaient soit imposés en moyenne axisymétrique, soit le champ bidimensionnel était imposé tournant à la vitesse de la roue. Les deux approches ont mené à des profils de vitesses très similaires dans le cas où les couches limites étaient raffinées et donc où l'écoulement dans les jeux était bien discrétisé. Cela laisse présumer qu'un profil d'entrée d'aspirateur en moyenne axisymétrique est suffisant pour la prédiction dans l'aspirateur si l'écoulement dans les jeux est bien décrit. Cependant, l'influence sur les pertes de charge dans l'aspirateur n'a pas été vérifiée. De plus, il faudrait vérifier si cela reste vrai lors de l'utilisation d'un modèle de turbulence plus avancé. En effet, comme le suggérait Bélanger-Vincent [8] (voir section 3.2.1), les structures instationnaires, telles que les sillages et les tourbillons de jeux, peuvent être dissipées trop rapidement par viscosité turbulente dans le cas de calculs de type RANS, ce qui pourrait expliquer leur faible impact observé sur l'écoulement dans l'aspirateur.

Plus récemment, en 2015, Mulu et al. [81] ont étudié l'effet de l'écoulement dans les jeux dans un calcul URANS de directrice-roue-aspirateur de turbine Kaplan avec des interfaces « transient rotor-stator ». L'auteur souligne l'importance de l'utilisation d'une interface « transient rotor-stator » entre la roue et l'aspirateur qui permet de propager les tourbillons de jeux dans l'aspirateur et ainsi d'obtenir un écoulement plus proche de la réalité. Ils ont comparé la prédiction des modèles $k - \epsilon$, RNG $k - \epsilon$, $k - \omega$ SST et SAS-SST dans ANSYS CFX. Tous les modèles prédisent une évolution similaire du coefficient de récupération de pression en paroi Cp_w le long de l'aspirateur et en accord avec les mesures expérimentales. Les modèles se distinguent par la prédiction des profils de vitesses au centre de l'aspirateur, région particulièrement difficile à prédire d'autant plus que l'on s'éloigne de l'entrée de l'aspirateur. En particulier, la prédiction de l'écoulement provenant des jeux au moyeu est difficile alors que l'auteur souligne que cette région est d'une grande importance pour l'écoulement dans l'aspirateur de ce type de turbine. Le modèle $k - \omega$ SST semble mieux prédire l'écoulement provenant des jeux de bouts de pales

notamment car il est plus adapté pour prédire les écoulements soumis à de forts gradients de pression adverses. Au contraire, le modèle SAS-SST ne prédit pas correctement les profils de vitesses dans le cône de l'aspirateur. La prédiction de l'écoulement dans les jeux de bouts de pales semble être dépendante du modèle de turbulence utilisé et a une influence sur l'écoulement dans l'aspirateur.

Ces différentes études montrent l'importance de la prise en compte de l'écoulement provenant des jeux de la roue pour la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur. Le jeu de bout de pale semble être plus influent que le jeu au moyeu avec notamment une influence sur les profils de vitesses sur toute la surface d'entrée d'aspirateur. Afin de prendre en compte les écoulements provenant de ces jeux en entrée d'aspirateur, des calculs de roue et d'aspirateur couplés avec une interface « transient rotor-stator » ou un calcul d'aspirateur avec un champ d'entrée bidimensionnel de vitesse peuvent être réalisés.

3.4 Notion de perte de charge

La perte de charge est la grandeur d'intérêt qui caractérise les performances de l'aspirateur. Elle a été définie par l'équation (1.23) à la section 1.2.2 à partir de la différence de pression totale entre l'entrée et la sortie de l'aspirateur. Le lien est fait ici entre la définition de cette perte de charge et les équations de Navier-Stokes afin de mieux comprendre les phénomènes physiques à l'origine des pertes de charge.

3.4.1 Lien entre la charge et l'équation de Navier-Stokes

Tel qu'expliqué à la section 1.2.1, le rôle de l'aspirateur est de convertir l'énergie cinétique résiduelle en sortie de roue en pression statique afin de maximiser le rendement de la centrale hydraulique. La charge H_0 à la localisation 0 a été définie à la section 1.1.3 par l'équation (1.1) qui est rappelée ici :

$$H_0 = \frac{P_{tot,0}}{\rho g} = \frac{p_0}{\rho g} + z_0 + \frac{E_{c,0}}{g} \quad (3.4)$$

où $P_{tot,0}$ est la pression totale, p_0 est la pression statique et $E_{c,0} = \frac{1}{2}u_{i,0}u_{i,0}$ est l'énergie cinétique par unité de masse à la localisation 0. Ainsi la perte de charge dans l'aspirateur correspond à une part d'énergie cinétique non transformée en pression statique mais transformée en chaleur par dissipation visqueuse.

L'écoulement dans l'aspirateur est régi par les équations de Navier-Stokes décrites à la section 2.1.1. L'équation pour l'énergie cinétique par unité de masse $E_c = \frac{1}{2}u_i u_i$ est obtenue en multipliant l'équation (2.2) par la vitesse u_i :

$$\frac{\partial E_c}{\partial t} + \frac{\partial E_c u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} ((p + \rho g z) u_i) + 2\nu \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i S_{ij}) - 2\nu S_{ij} S_{ij} \quad (3.5)$$

avec $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ le tenseur des taux de déformation.

La perte de charge étant une grandeur intégrée sur un volume, l'équation (3.5) est intégrée sur un volume V de section variable et de surface extérieure S tel que celui représenté sur la figure

3.5. On désigne par n_j la j^e composante de la normale sortante à S . En utilisant le théorème de flux-divergence, le bilan d'énergie cinétique sur le volume V pour un fluide de masse volumique constante s'écrit :

$$\iiint_V \frac{\partial E_c}{\partial t} dV + \iint_S \left(E_c + \frac{p}{\rho} + gz \right) u_i n_i dS = 2\nu \left(\iint_S u_i S_{ij} n_j dS - \iiint_V S_{ij} S_{ij} dV \right) \quad (3.6)$$

On reconnaît l'expression de la charge H , multipliée par g , dans l'intégrale surfacique du membre de gauche de l'équation (3.6). Cette intégrale surfacique constitue alors le flux de charge gH à travers les surfaces du volume V considéré. Ce flux est nul sur les parois fixes du volume. Le terme de gauche de l'équation (3.6) contient également le taux de variation temporelle de l'énergie cinétique dans le volume V .

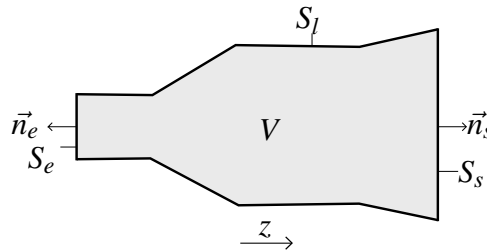


FIGURE 3.5 – Conduite de section variable

Si l'on suppose un écoulement stationnaire de débit Q dans le volume V , dont la paroi S_l est fixe, et si on suppose que la charge H est uniforme dans les sections d'entrée S_e et de sortie S_s , le terme de gauche de l'équation (3.6) donne :

$$\iint_{S_s} \left(E_c + \frac{p}{\rho} + gz \right) u_z dS - \iint_{S_e} \left(E_c + \frac{p}{\rho} + gz \right) u_z dS = -gQ(H_e - H_s) \quad (3.7)$$

où u_z est la vitesse axiale dans la conduite telle que $Q = \iint_{S_s} u_z dS = \iint_{S_e} u_z dS$. On obtient ainsi l'expression pour la perte de charge :

$$\Delta H_{e,s} = H_e - H_s = \frac{1}{gQ} \left(\iint_{S_e} \left(E_c + \frac{p}{\rho} + gz \right) u_z dS - \iint_{S_s} \left(E_c + \frac{p}{\rho} + gz \right) u_z dS \right) \quad (3.8)$$

Dans le cas d'un écoulement instationnaire, les valeurs moyennes temporelles de pression et vitesse sont utilisées pour calculer la perte de charge dans l'écoulement. L'opérateur $\langle a \rangle$ est ici utilisé pour désigner la moyenne temporelle de a sur un temps donné. La charge est donc calculée telle que :

$$H_0 = \frac{\langle p_0 \rangle}{\rho g} + z_0 + \frac{\langle u_{i,0} \rangle \langle u_{i,0} \rangle}{2g} \quad (3.9)$$

De la même manière que précédemment, on peut écrire l'équation pour l'énergie cinétique

moyenne $\frac{1}{2}\langle u_i \rangle \langle u_i \rangle$ et on obtient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + gz + \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_j \rangle \\ = & \underbrace{2\nu \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i \rangle \langle S_{ij} \rangle)}_I - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u_i \rangle \langle u'_i u'_j \rangle)}_{II} - \underbrace{2\nu \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{III} + \underbrace{\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle}_{IV} \end{aligned} \quad (3.10)$$

où u'_i est la variation temporelle de la vitesse par rapport à la valeur moyenne telle que $u_i = \langle u_i \rangle + u'_i$. Cette équation est très similaire à l'équation (2.6) pour l'énergie cinétique moyenne K au sens de la décomposition de Reynolds présentée à la section 2.1.2. Dans le cas où la moyenne de Reynolds est une moyenne temporelle et que l'on néglige les effets de gravité, ces équations sont identiques. Ainsi on retrouve dans les termes (I) et (II) la diffusion d'énergie cinétique moyenne. Le terme (III) est la dissipation visqueuse d'énergie cinétique moyenne D tandis que le terme (IV) est responsable du transfert d'énergie cinétique moyenne vers l'énergie cinétique turbulente : il s'agit de la production d'énergie cinétique turbulente P . On retrouve ainsi les échanges d'énergie illustrés sur la figure 2.2.

Le bilan d'énergie sur le volume V s'écrit alors :

$$\begin{aligned} & \iint_S \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + gz + \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_j \rangle n_j dS \\ = & 2\nu \iint_S (\langle u_i \rangle \langle S_{ij} \rangle) n_j dS - \iint_S (\langle u_i \rangle \langle u'_i u'_j \rangle) n_j dS \\ & - 2\nu \iiint_V \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle dV + \iiint_V \langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle dV \end{aligned} \quad (3.11)$$

On retrouve le flux de charge moyenne dans le terme de gauche de l'équation (3.11). La perte de charge moyenne s'exprime alors :

$$\Delta H_{e,s} = \frac{1}{gQ} \left(\iint_{S_e} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + gz + \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS - \iint_{S_s} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + gz + \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS \right) \quad (3.12)$$

3.4.2 Phénomènes physiques responsables des pertes de charge

D'après les équations (3.11) et (3.12), les pertes de charge sont influencées par 4 termes :

$$\begin{aligned} gQ\Delta H_{e,s} = & \underbrace{-2\nu \iint_S (\langle u_i \rangle \langle S_{ij} \rangle) n_j dS}_I + \underbrace{\iint_S (\langle u_i \rangle \langle u'_i u'_j \rangle) n_j dS}_{II} \\ & + \underbrace{2\nu \iiint_V \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle dV}_{III} + \underbrace{\iiint_V -\langle u'_i u'_j \rangle \langle S_{ij} \rangle dV}_{IV} \end{aligned} \quad (3.13)$$

Les termes (I) et (II) correspondent à la diffusion d'énergie cinétique moyenne. Les termes (III) et (IV) contribuent aux pertes de charge par dissipation visqueuse d'énergie cinétique moyenne soit directement par l'écoulement moyen (intégrale de D dans le terme (III)) ou indirectement après production d'énergie cinétique turbulente (intégrale de P dans le terme (IV)).

3.4.3 Pertes de charge et modélisation de la turbulence

Dans le cadre de simulations numériques faisant intervenir un modèle de turbulence LES ou RANS, seules les valeurs filtrées ou moyennes (au sens de la moyenne de Reynolds) de pression et vitesse sont respectivement résolues. Le modèle de turbulence permet alors de tenir compte de l'influence de la part non résolue de l'écoulement sur la part résolue. On désigne par \bar{a} la moyenne de Reynolds de a dans une modélisation RANS (ou URANS) et la valeur filtrée de a dans une modélisation LES. L'application de l'opérateur moyenne de Reynolds ou du filtre LES à l'équation (3.13) permet d'obtenir l'expression de la perte de charge dans le cadre d'une simulation LES ou RANS :

$$\begin{aligned}
& gQ\Delta H_{e,s} = \\
& \iint_{S_e} \left(\frac{\langle \bar{p}^* \rangle}{\rho} + gz + \frac{1}{2} \langle \bar{u}_i \rangle \langle \bar{u}_i \rangle \right) \langle \bar{u}_z \rangle dS - \iint_{S_s} \left(\frac{\langle \bar{p}^* \rangle}{\rho} + gz + \frac{1}{2} \langle \bar{u}_i \rangle \langle \bar{u}_i \rangle \right) \langle \bar{u}_z \rangle dS \\
& = - \underbrace{\iint_S (2\langle \bar{u}_i \rangle (v_t \langle \bar{S}_{ij} \rangle + \langle v_t \bar{S}_{ij} \rangle) n_j) dS}_I + \underbrace{\iint_S \langle \bar{u}_i \rangle \langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle n_j dS}_II \\
& + \underbrace{\iiint_V 2\nu \langle \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle dV}_III + \underbrace{\iiint_V -\langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle dV}_IV + \underbrace{\iiint_V 2\langle v_t \bar{S}_{ij} \rangle \langle \bar{S}_{ij} \rangle dV}_V
\end{aligned} \tag{3.14}$$

où $\langle \bar{p}^* \rangle$ est la pression modifiée définie au chapitre 2 dans le cadre de la modélisation de la turbulence. v_t est la viscosité turbulente dans le cadre d'une modélisation RANS ou la viscosité sous-maille dans le cadre d'une LES. Les termes faisant intervenir la viscosité v_t sont dépendants du modèle de turbulence utilisé pour la simulation. Les termes (I) and (II) correspondent à la diffusion d'énergie cinétique moyenne. On retrouve dans le terme (III) la dissipation visqueuse d'énergie cinétique moyenne. La production d'énergie cinétique turbulente se décompose maintenant en deux termes : la production explicitement résolue (IV) et la production modélisée (V) dépendante de la viscosité turbulente ou sous-maille v_t .

Il est donc possible d'étudier la contribution de chaque terme aux pertes d'énergie cinétique dans un écoulement. MacIsaac et al. [67] ont ainsi étudié expérimentalement la contribution de chaque terme de l'équation de l'énergie cinétique moyenne aux pertes de pression totale dans une turbine à gaz. Cui et al. [23] ont réalisé la même étude numériquement. Les deux études ont montré que la production turbulente est la cause principale de pertes de pression totale dans un écoulement turbulent. Les pertes dues à la dissipation visqueuse par l'écoulement moyen semblent négligeables devant la production turbulente. Une part de cette production, ou la totalité, étant modélisée dans un calcul numérique LES ou RANS, la qualité de la modélisation aura un effet direct sur la prédiction des pertes de charge.

3.5 Évaluation de la fiabilité des simulations

La présentation des méthodes numériques et de la modélisation de la turbulence au chapitre 2 a souligné l'existence d'erreurs numériques et de modélisation pouvant altérer la prédiction des simulations numériques. La validité d'une simulation numérique peut donc être mise à mal si ces erreurs sont trop importantes. Ainsi, des étapes de vérification et validation des calculs numériques existent pour évaluer la fiabilité des simulations. Elles sont décrites de manière précise dans la thèse de Brugière [12] et dans le guide de l'ERCOFTAC [13]. Nous présentons ici les outils mis en œuvre dans cette thèse pour vérifier et valider les simulations numériques RANS et LES réalisées.

3.5.1 Outils de vérification des calculs numériques

L'étape de vérification consiste à identifier et évaluer les erreurs numériques et les erreurs de modélisation d'un calcul numérique afin de les réduire au maximum. La vérification des codes de calcul utilisés dans cette thèse, à savoir ANSYS CFX et YALES2, a déjà été réalisée et est considérée comme acquise. Les étapes de vérification effectuées dans ce mémoire portent sur les erreurs numériques liées à la convergence des calculs et à la discrétisation spatiale et temporelle. Ces étapes diffèrent légèrement dans le cadre d'une simulation de type RANS ou LES.

3.5.1.1 Convergence du calcul numérique

Les calculs RANS et LES font tous deux intervenir des méthodes numériques itératives dont la convergence doit être vérifiée. L'erreur de convergence d'une méthode itérative est caractérisée par son résidu. Ainsi, un calcul RANS est considéré convergé lorsque les résidus sont plus faibles qu'une valeur seuil fixée par l'utilisateur ou qu'ils ne varient plus. Dans un calcul LES, la résolution de l'équation de Poisson par la méthode du gradient conjugué préconditionné est itérative et sa convergence doit donc être vérifiée. Pour cela, un résidu est également défini qui doit atteindre une valeur seuil fixée par l'utilisateur.

En plus de la vérification de la convergence numérique du calcul, la stabilité de la solution obtenue est vérifiée. Pour vérifier la stabilité du calcul RANS stationnaire, on observe l'évolution au cours du calcul d'une grandeur intégrale, telle que la perte de charge dans notre cas, ou de la vitesse en des points donnés. Lorsque toutes ces grandeurs sont stables, on estime que le calcul RANS est convergé vers une solution stable. Les calculs URANS et LES sont par nature instationnaires de sorte qu'il n'existe pas de convergence de la solution de calcul, celle-ci étant variable dans le temps. Si le phénomène étudié tend vers une solution stable et que l'on ne considère pas des régimes transitoires (tels que la mise en route d'une machine, l'ouverture/fermeture des directrices), comme c'est le cas dans ce mémoire, alors les grandeurs de l'écoulement doivent se stabiliser autour d'une valeur moyenne. On peut ainsi observer l'évolution temporelle de la vitesse en des points donnés du calcul jusqu'à observer une stabilisation. La stabilisation de grandeurs plus globales telles que la norme L2 de la vitesse dans le domaine de calcul ou la perte de charge instationnaire (équation (3.8)) est également observée. Lorsque ces grandeurs sont stabilisées, il est possible de collecter des statistiques pour les grandeurs de l'écoulement, notamment les valeurs moyennes de vitesses et pression. La stabilité de ces valeurs moyennes est alors le critère d'arrêt du calcul. La figure 3.6 présente un exemple de l'évolution de la convergence d'un

calcul LES.

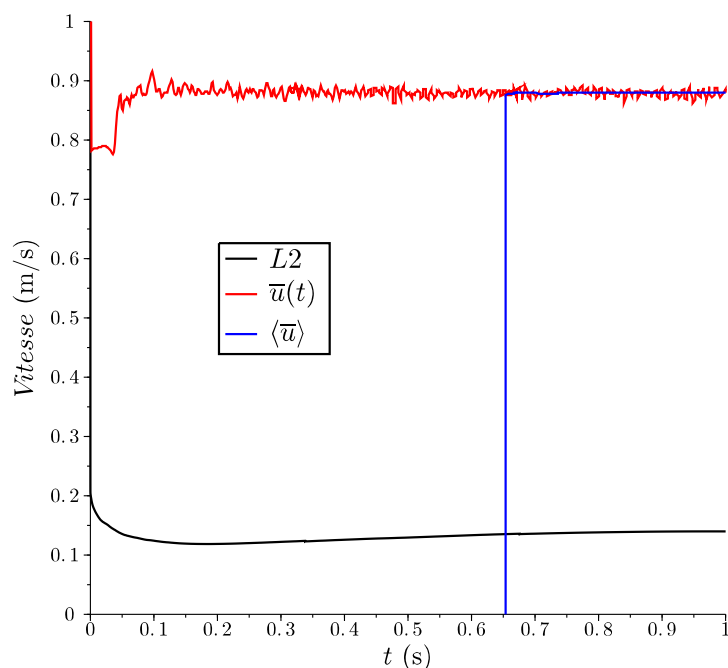


FIGURE 3.6 – Exemple de convergence au cours d’un calcul LES de la norme L2, de la vitesse résolue en un point du calcul $\bar{u}(t)$ et de la moyenne temporelle de cette vitesse $\langle \bar{u} \rangle$

Cette étape de vérification de la convergence du calcul est réalisée systématiquement pour tous les calculs réalisés dans ce mémoire.

3.5.1.2 Discrétisation spatiale et temporelle

La discrétisation du système d’équations aux dérivées partielles (2.1) et (2.2) sur un maillage entraîne une erreur inévitable de discrétisation des gradients. Un calcul RANS ou URANS doit donner une solution unique pour un maillage suffisamment raffiné, c’est-à-dire avec une erreur de discrétisation minimale. Ainsi, il est nécessaire de réaliser une convergence en maillage en réalisant la simulation RANS (ou URANS) sur un maillage de plus en plus raffiné afin d’observer une convergence de grandeurs caractéristiques de l’écoulement à partir d’un certain niveau de raffinement. Ce niveau de raffinement doit ensuite être utilisé pour réaliser des calculs fiables. Les grandeurs caractéristiques observées dans notre cas sont la perte de charge et les profils de vitesses à des stations données. La même procédure doit être appliquée concernant le pas de temps d’une simulation URANS pour s’assurer de la convergence de la discrétisation temporelle.

Au contraire d’un calcul de type RANS, la solution d’un calcul LES est dépendante du maillage utilisé pour la simulation puisque la part de modélisation dépend de la taille de filtre et donc de la taille de maille utilisée pour le calcul LES. Ainsi une simulation LES tend vers une DNS avec le raffinement du maillage (voir section 2.2.3). La notion de convergence en maillage ne peut donc pas être appliquée à un calcul LES. La définition d’un maillage correct pour une LES en géométrie complexe est une question difficile traitée dans plusieurs travaux [14, 95]. Une stratégie a été récemment développée par Benard et al. [9] pour évaluer la qualité d’une LES sur

un maillage donné et adapter ce maillage pour améliorer la résolution LES. Cette stratégie est utilisée pour la génération des maillages pour les calculs LES dans ce mémoire et est présentée ici. En se basant sur le principe qu'à la fois les erreurs de discrétisation et de modélisation dépendent de la taille de maille en LES, deux critères d'adaptation de maillage ont été proposés par Benard et al. [9]. Une procédure numérique a ainsi été mise en place pour adapter un maillage LES en fonction de ces critères en couplant le solveur YALES2 avec le remailleur MMG3D¹. Le premier critère est défini afin de minimiser l'erreur de discrétisation des gradients moyens de vitesses, tout comme dans un calcul RANS. Cette erreur de discrétisation est estimée par le critère Q_{c1} qui correspond à l'erreur d'interpolation u^* de la vitesse u sur un maillage de taille Δ :

$$Q_{c1} = \Delta^2 \max_{i,j} \left(\left| \frac{\partial^2 u_j^*}{\partial x_i^2} \right| \right) \quad (3.15)$$

La taille de maille Δ doit donc être définie de sorte à minimiser l'erreur Q_{c1} dans le domaine de calcul. Il n'existe pas de seuil à atteindre pour ce critère. En pratique, la valeur de Q_{c1} visée pour un maillage adapté est calculée en fonction du nombre d'éléments souhaité dans le maillage final et de manière à homogénéiser l'erreur de discrétisation dans le maillage adapté. Ce critère n'est pas réservé à la LES mais peut aussi être utilisé pour évaluer l'erreur de discrétisation dans un calcul RANS.

Le second critère d'adaptation est défini pour assurer une résolution suffisante des échelles turbulentes en LES. Ainsi le critère Q_{c2} est défini comme le rapport de l'énergie cinétique turbulente modélisée k_{SGS} sur l'énergie cinétique turbulente totale :

$$Q_{c2} = \frac{k_{SGS}}{k_{SGS} + k_R} \quad (3.16)$$

où k_R est l'énergie cinétique turbulente explicitement résolue dans le calcul LES. Pour un écoulement turbulent homogène isotrope à haut nombre de Reynolds, on peut considérer que l'échelle de coupure d'une LES est dans la région inertielle si au moins 80% de l'énergie cinétique turbulente est résolue [100]. Ainsi pour qu'une LES soit valide, il faut vérifier $Q_{c2} < 0.2$ dans tout le domaine de calcul. L'énergie cinétique turbulente modélisée k_{SGS} est dépendante de la taille de maille Δ de sorte que Δ peut être calculée et adaptée localement pour vérifier ce deuxième critère dans tout le domaine de calcul.

Les critères Q_{c1} et Q_{c2} sont calculés à partir des grandeurs statistiques obtenues dans un calcul LES. Ils permettent ainsi de vérifier la qualité des maillages utilisés pour les simulations LES dans ce mémoire et d'optimiser le maillage pour un calcul LES en terme de précision et de coût de calcul.

3.5.2 Mesures expérimentales pour la validation des calculs numériques

L'étape de vérification ne garantit pas la fiabilité de la solution. L'étape de validation d'un calcul numérique consiste en la comparaison des résultats de simulation avec des mesures expérimentales afin de vérifier la bonne représentation du phénomène physique réel par le calcul. Pour la validation des calculs numériques réalisés dans ce mémoire, une campagne de mesures expérimentales a été menée par les ingénieurs de GE Hydro au sein de leur laboratoire d'essais sur modèles réduits. Ainsi des mesures de profils de vitesses et de pertes de charge ont été réalisées sur le modèle de turbine bulbe étudié dans cette thèse.

1. <http://www.math.u-bordeaux1.fr/dobrzyns/logiciels/mmg3d.php>

3.5.2.1 Points de fonctionnement considérés

Les mesures expérimentales ont été réalisées pour quatre points de fonctionnement de la turbine dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 3.1. Le point OP2 est le point on-cam de meilleur rendement η de la turbine (point de meilleur fonctionnement). Les points OP1 et OP3 sont des points off-cam sur l'hélice partielle de OP2, respectivement à faible et fort débit Q . Ils correspondent donc au même angle de pale α que OP2 mais avec des angles de directrices γ différents. Le point OP4 est un point on-cam à forte charge de la turbine. Tous les points de fonctionnement ont la même chute nette H_n et la vitesse de rotation n de la turbine est fixe. Pour chaque point de fonctionnement, le nombre de Reynolds Re est défini à partir de la vitesse débitante et du rayon maximal de la surface d'entrée d'aspirateur. Le nombre de Swirl S est défini par :

$$S = \frac{1}{R_2 - R_1} \frac{\iint_{S_e} V_z V_u r dS}{\iint_{S_e} V_z^2 dS} \quad (3.17)$$

où V_z et V_u sont respectivement les vitesses axiale et tangentielle, r , R_1 et R_2 sont respectivement le rayon courant, minimum et maximum de la surface d'entrée S_e de l'aspirateur.

TABLE 3.1 – Définition des points de fonctionnement considérés

Operating point	γ/γ_{OP2}	α/α_{OP2}	Q/Q_{OP2}	Re	S	η/η_{OP2}
OP1	0.94	1.00	0.954	$2.3 \cdot 10^6$	0.34	0.95
OP2	1.00	1.00	1.000	$2.4 \cdot 10^6$	0.23	1.00
OP3	1.27	1.00	1.122	$2.7 \cdot 10^6$	$-0.4 \cdot 10^{-3}$	0.94
OP4	1.26	1.58	1.635	$4 \cdot 10^6$	0.16	0.98

L'étude des points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3 doit permettre de mieux comprendre l'évolution de l'écoulement sur une hélice partielle. La comparaison des points OP2 et OP4 doit permettre d'étudier l'effet d'une prise de charge sur l'écoulement dans l'aspirateur.

3.5.2.2 Mesures de profils de vitesses par LDV

Des profils de vitesses dans l'aspirateur ont été mesurés par LDV (Laser Doppler Velocimetry) qui est une technique de mesure optique instationnaire non-intrusive de la vitesse de particules dans un écoulement. La technique de mesure LDV est présentée sur la figure 3.7. Deux faisceaux lasers sont focalisés en un point de l'écoulement, l'intersection des deux faisceaux lasers créant ainsi un volume de mesure de quelques millimètres où l'on souhaite mesurer la vitesse. Les particules passant dans ce volume de mesure diffusent la lumière du laser à une fréquence différente de la fréquence du faisceau laser à cause de l'effet Doppler lié au mouvement de la particule. Il est alors possible de calculer la vitesse de la particule à partir de la différence entre la fréquence du faisceau laser et la fréquence émise par la particule. La technique de mesure LDV est donc une technique de mesure indirecte de la vitesse d'un écoulement puisqu'elle mesure la vitesse de particules supposées suivre parfaitement l'écoulement. L'écoulement doit donc êtreensemencé de particules. Plus de précisions sur la technique de mesure LDV peuvent

être trouvées dans le livre de Boutier [10]. Cette technique de mesure est connue pour donner des profils de vitesses avec une bonne précision, l'incertitude pouvant varier de 1 % à 10 % selon la qualité de l'acquisition. L'un des inconvénients est qu'elle nécessite une surface plane en paroi de la section à mesurer. La géométrie conique de l'aspirateur est donc modifiée localement sur quelques millimètres pour permettre la mesure LDV, ce qui peut modifier localement l'écoulement, notamment dans la couche limite.

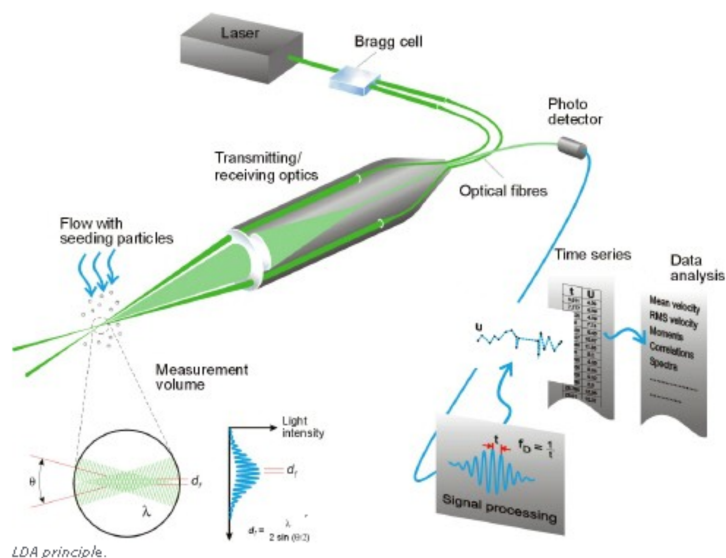


FIGURE 3.7 – Schéma du principe de fonctionnement de la technique de mesure LDV (Laser Doppler Velocimetry) (source : <http://www.dantecdynamics.com/measurement-principles-of-lda>)

Des profils de vitesses ont été mesurés par LDV (Laser Doppler Velocimetry) dans l'aspirateur étudié dans ce travail en trois stations définies sur la figure 3.8 : stations A et B dans le cône de l'aspirateur et station C dans la trompette. Les mesures LDV sont réalisées dans un plan et permettent de mesurer les composantes axiale V_z (suivant l'axe z de l'aspirateur) et tangentielle V_u de la vitesse, mais pas la composante radiale V_r . La composante axiale V_z de la vitesse est définie positive dans le sens de l'écoulement et la composante tangentielle V_u est définie positive dans le sens de rotation de la roue indiqué en rouge sur la figure 3.8.

Pour des raisons environnementales, il n'est pas possible d'ensemencer l'eau passant dans la turbine pour réaliser les mesures LDV dans le laboratoire d'essais de General Electric. Les vitesses mesurées sont donc celles de particules ou de bulles présentes naturellement dans l'eau. La mesure optique est réalisée le long d'un diamètre selon une grille d'acquisition raffinée dans les couches limites et au centre de l'aspirateur. L'acquisition en chaque point est limitée soit par le temps d'acquisition, fixé à 20 secondes (400 tours de roue), soit par le nombre maximal de particules acquises, fixé à 5000. Les vitesses moyennes en chaque point du diamètre sont obtenues par la moyenne des vitesses de chaque particule acquise. A titre d'exemple, le taux d'acquisition de particules pour le point de fonctionnement OP2 dans la station A est présenté sur la figure 3.9a qui permet également d'observer la grille d'acquisition en fonction du rayon. Tout comme pour le calcul numérique, la convergence de la moyenne de la vitesse en fonction du temps d'acquisition a été vérifiée. La figure 3.9 présente cette convergence pour les deux composantes de

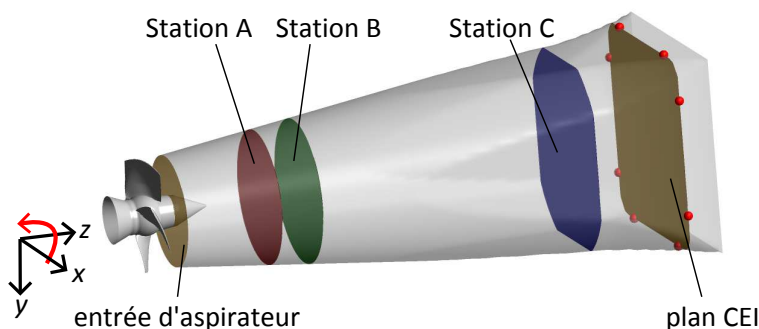


FIGURE 3.8 – Stations de mesures expérimentales pour les profils de vitesses et les pertes de charge dans l'aspirateur

vitesses mesurées dans la station A pour le point de fonctionnement OP2 en un point au centre de l'aspirateur et un point dans la couche limite. La convergence de la mesure au centre de l'aspirateur est correcte. De manière générale, il a été observé que les moyennes de vitesses sont fiables au dixième de la vitesse mais pas nécessairement au centième. Dans la couche limite, le taux d'acquisition de particules est faible, les mesures sont donc moins fiables dans cette région de l'écoulement.

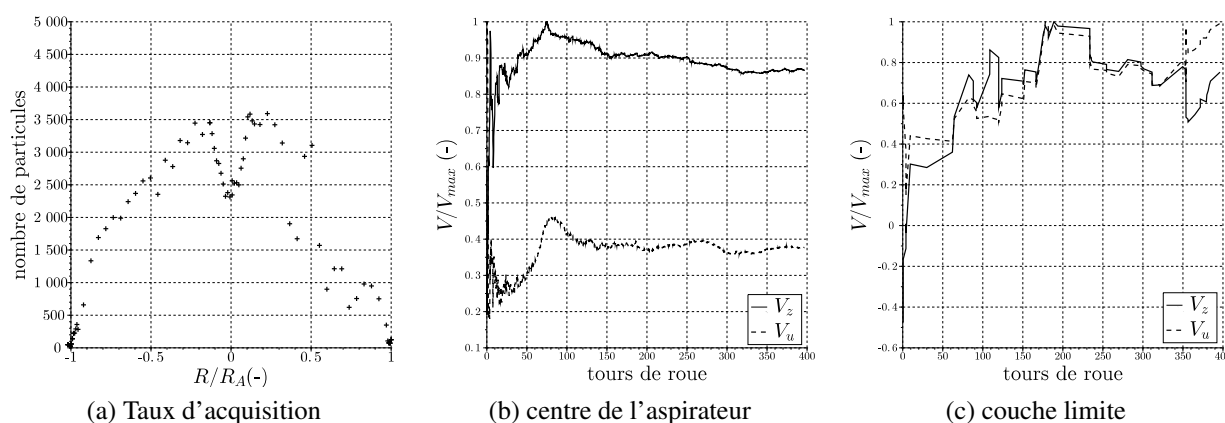


FIGURE 3.9 – Taux d'acquisition (a) et exemple de convergence des composantes de vitesses mesurées par LDV dans la station A en un point au centre de l'aspirateur (b) et dans la couche limite (c)

Les mesures LDV étant des mesures instationnaires de vitesse, elles donnent également accès aux fluctuations de vitesses par rapport à cette valeur moyenne permettant de calculer l'énergie cinétique turbulente k telle que :

$$k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle = \frac{1}{2} (\langle V'_z V'_z \rangle + \langle V'_u V'_u \rangle + \langle V'_r V'_r \rangle) \quad (3.18)$$

Les fluctuations de vitesses axiale V'_z et tangentielle V'_u sont obtenues par LDV. La vitesse radiale n'étant pas mesurée, V'_r est inconnue. Pour calculer l'énergie cinétique k nous nous basons sur l'hypothèse d'isotropie des composantes du tenseur de Reynolds :

$$\langle V_r'V_r' \rangle = \frac{1}{2}(\langle V_z'V_z' \rangle + \langle V_u'V_u' \rangle) \quad (3.19)$$

Cette hypothèse d'isotropie est assez forte mais nous permet d'avoir une idée des profils d'énergie cinétique turbulente dans l'aspirateur. D'autre part, nous pouvons déterminer explicitement trois composantes du tenseur de Reynolds à partir des mesures LDV, à savoir $\langle V_u'V_u' \rangle$, $\langle V_z'V_z' \rangle$ et $\langle V_u'V_z' \rangle$.

3.5.2.3 Mesures de vitesses et pression par sonde Pitot

Il n'a pas été possible techniquement de réaliser des mesures LDV en entrée d'aspirateur. Dans cette section, des mesures stationnaires ont donc été réalisées grâce à une sonde Pitot à cinq trous permettant de mesurer les trois composantes de la vitesse et la pression statique. Contrairement à la technique de mesure LDV, la mesure par sonde Pitot est intrusive et impose une discrétisation spatiale des points de mesure plus lâche à cause du diamètre de la sonde de plusieurs millimètres. De ce fait, il est également impossible de réaliser des mesures à une distance à la paroi plus faible que le diamètre de la sonde, la couche limite n'est donc pas décrite dans ces mesures.

Des mesures avec sonde Pitot ont également été réalisées dans la station A ce qui permet d'avoir notamment accès au profil de pression statique en station A. De plus, la comparaison des sondages par LDV et par sonde Pitot en cette station a permis de vérifier la cohérence des mesures par ces deux techniques.

3.5.2.4 Mesure de la perte de charge dans l'aspirateur

Expérimentalement, la perte de charge est mesurée selon le code CEI² [1], qui fixe une norme pour les mesures expérimentales, et est donc nommée perte CEI. La perte CEI dans l'aspirateur est mesurée entre le plan d'entrée d'aspirateur (e) et un plan proche de la section de sortie de l'aspirateur, appelé plan CEI et défini sur la figure 3.8. La perte CEI est définie par la formule suivante :

$$\Delta H_{CEI} = \frac{1}{gQ} \iint_{S_e} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS - \frac{1}{\rho g} \left(\frac{1}{2} \rho \left(\frac{Q}{S_{CEI}} \right)^2 + \langle p_{CEI} \rangle \right) \quad (3.20)$$

où $\langle p_{CEI} \rangle$ est la pression statique moyennée sur 8 capteurs affleurant la paroi dans le plan CEI (représentés par les points rouges sur la figure 3.8). Ainsi, la pression dans le plan CEI est supposée uniforme et est donc évaluée à partir de la pression pariétale. De plus, l'écoulement est supposé uniforme et axial dans le plan CEI de sorte que l'énergie cinétique y est évaluée à partir de la vitesse débitante $\frac{Q}{S_{CEI}}$. Les effets de gravité sont négligés dans l'aspirateur.

Les profils moyens de pression statique et vitesses dans le plan d'entrée d'aspirateur sont fournis par la mesure par sonde Pitot. Il faut noter que les mesures Pitot sont entachées d'une erreur estimée à 10% pour la vitesse et 20% pour la pression, de sorte que l'incertitude sur la mesure expérimentale de la perte CEI est de l'ordre de 20% de la valeur mesurée.

2. Commission Électrotechnique Internationale

La perte CEI peut être différente de la perte de charge réelle qui a été définie à la section 3.4.1 et est exprimée ici entre l'entrée et le plan CEI de l'aspirateur en négligeant les forces de gravité :

$$\Delta H = \frac{1}{gQ} \left(\iint_{S_e} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS - \iint_{S_{CEI}} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} + \frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS \right) \quad (3.21)$$

Dans le cas où l'écoulement est non-uniforme et conserve une composante tangentielle dans le plan CEI, les deux expressions de perte conduisent à des résultats différents. Cependant, la perte CEI est la quantité d'intérêt d'un point de vue industriel pour les aspirateurs de turbine hydraulique et permet la comparaison entre mesures expérimentales et résultats de calculs numériques.

Des mesures Pitot étant également disponibles en station A, la perte CEI entre la station A et le plan CEI est également mesurée et permet une décomposition des pertes de charge dans l'aspirateur.

3.6 Méthodologie choisie pour répondre à la problématique

La présente thèse s'attache à prédire numériquement les pertes de charge dans un aspirateur de turbine bulbe pour plusieurs points de fonctionnement. Deux volets constituent la thèse : la prédiction numérique de l'écoulement et l'analyse physique des pertes de charge. Pour chaque volet, des outils de validation et d'analyse sont disponibles. La méthodologie utilisée dans cette thèse pour répondre à la problématique est explicitée dans cette section.

3.6.1 Prédiction numérique des pertes de charge dans l'aspirateur

L'état de l'art de la prédiction numérique de l'écoulement dans un aspirateur de turbine hydraulique a mis en évidence la nécessité de réaliser des calculs instationnaires afin de pouvoir prédire les instabilités se créant dans l'aspirateur et ainsi d'améliorer la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur. D'autre part, les travaux précédents soulignent l'importance d'une bonne description des profils de vitesses en entrée d'aspirateur. Ceci est d'autant plus vrai dans le cas des turbines bulbes à double réglage qui possèdent un faible nombre de pales et pour lesquelles l'hypothèse classiquement utilisée d'axisymétrie du profil de vitesse en entrée d'aspirateur est potentiellement mise à mal. De plus, les tourbillons se formant dans les jeux de roue de turbine bulbe doivent également être pris en compte dans la définition de la condition d'entrée d'aspirateur. Nous nous attacherons donc dans un premier temps à réaliser un calcul RANS instationnaire (URANS) d'aspirateur en prenant en compte les instationnarités provenant de la roue (sillages, tourbillons de jeux, ...) soit par un calcul de roue et aspirateur couplés par une interface de type « transient rotor-stator », soit en imposant des champs de vitesses tournants issus d'un calcul préliminaire de roue. Le modèle $k - \omega$ SST classiquement utilisé par General Electric pour prédire l'écoulement dans une turbine hydraulique est celui utilisé pour les calculs URANS présentés dans ce mémoire.

Cependant, il a également été mis en évidence que la nature très complexe de l'écoulement dans un aspirateur, à savoir la présence d'un fort swirl, notamment pour les points différents du point de meilleur fonctionnement, et de structures turbulentes et tourbillonnaires, n'est pas correctement prédite par calculs URANS utilisant des modèles linéaires de viscosité turbulente. L'utilisation de modèles de turbulence avancés tels que des méthodes hybrides RANS-LES ou directement une méthode LES a permis d'obtenir une meilleure prédiction de la physique de l'écoulement dans un aspirateur en résolvant explicitement une partie des échelles turbulentes dans l'aspirateur. Notamment les travaux de Bélanger-Vincent [8] et Beaubien [7] ont montré que l'approche DES permet d'obtenir une meilleure description de la physique de l'écoulement dans un aspirateur par rapport à une approche URANS. Cependant, la prédiction des performances de l'aspirateur n'était pas améliorée avec une méthode DES. La prédiction de l'écoulement en proche paroi par une méthode RANS pourrait en être la cause. Afin d'améliorer la prédiction de l'écoulement turbulent dans l'aspirateur et ainsi la prédiction de ses performances, des calculs LES de l'aspirateur sont réalisés dans ce mémoire. Pour cela, le modèle de Smagorinsky dynamique est utilisé. La comparaison des calculs URANS et LES permettra ainsi d'évaluer l'impact de la modélisation de la turbulence sur la prédiction des performances de l'aspirateur.

La part de modélisation de la turbulence étant plus faible en LES qu'avec une approche URANS, la description des conditions aux limites en LES est de première importance pour la prédiction de l'écoulement et est donc particulièrement étudiée. En particulier, l'influence de la condition de sortie et de l'état de surface des parois est analysée.

Enfin, la revue de la littérature a mis en évidence la nécessité d'avoir des mesures expérimentales riches et précises afin de pouvoir valider les simulations numériques. L'accès à des mesures à la fois locales (profils de vitesses) et globales (pertes de charge) nous permet d'évaluer la fiabilité des simulations réalisées dans ce mémoire. Les étapes de vérification et validation des calculs URANS et LES sont tout d'abord mises en œuvre pour le meilleur point de fonctionnement de la turbine. Les conclusions ainsi tirées sont ensuite utilisées pour prédire l'écoulement dans l'aspirateur pour les points de fonctionnement off-cam et le point on-cam à forte charge de la turbine.

3.6.2 Analyse physique des pertes de charge dans l'aspirateur

L'amélioration de la prédiction des pertes de charge dans un aspirateur de turbine hydraulique passe également par la compréhension et la localisation des phénomènes hydrodynamiques à l'origine de ces pertes de charge. Pour cela, les différents termes du bilan d'énergie présentés à la section 3.4.3 (équation (3.14)) sont étudiés dans les simulations numériques réalisées dans ce mémoire. En effet, ceci permet de déterminer les paramètres numériques pouvant influencer sur la prédiction des pertes de charge et d'identifier les facteurs numériques permettant d'améliorer cette prédiction. D'autre part, la localisation des pertes de charge permet de mieux comprendre l'évolution des performances entre les différents points de fonctionnement étudiés.

Chapitre 4

Simulations URANS au meilleur point de fonctionnement

Sommaire

4.1	Mise en place du calcul URANS	102
4.1.1	Domaine de calcul d'aspirateur	102
4.1.2	Détermination de la condition d'entrée d'aspirateur	104
4.1.2.1	Calcul préliminaire directrice-roue	104
4.1.2.2	Calcul directrice-roue-aspirateur couplés	105
4.1.2.3	Calcul d'aspirateur avec entrée tournante	107
4.2	Vérification des calculs URANS	109
4.3	Validation des calculs URANS	111
4.3.1	Profils d'entrée d'aspirateur	112
4.3.2	Topologie de l'écoulement dans l'aspirateur	112
4.3.3	Prédiction des profils de vitesses	112
4.3.4	Prédiction de l'énergie cinétique turbulente	115
4.3.5	Prédiction de la perte CEI dans l'aspirateur	115
4.4	Retour sur la condition d'entrée d'aspirateur	118
4.4.1	Modification du profil d'entrée	119
4.4.2	Étude du calcul RANS de directrice-roue	122
4.4.2.1	Convergence en maillage	123
4.4.2.2	Étude paramétrique	124
4.4.2.3	Quantification des incertitudes	128
4.5	Conclusions du chapitre	132

Dans ce chapitre, les étapes de vérification et de validation d'une simulation de type RANS sont appliquées au calcul URANS d'aspirateur pour le meilleur point de fonctionnement OP2 de la turbine. Nous rappelons que les calculs RANS et URANS présentés dans ce mémoire sont réalisés avec le logiciel CFX et en utilisant le modèle de turbulence $k - \omega$ SST. L'objectif est d'évaluer si la description correcte des profils de vitesses en entrée d'aspirateur dans le calcul URANS permet d'aboutir à une prédiction fiable des profils de vitesses et de la perte CEI dans l'aspirateur. La première étape, présentée en section 4.1, consiste à définir le domaine de calcul d'aspirateur et les conditions aux limites du calcul. Une attention particulière est accordée à la définition de la condition d'entrée d'aspirateur. L'étape de vérification du calcul URANS à la section 4.2 permet de déterminer la taille du maillage nécessaire pour cette simulation. La fiabilité de la simulation est ensuite évaluée à la section 4.3 par comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales disponibles et présentées au chapitre précédent. Cette étape de validation du calcul fait apparaître des écarts entre calcul et expérience ce qui nécessite de revenir sur la définition de la condition d'entrée du calcul. Une modification de la condition d'entrée est donc proposée en section 4.4 afin d'améliorer la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur. Nous mettons également en œuvre dans cette dernière section une méthode de quantification des incertitudes, telle que celle utilisée par Brugière [12], afin d'évaluer les incertitudes sur la condition d'entrée du calcul d'aspirateur.

Dans ce chapitre et dans la suite de ce mémoire, les vitesses dans l'aspirateur sont adimensionnées par la vitesse débitante au point de fonctionnement OP2, notée $V_{b,OP2}$, et les rayons sont adimensionnés soit par le rayon maximal d'entrée d'aspirateur, R_2 , soit par le rayon maximal en station C, R_C .

4.1 Mise en place du calcul URANS

4.1.1 Domaine de calcul d'aspirateur

Le domaine de calcul étudié, constitué de l'aspirateur de la turbine bulbe considérée, est présenté sur la figure 4.1. L'entrée d'aspirateur correspond à une section située en sortie de roue. Une partie de la pointe est donc incluse dans la géométrie étudiée. L'aspirateur est composé d'un diffuseur conique axisymétrique, le cône, suivi de la trompette de géométrie plus complexe et non-axisymétrique. Une extension droite est ajoutée en sortie du domaine de calcul, qui consiste en un prolongement de la section de sortie de l'aspirateur, afin d'aider à la convergence du calcul et d'éviter une influence de la condition de sortie numérique du calcul sur la sortie réelle de l'aspirateur. Sur le modèle expérimental, la sortie de l'aspirateur est reliée à une cuve créant ainsi une extension brusque et large. Le calcul de cette cuve en sortie d'aspirateur est coûteux c'est pourquoi plusieurs auteurs se sont intéressés à l'influence de la forme de l'extension numérique sur la prédiction des performances d'un aspirateur. Mauri [72] a ainsi comparé des calculs RANS d'un aspirateur coudé sans extension, avec une extension droite, et avec une extension brusque en forme de cuve. Il a observé très peu de différences sur les profils d'écoulements et le coefficient de récupération dans l'aspirateur entre les trois cas en l'absence de recirculation localisée dans la section de sortie réelle de l'aspirateur. Si par contre une telle recirculation existe, le cas de calcul sans extension donne des résultats différents des autres cas. L'ajout d'une extension semble donc tout de même nécessaire. Payette [93] a également étudié l'influence de la forme de l'extension

et des conditions aux limites imposées sur ses parois dans le cas du diffuseur conique du cas test ERCOFTAC, calculé par méthode RANS avec le modèle $k - \omega$ SST (voir figure 4.2). Il a montré que l'extension aval n'avait qu'un rôle secondaire sur la prédiction numérique des profils de vitesses dans le diffuseur mais peut influencer le profil de pression en sortie du diffuseur. L'auteur note cependant que l'influence de cette condition de sortie est bien moindre que celle de la condition d'entrée. Une extension droite de longueur égale à la longueur de la trompette est donc utilisée pour les calculs URANS dans ce mémoire.

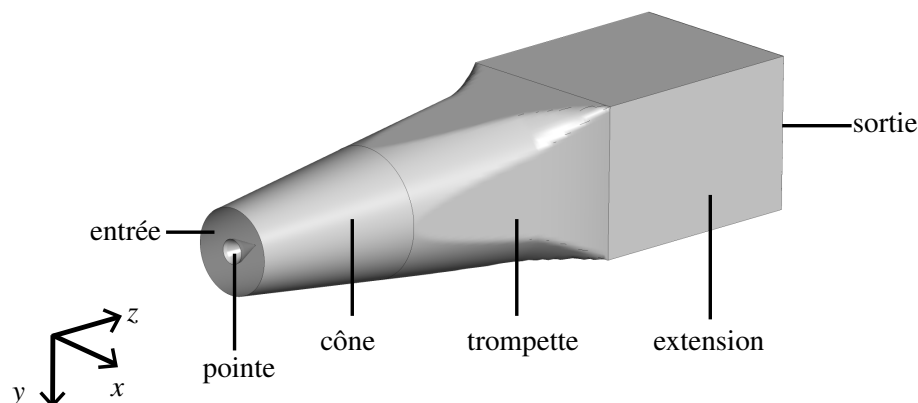


FIGURE 4.1 – Domaine de calcul

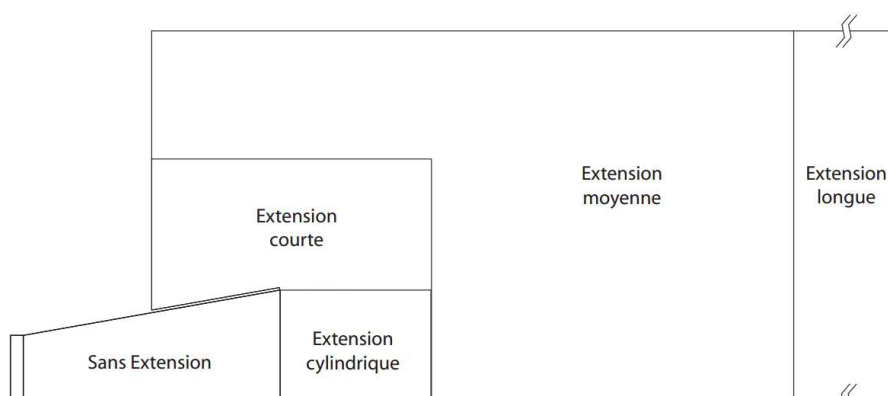


FIGURE 4.2 – Différentes formes d'extensions testées par Payette [93] pour le diffuseur conique du cas test ERCOFTAC

La pression statique sur le plan de sortie du domaine de calcul (sortie de l'extension) est imposée nulle en moyenne. Une condition de non-glissement est imposée aux parois fixes du domaine, à savoir les parois du cône, de la trompette et de l'extension. La pointe de roue est définie comme une paroi tournante, d'axe de rotation z , à la vitesse et dans le sens de rotation de la roue. Le traitement automatique de la paroi implémenté dans CFX est utilisé (voir section 2.3.4.1).

4.1.2 Détermination de la condition d'entrée d'aspirateur

4.1.2.1 Calcul préliminaire directrice-roue

Les conditions d'entrée du calcul d'aspirateur sont obtenues à partir d'un calcul RANS $k - \omega$ SST d'un passage de directrice-roue dont le domaine de calcul est représenté sur la figure 4.3. La turbine étudiée possède 16 directrices et 4 pales, le domaine de calcul comporte donc un seizième du distributeur et un quart de la roue en supposant une périodicité de l'écoulement. Le maillage de ce domaine est structuré hexaédrique et composé de 2 millions de nœuds (1.3 millions dans la roue et 0.7 million dans le distributeur). Le débit correspondant à chaque point de fonctionnement est imposé en entrée du domaine du distributeur avec un angle fluide supposant un écoulement parallèle au canal du distributeur. Les conditions turbulentes en entrée du distributeur sont imposées selon les pratiques courantes chez General Electric : 5% d'intensité turbulente et une longueur de turbulence égale à 10% de l'épaisseur du domaine distributeur. Des conditions aux limites périodiques sont imposées aux limites angulaires de chaque domaine. Une interface de type « stage » est utilisée pour calculer les flux entre le distributeur (domaine fixe) et la roue (domaine tournant). Tel qu'expliqué à la section 2.4.2, les flux à l'interface sont ainsi moyennés dans la direction azimutale, de sorte que les profils de vitesses sont axisymétriques en entrée du domaine de la roue mais varient dans la direction radiale. Ceci permet de prendre en compte la direction de l'écoulement imposée par les directrices en entrée de roue mais pas de considérer l'effet du sillage des directrices, qui est supposé négligeable sur la prédiction des profils d'entrée d'aspirateur.

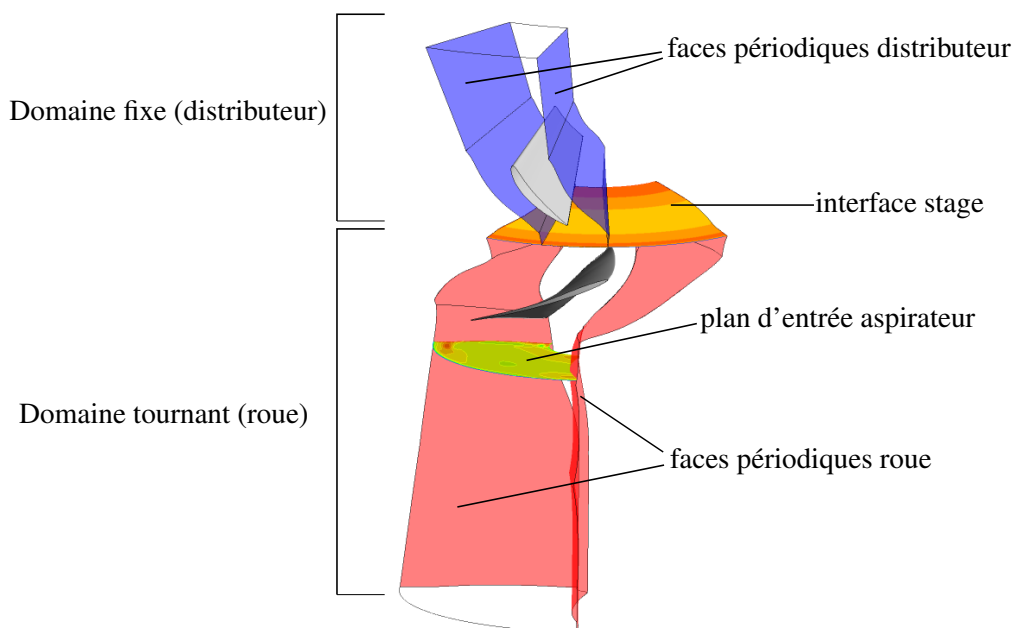


FIGURE 4.3 – Définition du calcul RANS d'un passage directrice-roue

Le plan d'entrée d'aspirateur est contenu dans le domaine de calcul directrice-roue, on peut donc en extraire les champs en moyenne de phase de chaque composante de vitesse sur un quart de l'entrée d'aspirateur. Selon les pratiques courantes présentées au chapitre précédent (section 3.2.1), dans un calcul stationnaire RANS d'aspirateur, ou dans un calcul de machine complète

directrice-roue-aspirateur utilisant une interface « stage » entre la roue et l'aspirateur, le mélange en sortie de roue est supposé suffisant pour que l'écoulement y soit axisymétrique. Une moyenne azimutale de ces champs de vitesses est donc réalisée pour définir les profils de vitesses axisymétriques stationnaires en entrée d'aspirateur tel qu'illustré sur la figure 4.4a. Il s'agit d'une hypothèse forte pour les turbines de type bulbe qui possèdent un faible nombre de pales et donc pour lesquelles l'écoulement peut être fortement inhomogène dans la direction azimutale entre chaque passage de pales. Le champ de vitesse en moyenne de phase présenté sur la figure 4.4b est obtenu en dupliquant trois fois le champ issu du calcul RANS directrice-roue, puisque la roue comporte 4 pales. Ce champ de vitesse en moyenne de phase, comportant notamment les sillages de pales et les tourbillons de jeux, constitue une condition d'entrée du calcul d'aspirateur plus complète et réaliste que le profil en moyenne axisymétrique. L'importance de définir une telle condition d'entrée d'aspirateur réaliste a été mise en évidence par l'état de l'art présenté au chapitre 3.

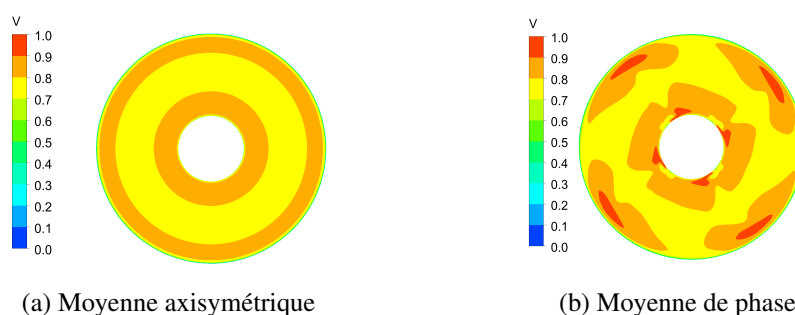


FIGURE 4.4 – Profil de vitesse totale adimensionnée en entrée d'aspirateur en moyenne axisymétrique (a) et en moyenne de phase (b)

4.1.2.2 Calcul directrice-roue-aspirateur couplés

Afin de définir une condition d'entrée complète d'aspirateur, un calcul URANS de directrice-roue-aspirateur couplés par des interfaces est réalisé. Pour cela, le domaine de calcul, représenté sur la figure 4.5, est composé d'un passage de directrice, de la roue complète et de l'aspirateur. Une interface « stage » est utilisée entre la directrice et la roue comme expliqué à la section précédente. Le domaine de calcul de la roue s'arrête à l'entrée d'aspirateur et une interface « transient rotor-stator » permet de prendre en compte les interactions entre la roue et l'aspirateur (voir section 2.4.2). Les conditions d'entrée du calcul directrice-roue sont les mêmes que pour le calcul RANS présenté à la section précédente. Le maillage hexaédrique du domaine complet comprend 7 millions de nœuds dont 5 millions dans le domaine directrice-roue et 2 millions dans l'aspirateur.

Le calcul instationnaire URANS est conduit durant un temps physique correspondant à 4 passages de l'écoulement dans le domaine complet jusqu'à stabilisation des grandeurs d'intérêts (voir section 3.5.1.1). Les statistiques des grandeurs de l'écoulement (moyenne temporelle et écart-type) sont alors collectées jusqu'à stabilisation des valeurs moyennes, ce qui correspond à 2 passages dans l'aspirateur. Les profils de vitesses en différentes stations de l'aspirateur sont alors obtenus par moyenne axisymétrique des moyennes temporelles de vitesses. De même, les valeurs moyennes temporelles de pression statique et de vitesses sont utilisées pour calculer la

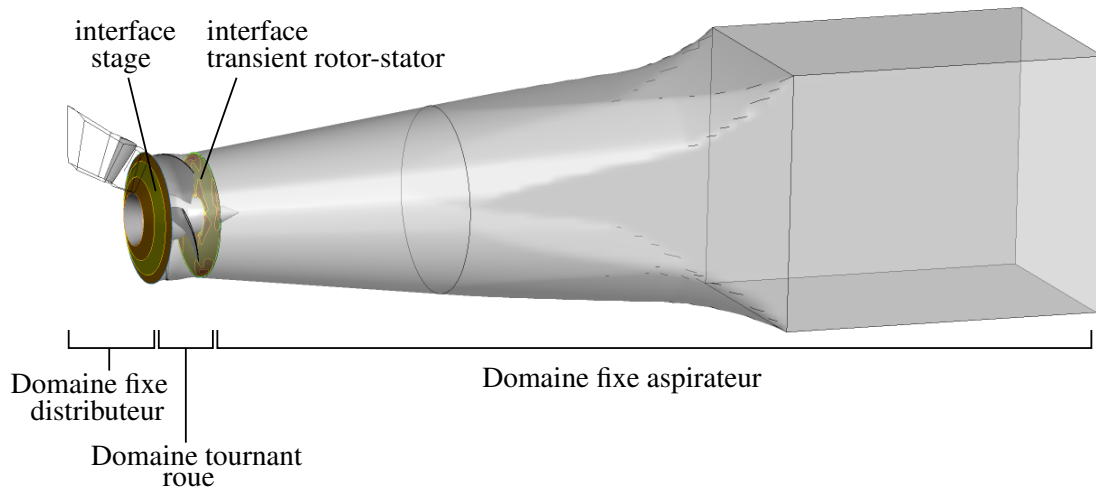


FIGURE 4.5 – Définition du calcul directrice-roue-aspirateur couplés

perte de charge dans l'aspirateur.

L'influence du pas de temps utilisé pour la simulation URANS est étudiée en réalisant trois calculs au meilleur point de fonctionnement OP2 de la turbine avec des pas de temps décroissants correspondant à 10° , 5° et 1° de tour de roue. Ces pas de temps correspondent respectivement à 2.5, 4.5 et 22.5 itérations nécessaires pour un passage de la roue devant le domaine de la directrice. Les profils de vitesses obtenus en entrée d'aspirateur pour les trois pas de temps sont présentés sur la figure 4.6 et comparés aux profils de vitesses obtenus avec le calcul RANS d'un passage de directrice-roue. Ces profils de vitesses sont très faiblement dépendants du pas de temps utilisé pour le calcul. De plus, ces profils sont très proches de ceux obtenus par calcul RANS d'un passage de directrice-roue, à l'exception de faibles variations sur les vitesses axiale et tangentielle à proximité du moyeu de la roue (R/R_2 proche de 0.3). Nous avons vérifié qu'il en est de même pour les champs de vitesses en moyenne de phase (non présentés ici). Cela signifie qu'il n'est pas nécessaire de réaliser un calcul instationnaire de la roue pour prédire les profils de vitesses moyennes en entrée d'aspirateur. En outre, le couplage de l'aspirateur à la sortie de la roue ne modifie pas les profils de vitesses prédits sur le plan d'entrée d'aspirateur par rapport au cas de calcul de roue seule.

La prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur par le calcul directrice-roue-aspirateur pour les trois pas de temps considérés est présentée sur la figure 4.7. Les résultats obtenus avec le pas de temps correspondant à 10° de tour de roue s'écartent de façon sensible des deux autres cas, notamment au centre de l'aspirateur (R/R_C entre 0 et 0.1) sur les stations A et B (les stations sont définies sur la figure 3.8). Les écarts entre les profils de vitesses prédits avec des pas de temps correspondant à 1° et 5° de tour de roue sont faibles et localisés et sont supposés négligeables pour notre étude.

L'influence du pas de temps sur la prédiction de la perte CEI dans l'aspirateur a également été évaluée. L'écart entre la perte CEI calculée avec un pas de temps correspondant à 5° et 1° de tour de roue est inférieur à 10% de la valeur expérimentale. L'incertitude de mesure sur la perte de charge CEI expérimentale étant de 20%, la précision obtenue avec le pas de temps de 5° est

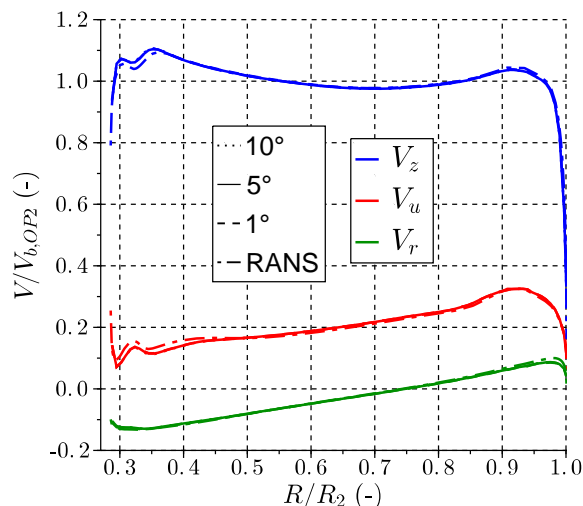


FIGURE 4.6 – Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) sur le plan d'entrée d'aspirateur obtenus par calcul directrice-roue-aspirateur couplés avec trois pas de temps correspondant à 10° , 5° et 1° de tour de roue et par le calcul RANS d'un passage de directrice-roue pour le point de fonctionnement OP2

suffisante pour l'étude réalisée ici. Le calcul URANS d'aspirateur est donc considéré convergé en pas de temps sur les grandeurs d'intérêt (profils de vitesses moyennes et pertes CEI) pour un pas de temps correspondant à 5° de tour de roue. Notons que le même résultat a été trouvé par Beaubien [7].

4.1.2.3 Calcul d'aspirateur avec entrée tournante

L'étude précédente a montré que le calcul RANS d'un passage de directrice-roue permet de prédire des profils moyens de vitesses en entrée d'aspirateur très proches de ceux obtenus par le calcul de directrice-roue-aspirateur couplés. Nous réalisons donc un calcul d'aspirateur seul avec les champs de vitesses en moyenne de phase obtenus par le calcul RANS d'un passage de directrice-roue comme conditions d'entrée. Ces champs de vitesses sont mis en rotation à la vitesse de rotation de la roue afin de simuler la présence de la roue en amont de l'aspirateur et de conserver l'instationnarité des champs d'entrée. Les champs d'entrée en moyenne de phase pour k et ω sont également extraits du calcul RANS de directrice-roue et imposés en rotation en entrée d'aspirateur pour simuler l'effet de la turbulence imposée par la roue en entrée d'aspirateur. Nous avons également vérifié que ces champs de k et ω obtenus en entrée d'aspirateur par calcul de directrice-roue-aspirateur couplés et par calcul RANS de directrice-roue sont très proches.

Contrairement au calcul directrice-roue-aspirateur couplés, le couplage est ici unidirectionnel puisque l'on ne considère pas d'influence de l'écoulement dans l'aspirateur sur l'écoulement dans la roue. De plus, seules les vitesses et grandeurs turbulentes sont imposées en entrée d'aspirateur, la pression y étant résolue et non transmise depuis la roue. Le même maillage d'aspirateur que précédemment, composé de 2 millions de nœuds, est utilisé et le pas de temps est fixé correspondant à 5° de tour de roue.

La figure 4.8 montre que les profils moyens de vitesses obtenus dans les trois stations de

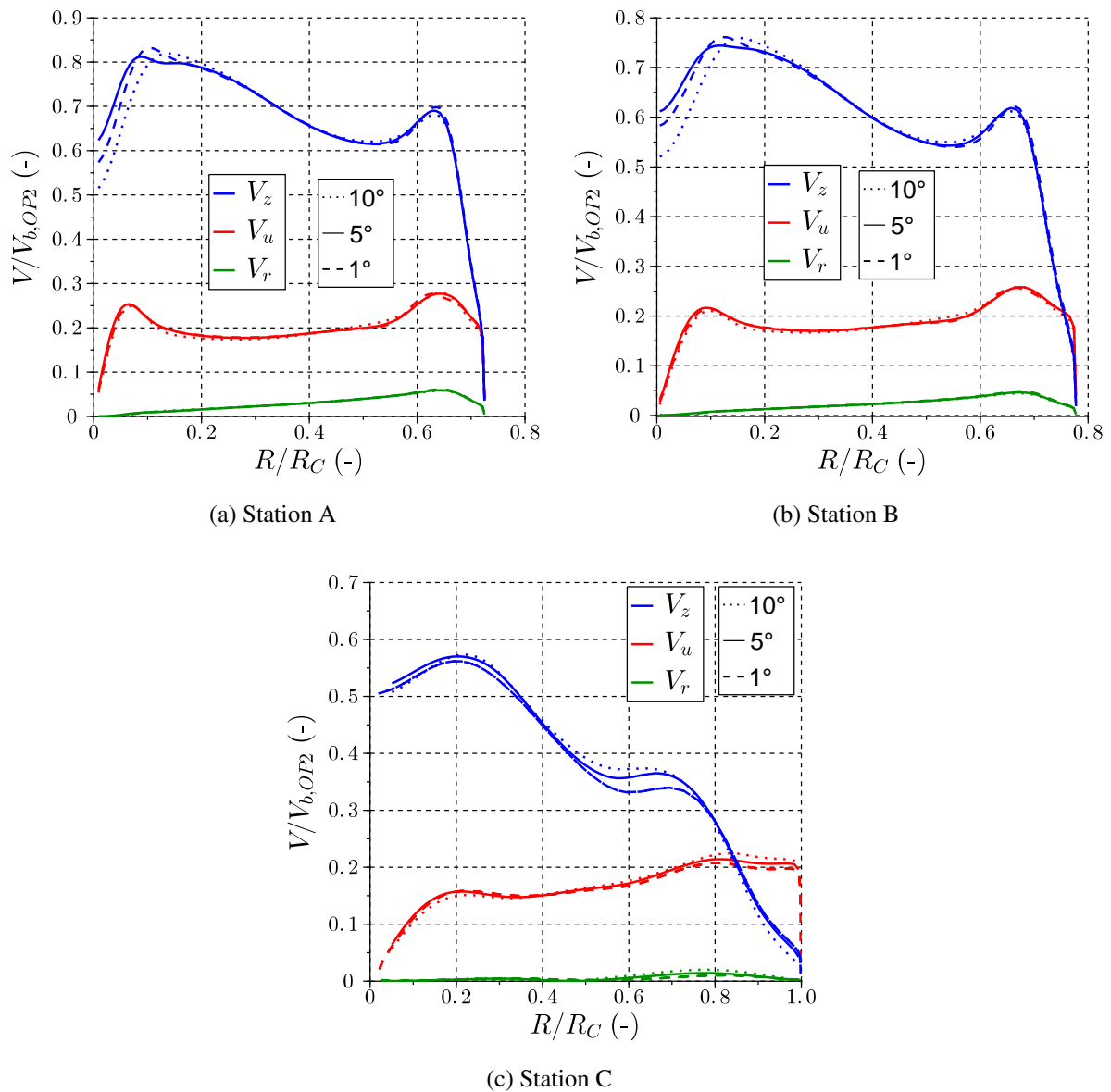


FIGURE 4.7 – Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l’aspirateur par le calcul directrice-roue-aspirateur couplés avec trois pas de temps correspondant à 10° , 5° et 1° de tour de roue pour le point de fonctionnement OP2

l’aspirateur par ce calcul avec entrée tournante sont presque identiques à ceux obtenus avec le calcul directrice-roue-aspirateur couplés. De plus, la différence entre les pertes CEI prédites par les deux calculs est inférieure à 5% de la perte CEI mesurée expérimentalement.

La très forte similitude entre le calcul de machine complète et le calcul d’aspirateur avec entrée tournante permet de conclure que les calculs de directrice-roue et d’aspirateur peuvent être découplés. Ceci permet d’alléger le coût et le temps de calcul de l’écoulement dans l’aspirateur. Dans la suite de ce manuscrit, les calculs URANS d’aspirateur sont donc réalisés avec une condition d’entrée tournante obtenue par un calcul préliminaire RANS d’un passage de directrice-roue.

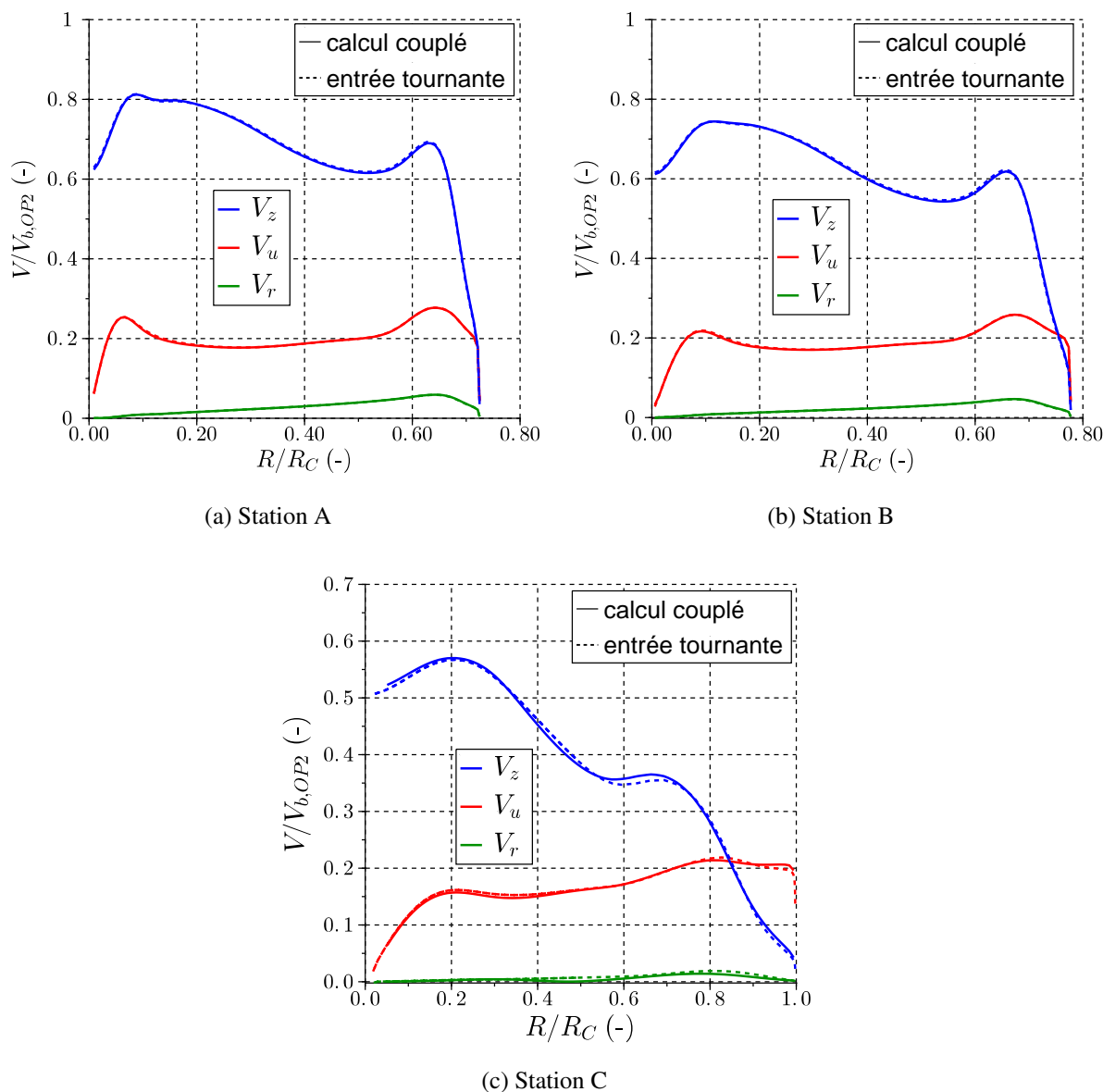


FIGURE 4.8 – Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l’aspirateur par le calcul directrice-roue-aspirateur couplés (trait plein) et par le calcul d’aspirateur avec entrée tournante (trait pointillé) pour le point de fonctionnement OP2

4.2 Vérification des calculs URANS

Tel qu’expliqué à la section 3.5.1, l’étape de vérification consiste à s’assurer de l’indépendance des résultats de simulation à la discrétisation spatiale et temporelle. La vérification de la discrétisation temporelle à la section précédente nous conduit à utiliser un pas de temps correspondant à 5° de tour de roue. La convergence en maillage est vérifiée dans cette section.

Un maillage hexaédrique est réalisé pour discrétiser la géométrie de l’aspirateur. En proche paroi, le maillage est raffiné dans la direction radiale pour la résolution des couches limites. Ainsi

un premier maillage, maillage A, est composé de 2 millions de nœuds et conduit à une valeur de y^+ moyenne de 5, variant de 10 sur la pointe de roue à 1 dans l'extension (voir figure 4.9). La figure 4.10 présente plusieurs coupes de ce maillage. Une étude de convergence en maillage est réalisée par raffinement progressif de ce maillage. Tout d'abord, deux maillages avec une valeur moyenne identique de y^+ égale à 5 sont considérés : maillage B avec 4 millions de nœuds et maillage C avec 10 millions de nœuds. Ensuite, un quatrième maillage, maillage D, est considéré, composé de 2.5 millions de nœuds mais avec une valeur moyenne de y^+ inférieure à 2 sur toutes les parois du domaine, tel que recommandé par ANSYS CFX pour résoudre la couche limite turbulente avec le modèle $k - \omega$ [2, 93].

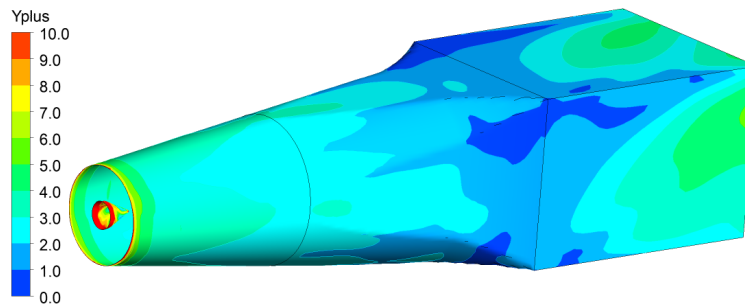


FIGURE 4.9 – Contours de y^+ dans le calcul URANS sur le maillage A composé de 2 millions de nœuds

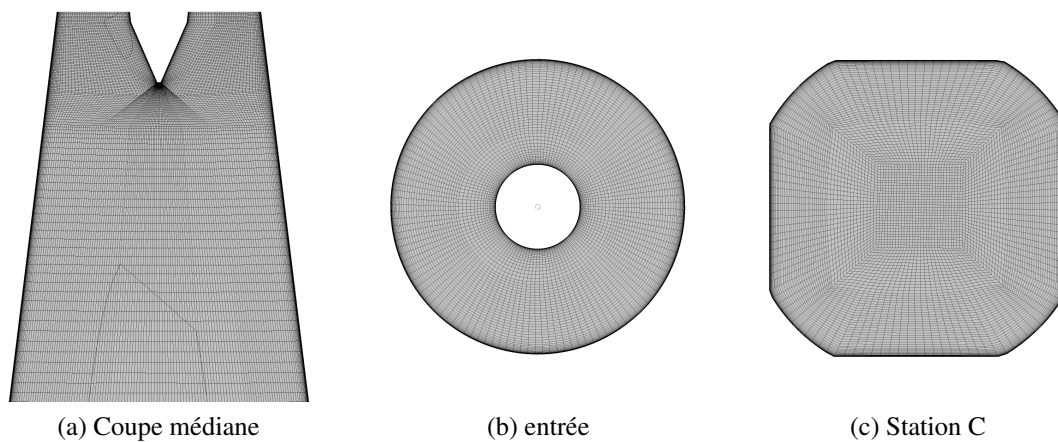


FIGURE 4.10 – Coupes du maillage hexaédrique A composé de 2 millions de nœuds

La comparaison des profils de vitesses moyennes obtenus dans les trois stations de l'aspirateur pour le point OP2 avec les 4 maillages considérés est présentée sur la figure 4.11. Les profils de vitesses moyennes obtenus dans les trois stations de l'aspirateur sont très proches. De plus, l'écart maximal de perte CEI entre le maillage A et le maillage D est égal à 2.5% de la perte CEI expérimentale. Le maillage A est donc suffisant pour les calculs au meilleur point de fonctionnement OP2. Cette convergence en maillage a également été vérifiée pour les autres points de fonctionnement et conduit à des résultats très similaires.

Les calculs URANS réalisés dans ce mémoire sont donc basés sur le maillage A et réalisés avec un pas de temps correspondant à 5° de tour de roue.

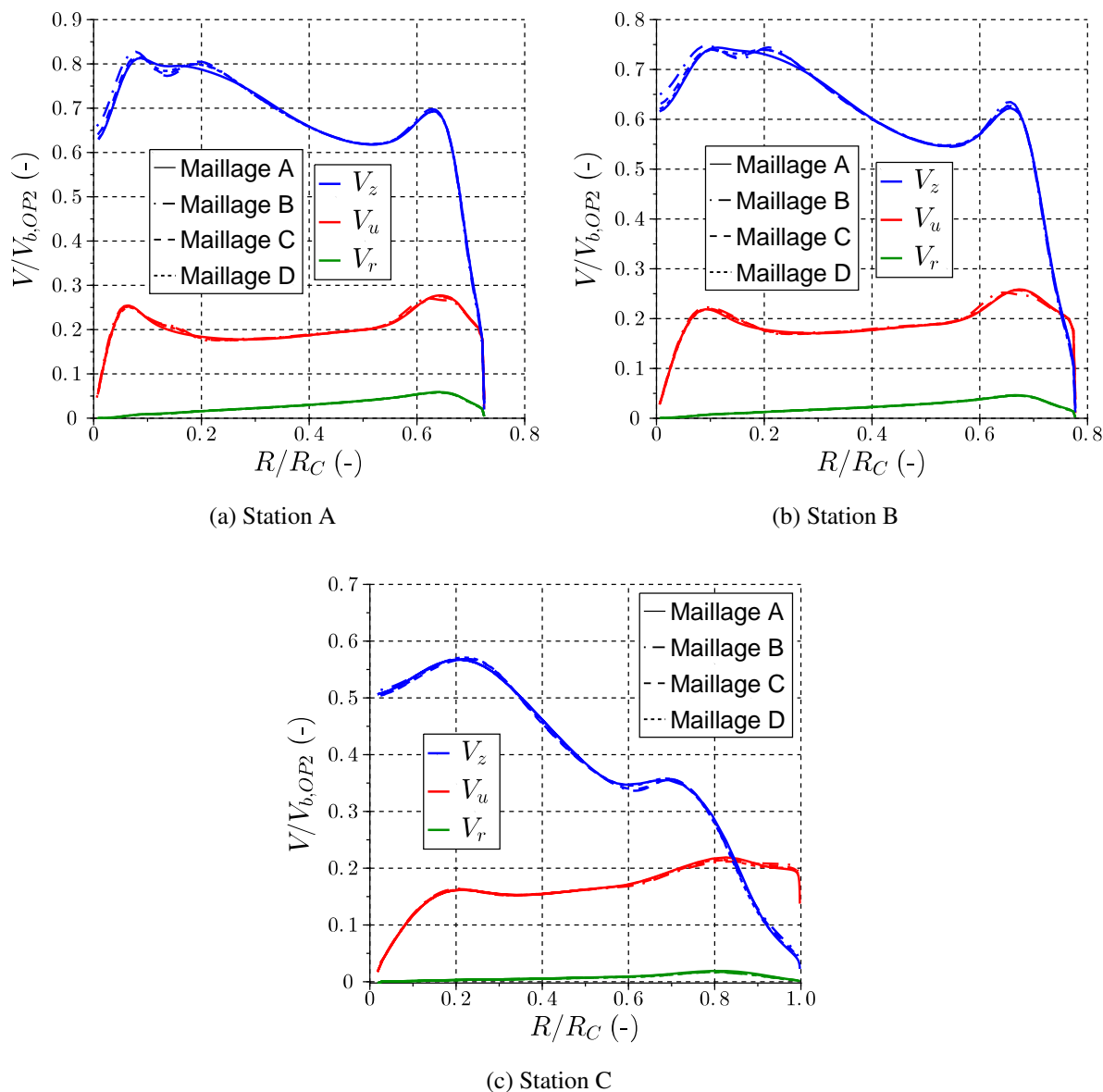


FIGURE 4.11 – Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l'aspirateur avec les maillages A à D par calcul URANS pour le point de fonctionnement OP2

4.3 Validation des calculs URANS

Dans cette section, les résultats de calcul URANS d'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2 sont comparés aux mesures expérimentales pour vérifier la capacité prédictive du calcul et identifier si nécessaire les pistes d'amélioration. Dans un premier temps, les profils de vitesses d'entrée sont comparés aux mesures expérimentales pour évaluer l'erreur pouvant être introduite par la condition d'entrée. La topologie de l'écoulement dans l'aspirateur est ensuite présentée pour mieux comprendre l'écoulement s'y produisant. La prédiction des grandeurs d'intérêt dans l'aspirateur est alors évaluée.

4.3.1 Profils d'entrée d'aspirateur

Les profils de vitesses en entrée d'aspirateur, obtenus par calcul RANS de directrice-roue, sont comparés avec les mesures expérimentales effectuées par sonde Pitot sur la figure 4.12 pour le meilleur point de fonctionnement OP2. La vitesse axiale a un profil relativement uniforme en entrée d'aspirateur qui est assez bien prédit par calcul RANS. Par contre, on observe un écart entre le profil numérique et le profil expérimental de vitesse tangentielle. Tel qu'expliqué à la section 1.3.3, les roues sont conçues pour conserver une légère vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur au meilleur point de fonctionnement permettant ainsi d'éviter un décollement dans le cône de l'aspirateur. Ainsi, le point OP2 présente un profil de vitesse tangentielle croissant avec le rayon. Cette vitesse est sous-estimée par le calcul RANS par rapport à la mesure expérimentale, avec un écart en moyenne de 27% de la valeur mesurée par la sonde Pitot. Il existe également un écart sur la vitesse radiale. Cette composante étant cependant très faible comparée aux autres composantes de la vitesse, l'erreur de mesure avec la sonde Pitot peut être assez importante, les vitesses mesurées étant alors en limite de la plage d'acquisition de la sonde. Nous considérons dans un premier temps les champs de vitesses obtenus par le calcul RANS de directrice-roue, sans modification, comme condition d'entrée du calcul numérique d'aspirateur. Nous souhaitons observer la prédiction numérique en aval de la roue, dans l'aspirateur, obtenue avec ces champs.

4.3.2 Topologie de l'écoulement dans l'aspirateur

Afin de mieux comprendre la physique de l'écoulement dans l'aspirateur et la comparaison des résultats numériques et expérimentaux, nous donnons ici une vision globale de la topologie de l'écoulement dans l'aspirateur. La figure 4.13a présente les structures tourbillonnaires dans l'aspirateur, colorées par la vorticité selon l'axe z , à l'aide d'une iso-surface de critère Q qui identifie les zones de haute vorticité et faible déformation [65]. Notons qu'une vorticité axiale négative correspond à une structure tournant dans le même sens de rotation que la roue. Deux régions principales de structures tourbillonnaires se distinguent. La première est localisée en périphérie de l'aspirateur et correspond aux tourbillons générés dans les jeux de bouts de pales qui se propagent dans l'aspirateur. Ces tourbillons tournent dans le même sens que la roue. Notons que ces tourbillons sont imposés en entrée d'aspirateur grâce à l'entrée imposée en moyenne de phase et ne seraient pas pris en compte avec une entrée en moyenne axisymétrique. La seconde structure tourbillonnaire est générée sur la pointe de roue et s'évase dans l'aspirateur. Il s'agit de la torche qui crée une zone de forte vorticité au centre de l'aspirateur. Cette torche ayant une vorticité négative, elle tourne dans le même sens que la roue.

Les figures 4.13b et 4.13c présentent les contours de moyenne temporelle de vitesse axiale sur deux plans médians de l'aspirateur (les axes x , y et z sont définis sur la figure 4.1). Notons tout d'abord que la géométrie de l'aspirateur n'est pas la même dans les plans xz et yz , notamment l'évasement en amont de l'extension est plus important dans le plan xz . La vitesse axiale diminue le long de l'aspirateur mais pas de manière uniforme.

4.3.3 Prédiction des profils de vitesses

La figure 4.14 présente la comparaison des profils de vitesses numériques, obtenus par calcul URANS, et expérimentaux, mesurés par LDV (voir section 3.5.2.2), sur les trois stations de mesures dans l'aspirateur pour OP2. Les profils expérimentaux de vitesses présentent une zone

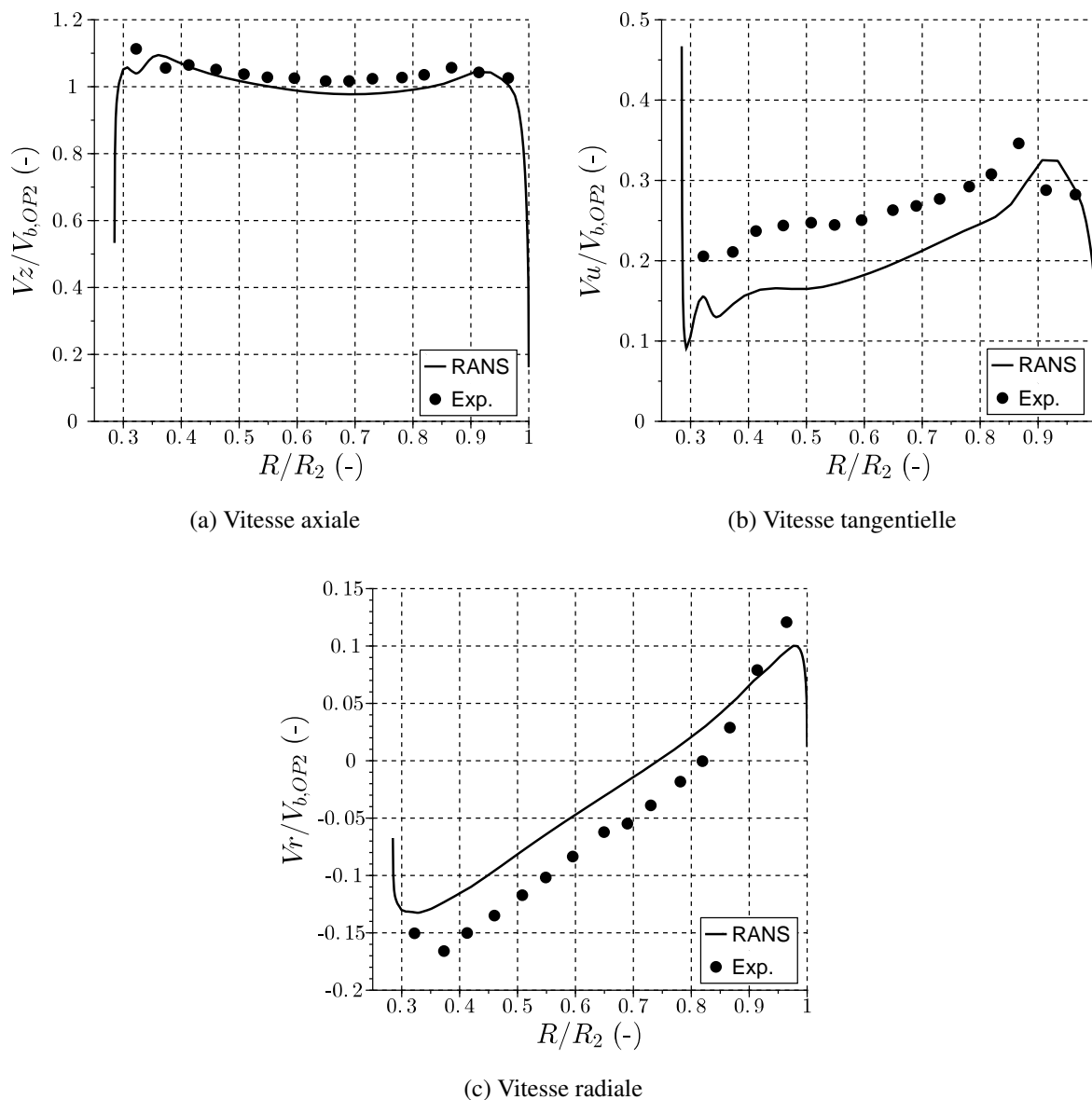


FIGURE 4.12 – Profils de vitesses en entrée d’aspirateur pour le point OP2; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot

de faible vitesse axiale au centre de l’aspirateur (R/R_C proche de 0) dans les stations A et B, associée à une augmentation importante de la vitesse tangentielle du centre de l’aspirateur jusqu’à $R/R_C = 0.1$. Ces profils de vitesses sont caractéristiques de la torche centrale générée sous la pointe de roue, observée sur la figure 4.13a, et ont également été observés expérimentalement par Mulu et al. [82] pour un meilleur point de fonctionnement de turbine Kaplan [82]. En station C, la zone de faible vitesse axiale est plus large et la vitesse tangentielle ne présente plus de pic. Ceci caractérise un évasement et une dissipation de la torche dans l’aspirateur.

La vitesse axiale au centre de l’aspirateur est fortement surestimée par calcul URANS dans

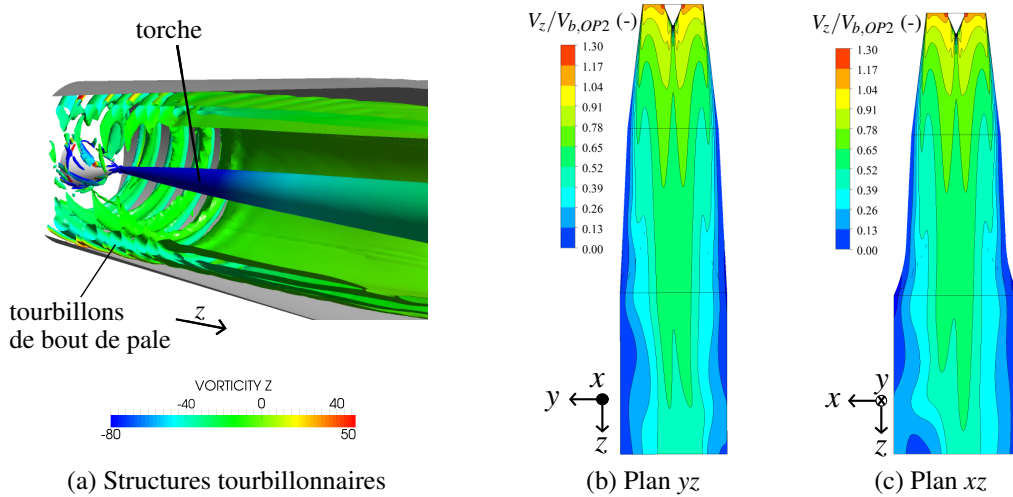


FIGURE 4.13 – (a) Structures tourbillonnaires prédites dans l’aspirateur par calcul URANS (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l’axe z) et (b) (c) contours de moyenne temporelle de vitesse axiale sur deux plans médians dans l’aspirateur

les trois stations. De plus, la vitesse tangentielle est sous-estimée par calcul sur la majorité des stations A et B tandis qu’elle est surestimée en station C. Ceci indique une mauvaise prédiction de la torche par calcul URANS dès l’entrée d’aspirateur. D’autre part, les gradients de vitesse axiale en proche paroi sont mal prédits, particulièrement en station C où la vitesse axiale est sous-estimée en paroi (R/R_C proche de 1). D’autres validations du calcul URANS par comparaison aux mesures expérimentales sont nécessaires pour comprendre ces écarts.

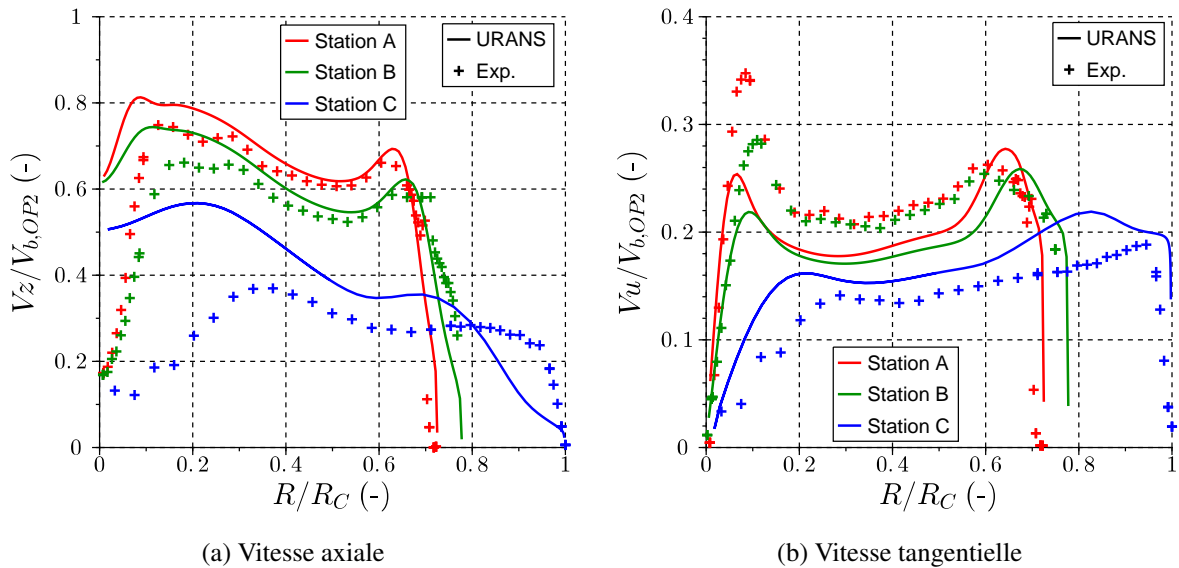


FIGURE 4.14 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l’aspirateur pour le point de fonctionnement OP2

4.3.4 Prédiction de l'énergie cinétique turbulente

Le calcul URANS d'aspirateur fournit l'énergie cinétique turbulente modélisée en tous points de l'aspirateur grâce à la résolution de l'équation de transport pour k dans le modèle $k - \omega$ SST. De plus, les fluctuations de vitesses dues aux phénomènes instationnaires de basses fréquences, tels que les sillages ou les tourbillons de jeux de pales, sont explicitement résolues par le calcul URANS. L'énergie cinétique turbulente associée peut donc être calculée explicitement selon l'équation (3.18). On peut ainsi calculer l'énergie cinétique turbulente totale comme la somme de l'énergie cinétique turbulente k modélisée et de l'énergie cinétique turbulente résolue. Celle-ci est comparée sur la figure 4.15 à l'énergie cinétique turbulente calculée à partir des mesures LDV, tel qu'expliqué à la section 3.5.2.2. Nous pouvons remarquer que la forme des profils de k est correctement reproduite dans les stations A et B par le calcul URANS avec des maxima locaux au centre de l'aspirateur et à proximité de la paroi. Il s'agit en effet des régions de forts gradients de vitesses et donc de production d'énergie cinétique turbulente. Cependant, le niveau d'énergie cinétique turbulente prédit par calcul URANS est sous-estimé par-rapport aux mesures LDV. Notons cependant que le calcul de l'énergie cinétique turbulente par mesure LDV fait intervenir une hypothèse d'isotropie des fluctuations de vitesses qui peut introduire une erreur sur le profil de k expérimental. D'autre part, le taux d'acquisition des mesures LDV étant relativement faible, les statistiques de deuxième ordre permettant de calculer l'énergie cinétique turbulente moyenne peuvent être entachées d'une erreur plus importante que les statistiques de premier ordre. Cette comparaison est cependant intéressante car elle permet de voir que le calcul URANS prédit correctement les régions de production turbulente dans l'aspirateur.

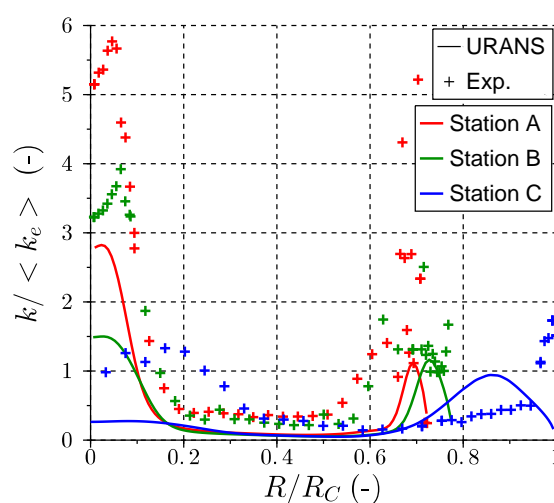


FIGURE 4.15 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente k prédit par calcul URANS (trait plein) et calculés à partir des mesures LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue

4.3.5 Prédiction de la perte CEI dans l'aspirateur

La perte de charge CEI obtenue par calcul URANS est comparée à la perte CEI mesurée expérimentalement sur la figure 4.16, entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan

CEI. Notons tout d'abord que la perte expérimentale entre la station A et le plan CEI représente 50% de la perte totale dans l'aspirateur. Cela signifie également que 50% de la perte se fait entre l'entrée d'aspirateur et la station A. La perte entre la station A et le plan CEI est surestimée de 73% par calcul URANS tandis que la perte entre l'entrée et le plan CEI semble bien prédite. La perte entre l'entrée et la station A est par conséquent largement sous-estimée et la répartition des pertes dans l'aspirateur est incorrecte par calcul URANS. De plus, la comparaison des profils de vitesses numériques et expérimentaux à la section précédente semble montrer que le calcul URANS ne reproduit pas correctement l'écoulement dans l'aspirateur. Il est donc difficile de comprendre comment la perte entre l'entrée et le plan CEI peut être correctement prédite par ce calcul URANS.

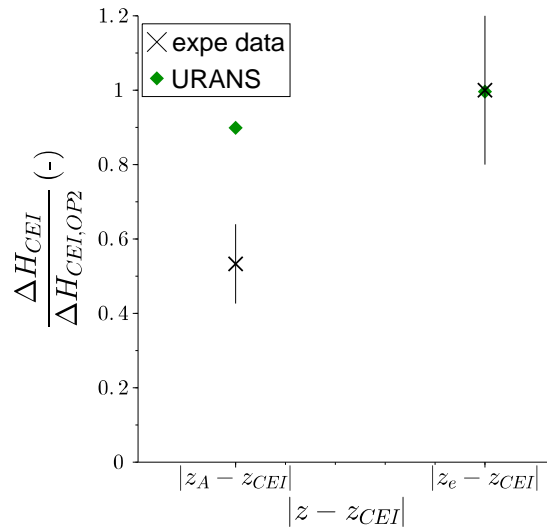


FIGURE 4.16 – Comparaison des pertes CEI prédites par calcul URANS avec les mesures expérimentales entre la station A et le plan CEI (abscisse $|z_A - z_{CEI}|$) et entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI (abscisse $|z_e - z_{CEI}|$) pour le point de fonctionnement OP2

Pour mieux comprendre la prédiction de ces pertes, la perte de charge est décomposée en la contribution de la différence de pression statique ΔH_{stat} et dynamique ΔH_{dyn} à partir de l'équation (3.20) :

$$\Delta H_{CEI} = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn} \quad (4.1)$$

où

$$\Delta H_{stat} = \frac{1}{gQ} \iint_{S_e} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} \right) \langle u_z \rangle dS - \frac{1}{\rho g} \langle p_{CEI} \rangle \quad (4.2)$$

et

$$\Delta H_{dyn} = \frac{1}{gQ} \iint_{S_e} \left(\frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS - \frac{1}{\rho g} \left(\frac{1}{2} \rho \left(\frac{Q}{S_{CEI}} \right)^2 \right) \quad (4.3)$$

La contribution ΔH_{stat} est négative puisque la pression augmente dans l'aspirateur et $-\Delta H_{stat}$ représente la récupération de pression dans l'aspirateur. La figure 4.17 présente la répartition de $-\Delta H_{stat}$ et ΔH_{dyn} entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan CEI. Avec

cette représentation, la perte CEI de la figure 4.16 correspond alors à la distance entre les points donnant $-\Delta H_{stat}$ et ΔH_{dyn} . Entre la station A et le plan CEI, la surestimation de ΔH_{dyn} et la sous-estimation de $-\Delta H_{stat}$ conduisent à la surestimation de la perte CEI. Entre l'entrée et le plan CEI, la bonne prédiction de la perte CEI par calcul URANS est due à la compensation de la sous-prédiction de ΔH_{dyn} par la sous-prédiction de $-\Delta H_{stat}$. La bonne prédiction de la perte CEI par calcul URANS est en fait due à une compensation d'erreurs sur les différents termes composant cette perte. Ces termes sont maintenant étudiés plus en détail.

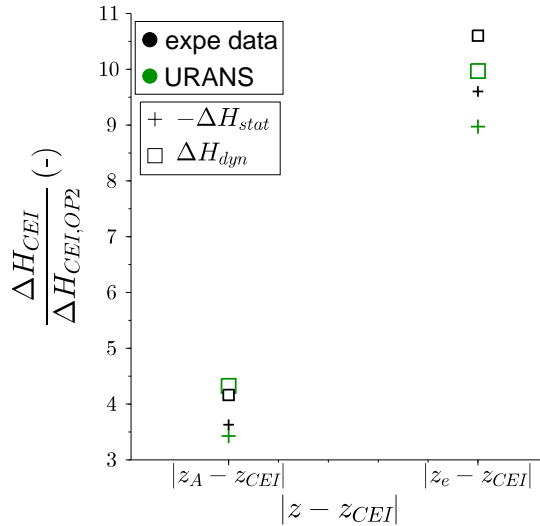


FIGURE 4.17 – Décomposition des pertes CEI numériques et expérimentales en la contribution de la différence de pression statique ΔH_{stat} et dynamique ΔH_{dyn} entre la station A et le plan CEI (abscisse $|z_A - z_{CEI}|$) et entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI (abscisse $|z_e - z_{CEI}|$) pour le point de fonctionnement OP2

Les sondages par sonde Pitot en entrée d'aspirateur et en station A donnent accès au profil de pression moyenne $\langle p(r) \rangle$ dans ces stations relativement à la pression dans le plan CEI. On a ainsi accès au profil de $-dH_{stat}(r)$ en fonction du rayon r de la section de mesure Pitot tel que :

$$dH_{stat}(r) = \frac{\langle p(r) \rangle}{\rho g} - \frac{\langle p_{CEI} \rangle}{\rho g} \quad (4.4)$$

et $\Delta H_{stat} = \frac{1}{Q} \iint_S dH_{stat} \langle u_z \rangle dS$. Les profils de $-dH_{stat}(r)$ prédits par calcul URANS sont comparés avec les profils mesurés expérimentalement sur la figure 4.18. Notons tout d'abord que l'allure des profils de $-dH_{stat}(r)$, et donc des profils de pression statique, est bien reproduite par le calcul URANS en entrée et en station A. $-dH_{stat}$ est sous-estimé par calcul URANS sur toute la surface d'entrée et également la station A, ce qui est en accord avec les valeurs intégrales $-\Delta H_{stat}$ présentées sur la figure 4.17. L'expression de dH_{stat} comprend le terme de pression dans le plan considéré (entrée ou station A) mesurée relativement à la pression dans le plan CEI. Nous ne pouvons donc pas évaluer si cette sous-estimation vient de la prédiction de la pression dans le plan considéré ou de la pression dans le plan CEI, ou les deux, les termes de pression n'étant pas mesurés séparément.

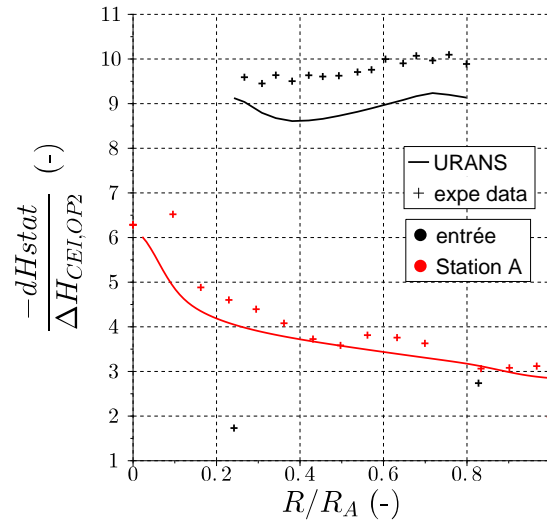


FIGURE 4.18 – Comparaison des profils numériques URANS (trait plein) et expérimentaux (symboles) de $-dH_{stat}$ en fonction du rayon entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan CEI pour le point de fonctionnement OP2

Si l'on s'intéresse maintenant plus précisément à l'expression de ΔH_{dyn} dans l'équation (4.3), on remarque que le débit de la simulation étant le même que celui de l'expérience, l'erreur sur ΔH_{dyn} s'explique par une erreur sur les profils de vitesses dans l'intégrale surfacique du premier membre de ΔH_{dyn} . Ainsi, l'erreur sur ΔH_{dyn} entre la station A et le plan CEI s'explique par la mauvaise prédiction des profils de vitesses en station A. De même, l'erreur sur ΔH_{dyn} entre l'entrée et le plan CEI provient d'une erreur sur l'énergie cinétique imposée en entrée d'aspirateur. Cette erreur peut s'expliquer par les écarts observés sur les profils d'entrée d'aspirateur entre calcul et expérience sur la figure 4.12.

Les écarts entre les profils de vitesses numériques utilisés comme condition d'entrée du calcul URANS d'aspirateur et les profils expérimentaux en entrée d'aspirateur semblent donc responsables, au moins en partie, de l'erreur sur la prédiction de la perte CEI. D'autre part, les vitesses tangentielles prédites en stations A et B sont sous-estimées par rapport aux mesures expérimentales LDV. Ceci pourrait être expliqué par la sous-estimation du niveau de vitesse tangentielle dès l'entrée d'aspirateur que semble suggérer la comparaison des profils numériques issus du calcul de directrice-roue et des profils expérimentaux mesurés par sonde Pitot. Ceci indique que la prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur doit être améliorée.

4.4 Retour sur la condition d'entrée d'aspirateur

Les profils de vitesses d'entrée d'aspirateur sont obtenus par un calcul RANS de directrice-roue, réalisé selon le savoir-faire de GE Renewable Energy Hydro. Cependant, ce calcul semble sous-estimer le niveau de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur. Nous revenons dans cette section sur les étapes de vérification et validation du calcul RANS de directrice-roue afin d'identifier l'origine possible des erreurs de prédiction des profils d'entrée d'aspirateur.

4.4.1 Modification du profil d'entrée

Nous souhaitons vérifier si la sous-estimation de la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur est bien à l'origine de la sous-estimation de vitesse tangentielle dans l'aspirateur mais aussi de la mauvaise prédiction de la vitesse axiale au centre de l'aspirateur. Ces deux vitesses sont en effet liées par l'équation de continuité. Notons que dans la thèse de Taheri [109], des écarts similaires ont été observés en entrée d'aspirateur entre les profils numériques et expérimentaux de vitesse tangentielle et radiale. Il a notamment observé que l'augmentation artificielle de vitesse tangentielle, pour retrouver le niveau obtenu par la mesure expérimentale, a permis d'améliorer la prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur du projet BulbT (voir section 3.2.1).

Afin d'accroître le niveau de vitesse tangentielle prédit en entrée d'aspirateur, nous réalisons un calcul RANS de directrice-roue avec une vitesse de rotation n de la roue augmentée de 2%. Les profils de vitesses ainsi obtenus en entrée d'aspirateur sont présentés sur la figure 4.19. En augmentant la vitesse angulaire de la roue, la vitesse tangentielle est augmentée en entrée d'aspirateur et l'écart avec le profil expérimental est réduit à 7% (contre 27% précédemment). La vitesse tangentielle numérique se trouve donc maintenant dans l'intervalle d'incertitude de la mesure expérimentale qui est de 10%. Les autres profils de vitesses restent pratiquement inchangés, mise à part une légère modification du profil de vitesse axiale proche du moyeu ($R/R_2 = 0.3$). Cette modification est un moyen d'augmenter et ainsi de corriger la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur sans modifier le débit de la simulation.

Ces profils sont maintenant utilisés comme condition d'entrée d'un nouveau calcul URANS d'aspirateur. Les profils de vitesses ainsi obtenus dans les stations A, B et C de l'aspirateur sont présentés sur la figure 4.20. Nous pouvons observer que non seulement le niveau de vitesse tangentielle est maintenant bien prédit dans les stations A et B mais aussi la prédiction de la zone de faible vitesse axiale au centre de l'aspirateur est améliorée par ce nouveau calcul. Cependant, la vitesse axiale est toujours surestimée au centre de l'aspirateur. En station C, la prédiction du profil de vitesse axiale est améliorée, avec notamment plus de vitesse axiale vers la paroi extérieure de l'aspirateur (R/R_C proche de 1). Cependant, des écarts importants entre les profils numériques et expérimentaux subsistent dans cette station proche de la sortie de l'aspirateur.

La prédiction des profils d'énergie cinétique turbulente, présentée sur la figure 4.21, est également améliorée grâce à la correction du niveau de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur, notamment dans la région de la torche centrale. Le niveau d'énergie cinétique turbulente est par contre toujours sous-estimé par rapport aux mesures expérimentales.

Les pertes CEI prédites par calcul URANS avec ces nouveaux profils d'entrée correspondant à $n + 2\%$ sont présentées sur la figure 4.22. Les pertes CEI sont maintenant sous-estimées à la fois entre la station A et le plan CEI et entre l'entrée et le plan CEI. La prédiction de la perte CEI entre la station A et le plan CEI est correcte puisqu'elle se situe dans l'erreur de mesure de la perte CEI. La sous-estimation de cette perte est principalement due à une sur-estimation de $-\Delta H_{stat}$, ce qui correspond à une récupération de pression trop importante. Ceci peut également s'observer sur les profils de $-dH_{stat}$ présentés sur la figure 4.23. Notons que la prédiction du profil de $-dH_{stat}$ en station A est améliorée au centre de l'aspirateur ($R/R_A < 0.3$) avec ce nouveau profil d'entrée par rapport au cas précédent. La prédiction du profil $-dH_{stat}$ est aussi améliorée sur toute la surface d'entrée d'aspirateur ce qui induit une meilleure prédiction de $-\Delta H_{stat}$ entre

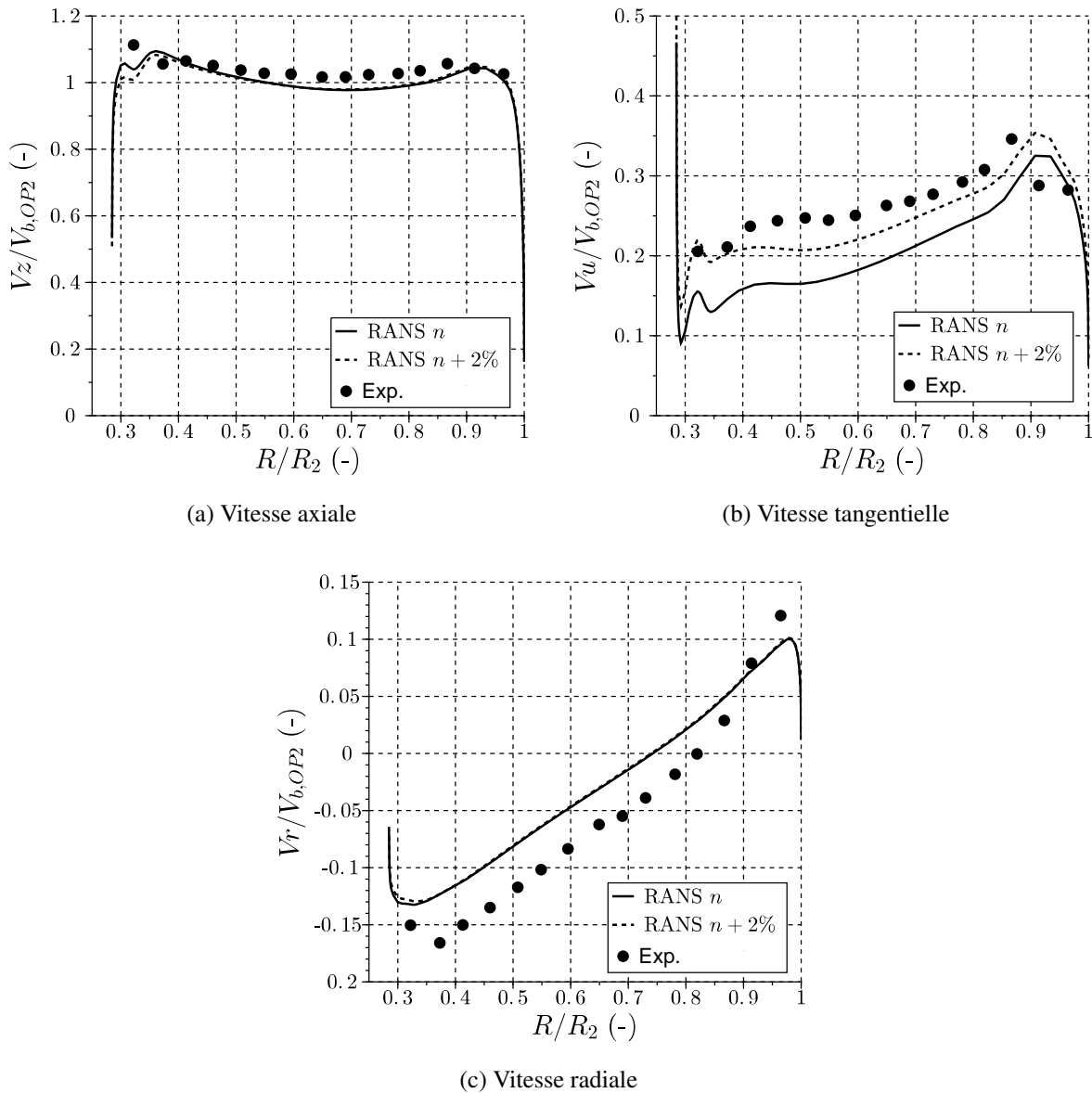


FIGURE 4.19 – Profils de vitesses en entrée d’aspirateur pour le point OP2 obtenus par le calcul original RANS de directrice-roue avec la vitesse de rotation réelle n de la roue et avec la vitesse de rotation augmentée $n + 2\%$; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS de directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot

l’entrée et le plan CEI. La modification du profil d’entrée d’aspirateur permet donc non seulement d’améliorer la prédiction des profils de vitesses mais également des profils de pression.

D’après la figure 4.22b, la sous-estimation des pertes entre l’entrée et le plan CEI est principalement due à la sous-estimation de ΔH_{dyn} et donc à une mauvaise prédiction de l’énergie cinétique en entrée d’aspirateur d’après l’équation (4.3). La comparaison des figures 4.17 et 4.22b montre que l’amélioration de la condition d’entrée d’aspirateur n’a que légèrement diminué l’écart entre ΔH_{dyn} prédit numériquement et mesuré expérimentalement entre l’entrée et le

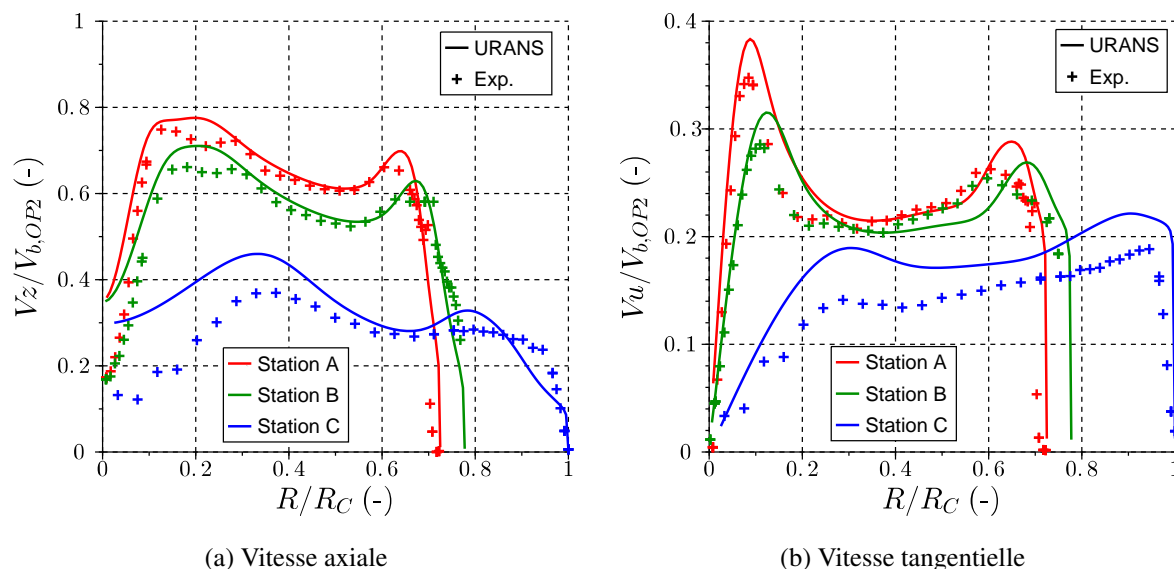


FIGURE 4.20 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ (trait plein) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2

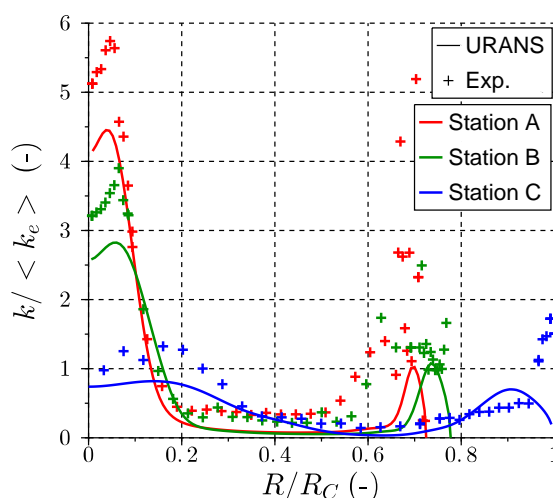


FIGURE 4.21 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente k prédits par calcul URANS avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ (trait plein) et calculé à partir des mesures LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue

plan CEI. En effet, l'énergie cinétique d'entrée est principalement due à la vitesse axiale qui est quasi-identique dans les deux cas (n et $n + 2\%$). L'erreur sur ΔH_{dyn} est donc due aux écarts entre la vitesse axiale imposée en entrée du calcul d'aspirateur et la vitesse axiale mesurée par sonde Pitot. Ces écarts sont observables sur la figure 4.19a pour R/R_2 compris entre 0.6 et 0.9. Le calcul

du débit à partir du profil de vitesse axiale mesurée par sonde Pitot donne un débit surestimé par rapport au débit mesuré expérimentalement lors de l'essai, signifiant que l'écart entre la vitesse axiale numérique et expérimentale est dû à des erreurs de mesure par sonde Pitot. Cet écart est indépendant de la prédiction numérique de l'écoulement et ne peut être réduit. Il entraîne donc un écart systématique entre la perte CEI numérique et expérimentale entre l'entrée et le plan CEI. Il paraît donc plus judicieux de s'intéresser à la perte CEI entre la station A et le plan CEI.

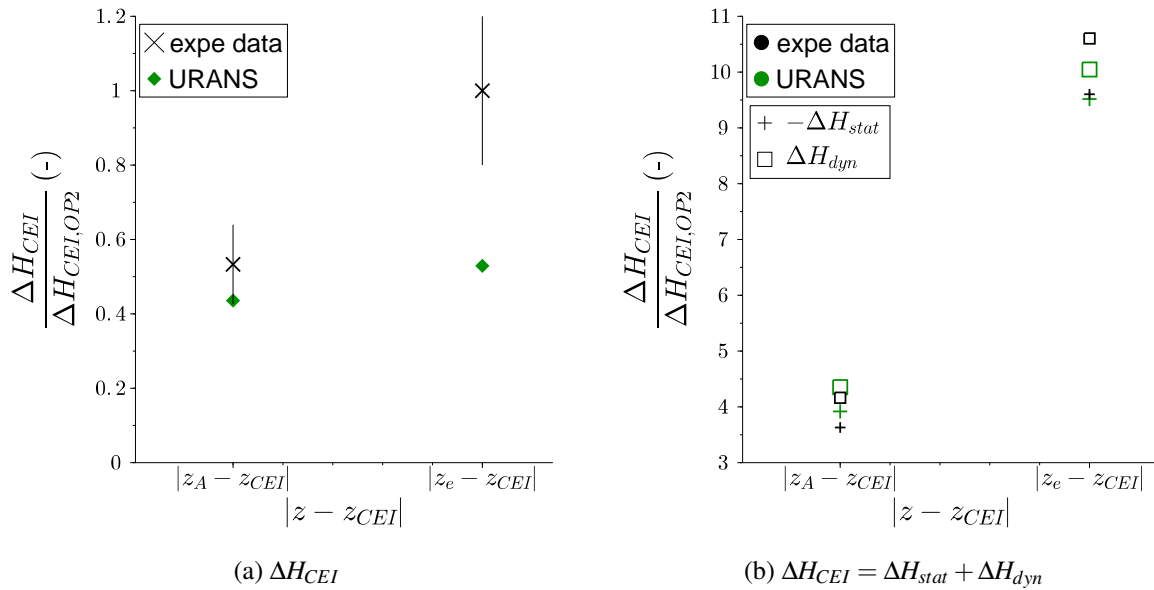


FIGURE 4.22 – (a) Comparaison des pertes CEI prédites par calcul URANS avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ avec les mesures expérimentales entre la station A et le plan CEI (abscisse $|z_A - z_{CEI}|$) et entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI (abscisse $|z_e - z_{CEI}|$) pour le point de fonctionnement OP2 et (b) décomposition de ces pertes en la contribution de la différence de pression statique et dynamique

La prédiction numérique de l'écoulement dans l'aspirateur est améliorée en augmentant artificiellement la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur par augmentation de la vitesse angulaire de la roue. Cependant, la vitesse de rotation de la roue est une grandeur fiable et une incertitude de 2% sur cette vitesse n'est pas réaliste. Il est donc nécessaire de revenir sur le calcul RANS de directrice-roue afin de comprendre l'origine de la mauvaise prédiction du niveau de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur.

4.4.2 Étude du calcul RANS de directrice-roue

L'objectif de cette section est d'étudier plus spécifiquement la prédiction des profils d'entrée d'aspirateur par le calcul RANS $k - \omega$ SST de directrice-roue. Pour cela, l'étape de convergence en maillage du calcul est d'abord réalisée afin de définir le maillage nécessaire au calcul de roue. Nous cherchons ensuite à évaluer l'impact de paramètres incertains du calcul RANS $k - \omega$ SST de directrice-roue sur la prédiction des profils d'entrée d'aspirateur. Notons que dans cette section, la vitesse de rotation de la roue dans les calculs RANS est la vitesse réelle n .

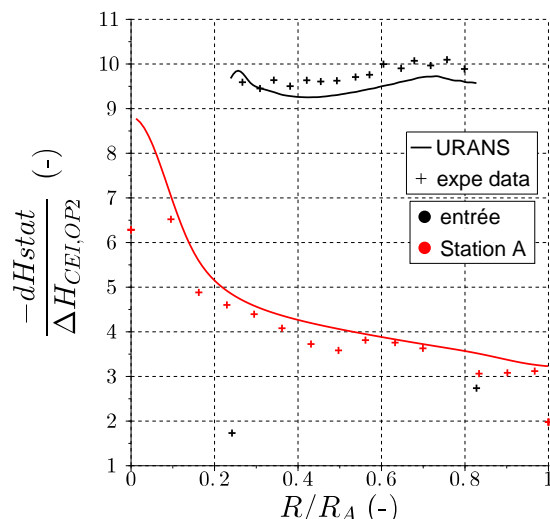


FIGURE 4.23 – Comparaison des profils numériques (trait plein) et expérimentaux (symboles) de $-dH_{stat}$ en fonction du rayon entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan CEI pour le point de fonctionnement OP2 avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$

4.4.2.1 Convergence en maillage

Le maillage initial pour le calcul RANS de directrice-roie a été fourni par GE Hydro. Pour le cas étudié dans ce mémoire, nous revenons sur l'étape de convergence en maillage de ce calcul RANS de directrice-roie. Une étude de convergence en maillage classique a été réalisée par raffinement progressif du maillage initial, notamment en proche paroi et sur la pale afin d'y diminuer la valeur de y^+ . Ainsi cinq maillages sont considérés dont les caractéristiques principales sont présentées dans le tableau 4.1. Le maillage *a* correspond au maillage initial qui a été utilisé pour définir les profils de vitesses d'entrée d'aspirateur dans les sections précédentes. La valeur de y^+ sur la pale est élevée ce qui peut expliquer la mauvaise prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur.

Les profils de vitesses obtenus en entrée d'aspirateur sur les différents maillages sont présentés sur la figure 4.24. La vitesse axiale est légèrement modifiée au niveau du moyeu de la roue (R/R_2 proche de 0.3) par raffinement de maillage. Ceci est certainement dû à la modification du maillage dans les jeux entre le moyeu et la pale de roue. La vitesse radiale est par contre inchangée. Le maillage influence principalement la composante tangentielle de la vitesse qui est liée à la récupération de la chute interne H_i dans la roue et donc au couple exercé sur les pales de roue d'après la théorie d'Euler (voir section 1.1.3). Au cours du raffinement de maillage, la valeur de y^+ sur la pale est largement diminuée améliorant ainsi la prédiction du couple exercé par le fluide sur la pale. Ceci conduit à une diminution du niveau de vitesse tangentielle en sortie de roue signalant un couple plus important récupéré sur la pale lorsque l'écoulement est mieux résolu. Ce niveau est fixe à partir du maillage *c*. Notons également que le maximum local de vitesse tangentielle proche de la paroi extérieure (en R/R_2 proche de 0.9) est déplacé lors du raffinement de maillage. Ceci est dû à une meilleure discrétisation des jeux de bouts de pales et donc une meilleure résolution des tourbillons s'y formant. Notons que pour le profil expérimental, ce maximum est plus éloigné de la paroi, en $R/R_2 = 0.85$. De même, les différents maillages

TABLE 4.1 – Définition des maillages et de la valeur de y^+ correspondante (moyenne sur la surface considérée) pour le calcul RANS de directrice-roie

Maillage	Maillage a	Maillage b	Maillage c	Maillage d	Maillage e
nombre d'éléments (en million)	1.8	3.6	6.4	11.4	21.1
nombre de nœuds (en million)	1.9	3.7	6.6	11.6	21.5
y^+ directrice	6.3	3	1.2	1.2	0.6
y^+ pale	38	17	8.5	5.7	3.2

conduisent à une modification du profil de vitesse tangentielle proche du moyeu. Les différences sont faibles à partir du maillage d .

La chute interne H_i récupérée par la roue dans le calcul RANS est présentée sur la figure 4.25 pour les différents maillages. Cette chute varie très peu à partir du niveau de raffinement du maillage c ce qui est en accord avec la convergence en maillage sur les profils de vitesses en sortie de roue. Le maillage d , de meilleure qualité et plus robuste que le maillage c mais plus léger que le maillage e est donc choisi pour les calculs RANS de directrice-roie dans la suite de ce chapitre.

La chute interne pour le maillage d est plus importante que la chute interne mesurée expérimentalement ($H_i/H_{i,exp.} > 1$). Ceci est cohérent avec la sous-estimation de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur, ce qui signifie que la récupération de moment cinétique est trop importante dans le calcul numérique RANS de roue. Ceci peut être dû à des erreurs introduites dans la définition du modèle géométrique de la roue pour le calcul numérique et est étudié dans la section suivante.

4.4.2.2 Étude paramétrique

Le calcul RANS de directrice-roie possède des paramètres incertains dont l'influence sur la prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur est étudiée dans cette section. Notons qu'il a été vérifié que la prédiction des profils de vitesses en sortie de roue n'est pas influencée par une modification des quantités turbulentes imposées en entrée du domaine de la directrice, en accord avec les résultats de la littérature [26, 44]. Les incertitudes portent plutôt sur la géométrie de la roue utilisée pour les calculs numériques.

Dans le calcul RANS de directrice-roie, les angles d'ouverture de directrice et de pale sont identiques à ceux imposés pour les mesures expérimentales. Cependant, il existe des jeux dans le mécanisme de réglage de ces angles. Selon le couple exercé sur la pale ou la directrice, l'angle d'ouverture peut être légèrement modifié. On peut également envisager qu'il y ait une erreur de réglage de cet angle sur la plateforme de mesure. Nous voulons observer l'effet d'une modifica-

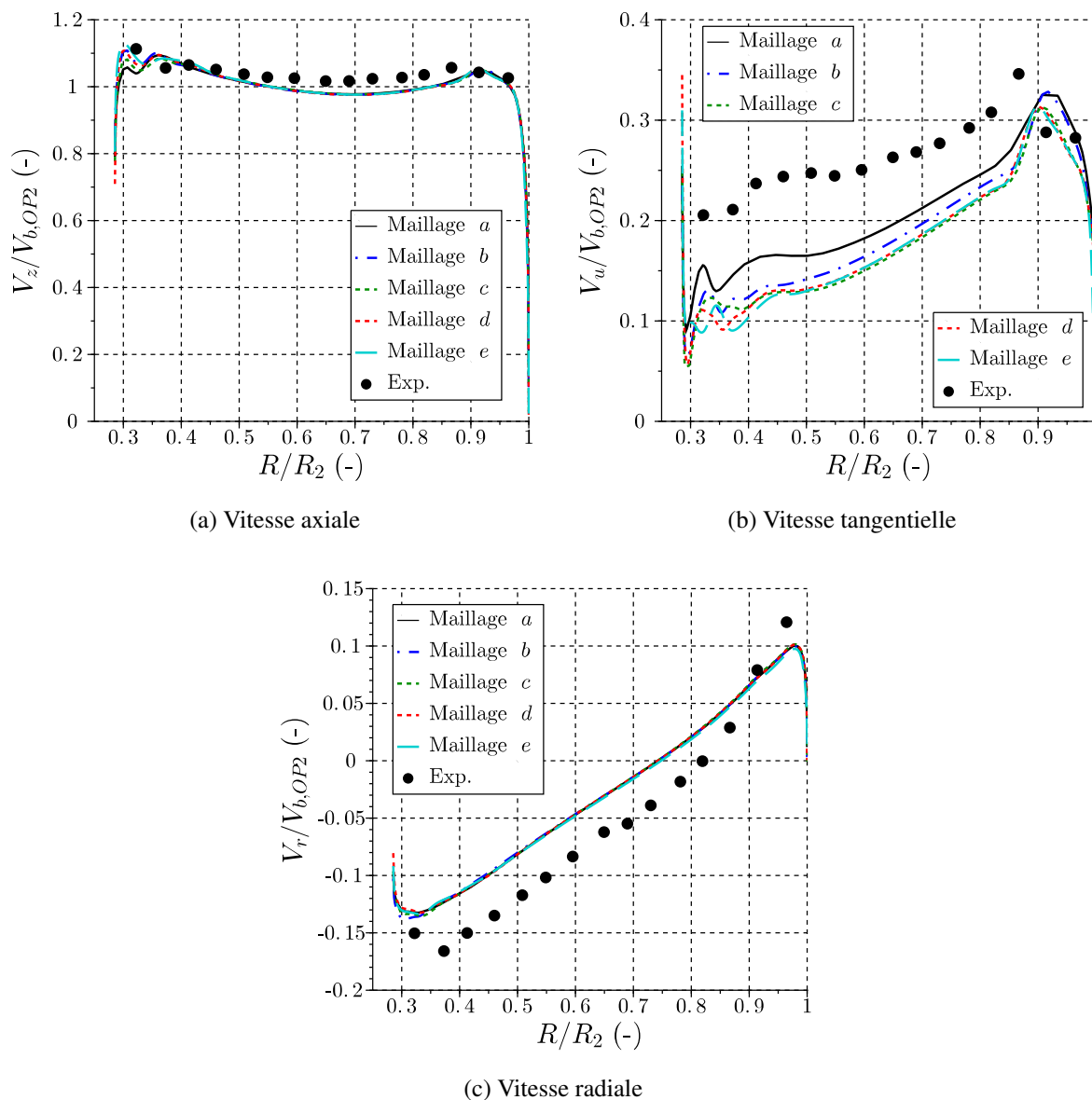


FIGURE 4.24 – Profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2 obtenus par calcul RANS de directrice-roue sur les maillages a à e

tion de plus ou moins un degré de ces angles dans le calcul RANS de directrice-roue. Cette étude a été réalisée sur le maillage initial a afin d'obtenir des tendances rapidement.

La figure 4.26 présente la variation des profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour une variation de l'angle de pale α_{OP2} de $\pm 1^\circ$ et $\pm 0.1^\circ$ pour le point OP2. La variation de l'angle de pale conduit à une modification du niveau global de vitesse tangentielle en sortie de roue. Ceci est normal puisque le niveau de vitesse tangentielle en sortie de roue est directement lié au triangle des vitesses dans la roue et donc à l'angle de pale (voir section 1.3.3). Une modification de $\pm 1^\circ$ d'angle de pale conduit à une variation moyenne de $\pm 34\%$ de la vitesse tangentielle obtenue sur le maillage a contre $\pm 3.3\%$ pour une variation de $\pm 0.1^\circ$ d'angle de pale. Cette variation est

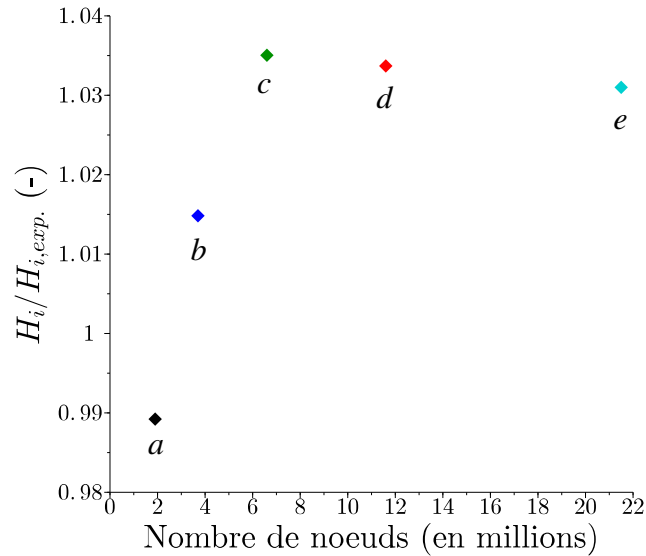


FIGURE 4.25 – Chute interne récupérée dans la roue calculée à partir du couple prédit par le calcul RANS sur la pale de roue pour OP2 en fonction du nombre de noeuds du maillage

plus importante proche du moyeu (R/R_2 proche de 0.3). En effet, la modification de l'angle de pale entraîne une modification de la taille du jeu au moyeu, puisque celui-ci est directement lié à l'angle de pale comme ceci sera expliqué ci-après. Ainsi, la vitesse axiale au moyeu est également légèrement modifiée par variation de l'angle de pale de $\pm 1^\circ$. Par contre, on constate que la vitesse radiale reste inchangée.

L'influence de l'angle de directrice γ_{OP2} est également étudiée pour le point OP2. La figure 4.27 montre qu'une variation de $\pm 1^\circ$ d'angle de directrice conduit à une différence de $\pm 3.4\%$ de la vitesse tangentielle d'origine. Ceci est négligeable devant la variation induite par l'angle de pale pour une même variation d'angle. De plus, une erreur de $\pm 1^\circ$ sur l'angle de directrice est peu probable, cette erreur est plutôt estimée à $\pm 0.3^\circ$ par les ingénieurs de GE Hydro ce qui induirait alors très peu de modifications des profils d'entrée d'aspirateur.

Une autre source connue d'incertitude, notamment signalée dans l'état de l'art à la section 3.3, est la modélisation des jeux dans le calcul directrice-roue. Nous avons signalé qu'il existe des jeux en bouts de pales et au moyeu pour les turbines de type bulbe qui permettent la variation de l'angle de pale. Les jeux de bouts de pales, appelés ici jeux en ceinture, sont des jeux fonctionnels dont la largeur $d_{ceinture}$ dépend de la distance entre la ceinture et la pale (voir figure 4.28). Au moyeu, les jeux sont composés d'un jeu fonctionnel et d'un jeu dû au détalonnage. Le détalonnage est la découpe de la pale au niveau du moyeu à l'angle maximum qu'elle peut prendre. Ce jeu dépend donc de l'angle de pale et est d'autant plus grand que l'angle de pale est petit. Le jeu fonctionnel associé permet la rotation de la pale et est défini par la distance d_{moyeu} sur la figure 4.28. Les jeux fonctionnels d_{moyeu} et $d_{ceinture}$ sont connus et pris en compte dans le modèle géométrique de la roue pour le calcul numérique, de même que les jeux dus au détalonnage. Cependant, la méthode de réalisation du maillage hexaédrique dans la roue nécessite une simplification de la forme réelle du jeu au moyeu dans le modèle numérique. D'autre part, tel qu'expliqué à la section 3.3, ces jeux peuvent varier légèrement entre les différentes pales du

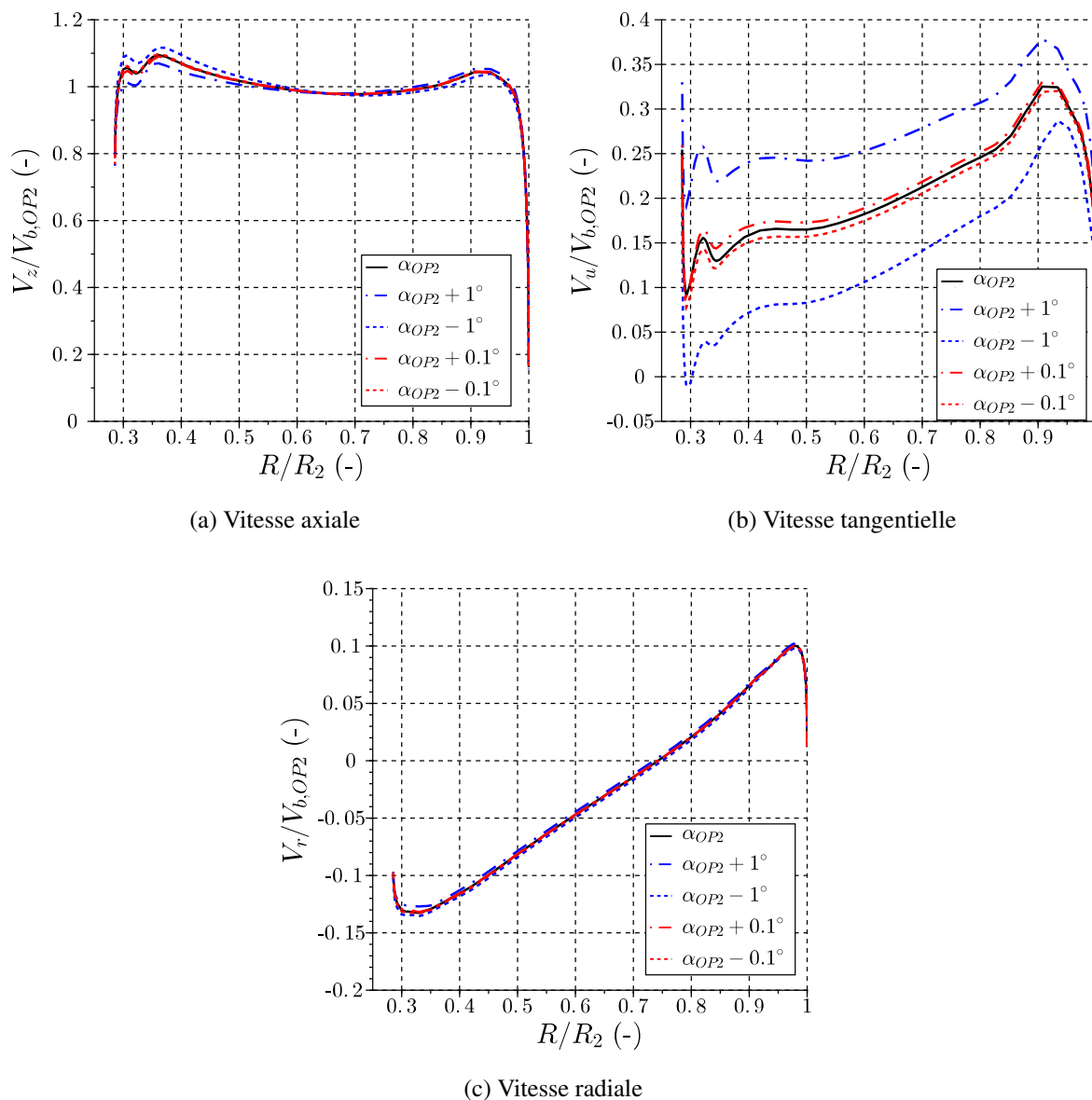


FIGURE 4.26 – Influence de variations de l'angle de pale α_{OP2} dans le calcul RANS de directrice-roue avec le maillage a sur les profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2

modèle utilisé pour les mesures expérimentales [85]. De plus, au cours de l'essai, la taille de ces jeux peut varier à cause de la déformation mécanique de la pale [55]. Or, la prise en compte de l'effet de ces jeux et la bonne description des tourbillons s'y formant sont nécessaires pour la prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur.

Les paramètres incertains influant dans le calcul RANS directrice-roue sont donc l'angle de pale α et les tailles de jeux fonctionnels au moyeu d_{moyeu} et en ceinture $d_{ceinture}$. Afin d'estimer l'influence des incertitudes sur ces paramètres, une méthode de quantification des incertitudes a été utilisée.

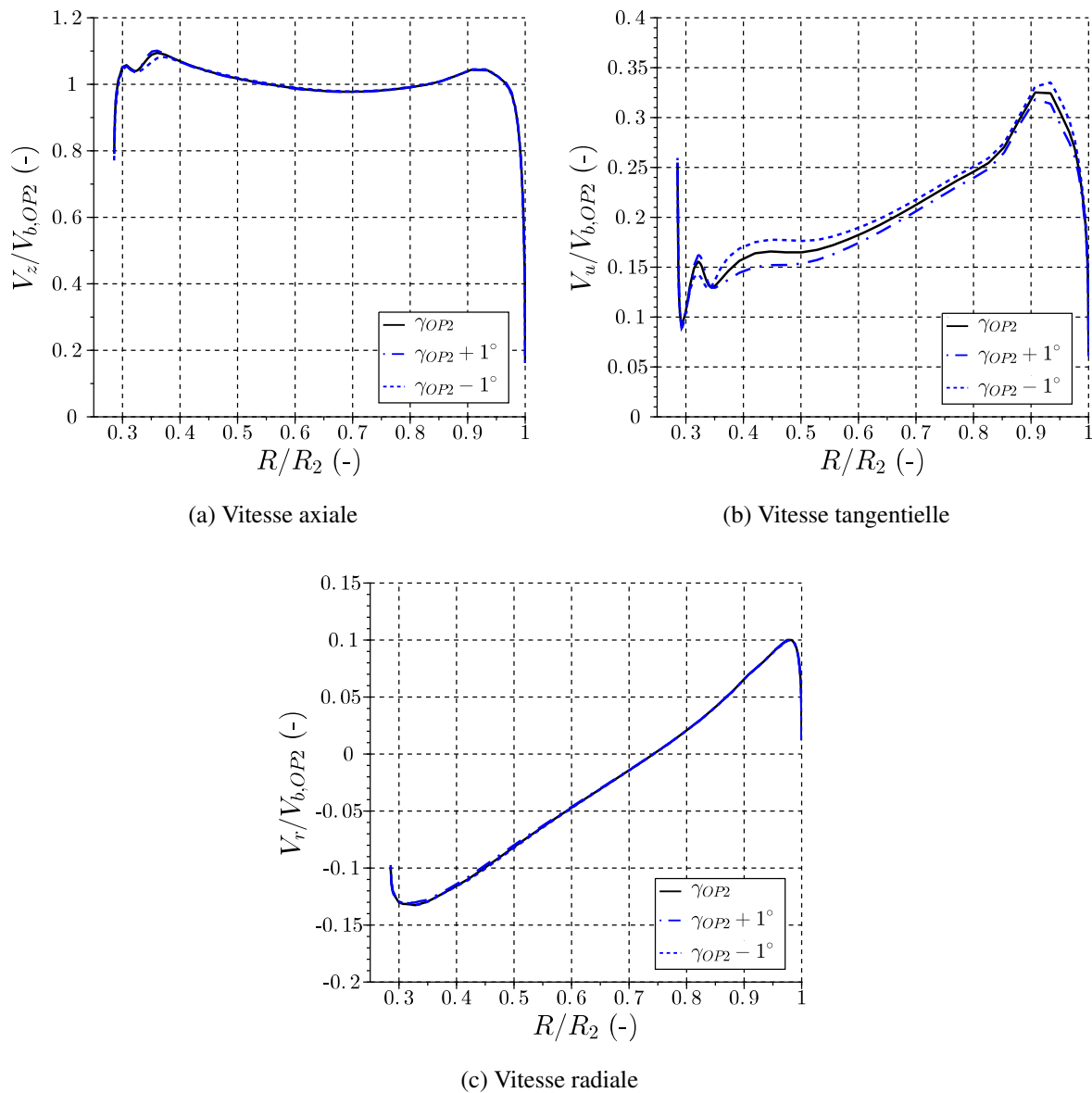


FIGURE 4.27 – Influence de variations de l’angle de directrice γ_{OP2} dans le calcul RANS de directrice-roue avec le maillage a sur les profils de vitesses en entrée d’aspirateur pour le point OP2

4.4.2.3 Quantification des incertitudes

Une méthode de quantification des incertitudes est utilisée afin d’évaluer l’influence des paramètres incertains définis à la section précédente sur la prédiction des profils de vitesses en entrée d’aspirateur dans le calcul RANS de directrice-roue. Nous présentons ici la méthode de quantification d’incertitudes utilisée de manière très succincte et appliquée. Pour plus de détails, le lecteur est renvoyé aux thèses de Brugière [12] et Monmarson [79]. La méthode consiste à résoudre l’équation de Navier-Stokes en propageant ces incertitudes dans la simulation. Les paramètres incertains sont alors des variables stochastiques définies à partir de leur densité de probabilité. Le problème déterministe RANS est ainsi transformé en un problème stochastique

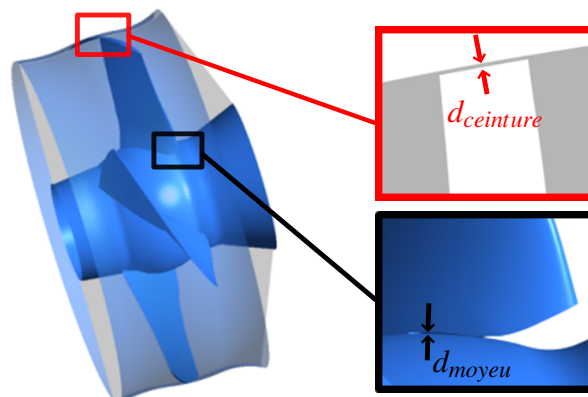


FIGURE 4.28 – Définition des jeux fonctionnels au moyeu d_{moyeu} et en ceinture $d_{ceinture}$ dans la roue

permettant d'obtenir une surface de réponse du problème prenant en compte toutes ces incertitudes. Une description complète de la loi de probabilité de la solution peut ainsi être obtenue ou au moins les premiers moments, moyenne et variance, de grandeurs d'intérêts.

L'équation à résoudre dans notre cas RANS stationnaire est alors :

$$\mathcal{L}(x_i, \xi, \Phi(x_i, \xi)) = \mathcal{S}(x_i, \xi) \quad (4.5)$$

où \mathcal{L} et \mathcal{S} sont respectivement l'opérateur différentiel et le terme source du système non-linéaire RANS à résoudre. Ils dépendent à présent du vecteur des variables aléatoires ξ , définis à partir des incertitudes considérées. $\Phi(x_i, \xi)$ est la solution de cette nouvelle expression du système RANS (vitesse et pression) qui dépend par conséquent du vecteur des variables stochastiques ξ . Afin de résoudre ce système, il existe plusieurs méthodes dont une revue peut être trouvée dans Iaccarino [48]. Nous utiliserons ici la méthode spectrale NISP (pour Non Intrusive Polynomial Chaos) qui a déjà été appliquée au cas de l'aspirateur bulbe dans la thèse de Brugière [12].

Le principe de la méthode NISP est de décomposer la solution recherchée $\Phi(x_i, \xi)$ dans une base connue de polynômes $\Psi(\xi)$ telle que :

$$\Phi(x_i, \xi) = \sum_{j=0}^{\infty} a_j(x_i) \Psi(\xi) \quad (4.6)$$

où a_j sont les coefficients que l'on cherche à déterminer. En pratique, la somme est finie et comprend N termes où N dépend de l'ordre p des polynômes utilisés. Nous utilisons ici des polynômes du chaos. Les coefficients a_j sont calculés à partir de solutions déterministes du calcul RANS de directrice-roue pour des valeurs données des paramètres incertains considérés. Ainsi, pour un nombre d de paramètres incertains, le nombre de calculs déterministes nécessaires à la détermination des coefficients a_j est $(p+1)^d$. Les premiers moments (moyenne et variance) de la solution peuvent alors être calculés à partir des coefficients a_j .

Nous considérons trois paramètres incertains dans le calcul RANS de directrice-roue : α , d_{moyeu} et $d_{ceinture}$. Le maillage d issu de l'étape de convergence en maillage est utilisé. Avec un ordre 2 pour les polynômes du chaos, le nombre de simulations déterministes à réaliser s'élève donc à 27. Avec un ordre 3, ce nombre s'élève à 64, ce qui représente un coût de calcul excessif avec des calculs RANS de directrice-roue avec près de 12 millions de nœuds. Nous choisissons donc un ordre 2.

Les plages de variations des incertitudes ont été définies avec les ingénieurs de General Electric en se basant sur leur retour d'expérience. Une plage de variation réaliste pour l'angle de pale est de $\pm 0.5^\circ$ de la valeur nominale. Les plages de variations des jeux fonctionnels ont été définies à partir des tolérances indiquées sur les plans du modèle de roue étudié. Ainsi, le jeu en ceinture $d_{ceinture}$ varie entre $0.05\%R_{roue}$ et $0.16\%R_{roue}$ où R_{roue} est le rayon de la roue. Le jeu fonctionnel au moyeu varie entre $0.11\%R_{roue}$ et $0.16\%R_{roue}$. Sans connaissance a priori de la répartition des incertitudes, nous choisissons une répartition uniforme de chaque paramètre incertain dans sa plage de variation. Ceci permet de définir le plan d'expérience composé des 27 triplets de valeurs $(\alpha, d_{moyeu}, d_{ceinture})$ pour lesquels les simulations RANS de directrice-roue sont réalisées sur le maillage d .

Les profils de vitesses associés de leur barres d'erreur liées aux incertitudes sur les paramètres $(\alpha, d_{moyeu}, d_{ceinture})$, obtenus par la méthode NISP, sont présentés sur la figure 4.29. Les barres d'erreur (\pm l'écart type) les plus importantes sont observées sur la vitesse tangentielle. Une légère incertitude sur la vitesse axiale est observée au niveau du moyeu mais l'écart type est très faible pour la vitesse axiale et quasi-nul pour la vitesse radiale. Le niveau de vitesse tangentielle qui permet une simulation correcte de l'écoulement dans l'aspirateur est représenté sur la figure 4.29b par le profil de V_u obtenu par le calcul RANS de directrice-roue sur le maillage a avec une vitesse de rotation $n + 2\%$ (voir section 4.4.1). La vitesse tangentielle obtenue sur le maillage a avec une vitesse de rotation n est également représentée sur la figure 4.29b pour signaler le niveau de V_u trop faible en entrée d'aspirateur et qui conduit à une mauvaise prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur (voir section 4.3.3). Ainsi, même en considérant les incertitudes géométriques dans le calcul de roue, le niveau de vitesse tangentielle reste inférieur au niveau obtenu sur le maillage a avec une vitesse de rotation n . La prise en compte des incertitudes géométriques de la roue ne permet donc pas d'expliquer la sous-estimation du profil de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur par le calcul RANS de directrice-roue.

La décomposition de la solution sur une base de polynôme du chaos permet également d'utiliser l'approche ANOVA (pour ANalysis Of Variance) dans laquelle la contribution de chaque paramètre incertain (et les contributions croisées de plusieurs paramètres) à la variance d'une grandeur d'intérêt peut être analysée. La figure 4.30 présente la contribution à la variance de la vitesse tangentielle de chacun des paramètres incertains étudiés. La variance est donc largement influencée par l'angle de pale α tandis que les tailles de jeux fonctionnels ne contribuent que localement à la variance. Ainsi, afin d'atteindre le niveau de V_u obtenu par le calcul avec une vitesse de rotation de $n + 2\%$, il faudrait augmenter l'angle de pale d'environ 1° ce qui ne constitue pas une incertitude réaliste sur ce paramètre.

L'étude de quantification d'incertitudes réalisée n'a pas permis de comprendre l'origine de la mauvaise prédiction du niveau de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur par le calcul RANS de directrice-roue. Comme cela a déjà été évoqué précédemment (section 4.4.1), des écarts entre

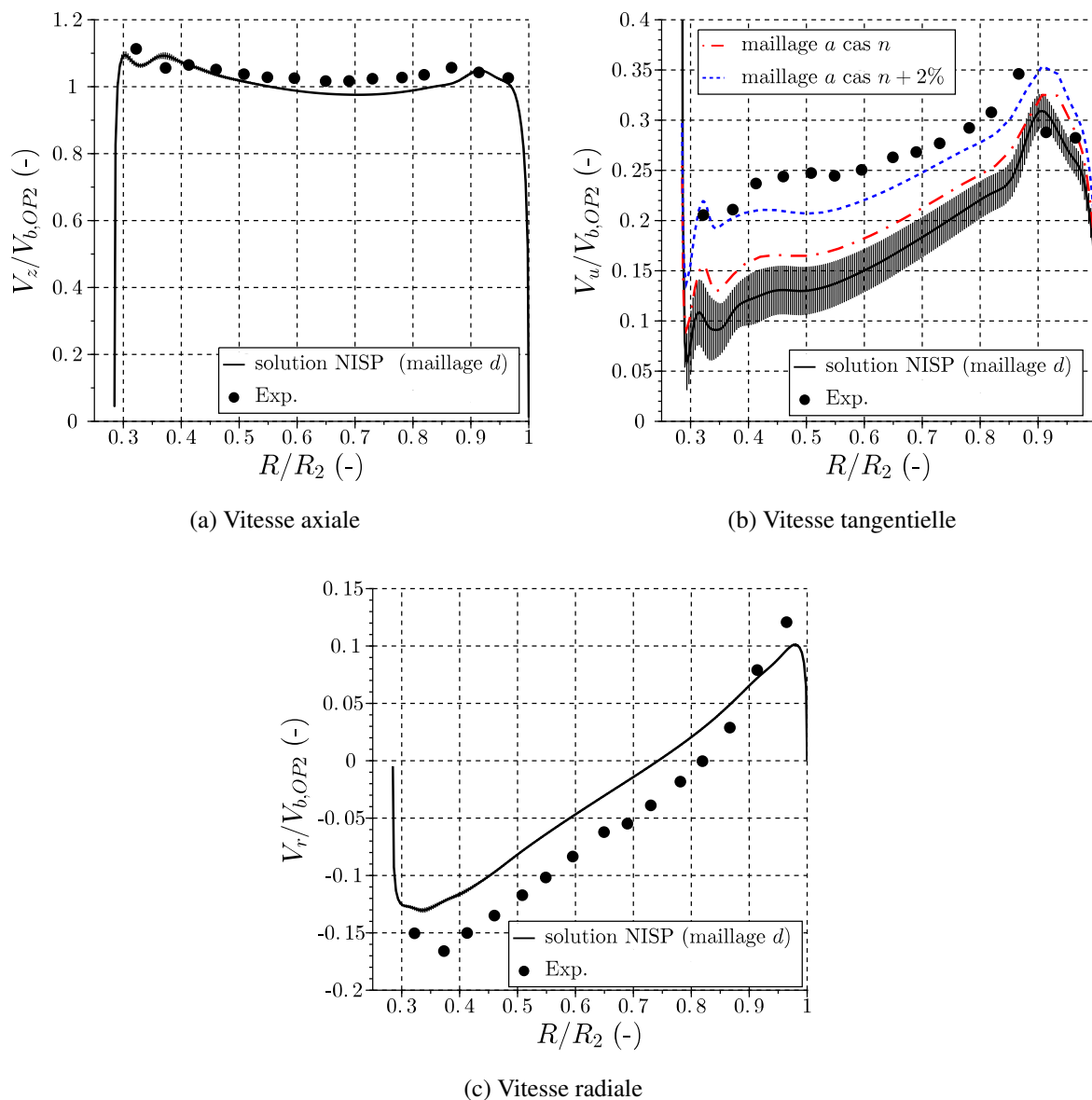


FIGURE 4.29 – Résultats de la quantification des incertitudes géométriques de la roue sur la prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour le point OP2 : profils de vitesses moyennes et barres d'erreur associées

profils numériques et expérimentaux de vitesse radiale et tangentielle ont également été observés par Taheri [109]. Cela laisse penser que l'erreur sur la prédiction de ces profils ne provient pas d'une différence entre la configuration expérimentale et numérique dans le cas présent. Les méthodologies de calcul étant très similaires entre le présent travail et celui de Taheri, le calcul RANS de directrice-roue peut être remis en cause. Les pertes d'énergie dans la roue peuvent être sous-estimées par le calcul RANS, notamment les frottements visqueux, ce qui expliquerait la surestimation de la récupération de vitesse tangentielle dans l'aspirateur. Une amélioration de la modélisation de la turbulence, par calcul LES, pourrait améliorer ce point. D'autre part, l'hypothèse d'uniformité du profil de vitesse en amont de la directrice peut être mise à mal par la

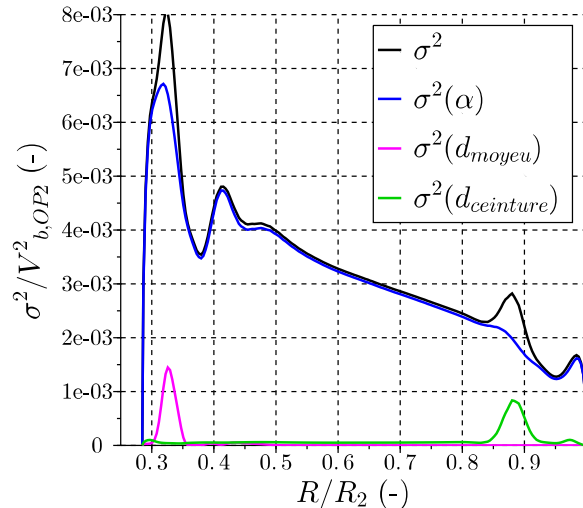


FIGURE 4.30 – Variance σ^2 de V_u et contribution à la variance de chaque paramètre incertain α , d_{moyeu} et $d_{ceinture}$, obtenue par l’approche ANOVA

présence des avant-directrices non considérées dans le calcul. Enfin, l’utilisation de l’interface « stage » entre la directrice et la roue ne permet pas de prendre en compte les traces de directrices qui pourraient influencer sur l’écoulement dans la roue. La vérification de ces hypothèses nécessite d’avoir accès à plus de données expérimentales dans la roue pour pouvoir valider le calcul numérique.

4.5 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, la méthodologie de mise en œuvre d’un calcul URANS d’aspirateur a été définie. Les conditions d’entrée du calcul consistent en des champs en moyenne de phase pour les trois composantes de vitesse et pour les quantités turbulentes, obtenus par un calcul préliminaire RANS de directrice-roue. Ces champs sont imposés en rotation en entrée d’aspirateur pour reproduire la présence de la roue et conserver l’instationnarité des champs. Il a été vérifié que cette procédure conduit aux mêmes résultats qu’un calcul de directrice-roue-aspirateur couplés en étant moins coûteuse en temps et en ressources de calcul. L’étape de vérification a permis de définir la discrétisation spatiale et temporelle nécessaire au calcul URANS d’aspirateur. Le maillage nécessaire pour ce calcul est relativement léger puisqu’il comprend 2 millions de nœuds. L’étape de validation a ensuite mis en évidence des écarts importants entre les profils de vitesses prédits dans l’aspirateur et les profils mesurés par LDV. Ces écarts sont expliqués en partie par la sous-estimation du niveau de vitesse tangentielle imposé en entrée d’aspirateur et obtenu par calcul RANS de directrice-roue. Ainsi, ce niveau de vitesse tangentielle a été augmenté en incrémentant la vitesse angulaire de la roue dans le calcul RANS directrice-roue de 2%. Ceci a permis d’améliorer la prédiction des profils de vitesses et de pression statique dans l’aspirateur. Cependant, la modification de la vitesse de rotation de la roue n’est qu’une stratégie pour corriger le niveau de vitesse tangentielle du champ bidimensionnel en entrée d’aspirateur mais n’est pas une incertitude réaliste du calcul de roue. La prise en compte d’incertitudes liées à la géométrie de la roue n’a pas permis de comprendre l’origine de la sous-estimation de vitesse tangentielle sur le plan d’entrée d’aspirateur. Une étude plus approfondie du calcul de roue, et

notamment l'étude de l'influence de la modélisation de la turbulence dans la roue, pourrait permettre de mieux comprendre l'origine de la mauvaise prédiction de l'écoulement dans la roue par le calcul RANS.

La prédiction des profils de vitesses par calcul URANS d'aspirateur, avec la correction de la vitesse tangentielle d'entrée (cas $n + 2\%$), nécessite d'être améliorée au centre de l'aspirateur et plus particulièrement en station C. Les stations B et C étant très éloignées, la prédiction de l'écoulement ne peut être validée sur une large partie de l'aspirateur. Ainsi les écarts importants entre profils expérimentaux et numériques à la station C peuvent être la conséquence d'une accumulation d'erreurs entre la station B et la station C. La surestimation de la vitesse axiale au centre de l'aspirateur par calcul URANS peut être expliquée par la difficulté du modèle RANS $k - \omega$ SST à prédire l'écoulement fortement turbulent et swirlé dans la torche qui se forme au centre de l'aspirateur. La mauvaise prédiction de cette torche et des pertes associées pourrait expliquer la sous-estimation de la perte CEI par le calcul URANS $k - \omega$ SST. Ainsi, l'utilisation de la LES pour prédire l'écoulement dans l'aspirateur pourrait améliorer ce point et est mis en pratique au chapitre suivant.

En conclusion, l'analyse présentée dans ce chapitre a permis de mettre en évidence une première difficulté de prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur liée à la définition de conditions d'entrée correctes de l'aspirateur. D'autre part, la procédure de validation du calcul numérique d'aspirateur a été mise en place. Ceci est particulièrement critique pour la validation de la prédiction de la perte CEI pour laquelle nous avons montré qu'il est nécessaire de valider chaque terme composant cette perte. Ceci est en effet nécessaire pour mieux comprendre les écarts entre calcul et expérience mais permet également d'identifier les compensations d'erreurs pouvant fausser l'interprétation des résultats de simulation.

Chapitre 5

Simulations LES au meilleur point de fonctionnement

Sommaire

5.1	Mise en place du calcul LES	136
5.2	Influence de la condition d'entrée d'aspirateur	138
5.2.1	Influence de la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur	138
5.2.2	Influence de la description des profils d'entrée d'aspirateur	138
5.3	Influence du maillage en LES	141
5.3.1	Vérification de la résolution en paroi	141
5.3.2	Discrétisation de l'écoulement interne	148
5.4	Influence de la modélisation : comparaison URANS et LES	151
5.4.1	Topologie de l'écoulement dans l'aspirateur	152
5.4.2	Prédiction des profils de vitesses	152
5.4.3	Prédiction de l'énergie cinétique turbulente	153
5.4.4	Prédiction des pertes de charge	155
5.4.5	Conclusions sur l'influence de la modélisation	157
5.5	Analyse physique des pertes de charge dans l'aspirateur	159
5.5.1	Comparaison des pertes « réelles » et CEI	159
5.5.2	Contribution des termes du bilan d'énergie à la perte de charge	160
5.5.3	Analyse locale des pertes de charge	161
5.5.4	Évolution des pertes dans l'aspirateur	163
5.5.5	Conclusion sur l'analyse des pertes de charge	164
5.6	Influence de la forme de l'extension	165
5.6.1	Comparaison des extensions droite et brusque	166
5.6.2	Influence des paramètres de l'extension brusque	167
5.6.3	Cas réel d'extension	169
5.7	Influence du frottement en paroi	171
5.7.1	Lien entre rugosité et frottement pariétal	172
5.7.2	Influence du frottement sur la topologie de l'écoulement	172
5.7.3	Quantification des incertitudes	174
5.8	Conclusions du chapitre	178

La simulation URANS $k - \omega$ SST de l'écoulement dans l'aspirateur pour le meilleur point de fonctionnement OP2, présentée au chapitre précédent, a mis en évidence des écarts entre calcul et expérience, notamment au niveau de la prédiction des profils de vitesses au centre de l'aspirateur. Une approche LES pour le meilleur point de fonctionnement OP2 est mise en œuvre dans ce chapitre afin de limiter les erreurs de modélisation de la turbulence en résolvant explicitement une large part de l'écoulement turbulent. Ceci doit permettre de mieux résoudre l'écoulement tournant dans l'aspirateur et la production turbulente associée. Nous rappelons que les calculs LES présentés dans ce mémoire sont réalisés avec le solveur YALES2 en utilisant le modèle sous-maille de Smagorinsky dynamique.

La mise en place du calcul LES est présentée à la section 5.1. La section 5.2 s'intéresse spécifiquement à la définition d'une condition d'entrée correcte pour la LES d'aspirateur. L'étape de vérification du maillage est présentée en section 5.3. La comparaison des résultats de simulations URANS et LES pour OP2 en section 5.4 permet une première conclusion sur l'apport de l'utilisation de l'approche LES pour la prédiction des profils de vitesses et de la perte CEI dans l'aspirateur. Une analyse physique de l'écoulement dans l'aspirateur est développée en section 5.5 qui permet d'aller plus loin dans la comparaison des résultats URANS et LES. Finalement, les sections 5.6 et 5.7 portent sur l'analyse de l'influence des conditions aux limites en sortie et en paroi de l'aspirateur sur les résultats LES.

5.1 Mise en place du calcul LES

Le domaine de calcul pour la simulation LES est le même que pour le calcul URANS tel que défini sur la figure 4.1. Les conditions aux limites sur les parois fixes du domaine sont toujours des conditions de non-glissement et la pointe de roue est une paroi tournante à la vitesse de rotation de la roue. En sortie de l'extension droite, la viscosité du fluide est augmentée sur quelques couches de mailles en amont de la section de sortie (« sponge layer ») afin de dissiper les gradients avant la condition de sortie. Dans le plan de sortie du domaine de calcul, la condition de sortie convective dans YALES2 tente d'imposer un profil de vitesse plat afin d'éviter les recirculations dans le plan de sortie.

Les profils de vitesses d'entrée d'aspirateur sont les mêmes que ceux utilisés pour les calculs URANS, à savoir les profils de vitesses en moyenne de phase exportés du calcul RANS de directrice-roue présenté à la section 4.1.2.1. Notons qu'une méthodologie plus précise consisterait à imposer des profils de vitesses en entrée d'aspirateur issus d'un calcul LES de roue, voir de réaliser un calcul LES de roue et d'aspirateur couplés. Cependant, le domaine de la roue est complexe et les exigences de maillage très importantes, notamment dans les jeux de la roue, rendent le calcul de roue en LES très coûteux (voir annexe A).

Aucune turbulence n'est imposée en entrée d'aspirateur. En effet, aucune condition d'entrée turbulente n'est nécessaire pour la résolution du système d'équations en LES, contrairement à la résolution RANS où des conditions aux limites pour résoudre les équations pour k et ω sont nécessaires. Pour cet écoulement tournant, les instabilités se développent dès l'entrée d'aspirateur sans ajout de perturbations d'entrée, en accord avec les observations de Schlüter et al. [105] (voir section 3.2.2). De plus, l'étude de Taheri [109] n'a pas montré d'influence marquée de l'ajout de

fluctuations de vitesses en entrée d'aspirateur dans un calcul DES.

Le maillage utilisé pour la LES est un maillage hybride composé d'éléments tétraédriques et de couches de prismes en proche paroi afin d'assurer une faible valeur de y^+ avec un nombre raisonnable d'éléments. Les maillages pour la LES sont définis à partir des critères de qualité de maillage Q_{c1} et Q_{c2} présentés à la section 3.5.1.2. Un maillage, noté maillage 0, est défini afin de respecter le critère $Q_{c2} < 0.2$ sur une large majorité des cellules du maillage en conservant l'erreur de discrétisation Q_{c1} la plus homogène possible sur le maillage. Le maillage 0 est ainsi composé de 4.7 millions de nœuds, soit 16 millions d'éléments. La figure 5.1 présente des coupes de ce maillage qui est en particulier raffiné dans la région centrale de l'aspirateur afin de résoudre correctement les structures tourbillonnaires se formant sous la pointe de roue. La valeur moyenne de y^+ est de 10 sur les parois de l'aspirateur et sa répartition est présentée sur la figure 5.2 (la valeur de y^+ dans l'extension de sortie n'a que peu d'importance puisqu'on ne souhaite pas y résoudre correctement l'écoulement). Aucune loi de paroi n'est utilisée dans un premier temps.

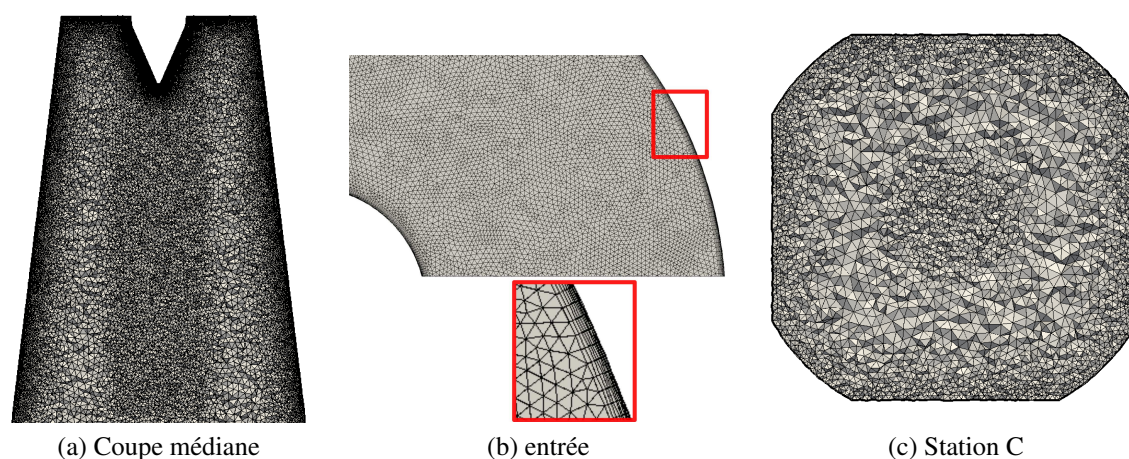


FIGURE 5.1 – Coupes du maillage 0, maillage hybride tétraèdres-prismes pour les simulations LES

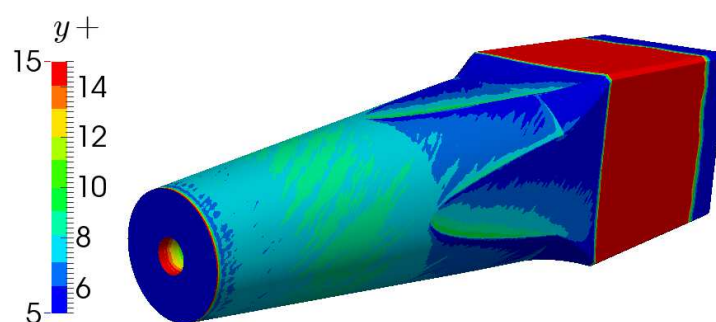


FIGURE 5.2 – Contours de y^+ dans le calcul LES sur le maillage 0

Le pas de temps de la simulation LES est calculé tel que la condition CFL, $C < 0.9$, soit respectée (voir section 2.3.3.2). Il est donc légèrement variable au cours du calcul, puisqu'il dépend de la vitesse prédite dans le domaine de calcul, et correspond en moyenne à une rotation

de la roue de 0.2° . Notons que ce pas de temps est 25 fois plus petit que celui utilisé pour les simulations URANS. La simulation est conduite jusqu'à la stabilisation de grandeurs d'intérêt, tel qu'expliqué à la section 3.5.1.1. Cette étape nécessite un temps physique de calcul correspondant à environ 4 passages de l'écoulement dans l'aspirateur. Les statistiques des grandeurs de l'écoulement (vitesse et pression) sont ensuite calculées sur une période correspondant à 4 passages supplémentaires de l'écoulement dans l'aspirateur.

5.2 Influence de la condition d'entrée d'aspirateur

5.2.1 Influence de la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur

Les profils de vitesses d'entrée du calcul LES d'aspirateur étant les mêmes que pour le calcul URANS, l'écart observé entre calcul et expérience sur la figure 4.12 sur le niveau de vitesse tangentielle d'entrée peut également poser problème pour la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur. Nous souhaitons vérifier si la correction apportée à ce niveau de vitesse tangentielle à la section 4.4.1 en augmentant de 2% la vitesse de rotation de la roue est également nécessaire et valable en LES. Les profils de vitesses prédits dans l'aspirateur par calcul LES avec les deux conditions d'entrée, la condition originale et la condition corrigée, sont présentés sur la figure 5.3. Tout comme pour le calcul URANS, la prédiction des profils de vitesses est améliorée avec la correction du niveau de vitesse tangentielle d'entrée. La région de faible vitesse axiale pour R/R_C entre 0 et 0.1 est particulièrement bien prédite par le calcul LES avec l'entrée correspondant à $n + 2\%$ dans les stations A et B. Il est important de noter que la prédiction de la vitesse axiale est également améliorée à la station C pour $R/R_C < 0.4$ mais des écarts entre calcul et expérience persistent. Le niveau de vitesse tangentielle est également mieux prédit par l'utilisation de l'entrée à $n + 2\%$. Nous pouvons cependant remarquer que même si le niveau global de vitesse tangentielle est correct dans les stations A et B, la forme des profils de V_u dans ces stations n'est pas correctement reproduite. Ceci souligne la nécessité d'améliorer la prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur. En station C, la vitesse tangentielle avec l'entrée à $n + 2\%$ présente encore un maximum local dans la région centrale qui est plus marqué que dans la mesure expérimentale mais qui est mieux localisé qu'avec l'entrée à n .

Tout comme dans le calcul URANS, la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur en LES est améliorée par correction de la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur. Les profils d'entrée exportés à partir du calcul RANS de directrice-roue sur le maillage a avec une vitesse de rotation de $n + 2\%$ sont donc utilisés pour les calculs URANS et LES au point OP2 présentés dans la suite de ce chapitre.

5.2.2 Influence de la description des profils d'entrée d'aspirateur

Nous souhaitons vérifier l'apport de l'utilisation d'une condition d'entrée en moyenne de phase par rapport à l'utilisation de profils de vitesses en moyenne axisymétrique en entrée du calcul d'aspirateur en LES. En effet, contrairement au calcul URANS, des instationnarités peuvent se développer en LES grâce au swirl imposé par la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur, sans nécessairement ajouter les instationnarités liées aux profils tournants en sortie de roue (voir les travaux de Brugière [12]). Ainsi, nous souhaitons évaluer l'apport des tourbillons de jeux et de la non-uniformité des champs de vitesses imposés en entrée d'aspirateur sur la prédiction de

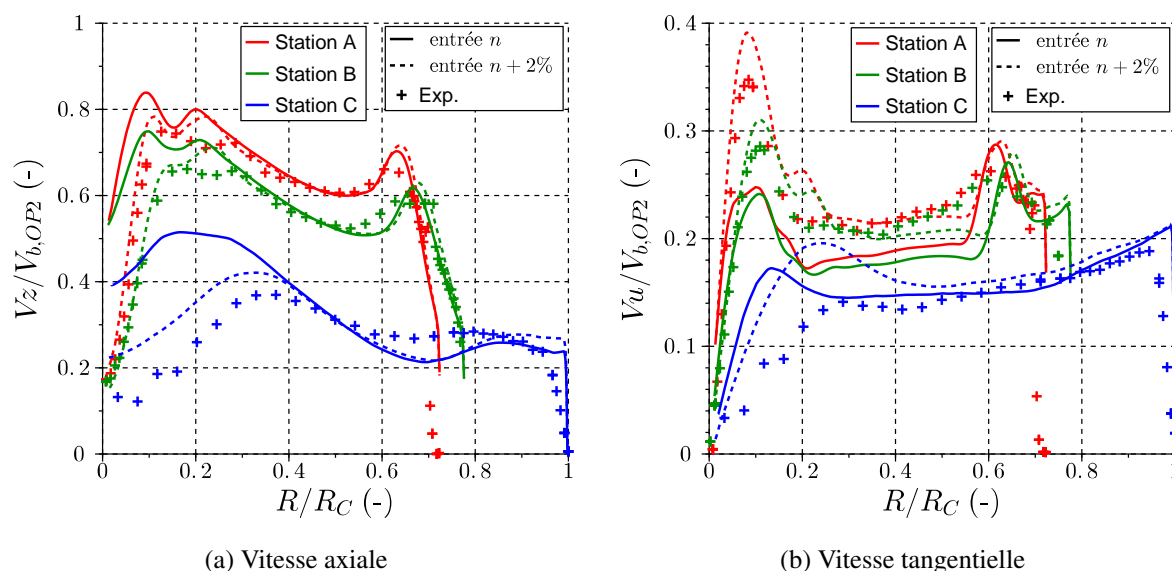


FIGURE 5.3 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul LES avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de n (trait plein) et $n + 2\%$ (trait pointillé) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2

l'écoulement dans l'aspirateur en LES. Les champs de vitesses en moyenne de phase en entrée d'aspirateur, et les profils de vitesses en moyenne axisymétrique associés, sont obtenus à partir du calcul RANS de directrice-roue avec une vitesse de rotation de $n + 2\%$.

Les profils de vitesses prédits dans l'aspirateur avec des champs d'entrée de vitesses en moyenne de phase ou avec des profils d'entrée en moyenne axisymétrique sont présentés sur la figure 5.4. Avec l'utilisation d'une entrée axisymétrique, la vitesse axiale au centre de l'aspirateur est fortement sous-estimée dans les stations A et B. De plus, le calcul prédit une région centrale de faible vitesse axiale plus large que dans le cas de l'entrée bidimensionnelle et que celle donnée par la mesure expérimentale. Ceci est associé à une sous-estimation de la vitesse tangentielle au centre de l'aspirateur, notamment en station B. Des résultats similaires ont été observés par Mulu et al. [81] en comparant des calculs URANS d'un aspirateur de turbine Kaplan couplé avec la roue par une interface « transient rotor-stator » et par une interface « stage ». Ils ont notamment attribué la formation d'un minimum local de vitesse axiale entre $R/R_C = 0.1$ et $R/R_C = 0.2$ en station A dans le cas de l'entrée bidimensionnelle (voir figure 5.4a) aux sillages générés par les tourbillons de jeux au moyeu et la non-uniformité du champ d'entrée. Ce phénomène n'est effectivement pas observé dans le cas de l'entrée axisymétrique et peut expliquer la différence de prédiction de l'écoulement dans la région centrale de l'aspirateur dans les stations A et B. Un comportement similaire est observé sur les profils de vitesse tangentielle en stations A et B qui présentent des minima locaux pour R/R_C entre 0.1 et 0.2 et R/R_C entre 0.5 et 0.6 dans le cas de l'entrée bidimensionnelle. Ce comportement est certainement la trace des tourbillons créés dans les jeux au moyeu et en ceinture et n'est pas observé dans le cas de l'entrée axisymétrique. Ceci met en évidence l'effet des tourbillons de jeux provenant de la roue sur l'écoulement dans l'aspirateur.

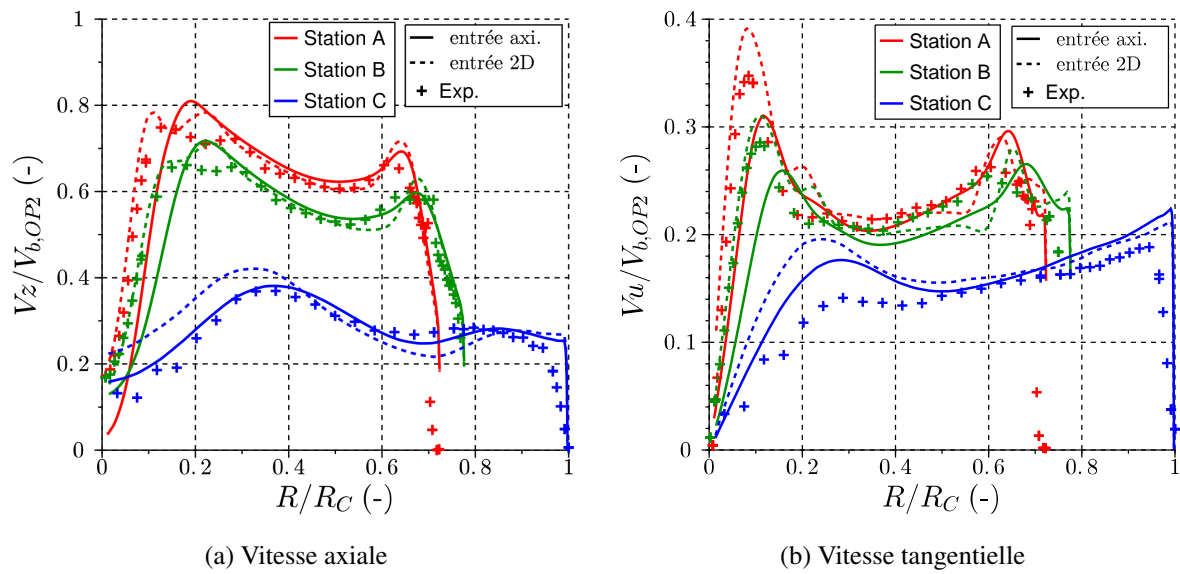


FIGURE 5.4 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul LES avec des champs d’entrée de vitesses en moyenne de phase (entrée 2D) ou des profils d’entrée en moyenne axisymétrique (entrée axi.) dans les trois stations de l’aspirateur pour le point de fonctionnement OP2

L’utilisation de l’entrée axisymétrique entraîne une plus forte dissipation des vitesses axiale et tangentielle au centre de l’aspirateur dans les stations A et B que dans le cas de l’entrée bidimensionnelle. Cette dissipation conduit à des vitesses axiale et tangentielle plus faibles en station C que dans le cas de l’entrée bidimensionnelle et qui sont plus proches des mesures expérimentales. La bonne prédiction des profils de vitesses en station C dans le cas de l’entrée axisymétrique est donc une conséquence de la sous-estimation des vitesses en stations A et B. Ceci souligne d’autre part un manque de dissipation de la vitesse entre les stations B et C dans le cas de l’entrée bidimensionnelle qui surestime les vitesses axiale et tangentielle en station C.

Pour mieux comprendre ces profils de vitesses, la figure 5.5 présente les structures tourbillonnaires dans l’aspirateur avec des champs d’entrée en moyenne de phase ou en moyenne axisymétrique. Dans les deux cas, le calcul LES résout les structures turbulentes en paroi et prédit une torche centrale. Avec des champs de vitesses d’entrée en moyenne de phase, les tourbillons de jeux de bouts de pales et de moyeu sont propagés dans l’aspirateur. La forme de la torche prédite dans les deux cas est différente. Le cas avec entrée axisymétrique prédit une torche hélicoïdale, en « tire-bouchon », qui s’évase dans l’aspirateur, tandis que cette torche est plus droite dans le cas de l’entrée bidimensionnelle. Ceci peut expliquer la prédiction d’une région plus large de faible vitesse axiale dans la torche dans le cas d’entrée axisymétrique, qui n’est pas en accord avec les mesures expérimentales en stations A et B. Dans le cas de l’entrée bidimensionnelle, nous pouvons supposer un effet de confinement de la torche par les tourbillons de jeux au moyeu.

Cette étude met en évidence la nécessité d’une description précise de la topologie de l’écoulement en entrée d’aspirateur prenant en compte la non-uniformité du champ d’entrée et les tourbillons de jeux. Les champs de vitesses en moyenne de phase sont donc utilisés comme condition d’entrée des calculs LES d’aspirateur dans la suite de ce mémoire. La discrétisation spatiale doit

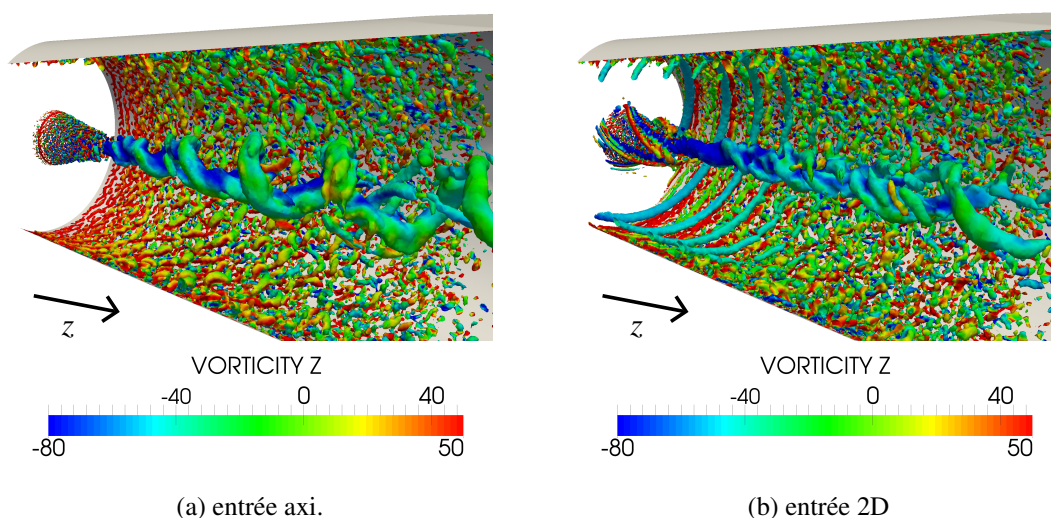


FIGURE 5.5 – Structures tourbillonnaires prédites dans l’aspirateur par calcul LES avec des profils d’entrée en moyenne axisymétrique (a) ou des champs d’entrée de vitesses en moyenne de phase (b) (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l’axe z)

cependant être suffisante dans l’aspirateur pour résoudre correctement la propagation des instationnarités d’entrée dans l’aspirateur. L’influence du maillage en LES est présentée à la section suivante.

5.3 Influence du maillage en LES

Tout comme pour un calcul URANS, le maillage pour un calcul LES doit être suffisamment fin pour limiter les erreurs de discrétisation des gradients moyens. De plus, comme expliqué à la section 2.2.3, la taille de filtre en LES dépend de la taille de maille. La part de modélisation dans le calcul diminue donc avec le raffinement de maillage. Ainsi, la définition d’un maillage correct pour une LES en géométrie complexe est une question délicate. Nous considérons dans cette section deux points importants : la résolution de l’écoulement en proche paroi et la discrétisation de l’écoulement interne.

5.3.1 Vérification de la résolution en paroi

Comme expliqué à la section 2.3.4, la résolution correcte des gradients moyens de vitesses en paroi nécessite un maillage dont la taille de première maille à la paroi vérifie $y^+ \approx 1$. Pour cela, des couches de prismes sont utilisées en LES pour mailler la région de l’écoulement en proche paroi comme illustré sur la figure 5.1.

Le rapport d’aspect des prismes dans ce mémoire est défini comme le rapport entre la taille des prismes dans les directions tangentiennes (direction principale de l’écoulement et profondeur) et la direction perpendiculaire à la paroi. Selon [25], le rapport d’aspect entre la direction principale de l’écoulement (« streamwise direction ») et la direction perpendiculaire à la paroi peut être de 100 et le rapport d’aspect entre la profondeur (« spanwise direction ») et la direction perpendiculaire à la paroi de 30 pour une LES bien résolue. Pour le maillage 0 composé de 4.7

millions de nœuds, utilisé dans la section précédente, le rapport d'aspect des prismes en paroi est de 30 dans le cône et 80 dans la trompette de l'aspirateur. Le rapport d'aspect dans la trompette est supérieur à 30 pour la profondeur mais reste inférieur à 100 et permet d'obtenir une valeur moyenne de y^+ de 10. Une diminution de la valeur de y^+ nécessiterait une augmentation de ce rapport d'aspect. Ceci n'est pas recommandé car, comme expliqué à la section 2.3.4, l'ordre 4 des schémas numériques pour la LES n'est pas garanti sur des mailles de forts rapports d'aspect et cela peut également rendre le calcul numérique instable. De plus, la résolution des structures turbulentes en paroi en LES nécessite une résolution suffisante dans la direction tangentielle à la paroi et donc des rapports d'aspect des prismes n'excédant pas 100.

Afin de vérifier la prédiction des gradients moyens en paroi dans le calcul LES d'aspirateur, la loi de paroi de Duprat et al. [28] a été utilisée sur le maillage 0. Les profils de vitesses obtenus avec et sans loi de paroi sont comparés sur la figure 5.6. Notons que, pour cette comparaison uniquement, un schéma spatial d'ordre 2 est utilisé pour des raisons de convergence du calcul avec loi de paroi dans les prismes. Les résultats obtenus avec et sans loi de paroi sont presque identiques. Le fait qu'une résolution relativement lâche à la paroi ($y^+ \approx 10$) puisse être utilisée sans loi de paroi peut s'expliquer par la présence d'un gradient de pression adverse quasi-constant dans la couche limite. En effet, une couche limite avec gradient de pression adverse est moins contrôlée par le frottement en paroi qu'une couche limite à l'équilibre sans gradient de pression [84]. Ainsi, la couche limite en paroi de l'aspirateur ne suit pas nécessairement le profil de couche limite en équilibre illustré sur la figure 2.9 et la valeur de y^+ nécessaire pour résoudre correctement le gradient de vitesse en paroi peut être légèrement modifiée.

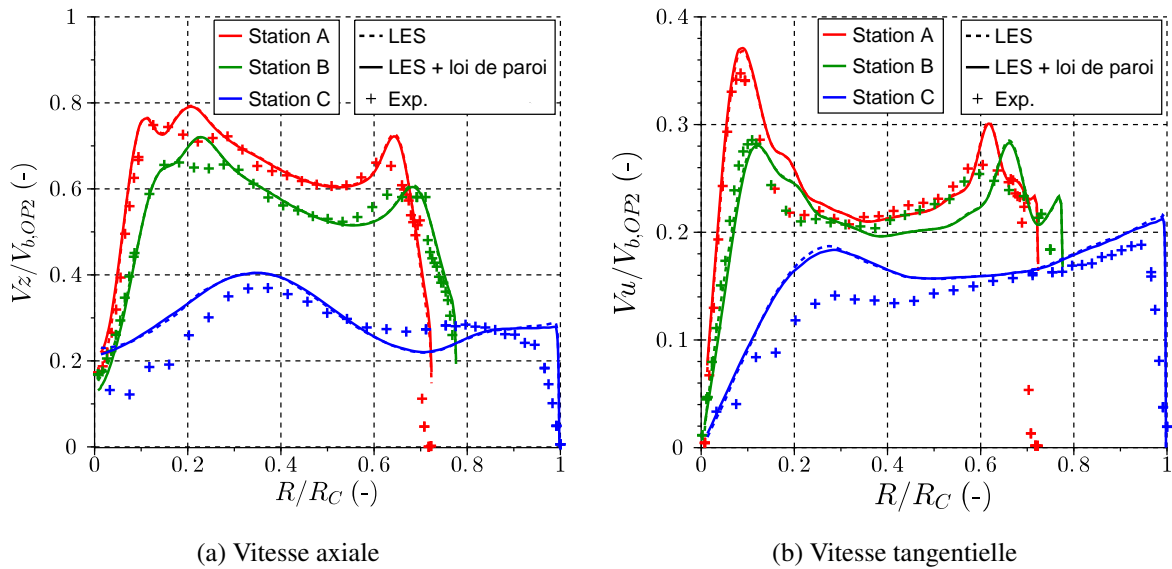


FIGURE 5.6 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul LES avec (trait plein) et sans (trait pointillé) loi de paroi sur le maillage 0

Sur les figures 5.3 et 5.6, nous pouvons observer que des gradients très forts de vitesses sont prédits par le calcul LES en paroi ($R/R_C = 1$), notamment dans la station C, alors que les mesures expérimentales montrent une augmentation plus progressive des vitesses depuis la paroi. Cela peut s'expliquer par l'utilisation des prismes de rapports d'aspect élevés entre la taille de

maille dans la direction perpendiculaire à la paroi et la taille de maille dans la direction tangentielle à la paroi. Le raffinement de maillage dans la direction tangentielle à la paroi est difficile en utilisant des éléments de type prismes. Ainsi des maillages composés uniquement de tétraèdres ont été générés qui permettent un raffinement de maillage plus facile au niveau de la paroi. Trois maillages ont ainsi été définis avec une valeur de y^+ décroissante mais en conservant la même taille de maille dans la région interne de l'écoulement (loin des parois). Les caractéristiques de ces maillages sont présentées dans le tableau 5.1. Les caractéristiques du maillage avec couches de prismes (maillage 0) sont également présentées dans ce tableau pour comparaison. Dans le maillage 1, le raffinement dans la direction tangentielle à la paroi est le même que pour le maillage 0. Cependant, les éléments tétraédriques étant réguliers, le raffinement est le même dans les directions tangentielle et perpendiculaire à la paroi. Ainsi la valeur de y^+ du maillage 1 est donc beaucoup plus élevée que celle du maillage 0 mais avec une meilleure qualité du maillage en paroi. La taille des éléments tétraédriques en paroi est ensuite diminuée pour générer les maillages 2 et 3, ce qui entraîne une augmentation importante de la taille du maillage. Malgré le très grand nombre d'éléments que comprend le maillage 3, la valeur de y^+ reste assez élevée, proche de 50. Pour atteindre une valeur de y^+ proche de 1 avec des éléments tétraédriques symétriques (de bonne skewness), le maillage devrait comporter plusieurs centaines de millions de nœuds (soit plusieurs milliards d'éléments). Ceci reste à l'heure actuelle difficile à calculer. Les valeurs de y^+ des maillages 1 à 3 étant élevées, la loi de paroi de Duprat et al. [28] est utilisée.

TABLE 5.1 – Caractéristiques des maillages tétraédriques pour la LES

Maillage	Maillage 0 (avec prismes)	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3
nombre d'éléments (en million)	16	15	28	1400
nombre de nœuds (en million)	4.7	3.2	5.7	239
y^+ cône	12	400	250	60
y^+ trompette	8	300	150	40

Afin d'observer l'effet du raffinement de maillage en proche paroi sur la prédiction de la turbulence pariétale, la figure 5.7 présente les structures tourbillonnaires résolues dans l'aspirateur pour les maillages 0 à 3. Tous les maillages ayant la même résolution dans la région interne de l'écoulement, la prédiction de la torche centrale est très similaire avec les quatre maillages. Avec le maillage 0, les structures tourbillonnaires et les tourbillons de jeux sont bien résolus dans le cône de l'aspirateur. Par contre, très peu de structures sont résolues en paroi de la trompette à cause du fort rapport d'aspect des prismes dans cette région. Avec le maillage 1, la turbulence pariétale est moins dense qu'avec le maillage 0 et les tourbillons de bouts de pales sont dissipés dès l'entrée d'aspirateur. L'augmentation de la discrétisation pariétale des maillages 1 à 3 permet une amélioration de la prédiction des structures turbulentes en paroi de la trompette. La turbulence pariétale est particulièrement dense dans le maillage 3. La figure 5.8 présente un agrandissement de la figure 5.7d dans le cône de l'aspirateur afin d'observer les structures tourbillonnaires s'y

formant. Nous pouvons ainsi observer la propagation des tourbillons de jeux de bouts de pales qui sont ensuite décomposés en plus petites structures. Ceci illustre bien la cascade d'énergie dans l'aspirateur.

Les figures 5.9, 5.10 et 5.11 présentent les profils de vitesses prédits dans les trois stations de mesures de l'aspirateur avec les maillages 0 à 3. Les différences sur les profils de vitesses prédits dans les stations A et B sont faibles et n'entraînent pas de modification significative de la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur. En station C, avec le maillage 3, le profil de vitesse axiale en proche paroi est sensiblement mieux prédit et la vitesse axiale prédite au centre de l'aspirateur est plus faible qu'avec les autres maillages. La prédiction du profil de vitesse tangentielle n'est cependant pas améliorée sur le maillage 3.

La perte CEI entre la station A et le plan CEI, ainsi que la décomposition de cette perte en la contribution des différences de pression statique ΔH_{stat} et dynamique ΔH_{dyn} (voir section 4.3.5), obtenues avec les maillages 0 à 3 sont comparées avec les mesures expérimentales sur la figure 5.12. Nous pouvons noter qu'une perte plus forte est prédite sur le maillage 1 ce qui est certainement lié à la dissipation numérique plus importante que l'on a pu remarquer sur la figure 5.7 pour ce maillage, notamment au niveau des tourbillons de bouts de pales. De plus, sur le maillage 1, ΔH_{dyn} est surestimée tout comme $-\Delta H_{stat}$. La perte diminue lorsque le maillage est raffiné entre les cas 1 et 2. La prédiction de ΔH_{dyn} est améliorée avec le raffinement de maillage en paroi. La prédiction de $-\Delta H_{stat}$ est également améliorée avec le raffinement de maillage en paroi mais reste surestimée, ce qui explique la sous-estimation de la perte CEI sur les différents maillages. La prédiction de la perte CEI est améliorée avec le maillage 3 mais reste éloignée de la valeur expérimentale à cause de la surestimation de $-\Delta H_{stat}$, ce qui correspond à une récupération de pression trop importante dans l'aspirateur.

Les écarts entre les résultats numériques et les mesures expérimentales pour les profils de vitesses et la perte CEI obtenus avec les maillages 0 à 3 restent importants. De plus, les écarts au niveau de la prédiction de la perte CEI entre les maillages 2 et 3 sont faibles alors que la valeur de y^+ a été divisée par 4 entre ces deux maillages. La discrétisation en paroi ne semble donc pas permettre d'expliquer l'écart à l'expérience. Les résultats obtenus sur le maillage 0 comprenant des couches de prismes sont proches des résultats obtenus avec les maillages 1 à 3. Comme il n'est pas envisageable de faire d'autres études sur le maillage 3 pour des raisons de coût et de temps de calcul, le maillage 0 est un bon compromis pour faire d'autres analyses de paramètres numériques en LES.

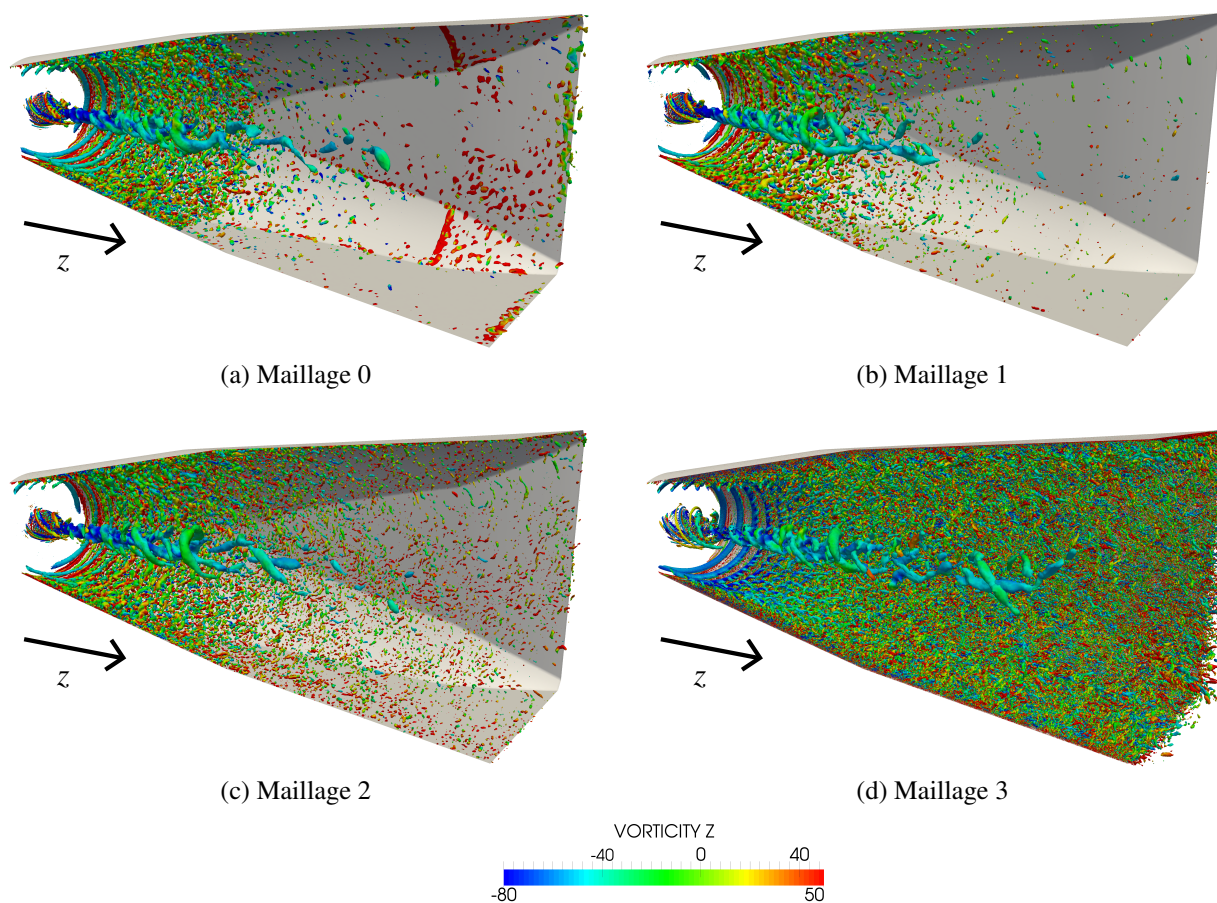


FIGURE 5.7 – Structures tourbillonnaires prédites dans l’aspirateur par calcul LES pour les maillages 0 à 3 (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l’axe z)

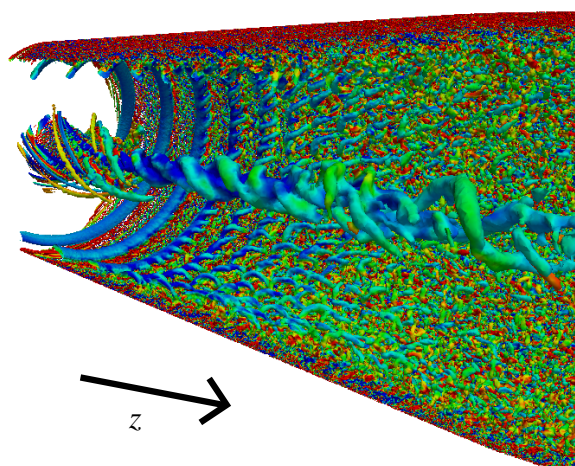


FIGURE 5.8 – Structures tourbillonnaires prédites dans le cône de l’aspirateur par calcul LES sur le maillage 3 (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l’axe z)

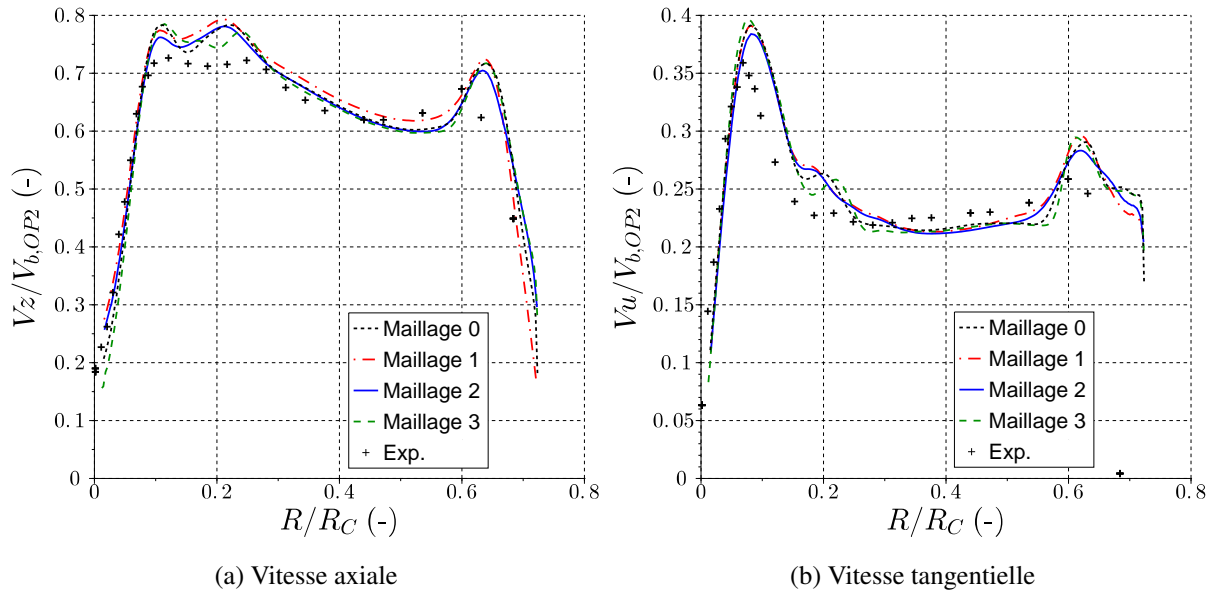


FIGURE 5.9 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) au point OP2 prédits par calcul LES en station A pour les maillages 0 à 3

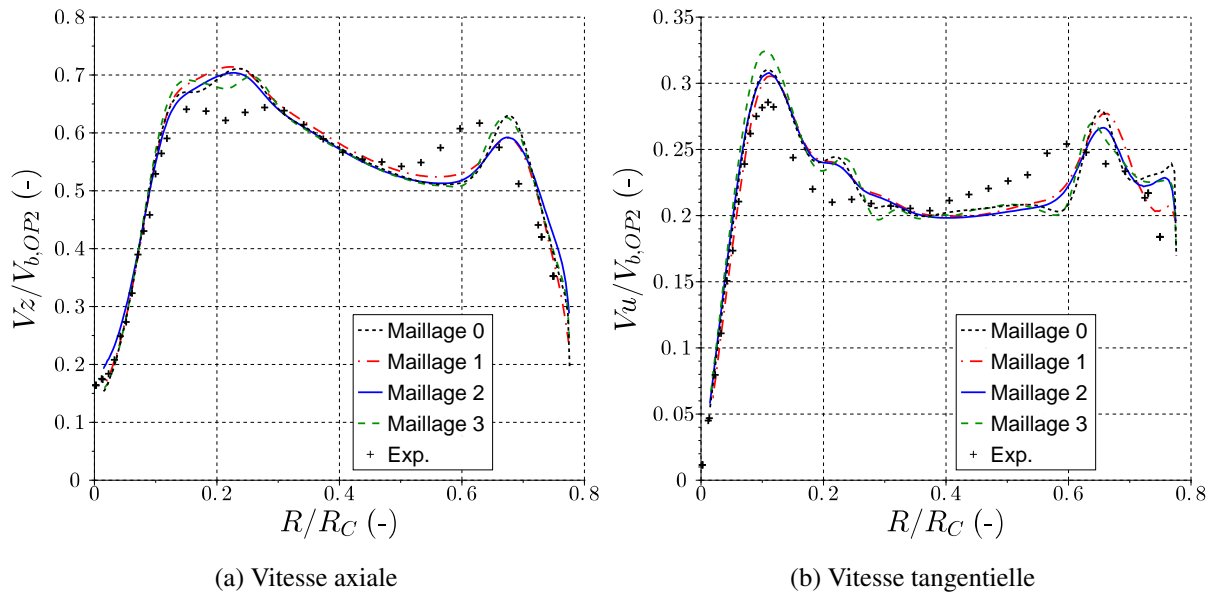


FIGURE 5.10 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) au point OP2 prédits par calcul LES en station B pour les maillages 0 à 3

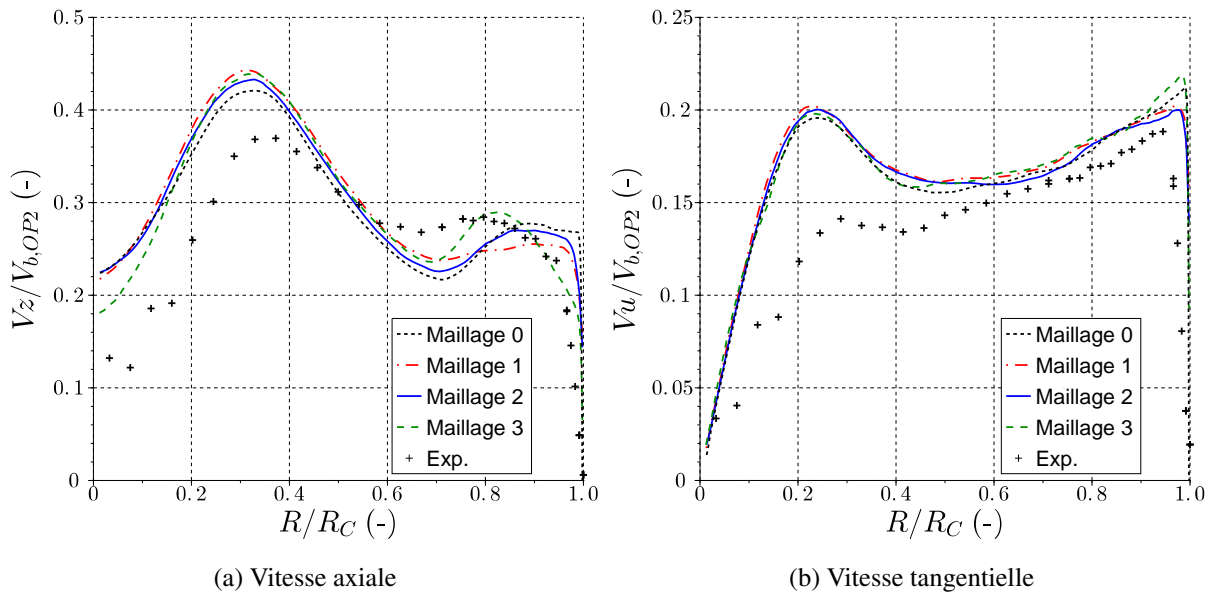


FIGURE 5.11 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) au point OP2 prédits par calcul LES en station C pour les maillages 0 à 3

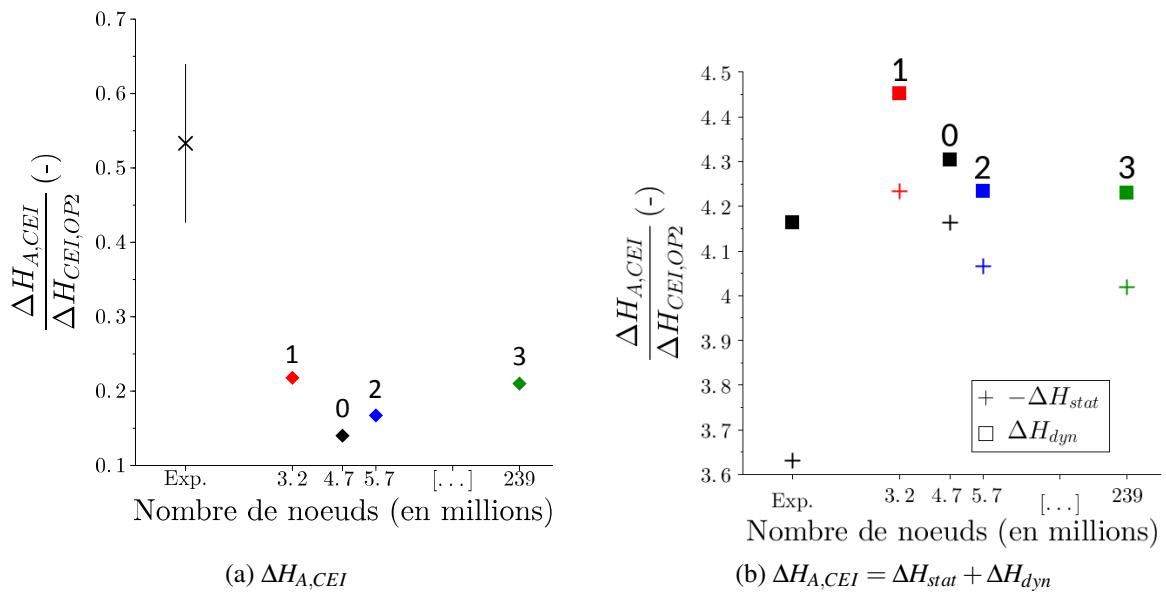


FIGURE 5.12 – (a) Perte CEI entre la station A et le plan CEI prédite avec les maillages 0 à 3 et comparaison à la perte CEI expérimentale (Exp.); (b) décomposition de la perte CEI telle que $\Delta H_{A,CEI} = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn}$

5.3.2 Discrétisation de l'écoulement interne

La qualité du maillage pour la LES dans l'aspirateur est maintenant évaluée en dehors des couches limites. Pour cela, les critères présentés à la section 3.5.1.2 sont utilisés. Ainsi, le maillage 0 a été défini afin de respecter le critère $Qc_2 < 0.2$ sur une majorité de cellules du maillage afin d'y résoudre explicitement 80% de l'énergie cinétique turbulente. De plus, la discrétisation est définie pour que la valeur du critère Qc_1 , qui représente l'erreur de discrétisation des gradients moyens, soit la plus homogène possible sur le maillage.

Pour étudier l'influence de la discrétisation de l'écoulement interne, la taille de maille locale est adaptée en dehors des couches limites à partir du maillage 0 pour diminuer la valeur de Qc_1 et conserver $Qc_2 < 0.2$. Deux nouveaux maillages sont ainsi obtenus : le maillage 4 composé de 9.4 millions de nœuds (32 millions d'éléments) et le maillage 5 composé de 25 millions de nœuds (120 millions d'éléments). Ces maillages possèdent la même résolution en paroi que le maillage 0 avec les mêmes couches de prismes. La figure 5.13 présente les fonctions de répartition des critères Qc_1 et Qc_2 dans les trois maillages considérés. La valeur de Qc_1 est bien diminuée au cours du processus d'adaptation avec 70% des cellules qui ont une valeur de Qc_1 inférieure à 0.025 m/s dans le maillage 5. De même, la valeur de Qc_2 est diminuée au cours de l'adaptation avec la quasi-totalité des cellules ayant une valeur de Qc_2 inférieure à 0.2 dans le maillage 5. Les figures 5.14 et 5.15 permettent de visualiser localement les régions de fortes valeurs de Qc_1 et Qc_2 sur le plan médian xz dans l'aspirateur au cours de l'adaptation. Ainsi, les fortes valeurs de Qc_1 , et donc les erreurs de discrétisation des gradients moyens, sont localisées en proche paroi, notamment dans le cône, et au centre de l'aspirateur, dans la torche. Les régions de fortes valeurs de Qc_2 représentent celles où la part de modélisation de la turbulence est la plus importante. Il s'agit principalement de la région sous la pointe de roue où se forme la torche. Cette zone étant bien raffinée dans le maillage 5, les valeurs de Qc_2 y sont proches de 0.2.

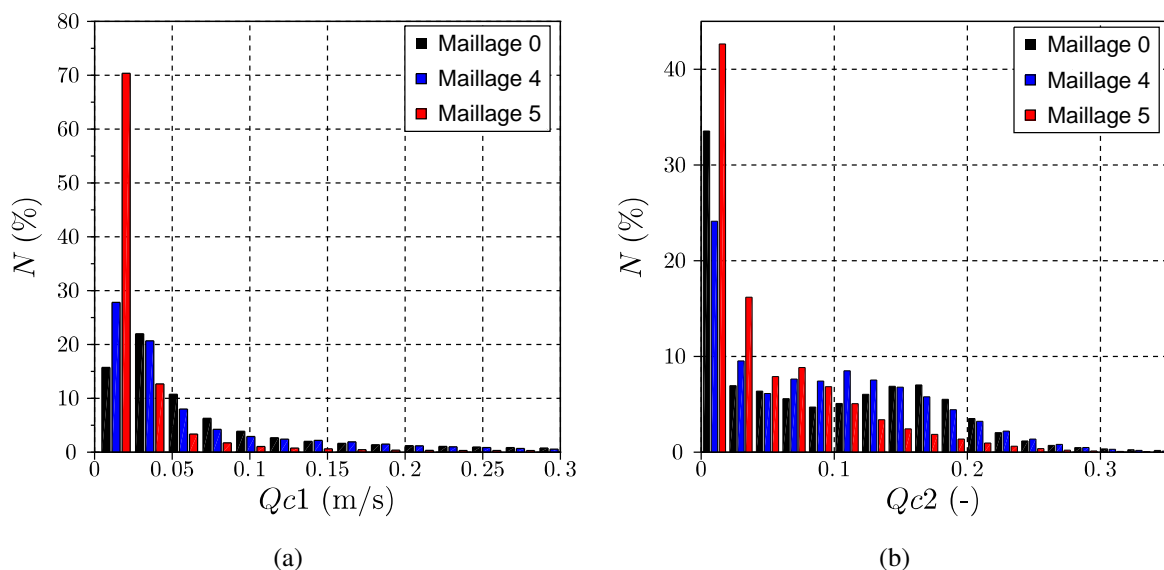


FIGURE 5.13 – Distribution des valeurs de Qc_1 et Qc_2 pour les maillages 0, 4 et 5 au cours des étapes d'adaptation; N (%) représente le pourcentage de cellules ayant une valeur donnée du critère dans le maillage

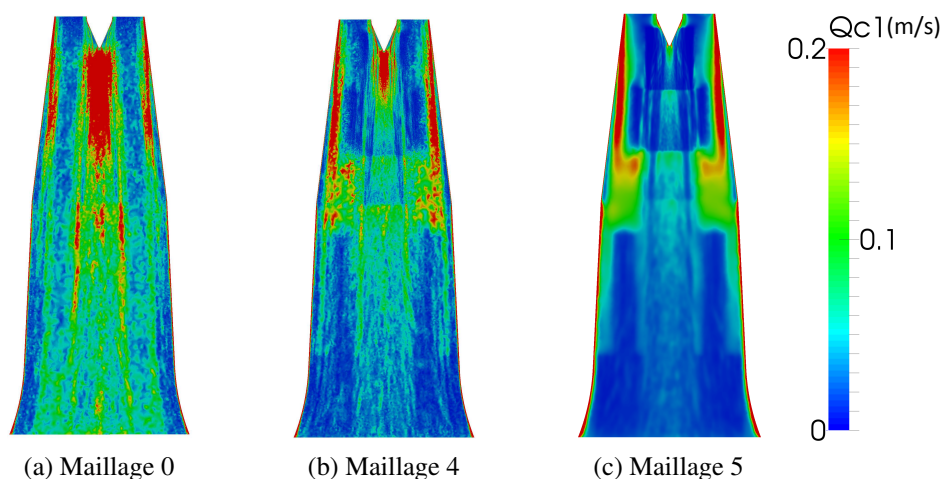


FIGURE 5.14 – Répartition de Q_{c1} pour les trois maillages au cours de l'adaptation sur le plan médian xz dans l'aspirateur

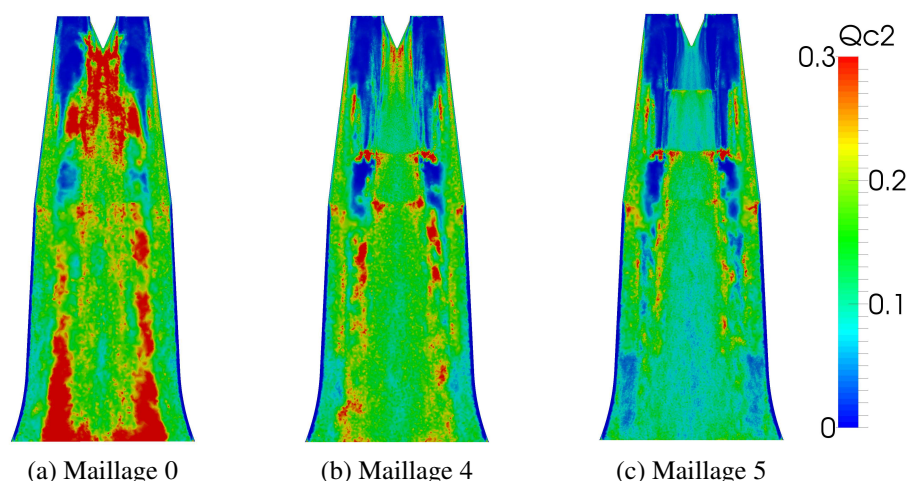


FIGURE 5.15 – Répartition de Q_{c2} pour les trois maillages au cours de l'adaptation sur le plan médian xz dans l'aspirateur

Les structures tourbillonnaires prédites dans le cône de l'aspirateur avec les maillages 0, 4 et 5 sont présentées sur la figure 5.16. Le raffinement de maillage au centre de l'aspirateur permet de résoudre plus de structures turbulentes autour de la torche et notamment de dissiper moins rapidement les tourbillons de jeux au moyeu. Nous pouvons notamment observer la propagation de ces tourbillons autour de la torche et leur décomposition en plus petites structures, tout comme pour les tourbillons de bouts de pales sur la figure 5.8.

La figure 5.17 présente les profils de vitesses prédits avec les maillages 0, 4 et 5 dans les trois stations de mesures de l'aspirateur. Les profils de vitesses axiale et tangentielle diffèrent légèrement au centre de l'aspirateur dans les stations A et B. En particulier, le maximum de vitesse tangentielle proche du centre de l'aspirateur (R/R_C proche de 0.1) est plus important avec les maillages 4 et 5. Ceci est certainement dû aux tourbillons de jeux au moyeu qui sont moins dissipés avec le raffinement de maillage. En station C, des différences sont observables sur la vitesse

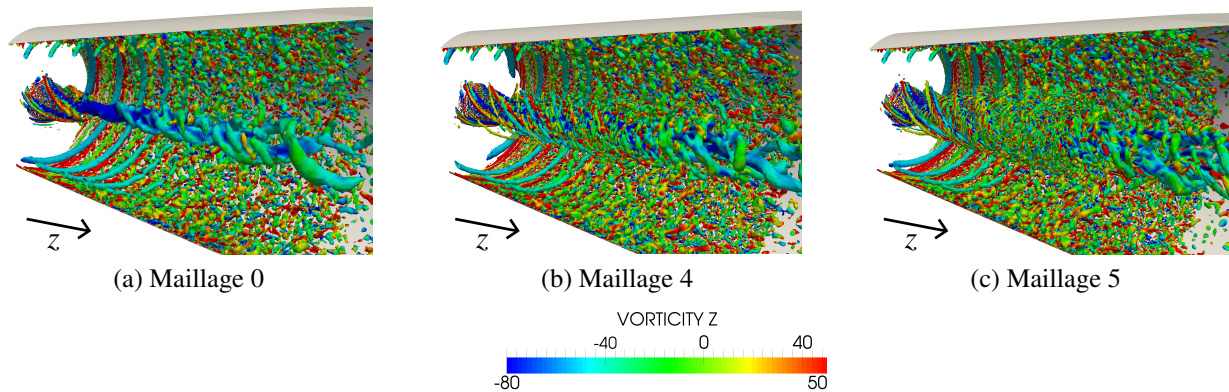


FIGURE 5.16 – Structures tourbillonnaires prédites dans l’aspirateur par calcul LES pour les maillages 0, 4 et 5 (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l’axe z)

axiale prédite par les trois maillages en proche paroi et au centre de l’aspirateur mais aussi sur la vitesse tangentielle au centre de l’aspirateur. La prédiction de l’écoulement est ainsi légèrement améliorée au centre de l’aspirateur avec le maillage 5 qui prédit des vitesses axiale et tangentielle plus faibles qu’avec les autres maillages. Cependant, on observe que la vitesse axiale prédite en proche paroi de la station C avec les maillages 4 et 5 est plus importante qu’avec le maillage 0. Une étude du raffinement de maillage en paroi sur le maillage 5 pourrait permettre d’expliquer cela mais est très coûteuse numériquement. De plus, les écarts entre les profils de vitesses numériques et expérimentaux restent importants au centre de l’aspirateur avec le maillage 5. La bonne discrétisation de l’écoulement interne sur le maillage 5 ne permet donc pas d’expliquer l’écart à l’expérience.

La prédiction de la perte CEI avec les maillages 0, 4 et 5 est présentée sur la figure 5.18. L’amélioration de la discrétisation de l’écoulement interne avec les maillages 4 et 5 conduit à une légère augmentation de la perte CEI. Comme observé sur la figure 5.18b, ceci est dû à une légère amélioration de la prédiction de ΔH_{dyn} et $-\Delta H_{stat}$ avec les maillages 4 et 5 par rapport au maillage 0. Cette prédiction est la même entre les maillages 4 et 5 signalant qu’un raffinement supplémentaire ne permettrait certainement pas d’améliorer encore cette prédiction. De plus, les écarts à l’expérience sur les profils de vitesses et la perte CEI restent importants avec le maillage 5. La meilleure discrétisation de l’écoulement interne ne semble donc pas permettre de réduire sensiblement l’écart à l’expérience des résultats de calcul LES et le raffinement de maillage à partir du maillage 0 ne modifie pas de manière significative la prédiction de l’écoulement dans l’aspirateur.

En conclusion, l’analyse de la résolution du maillage en proche paroi et de la discrétisation de l’écoulement interne présentée dans cette section montre que le raffinement de maillage à partir du maillage 0 ne permet pas d’améliorer de manière significative la prédiction des profils de vitesses et de la perte CEI dans l’aspirateur. Le raffinement de maillage ne semble donc pas être l’élément déterminant dans l’amélioration de la prédiction de l’écoulement, et en particulier de la perte CEI, dans l’aspirateur. Nous pouvons donc considérer que le maillage 0 est adapté pour prédire les principales structures d’écoulement dans l’aspirateur et ainsi faire d’autres analyses

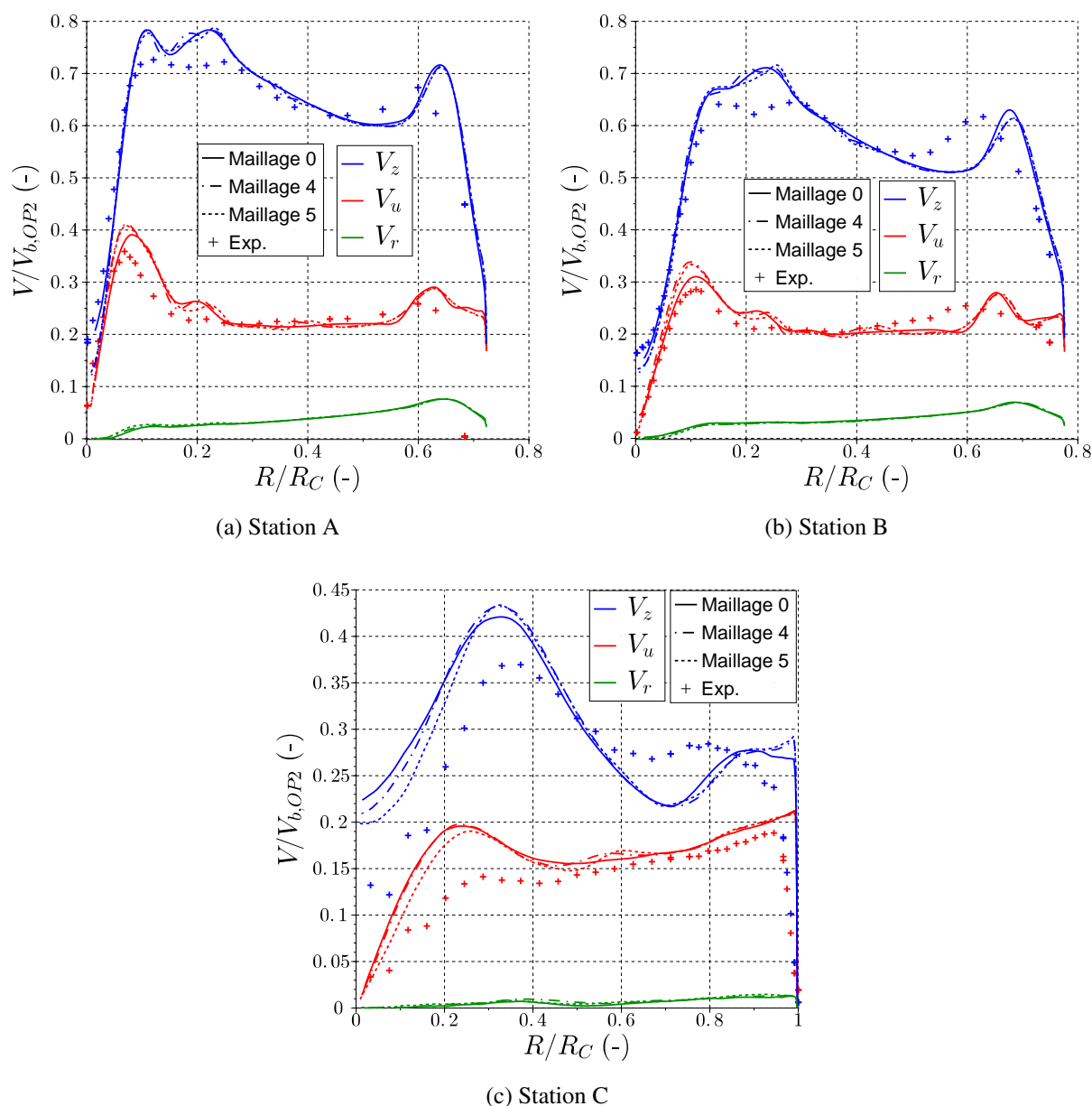


FIGURE 5.17 – Profils de vitesses axiale (V_z), tangentielle (V_u) et radiale (V_r) prédits dans les trois stations de l'aspirateur par les maillages 0, 4 et 5 en LES pour le point OP2

de paramètres numériques pouvant influencer sur les résultats de calculs LES. Le maillage 0 est ainsi celui utilisé pour les simulations LES dans la suite de ce mémoire sauf mention contraire.

5.4 Influence de la modélisation : comparaison URANS et LES

La prédiction de l'écoulement par calcul LES est comparée aux résultats obtenus par calcul URANS présentés au chapitre précédent afin d'évaluer l'impact de la modélisation de la turbulence sur la prédiction numérique dans l'aspirateur.

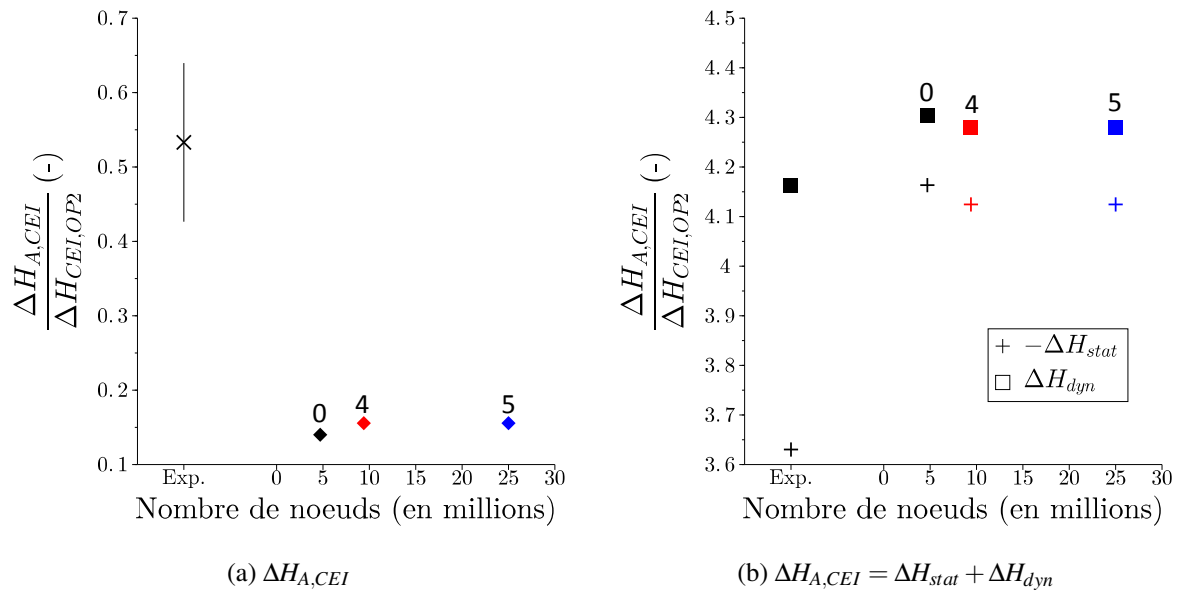


FIGURE 5.18 – (a) Perte CEI entre la station A et le plan CEI prédite avec les maillages 0, 4 et 5 et comparaison à la perte CEI expérimentale (Exp.) ; (b) décomposition de la perte CEI telle que $\Delta H_{A,CEI} = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn}$

5.4.1 Topologie de l'écoulement dans l'aspirateur

Une idée de la topologie de l'écoulement dans l'aspirateur est donnée par une représentation des structures tourbillonnaires s'y développant, visualisées par des iso-surfaces de critère Q sur la figure 5.19 pour les calculs URANS et LES. Comme cela a déjà été mis en évidence à la section 4.3.2, deux régions de structures tourbillonnaires se distinguent : la région en proche paroi, avec les tourbillons de jeux de ceinture, et la région centrale où se forme une torche. Cette comparaison met en évidence le fait que plus de structures tourbillonnaires sont résolues dans le calcul LES que dans le calcul URANS. En particulier, nous pouvons observer la résolution de structures turbulentes pariétales dans le calcul LES. De plus, la topologie de la torche centrale semble également plus physique en LES, où elle est composée de plusieurs structures tourbillonnaires, alors que le calcul URANS montre une structure lisse et divergente. Enfin, les tourbillons de jeux moyen sont visibles sur la pointe de roue dans le cas LES. Le raffinement de maillage à la section précédente a permis de mettre en évidence le phénomène de dissipation des tourbillons de jeux en ceinture et au moyeu. Tel qu'illustré sur les figures 5.8 et 5.16c, ces tourbillons se décomposent en effet en plus petites structures tourbillonnaires au cours de leur propagation dans l'aspirateur. Ces petites structures sont ensuite dissipées par frottement visqueux dans l'aspirateur. La LES permet donc de mieux reproduire la complexité des structures tourbillonnaires dans l'aspirateur et rend possible une meilleure compréhension de la dynamique de l'écoulement.

5.4.2 Prédiction des profils de vitesses

Les profils de vitesses prédits par calcul URANS et LES (avec l'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$) sont comparés aux mesures expérimentales sur la figure 5.20. Les profils de vitesses obtenus par calcul URANS et LES présentent tous deux une zone de faible vitesse axiale au centre de l'aspirateur associée à de forts gradients de vitesse tangentielle dans les

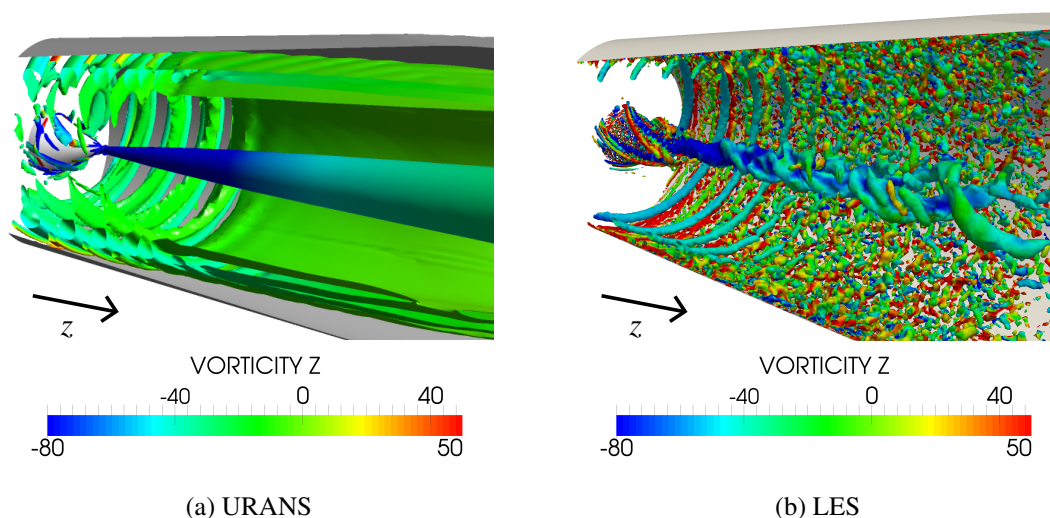


FIGURE 5.19 – Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul URANS (a) et LES (b) (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l'axe z)

stations A et B, ces profils sont caractéristiques de la torche comme expliqué à la section 4.3.3. La région de faible vitesse axiale au centre de l'aspirateur et les gradients de vitesse axiale associés sont particulièrement bien reproduits par le calcul LES. Ceci confirme que la LES permet de mieux prédire la torche dans le cône de l'aspirateur. Les profils URANS et LES se différencient en station C et sont tous deux différents des mesures expérimentales. Nous pouvons notamment remarquer la différence de prédiction des gradients de vitesse axiale en paroi (R/R_C proche de 1). Le calcul URANS est plus dissipatif que la LES en paroi et sous-prédit la vitesse axiale en proche paroi tandis que la LES la surestime. D'autre part, le niveau de vitesse tangentielle est mieux prédit par LES pour $R/R_C > 0.5$ en station C mais la vitesse tangentielle est encore trop importante pour R/R_C entre 0 et 0.4. En particulier, le gradient de vitesse tangentielle du centre de l'aspirateur à R/R_C entre 0.2 et 0.4 est plus important en LES et en URANS que celui fourni par la mesure expérimentale et est associé à une vitesse axiale sur-évaluée. Ceci laisse à penser que le tourbillon central lié à la torche n'est pas assez dissipé dans le calcul numérique en station C, comme cela a déjà été noté à la section 5.2.2. Ceci peut s'expliquer par un manque de dissipation d'énergie dans l'aspirateur ou par une erreur liée à la prescription des conditions aux limites dans le calcul numérique et sera discuté dans les sections suivantes.

5.4.3 Prédiction de l'énergie cinétique turbulente

L'approche LES permet de résoudre explicitement une partie de l'énergie cinétique turbulente, notée k_R , tandis qu'une partie reste modélisée, notée k_{SGS} , comme souligné par les valeurs de Qc_2 sur la figure 5.15a. L'énergie cinétique turbulente totale en LES est donc calculée comme la somme de ces deux contributions : $k = k_R + k_{SGS}$. $k_R = \frac{1}{2} \langle \bar{u}'_i \bar{u}'_i \rangle$ est calculée à partir des fluctuations de vitesses \bar{u}'_i explicitement résolues en LES. k_{SGS} est évaluée à partir de la viscosité sous-maille ν_{SGS} donnée par le modèle de Smagorinsky dynamique et de la taille de maille locale Δ telle que :

$$k_{SGS} = C \left(\frac{\nu_{SGS}}{\Delta} \right)^2 \quad (5.1)$$

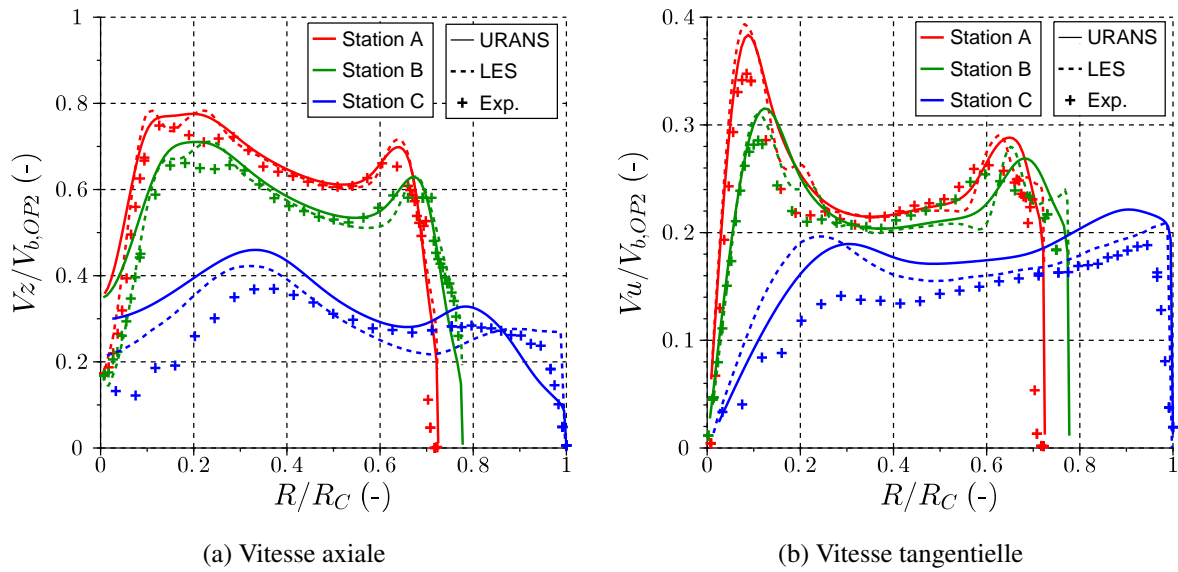


FIGURE 5.20 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec des profils d’entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$ avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l’aspirateur pour le point de fonctionnement OP2

où $C \approx 100$ [9].

La figure 5.21 présente la comparaison de la prédiction de l’énergie cinétique turbulente en calcul URANS et LES. Tout comme dans le calcul URANS, l’énergie cinétique turbulente est sous-estimée en LES mais la forme des profils est bien reproduite, notamment en proche paroi où la prédiction est meilleure qu’en calcul URANS aux stations A et B.

Rappelons que le calcul de k obtenu à partir des mesures LDV fait intervenir une hypothèse d’isotropie des fluctuations turbulentes pour obtenir les fluctuations de vitesse radiale V_r' (voir section 3.5.2.2). Une comparaison plus correcte est celle des profils des composantes $\langle V_u'V_u' \rangle$, $\langle V_z'V_z' \rangle$ et $\langle V_u'V_z' \rangle$ du tenseur de Reynolds. En effet, comme expliqué à la section 3.5.2.2, ces composantes du tenseur de Reynolds ne faisant pas intervenir la vitesse radiale V_r peuvent être déterminées sans hypothèse grâce aux mesures LDV. D’autre part, ces composantes peuvent également être calculées à partir des fluctuations résolues de vitesses en LES, mais pas à partir des résultats URANS où le tenseur de Reynolds est complètement modélisé. Une part de ces composantes est modélisée par la viscosité sous-maille en LES mais cette part est supposée négligeable puisque 80% de l’énergie cinétique turbulente est explicitement résolue dans la majorité du domaine de calcul en LES (voir section 5.3.2). La figure 5.22 présente donc la comparaison de ces composantes en LES et LDV. Il est important de noter que la forme des tenseurs de Reynolds est bien reproduite par LES avec des valeurs maximales en proche paroi et au centre de l’aspirateur. Le niveau des composantes du tenseur de Reynolds semble toutefois toujours sous-estimé par LES. Des mesures expérimentales plus précises, notamment en proche paroi, et une évaluation de l’incertitude sur ces mesures sont nécessaires pour pouvoir conclure plus précisément sur cette comparaison.

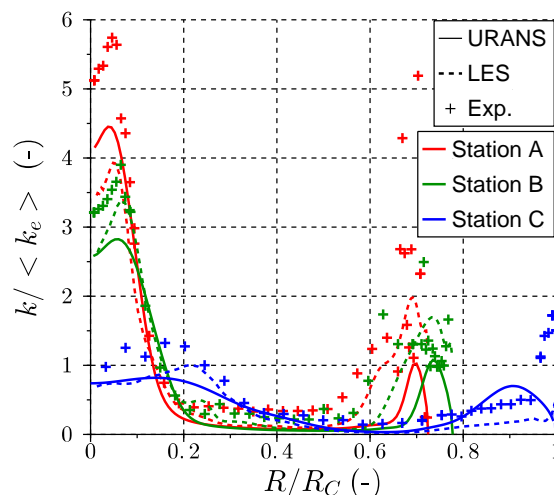


FIGURE 5.21 – Comparaison des profils d'énergie cinétique turbulente k prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec les mesures LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue

5.4.4 Prédiction des pertes de charge

Les pertes CEI prédites par les calculs URANS et LES, ainsi que leur décomposition en la différence de pression statique ΔH_{stat} et dynamique ΔH_{dyn} , sont comparées aux mesures expérimentales sur la figure 5.23. Les pertes CEI sont sous-estimées par calcul, notamment en LES. L'analyse des pertes CEI et de leur décomposition dans le cas URANS a été détaillée à la section 4.4.1. Par définition de la perte CEI, le terme ΔH_{dyn} dépend des profils de vitesses imposés en entrée d'aspirateur et du débit de la simulation, mais pas des profils prédits dans le plan CEI. Le terme ΔH_{dyn} est donc identique en URANS et LES puisque les profils d'entrée et le débit sont les mêmes pour les deux calculs. ΔH_{dyn} est donc sous-estimée entre l'entrée et le plan CEI en LES, tout comme en URANS, étant donné que les profils d'entrée d'aspirateur sont les mêmes dans les deux cas, conservant ainsi l'erreur sur l'énergie cinétique d'entrée. D'autre part, les calculs LES et URANS prédisent des valeurs proches de ΔH_{dyn} entre la station A et le plan CEI puisque les profils de vitesses prédits en station A sont similaires. Le calcul LES conduit à une sur-prédiction de $-\Delta H_{stat}$, ce qui correspond à une récupération de pression sur-évaluée dans l'aspirateur, et donc une sous-estimation de la perte CEI. Ceci signifie qu'il n'y a pas assez de dissipation d'énergie cinétique dans l'aspirateur en calcul LES. Cette sur-prédiction de $-\Delta H_{stat}$ est moindre en URANS qu'en LES alors que les profils de vitesses sont moins bien prédits en URANS. Ceci est certainement dû à la nature plus dissipative du calcul URANS [77, 32], qui pourrait également expliquer la difficulté de prédiction des zones à forts gradients de vitesse axiale au centre de l'aspirateur. Cette dissipation a également été observée sur la prédiction du profil de vitesse axiale en proche paroi de la station C. Les pertes plus importantes prédites en URANS qu'en LES sont donc un artifice dû à la nature plus dissipative du calcul URANS.

La figure 5.24 présente les profils de $-dH_{stat}$ pour les calculs URANS et LES. Entre l'entrée et le plan CEI, le profil de $-dH_{stat}$ est mieux prédit en LES qu'en calcul URANS. Ceci est en

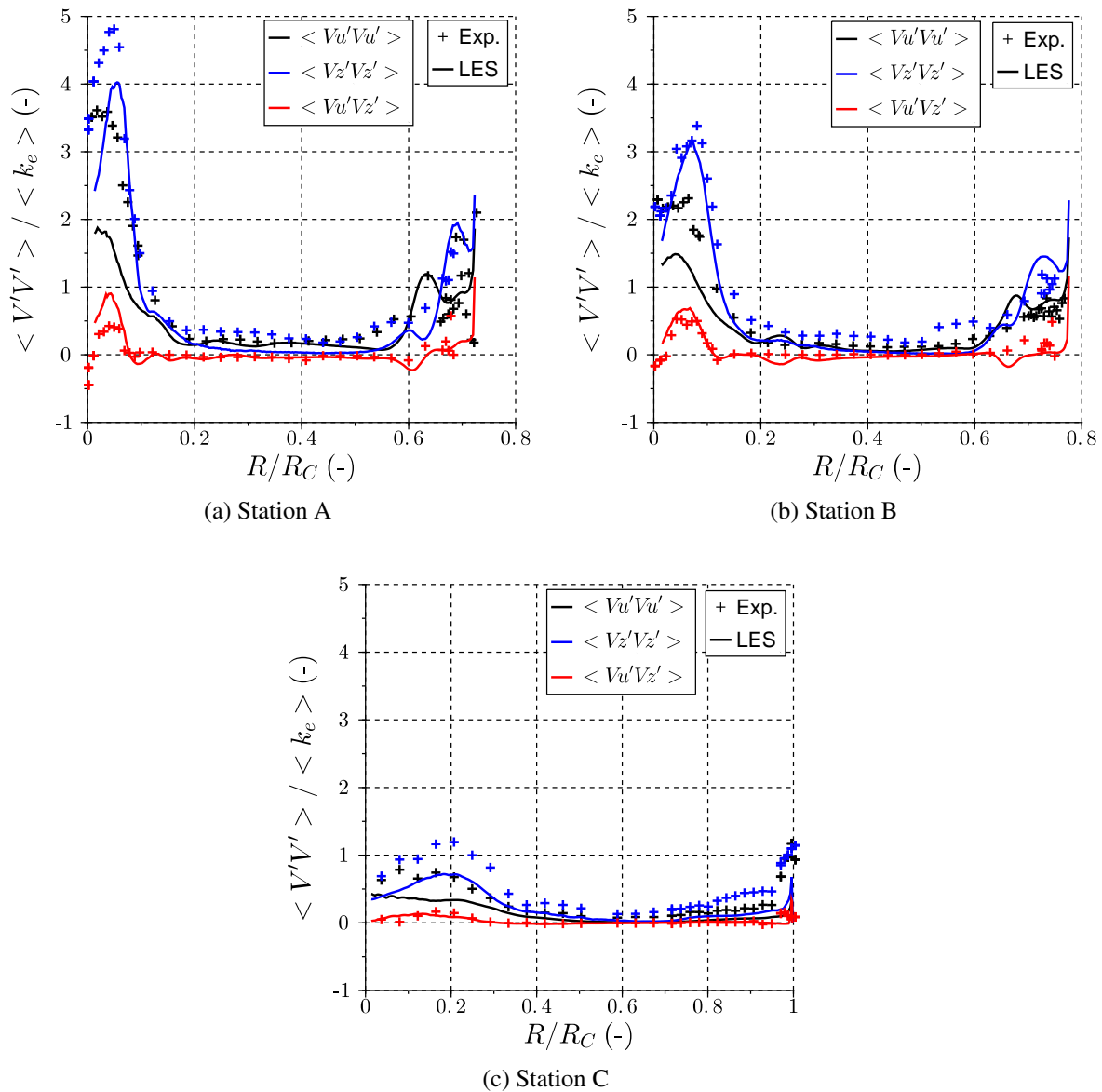


FIGURE 5.22 – Comparaison des composantes du tenseur de Reynolds explicitement résolues dans le calcul LES (trait plein) et mesurées par LDV (symboles) pour le point OP2; $\langle k_e \rangle$ est la moyenne de l'énergie cinétique turbulente sur la surface d'entrée d'aspirateur obtenue par le calcul RANS de directrice-roue

contradiction avec la valeur intégrale $-\Delta H_{stat}$ présentée sur la figure 5.23b qui est moins bien prédite en LES qu'en calcul URANS. La valeur intégrale expérimentale $-\Delta H_{stat}$ est calculée à partir du profil présenté sur la figure 5.24 dont les points en paroi ($R/R_A = 0.24$ et $R/R_A = 0.87$) ne sont pas des points mesurés mais extrapolés à partir des dernières valeurs mesurées en paroi. Ces deux points sont éloignés des points mesurés et peuvent expliquer la contradiction entre les figures 5.23b et 5.24. Ceci souligne également que la comparaison seule de grandeurs globales n'est pas suffisante pour évaluer la prédiction numérique de l'écoulement dans l'aspirateur.

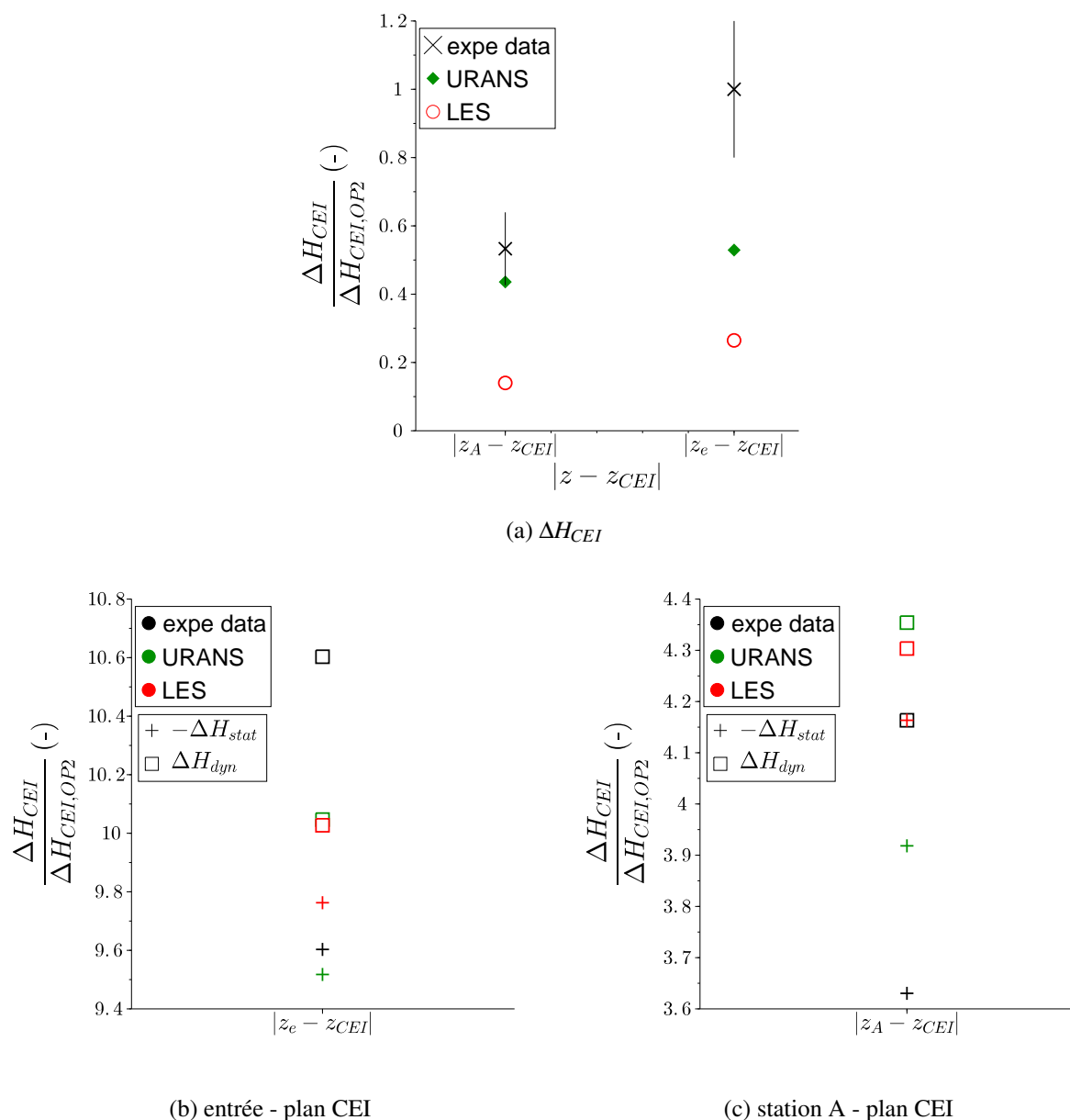


FIGURE 5.23 – (a) Comparaison des pertes CEI prédites par calcul URANS et LES (avec des profils d’entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$) avec les mesures expérimentales entre la station A et le plan CEI (abscisse $|z_A - z_{CEI}|$) et entre l’entrée d’aspirateur et le plan CEI (abscisse $|z_e - z_{CEI}|$) pour le point de fonctionnement OP2 et (b) et (c) décomposition de ces pertes en la contribution de la différence de pression statique et dynamique

5.4.5 Conclusions sur l’influence de la modélisation

Les calculs URANS et LES pour le point de fonctionnement OP2 prédisent des structures d’écoulement à grandes échelles très similaires. Cependant, le calcul LES permet de mieux reproduire la complexité des structures tourbillonnaires de l’écoulement et rend possible une meilleure compréhension de la dynamique de l’écoulement. La meilleure prédiction des profils de vitesse axiale au centre du cône de l’aspirateur par LES témoigne d’une meilleure repro-

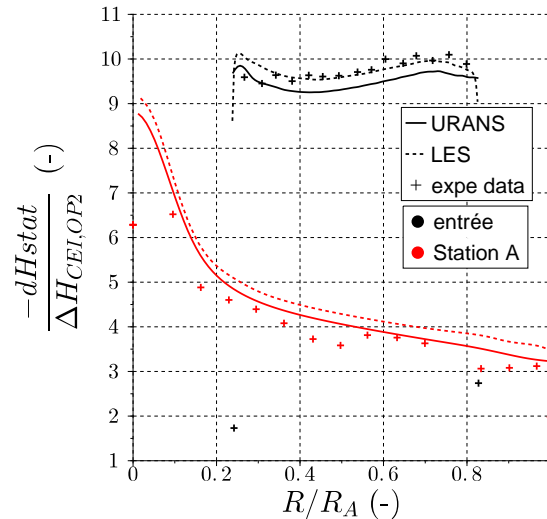


FIGURE 5.24 – Comparaison des profils numériques URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) et expérimentaux (symboles) de $-dH_{stat}$ en fonction du rayon entre l'entrée et le plan CEI et entre la station A et le plan CEI pour le point de fonctionnement OP2 avec des profils d'entrée correspondant à une vitesse de rotation de $n + 2\%$

duction de la torche. Ceci peut s'expliquer par la résolution explicite d'une partie des échelles turbulentes en LES et ainsi de la production et dissipation turbulente associée à la forte courbure dans cette région de l'écoulement. Cependant, la prédiction des profils en station C et de la perte CEI doit encore être améliorée. Les calculs URANS et LES sous-estiment tous deux la perte CEI dans l'aspirateur bien que le calcul URANS prédise plus de pertes de part sa nature plus dissipative. Nous avons en outre observé que les profils numériques de vitesse tangentielle en station C semblent indiquer un manque de dissipation de la torche dans l'aspirateur. Ceci peut être dû à un manque de dissipation d'énergie dans l'aspirateur et est cohérent avec la sous-estimation de la perte CEI.

La perte CEI est la grandeur d'intérêt industrielle pour la caractérisation de la performance d'un aspirateur et permet la comparaison entre mesures expérimentales et calculs numériques. Cependant, cette comparaison fait apparaître des incohérences telle qu'une meilleure prédiction de la perte CEI en URANS qu'en LES alors que la prédiction des profils de vitesses est moins bonne par calcul URANS. Le calcul URANS pourrait donc être jugé prédictif si l'on se basait sur la simple comparaison de la perte CEI numérique et expérimentale mais ne permet pas en réalité de reproduire correctement l'écoulement dans l'aspirateur. De plus, l'analyse des pertes de charge à partir de la grandeur globale qu'est la perte CEI ne permet pas de comprendre la différence de perte de charge entre les cas URANS et LES. Une analyse plus approfondie des pertes de charge dans l'aspirateur est donc nécessaire pour mieux évaluer la capacité prédictive d'un calcul numérique.

5.5 Analyse physique des pertes de charge dans l'aspirateur

Cette analyse a été présentée dans la publication [120].

Nous avons identifié à la section 3.4 les phénomènes physiques responsables des pertes de charge pour un écoulement incompressible en section variable. Nous avons notamment établi l'expression (3.14) de la perte de charge dans le cadre d'une simulation URANS ou LES. La contribution des différents termes de cette expression aux pertes de charge est étudiée dans cette section.

5.5.1 Comparaison des pertes « réelles » et CEI

Nous avons souligné à la section 3.5.2.4 que la perte de charge mesurée expérimentalement selon la norme CEI peut différer de la perte de charge réelle dans l'aspirateur du fait des hypothèses imposées par le code CEI. Cependant, l'analyse physique des pertes de charge utilisant l'équation (3.14) nécessite de considérer les pertes de charge réelles. La décomposition de la perte CEI en la contribution de la différence de charge statique et dynamique entre l'entrée d'aspirateur et le plan CEI a été définie par les équations (4.2) et (4.3). La même décomposition est faite ici pour la perte réelle :

$$\Delta H = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn} \quad (5.2)$$

où

$$\Delta H_{stat} = \frac{1}{gQ} \iint_{S_e} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} \right) \langle u_z \rangle dS - \frac{1}{gQ} \iint_{S_{CEI}} \left(\frac{\langle p \rangle}{\rho} \right) \langle u_z \rangle dS \quad (5.3)$$

et

$$\Delta H_{dyn} = \frac{1}{gQ} \iint_{S_e} \left(\frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS - \frac{1}{gQ} \iint_{S_{CEI}} \left(\frac{1}{2} \langle u_i \rangle \langle u_i \rangle \right) \langle u_z \rangle dS \quad (5.4)$$

La figure 5.25 compare les résultats obtenus pour les deux définitions de la perte de charge dans les cas URANS et LES. L'écart de prédiction de la perte entre URANS et LES est réduit lorsque l'on considère la perte réelle dans l'aspirateur. En effet, la décomposition de la perte CEI en la contribution de la différence de charge statique et dynamique sur la figure 5.25b montre que l'écart entre les calculs URANS et LES est dû à la différence de prédiction de ΔH_{stat} , la valeur de ΔH_{dyn} étant identique en URANS et LES par définition de la perte CEI (voir section 5.4.4). Par contre, si on considère la définition réelle de la perte, alors les calculs URANS et LES peuvent se distinguer à la fois par les termes de charge statique et dynamique comme le montre la figure 5.25c. Ainsi la différence sur la récupération de pression statique ΔH_{stat} entre les calculs URANS et LES est en partie compensée par la différence de charge dynamique ΔH_{dyn} prédite par les deux approches. Ceci conduit à une différence de perte réelle entre les calculs URANS et LES plus faible que la différence de perte CEI. La perte réelle dans le calcul URANS est plus faible que la perte CEI mais reste plus importante qu'en LES. Dans la suite de l'analyse, nous allons considérer uniquement la perte de charge réelle notée ΔH .

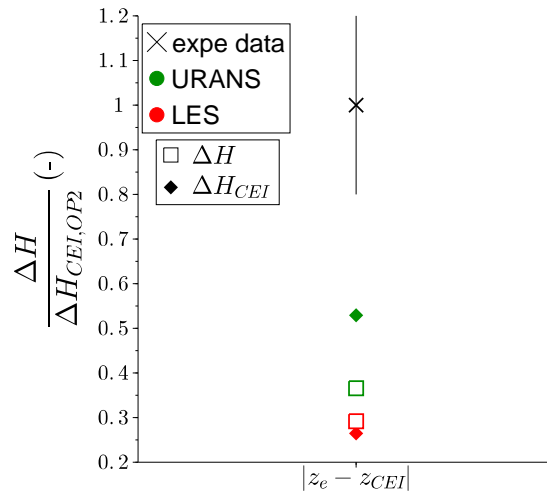
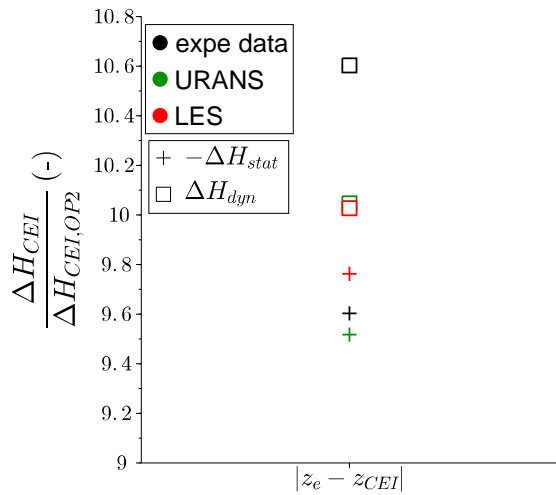
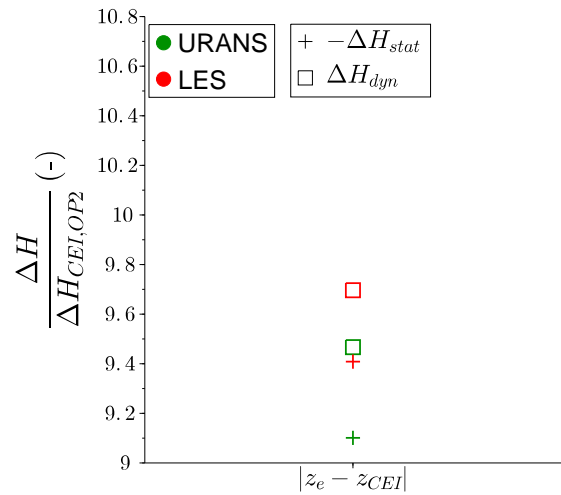
(a) ΔH_{CEI} vs ΔH (b) ΔH_{CEI} (c) ΔH

FIGURE 5.25 – Comparaison des pertes CEI ΔH_{CEI} et des pertes réelles ΔH en URANS et LES (a) et décomposition de ces pertes en la contribution de la différence de charge statique et dynamique pour la perte CEI (b) et la perte réelle (c)

5.5.2 Contribution des termes du bilan d'énergie à la perte de charge

Les termes de l'équation (3.14) sont évalués dans l'aspirateur pour les calculs URANS et LES au point de fonctionnement OP2. Il est important de vérifier l'équilibre du bilan d'énergie (3.14) pour évaluer l'erreur numérique respective des simulations URANS et LES. Les résultats sont présentés dans le tableau 5.2. Les membres de droite (RHS) et de gauche (LHS) de l'équation (3.14) diffèrent de 4.8% en URANS contre 0.02% en LES. L'erreur numérique est donc très faible en LES.

D'autre part, la somme des termes de dissipation visqueuse (*III*) et de production turbulente résolue (*IV*) et modélisée (*V*) représente une large majorité du membre de droite de l'équation (3.14). La perte de charge est donc principalement due à ces trois contributions devant lesquelles la contribution des intégrales surfaciques (*I*) et (*II*) est négligeable. La contribution des termes (*III*), (*IV*) et (*V*) à la perte de charge prédite en URANS et LES est représentée sur la figure 5.26. Nous pouvons tout d'abord remarquer que la part de dissipation visqueuse (*III*) dans la perte de charge est négligeable à la fois en URANS et LES. La production d'énergie cinétique turbulente, (*IV*) et (*V*), constitue la contribution principale à la perte de charge dans l'aspirateur. En effet, l'énergie cinétique turbulente ainsi produite est ensuite dissipée par les petites échelles de la turbulence comme représenté sur la figure 2.2 au chapitre 2. Ces résultats sont en accord avec les observations de MacIsaac et al. [67] et Cui et al. [23].

Dans les simulations URANS, l'écoulement turbulent est modélisé ce qui explique la prédominance du terme de production turbulente modélisée (*V*) dans la perte de charge. Au contraire, en LES, une part importante des fluctuations turbulentes est résolue ce qui conduit à une contribution dominante de la production turbulente résolue (*IV*) aux pertes de charge. La modélisation des échelles sous-maille conduit tout de même à une production turbulente modélisée (*V*) non nulle en LES. Ainsi la prédiction des pertes de charge est plus dépendante du modèle de turbulence à travers la production turbulente modélisée (*V*) en URANS qu'en LES. De plus, en LES, cette part modélisée de la production turbulente peut être réduite par raffinement de maillage.

TABLE 5.2 – Bilan d'énergie (3.14) et erreur numérique pour OP2 ; tous les termes sont adimensionnés par $gQ\Delta H_{OP2,LES}$

	URANS	LES
$gQ\Delta H$ (LHS de (3.14))	1.2612	1.0000
<i>I</i>	0.0077	0.0188
<i>II</i>	-0.0995	-0.0444
<i>III</i>	0.0618	0.0525
<i>IV</i>	-0.0087	0.8300
<i>V</i>	1.2539	0.1809
RHS de (3.14)	1.1998	1.0002
erreur numérique (%)	4.8	0.02

5.5.3 Analyse locale des pertes de charge

Les pertes de charge dans l'aspirateur découlent principalement du transfert d'énergie cinétique moyenne vers l'énergie cinétique turbulente, c'est-à-dire de la production d'énergie cinétique turbulente, qui est modélisée en URANS et partiellement résolue en LES. Afin d'identifier les phénomènes hydrodynamiques responsables de cette production turbulente, nous pouvons

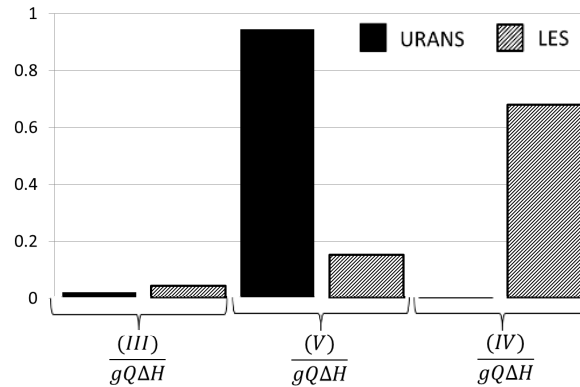


FIGURE 5.26 – Contribution des termes de dissipation visqueuse (III) et de production turbulente résolue (IV) et modélisée (V) à la perte de charge ($gQ\Delta H$) pour OP2 en URANS et LES

observer la distribution spatiale de cette production et donc des pertes de charge dans l'aspirateur. On note $P_M = 2\langle v_t \overline{S_{ij}} \rangle \langle \overline{S_{ij}} \rangle$ la production turbulente modélisée, dépendante de la viscosité v_t turbulente en URANS ou sous-maille en LES, et $P_R = -\langle \overline{u_i' u_j'} \rangle \langle \overline{S_{ij}} \rangle$ la production turbulente résolue, dépendante des fluctuations explicitement résolues. La figure 5.27 présente la distribution de P_M pour la simulation URANS et de P_M et P_R pour la LES sur le plan xz dans l'aspirateur pour OP2. Nous pouvons ainsi constater que la région centrale de l'aspirateur, où se forme la torche, est une région propice à la production turbulente à la fois en URANS et LES. L'écoulement en proche paroi est également responsable de production turbulente, localisée dans le cône de l'aspirateur en LES et le long de l'aspirateur complet en URANS. En LES, P_R prédomine, en accord avec les valeurs intégrales présentées sur la figure 5.26, mais P_M est tout de même responsable d'une partie des pertes, notamment dans la région centrale de l'aspirateur.

Ces observations sont confirmées par les profils de P_R et P_M en stations A et C présentés sur la figure 5.28 (la position des stations A et C est donnée à titre indicatif par les lignes pointillées sur la figure 5.27). En station A, les valeurs maximales de P_R et P_M sont trouvées en proche paroi ($R/R_C > 0,6$) et dans la région centrale de l'écoulement ($0 < R/R_C < 0,2$) en URANS et LES. Ces régions correspondent aux régions de forts gradients de vitesses observés sur la figure 5.20 associés aux fortes valeurs de tenseur de Reynolds observées sur la figure 5.22 conduisant ainsi à une production turbulente importante.

En LES, P_R atteint des valeurs plus importantes que P_M , notamment dans la région centrale. Les valeurs négatives de P_R en LES correspondent aux transferts d'énergie inverse (« backscatter »), c'est-à-dire de l'écoulement turbulent vers l'écoulement moyen [96]. En station C, la production turbulente en LES est localisée au centre de l'aspirateur et est presque totalement résolue. A proximité de la paroi, on retrouve la production turbulente en URANS observée sur la figure 5.27 tandis que le calcul LES présente un fort pic de P_R localisé en très proche paroi, de sorte qu'il n'était pas visible sur la figure 5.27. Cette production turbulente à proximité de la paroi de la trompette en URANS est attribuée aux gradients de vitesse axiale observés sur la figure 5.20 pour R/R_C entre 0.8 et 1 qui sont plus importants que ceux mesurés expérimentalement. Au contraire, en LES, ces gradients sont très forts à proximité immédiate de la paroi ce qui crée ce pic de P_R en paroi. En s'éloignant de la paroi, pour R/R_C entre 0.8 et 1, le profil de vitesse axiale prédit par LES sous-estime les gradients de vitesse axiale par rapport à la mesure expérimentale

et la production turbulente est quasi-nulle. Autrement dit, cette perte à proximité de la paroi est certainement sur-évaluée en URANS à cause de la sur-prédiction des gradients de vitesse axiale dans cette région tandis qu'elle doit être sous-évaluée en LES.

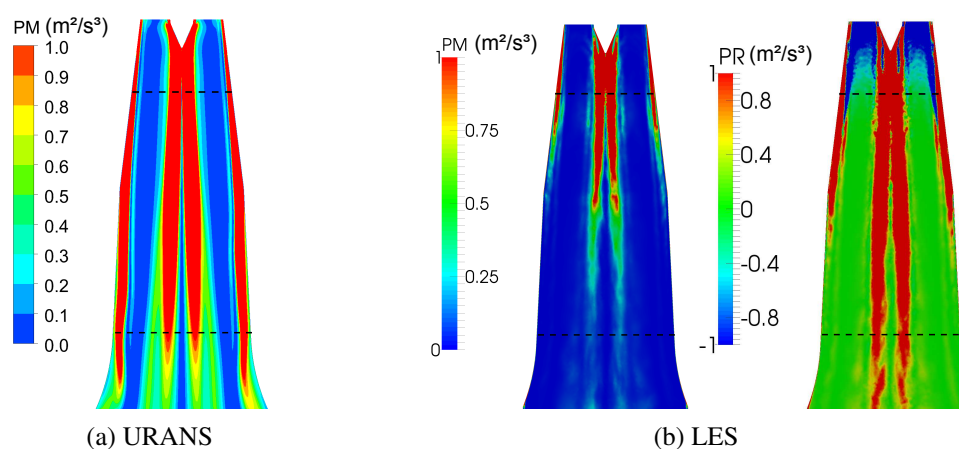


FIGURE 5.27 – Distributions de P_M et P_R prédites par calcul URANS et LES pour OP2 sur le plan xz dans l'aspirateur; les échelles de couleurs sont adaptées pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente P_M ou P_R

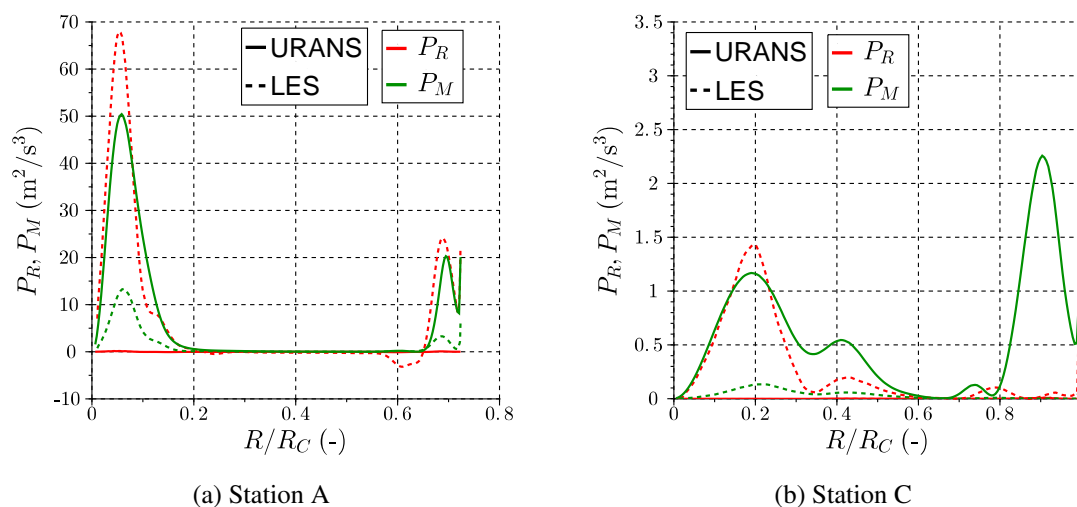


FIGURE 5.28 – Profils de P_M et P_R prédit en URANS et LES pour le point OP2 en station A (a) et station C (b)

5.5.4 Évolution des pertes dans l'aspirateur

En négligeant les intégrales surfaciques (I) et (II) dans l'équation (3.14), la perte de charge s'exprime alors :

$$\Delta H = \frac{1}{gQ} \left(\iiint_V D dV + \iiint_V P_R dV + \iiint_V P_M dV \right) \quad (5.5)$$

où $D = 2\nu\langle\overline{S_{ij}}\rangle\langle\overline{S_{ij}}\rangle$ est la dissipation visqueuse induite par l'écoulement moyen. On peut ainsi calculer les pertes de charge sur un volume V compris entre le plan d'entrée d'aspirateur ($z = 0$) et un plan xy à une altitude z donnée croissante afin d'obtenir l'évolution des pertes dans l'aspirateur. De plus, les intégrales volumiques peuvent être décomposées en l'intégrale sur un volume recouvrant la région centrale de l'aspirateur, où les pertes se forment à cause de la torche, et son complémentaire recouvrant la région de proche paroi. On obtient ainsi l'évolution des pertes dans ces régions qui est représentée sur la figure 5.29. Il est clair, à partir de cette figure, que les pertes de charge dans l'aspirateur sont gouvernées par les pertes dans la région de proche paroi. Elles représentent 70% des pertes totales en URANS et 59% en LES. Ces pertes de proche paroi augmentent fortement de l'entrée de l'aspirateur à la fin du cône ($|z_e - z|/|z_e - z_{CEI}| = 0,45$). En effet, comme montré sur la figure 5.28a, la production turbulente est plus faible à proximité de la paroi que dans la région centrale de l'aspirateur mais elle se produit sur un volume plus important que celui de la torche concentrée au centre de l'aspirateur. L'évolution de ces pertes de proche paroi est similaire en URANS et LES jusqu'à la fin du cône, puis les pertes continuent d'augmenter dans la trompette en URANS tandis qu'elles se stabilisent en LES. Ces pertes dans la trompette en URANS sont dues à la production turbulente en proche paroi de la trompette obtenue par calcul URANS mais pas par calcul LES (voir figure 5.27) et qui est liée à la mauvaise prédiction des gradients de vitesse axiale à proximité de la paroi. Inversement, les pertes de charge dans la région centrale sont légèrement plus importantes en LES qu'en URANS. En effet, les gradients de vitesses prédits par LES sont plus importants qu'en URANS au centre de l'aspirateur en accord avec les mesures expérimentales (figure 5.20). Cependant, l'augmentation des pertes dans la région centrale est plus faible que dans la région de proche paroi. Les pertes de charge totales prédites par calcul URANS sont donc plus importantes que par LES. Ceci est une indication de la nature plus dissipative du calcul URANS comparé à la simulation LES [32, 77]. Ceci peut également expliquer la prédiction de pertes CEI plus importantes en URANS qu'en LES mais ne correspond cependant pas à une prédiction réaliste des pertes.

Malheureusement, nous ne disposons pas de mesure expérimentale de l'évolution de ces pertes pour valider ces courbes numériques. Cependant, cette étude montre que les mécanismes de génération des pertes sont différents dans le cône et la trompette de l'aspirateur. Cela démontre qu'il est nécessaire d'étudier précisément la répartition de ces pertes dans l'aspirateur pour comprendre les différences de prédiction des pertes totales entre les calculs URANS et LES.

5.5.5 Conclusion sur l'analyse des pertes de charge

En utilisant le bilan d'énergie cinétique moyenne dans l'aspirateur, les phénomènes physiques et hydrodynamiques responsables des pertes de charge sont identifiés. Les pertes de charge sont principalement dues à la dissipation d'énergie cinétique turbulente et sont donc fortement corrélées avec la production d'énergie cinétique turbulente.

Grâce à une analyse plus locale du bilan d'énergie dans l'aspirateur, nous avons observé que les pertes de charge sont localisées dans la torche centrale et en proche paroi de l'aspirateur. Nous avons ainsi pu faire le lien entre la prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur et la prédiction des pertes de charge. Ainsi, la perte de charge plus importante obtenue par calcul URANS est due à la nature dissipative du calcul URANS qui a été observée sur la mauvaise prédiction des gradients de vitesses dans la zone de proche paroi de la trompette de l'aspirateur et qui est liée à une forte production turbulente dans cette région. Au contraire, dans le calcul

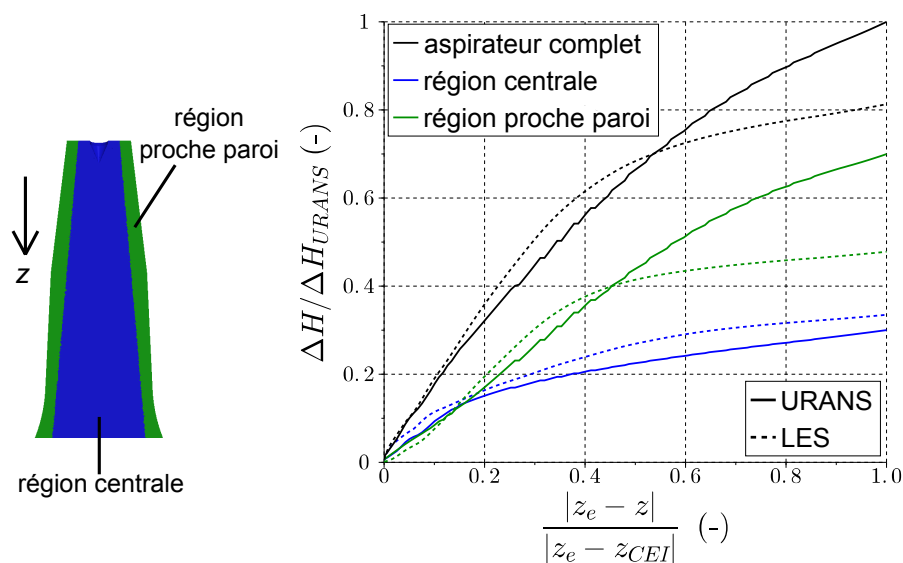


FIGURE 5.29 – Évolution des pertes de charge dans l'aspirateur en URANS et LES pour OP2

LES la production turbulente est très faible en proche paroi de la trompette. Cette analyse nous a donc permis de mieux comprendre et interpréter les différences de prédiction entre le calcul URANS et la LES.

La prédiction des pertes de charge par calcul URANS est fortement dépendante de la modélisation de la turbulence. Ainsi, l'amélioration de la prédiction des pertes en URANS passe par une adaptation spécifique du modèle de turbulence utilisé au cas de calcul d'aspirateur. Au contraire, les pertes de charge sont principalement contrôlées par les structures turbulentes explicitement résolues en LES et seule une faible part de ces pertes dépend du modèle sous-maille. Une amélioration de la prédiction des pertes de charge en LES peut donc être envisagée par l'amélioration de la prescription des conditions aux limites. Cela est étudié dans les sections suivantes.

5.6 Influence de la forme de l'extension

La prédiction des profils de vitesses en station C doit être améliorée dans le calcul LES. Ces profils laissent penser que la torche n'est pas assez évasée et dissipée dans l'aspirateur. Cette station étant proche de la sortie de l'aspirateur, il peut y avoir un effet de confinement lié à l'utilisation d'une extension droite de l'aspirateur. Rappelons que sur le modèle expérimental, la sortie de l'aspirateur est reliée à une cuve créant ainsi une extension brusque et large. Comme expliqué à la section 4.1.1, l'influence de la forme de cette extension a été étudiée pour des calculs de type RANS et a montré une légère influence sur les profils de vitesses et de pression dans la section de sortie de l'aspirateur, qui était cependant négligeable devant l'influence de la condition d'entrée. Dans la mesure où nous avons amélioré la prédiction de l'écoulement dans le cône de l'aspirateur en définissant une condition d'entrée correcte de l'aspirateur, l'amélioration de la prédiction de l'écoulement passe certainement par l'étude de l'influence de la condition de sortie de l'aspirateur. De plus, la forme de l'extension est testée ici en LES qui est plus sensible à une variation des conditions aux limites qu'un calcul de type RANS.

Pour cette étude, des maillages composés uniquement de tétraèdres sont utilisés qui permettent de mailler plus facilement les différentes géométries d'extensions qu'avec l'utilisation de couches de prismes. Pour cela, le maillage de départ est le maillage 1 présenté à la section 5.3.1 qui conduit à des profils de vitesses très proches du maillage 0 et qui permet donc une étude de l'influence des conditions aux limites. La loi de paroi de Duprat et al. [28] est utilisée.

5.6.1 Comparaison des extensions droite et brusque

La figure 5.30 présente la comparaison des résultats de simulation obtenus avec une extension droite (résultats présentés jusqu'à maintenant) et avec une extension brusque en calcul URANS et LES. L'extension brusque est une cuve définie par son diamètre D_s et sa longueur L_s (voir figure 5.31). Pour ce cas, $D_s = 1.8H_s$, où H_s est la hauteur suivant y de la section de sortie d'aspirateur, et L_s est égale à la longueur de la trompette L_T tout comme pour l'extension droite. On peut ainsi remarquer que l'écoulement dans l'aspirateur dans le calcul URANS n'est pas modifié par la présence d'une extension brusque plutôt que droite. Au contraire, en LES, l'écoulement proche de la sortie d'aspirateur est modifié lors du changement d'extension, l'écoulement s'évasant en sortie d'aspirateur dans le cas de l'extension brusque. Ceci peut également s'observer sur l'évolution des profils de vitesses le long de l'aspirateur en LES sur les figures 5.32 et 5.33 (les stations de sondages sont repérées sur la figure 5.30). Dans le cas de l'extension droite (figure 5.32), les profils de vitesses n'évoluent que très peu au centre de l'aspirateur en aval de la station C. Au contraire, avec l'extension brusque (figure 5.33), les vitesses continuent de diminuer en aval de la station C et signalent un évasement de la torche vers la sortie de l'aspirateur. C'est cet évasement que nous souhaiterions retrouver au niveau de la station C. Notons que la même étude a été réalisée pour le calcul URANS mais aucune différence notable n'a été observée entre les cas d'extensions droite et brusque conformément aux observations faites sur la figure 5.30.

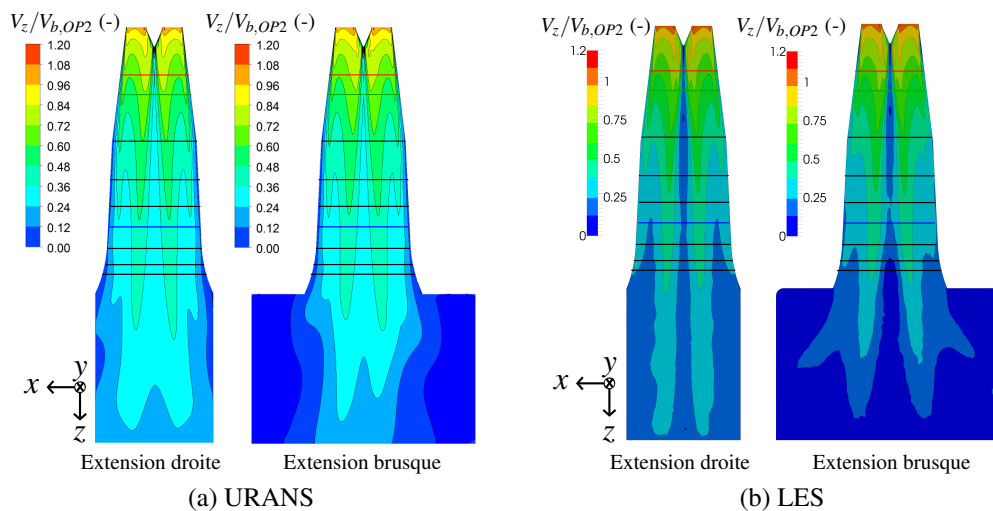


FIGURE 5.30 – Contours de moyenne temporelle de vitesse axiale (sans dimension) sur le plan xz dans l'aspirateur pour une extension droite ou une extension brusque en URANS (a) et LES (b)

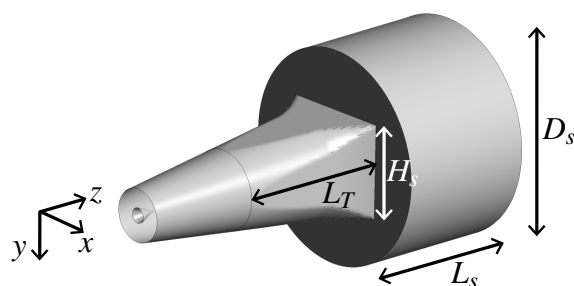


FIGURE 5.31 – Définition de la géométrie de l'extension brusque

Il y a donc bien une influence de la forme de l'extension en LES sur la prédiction des profils de vitesses dans la trompette de l'aspirateur. En revanche, avec l'extension brusque étudiée dans cette section, la prédiction des profils de vitesses en station C n'est pas améliorée. L'influence de la forme de l'extension sur la prédiction de l'écoulement en station C est donc étudiée dans les sections suivantes.

5.6.2 Influence des paramètres de l'extension brusque

Nous souhaitons vérifier l'influence du diamètre et de la longueur de l'extension sur la prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur et notamment sur l'évasement de la torche dans la trompette de l'aspirateur. Différents cas sont étudiés dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 5.3. Le cas d'extension droite est noté cas 0. Le cas 1 correspond au cas d'extension brusque étudié dans la section précédente. Le diamètre de l'extension dans le cas 2 correspond à celui de la cuve aval sur le modèle expérimental. Le cas 3 permet de vérifier que la condition de sortie convective de l'extension n'a pas d'influence sur la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur en éloignant la sortie du domaine de calcul de la sortie de l'aspirateur.

Les profils de vitesses obtenus pour les différents cas sont présentés sur la figure 5.34. Les profils de vitesses pour les cas 0 à 3 sont presque identiques en stations A et B. De légères différences sont observables sur les profils en station C, notamment au centre de l'aspirateur, qui ne permettent cependant pas d'expliquer l'écart à l'expérience. La figure 5.35 montre que l'utilisation d'une extension brusque conduit à une augmentation de la perte CEI dans l'aspirateur mais ne correspond pas nécessairement à une décomposition correcte de cette perte. En effet, le cas 3 présente la perte CEI la plus importante mais avec une prédiction des contributions ΔH_{stat} et ΔH_{dyn} moins bonne que dans les cas 1 et 2.

TABLE 5.3 – Caractéristiques de l'extension brusque

Cas	Cas 1	Cas 2	Cas 3
D_s/H_s	1.8	2.7	2.7
L_s/L_T	1	1	3

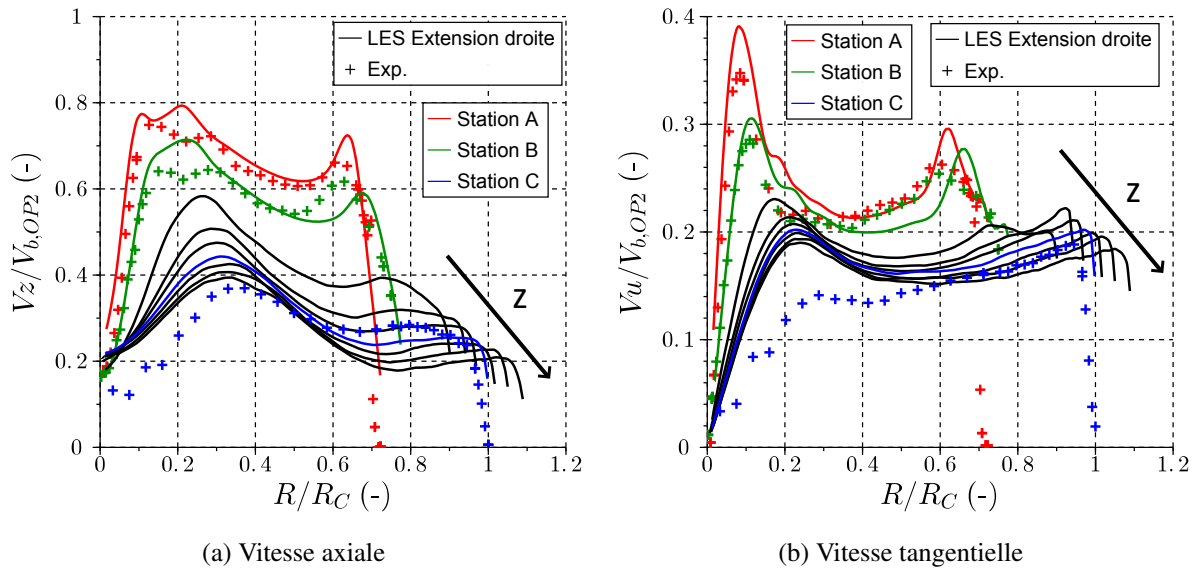


FIGURE 5.32 – Évolution des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par calcul LES avec l'extension droite (les stations de sondages sont définies sur la figure 5.30)

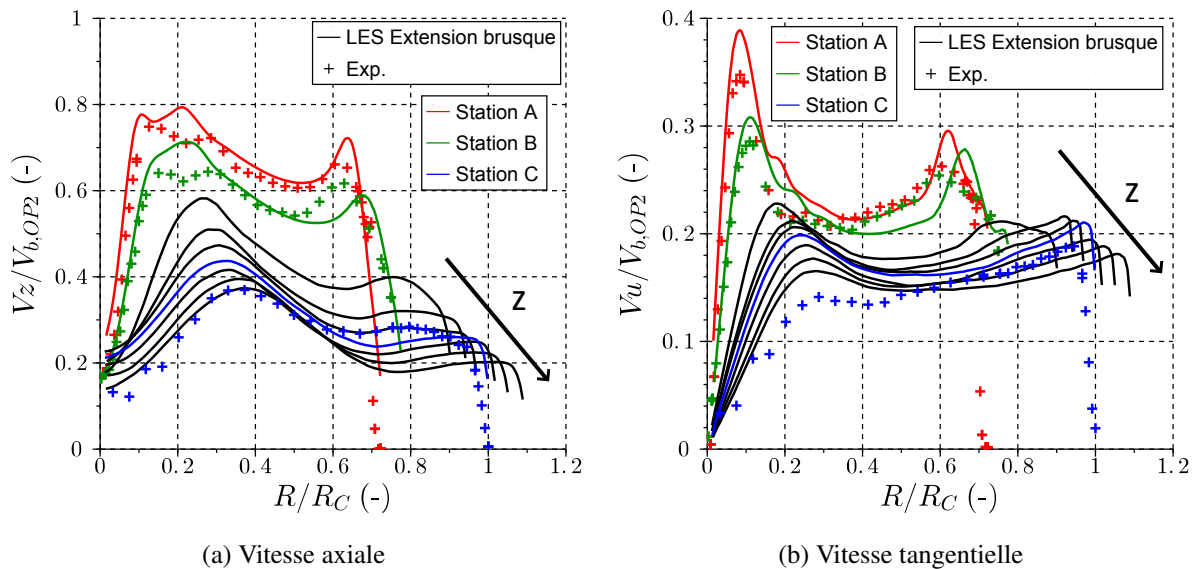


FIGURE 5.33 – Évolution des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par calcul LES avec l'extension brusque (les stations de sondages sont définies sur la figure 5.30)

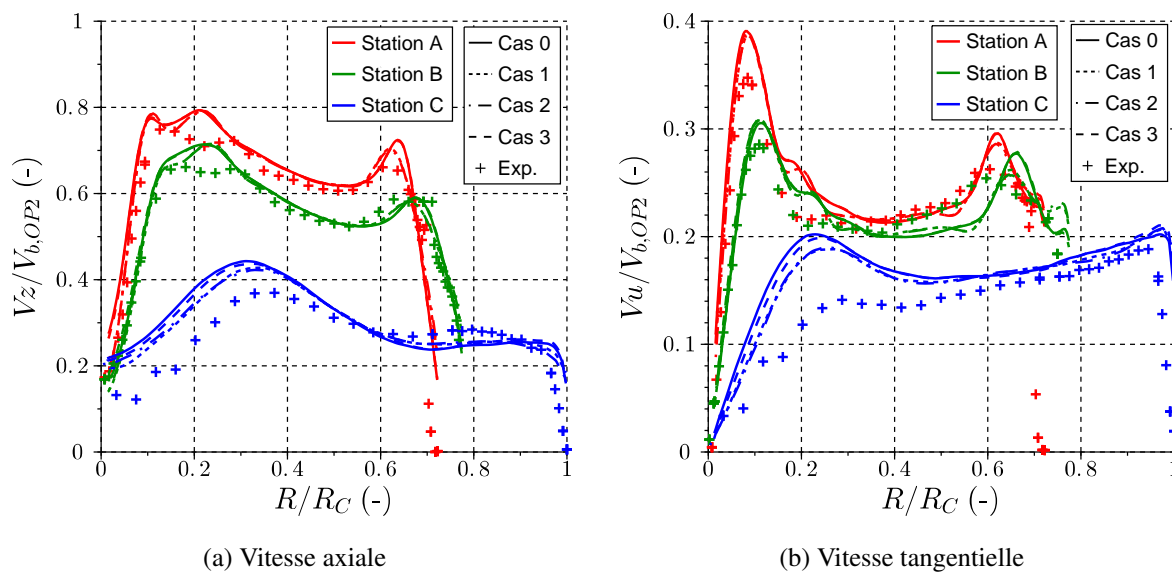


FIGURE 5.34 – Profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par LES avec l'extension droite (Cas 0) et différentes formes d'extension brusque (Cas 1 à 3)

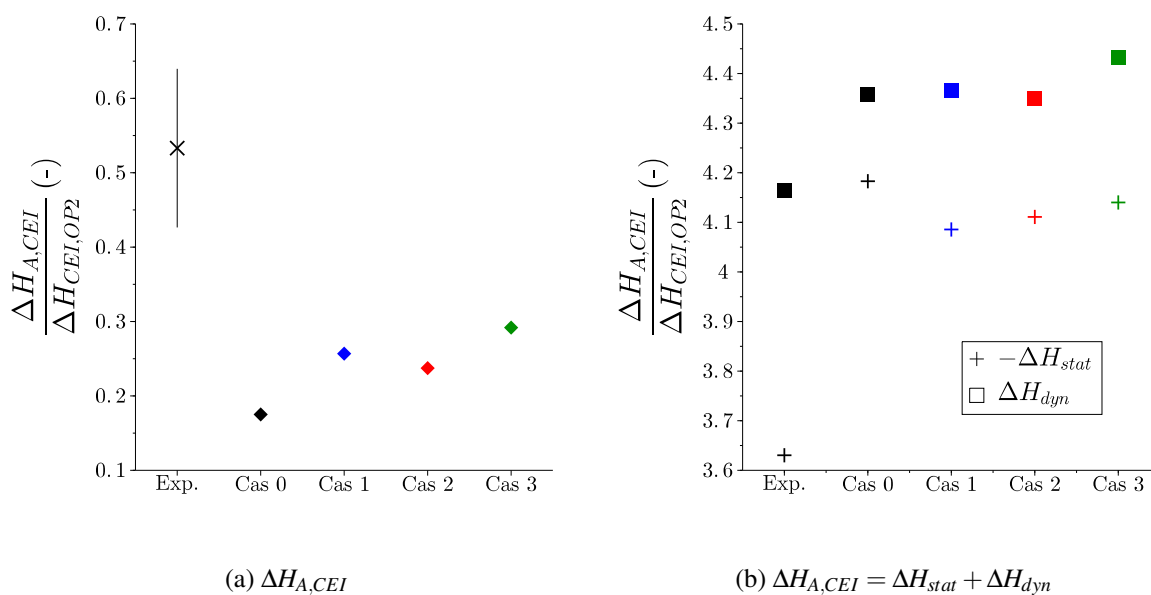


FIGURE 5.35 – Pertes CEI entre la station A et le plan CEI pour les cas 0 à 3 et décomposition des pertes CEI telle que $\Delta H_{A,CEI} = \Delta H_{stat} + \Delta H_{dyn}$

5.6.3 Cas réel d'extension

La géométrie réelle de l'extension est plus complexe qu'une simple extension brusque mais correspond à un évasement plus progressif tel que présenté sur la figure 5.36. Cette géométrie a donc également été testée. Un premier maillage A0, composé de 5 millions de nœuds (25 millions d'éléments), est défini sur la base du maillage 1 du cas avec extension droite. Le maillage 1 possédant la même discrétisation interne que le maillage 0, il vérifie $Q_{C2} < 0.2$ sur une majorité

de cellules du maillage. Le maillage A0 est raffiné entre la station C et la coordonnée z repérée par la ligne pointillée sur la figure 5.36 par rapport au maillage 1 pour capter correctement l'évasement lié à l'extension réelle. La procédure d'adaptation de maillage basée sur les critères Q_{c1} et Q_{c2} (voir section 3.5.1.2) est ensuite utilisée afin de définir une discrétisation correcte dans l'aspirateur et plus particulièrement à l'entrée de l'extension. Ainsi le maillage A0 est adapté en conservant le même nombre d'éléments mais en adaptant localement la taille de maille pour homogénéiser l'erreur de discrétisation Q_{c1} . Deux maillages A1 et A2 ont ensuite été générés en respectant toujours le critère $Q_{c2} < 0.2$ et en divisant l'erreur de discrétisation Q_{c1} par deux. Les caractéristiques de ces maillages sont présentées dans le tableau 5.4.

Les profils de vitesses obtenus avec les maillages A0, A1 et A2 sont comparés aux profils obtenus dans le cas 0 d'extension droite sur la figure 5.37. Les différents maillages conduisent à des profils de vitesses très similaires dans l'aspirateur mises à part quelques différences dues au raffinement de maillage. Les profils de vitesses sont pratiquement inchangés par rapport à l'extension droite (Cas 0). De même, nous avons vérifié que la différence sur les pertes de charge est négligeable par rapport à l'écart à la valeur expérimentale.



FIGURE 5.36 – Définition de la géométrie de l'extension du modèle expérimental

TABLE 5.4 – Caractéristiques des maillages adaptés pour le cas réel d'extension

Cas	A0	A1	A2
Q_{c1}	0.11	0.054	0.026
nombre d'éléments (en million)	25	42	80
nombre de nœuds (en million)	5	8.4	15.6

L'utilisation d'une extension brusque de l'aspirateur modifie localement l'écoulement proche de la sortie de l'aspirateur et permet un évasement de l'écoulement au centre de l'aspirateur. Cependant, cette modification n'est pas suffisante pour améliorer la prédiction des profils de vitesses dans la station C qui se situe en amont de la sortie d'aspirateur. Dans l'objectif d'aboutir à une prédiction fiable de la perte de charge dans l'aspirateur, il peut donc être nécessaire de considérer une extension brusque pour prédire précisément les profils de vitesses et de pression

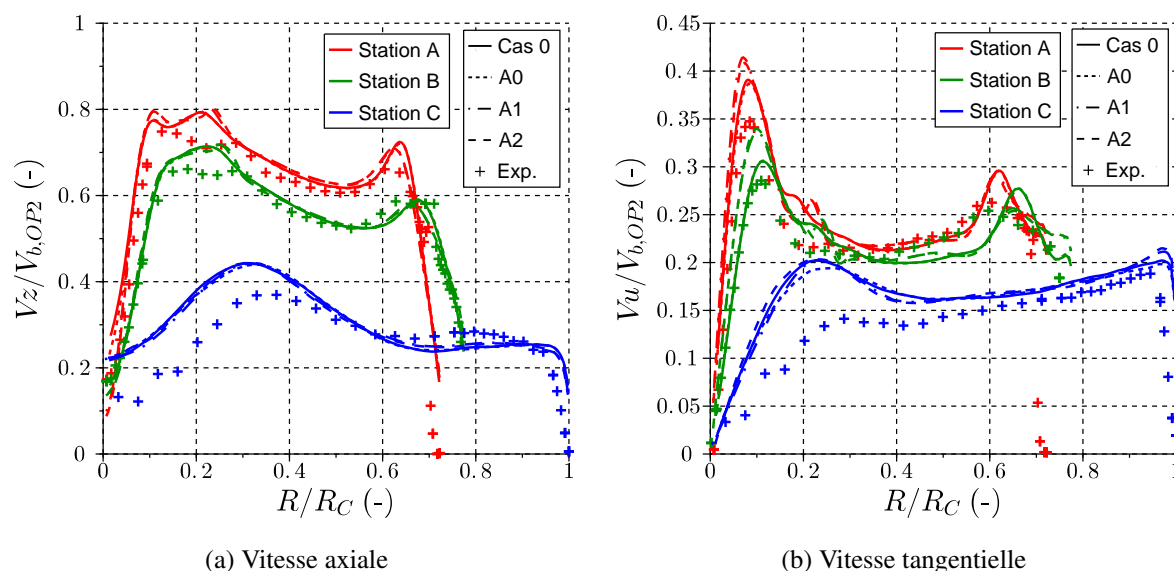


FIGURE 5.37 – Profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) dans l'aspirateur prédits par calcul LES avec l'extension droite (Cas 0) et l'extension réelle sur plusieurs maillages adaptés (A0, A1, A2)

dans le plan CEI. Néanmoins, la géométrie de l'extension n'est pas le paramètre déterminant à notre niveau de précision actuel.

5.7 Influence du frottement en paroi

L'analyse des pertes de charge dans l'aspirateur à partir du bilan d'énergie cinétique moyenne à la section 5.5 montre qu'une large partie des pertes de charge est due à la production turbulente en proche paroi de l'aspirateur. Cette production est très faible en paroi de la trompette en LES ce qui pourrait expliquer la sous-estimation de la perte CEI par LES. L'étude de l'influence du maillage en LES à la section 5.3.1 a montré que cette sous-estimation de la perte CEI n'est pas due à une mauvaise discrétisation de l'écoulement en proche paroi. En effet, l'utilisation d'un maillage entièrement tétraédrique, avec des mailles de faibles rapports d'aspect en paroi, permet de résoudre plus de structures turbulentes en paroi notamment avec le maillage 3, composé de 239 millions de nœuds (voir section 5.3.1). Cependant, les pertes de charge prédites par le calcul LES ne sont pas augmentées de manière significative par la résolution de ces structures. De plus, les écarts entre calcul et expérience sur les profils de vitesses en station C en LES semblent montrer que la torche n'est pas suffisamment dissipée en station C. Ces différents phénomènes pourraient être expliqués par une mauvaise description de l'état de surface des parois de l'aspirateur dans le calcul numérique.

En particulier, d'éventuels effets de rugosité en paroi de l'aspirateur, qui pourraient augmenter le frottement en paroi, ne sont pas pris en compte. Ainsi Maruzewski et al. [70] ont montré une diminution du rendement d'une turbine Francis et une augmentation des pertes dans les différents éléments de la turbine avec l'augmentation de la rugosité. Cervantes et Engström [17] ont étudié les effets de rugosité dans un calcul RANS de l'aspirateur du projet Turbine-99 en faisant

varier la rugosité entre 0 et $200\mu m$ en utilisant une loi de paroi basée sur l'existence d'une zone logarithmique modifiée pour prendre en compte les effets de rugosité. Ils ont ainsi obtenu une variation de 11% de la valeur moyenne du coefficient de récupération dans l'aspirateur. Les effets de rugosité peuvent donc modifier les performances de l'aspirateur et doivent certainement être pris en compte.

Cependant, l'état de surface de l'aspirateur étudié dans ce travail n'est pas connu précisément. Le frottement en paroi peut donc être considéré comme une incertitude du calcul LES. Une quantification des incertitudes sur le résultat de la LES de l'aspirateur liées à l'incertitude sur le frottement en paroi est donc réalisée dans cette section.

5.7.1 Lien entre rugosité et frottement pariétal

L'existence de rugosités peut altérer le profil de vitesse en paroi et ainsi modifier le coefficient de frottement pariétal par rapport au frottement sur une paroi lisse. Les rugosités génèrent ainsi plus de frottement et provoquent plus de dissipation turbulente en paroi. Ainsi, si la rugosité est assez importante, elle peut avoir une influence sur l'écoulement turbulent global en modifiant la production turbulente principalement générée en proche paroi [49].

Comme expliqué à la section 2.3.4, le profil de vitesse moyenne d'une couche limite à l'équilibre est composé d'une sous-couche visqueuse suivie d'une région logarithmique. Si les rugosités sont assez importantes, elles peuvent altérer voire supprimer la sous-couche visqueuse, modifiant ainsi le profil de la zone logarithmique [49]. Dans les modèles de loi de paroi basés sur cette hypothèse d'équilibre, la constante B du modèle dans l'équation (2.33) est ainsi modifiée pour prendre en compte les effets de rugosité. Cependant, l'utilisation d'une loi de paroi basée sur une hypothèse d'équilibre de la couche limite, et donc l'existence d'une zone logarithmique, peut introduire des erreurs notamment dans des applications industrielles à haut nombre de Reynolds en présence de forts gradients de pression adverses [84]. En LES, des méthodes « Immersed boundaries » sont généralement utilisées pour reproduire l'effet de la rugosité en paroi [122]. Dans notre cas, nous souhaitons pouvoir prendre en compte les effets de rugosité dans la loi de paroi de Duprat et al. [28].

D'après le diagramme de Moody pour les écoulements en conduite, la rugosité peut conduire à une augmentation du frottement en paroi d'un ordre de grandeur pour les écoulements fortement turbulents [47]. Pour prendre en compte l'effet de la rugosité dans les calculs LES d'aspirateur dans ce mémoire, le frottement en paroi est donc donné par le frottement calculé par la loi de paroi de Duprat et al. [28] multiplié par un coefficient correcteur dû à la rugosité. La rugosité dans l'aspirateur étudié étant inconnue, ce coefficient correcteur est considéré comme une incertitude dans ce travail. Dans cette étude, nous considérons le maillage 1 présenté à la section 5.3.1, composé de 3.2 millions de nœuds.

5.7.2 Influence du frottement sur la topologie de l'écoulement

Un calcul LES d'aspirateur est réalisé sur le maillage 1 en multipliant par 10 le frottement τ_w donné par la loi de paroi, ce qui correspond à un cas de très forte rugosité en se basant sur le diagramme de Moody. La figure 5.38 présente la comparaison de la topologie de l'écoulement

dans le cas lisse, de frottement τ_w en paroi, et le cas de frottement important en paroi, $10 * \tau_w$. Nous pouvons observer légèrement plus de structures turbulentes prédites en paroi, notamment dans la trompette, dans le cas de forte rugosité ($10 * \tau_w$). La topologie de la torche centrale n'est pas modifiée de manière significative. L'augmentation du frottement en paroi conduit à plus de structures turbulentes en paroi.

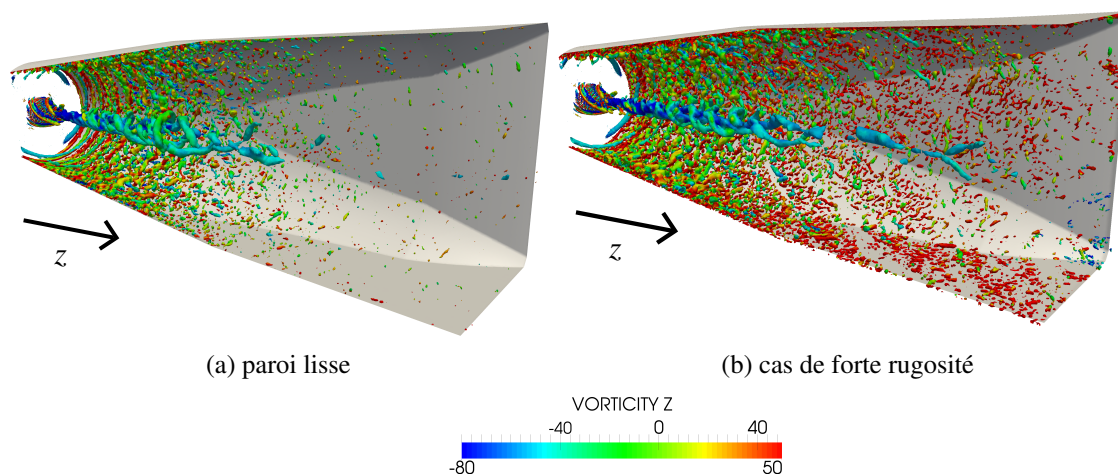


FIGURE 5.38 – Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul LES dans un cas de paroi lisse (a) et un cas de forte rugosité (b)

Les profils de vitesses obtenus dans le cas de forte rugosité ($10 * \tau_w$) sont comparés avec les profils de vitesses obtenus dans le cas de paroi lisse sur la figure 5.39. L'augmentation du frottement en paroi tend à diminuer la vitesse en paroi à cause de la plus forte dissipation imposée par le frottement pariétal. Ainsi, les profils de vitesses axiale et tangentielle sont mieux prédits en stations A et B dans le cas $10 * \tau_w$, en particulier les maxima de V_z et V_u en proche paroi sont mieux localisés. En station C, la vitesse axiale est fortement dissipée en proche paroi et augmentée au centre de l'aspirateur, ce qui accentue la surestimation de vitesse axiale au centre de l'aspirateur.

L'augmentation du frottement en paroi conduit à une augmentation de la perte CEI, comme observé sur la figure 5.40a. La perte CEI est triplée en multipliant le frottement en paroi par 10 par rapport au cas de paroi lisse, elle est alors surestimée par calcul numérique. L'étude des pertes de charge à partir du bilan d'énergie, et notamment de l'évolution des pertes dans l'aspirateur telle que présentée à la section 5.5, est utilisée ici pour mieux comprendre la variation des pertes avec le frottement pariétal. L'évolution des pertes de charge est illustrée sur la figure 5.40b et montre que l'augmentation des pertes en multipliant le frottement en paroi par 10 est due à une augmentation notable des pertes dans la région de proche paroi. En effet, l'augmentation du frottement pariétal a pour conséquence d'augmenter la production turbulente en proche paroi, et donc la dissipation, comme observé sur la figure 5.38b. Les pertes de charge dans la région centrale sont par contre quasi-inchangées par modification du frottement pariétal.

Cette étude montre une influence notable du frottement pariétal sur la prédiction des profils de vitesses et de la perte CEI dans l'aspirateur. Il est donc intéressant de voir s'il est possible

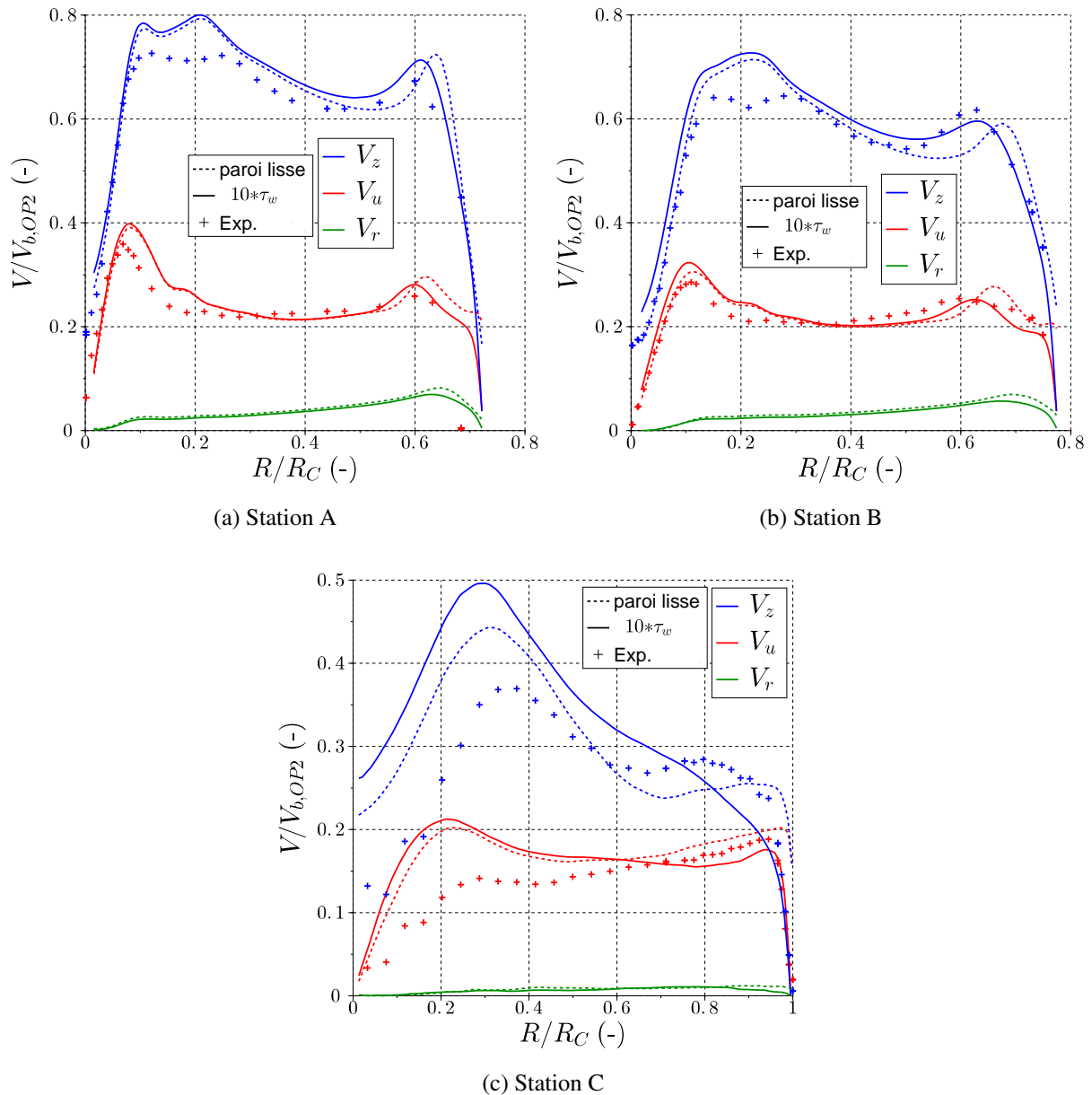


FIGURE 5.39 – Profils de vitesses dans les trois stations de l’aspirateur pour le point OP2 prédits par calcul LES dans un cas de paroi lisse et un cas de forte rugosité ($10 * \tau_w$)

de recouper les mesures expérimentales (profils de vitesses et pertes de charge) en prenant en compte l’incertitude sur le frottement pariétal.

5.7.3 Quantification des incertitudes

La méthode de quantification des incertitudes présentée à la section 4.4.2.3 est utilisée ici pour quantifier l’incertitude sur les profils de vitesses et les pertes de charge dans l’aspirateur liée à l’incertitude sur le frottement pariétal dans l’aspirateur. Pour cela, la méthode NISP est à nouveau utilisée en considérant un ordre 2 de polynômes du chaos. Le coefficient correcteur

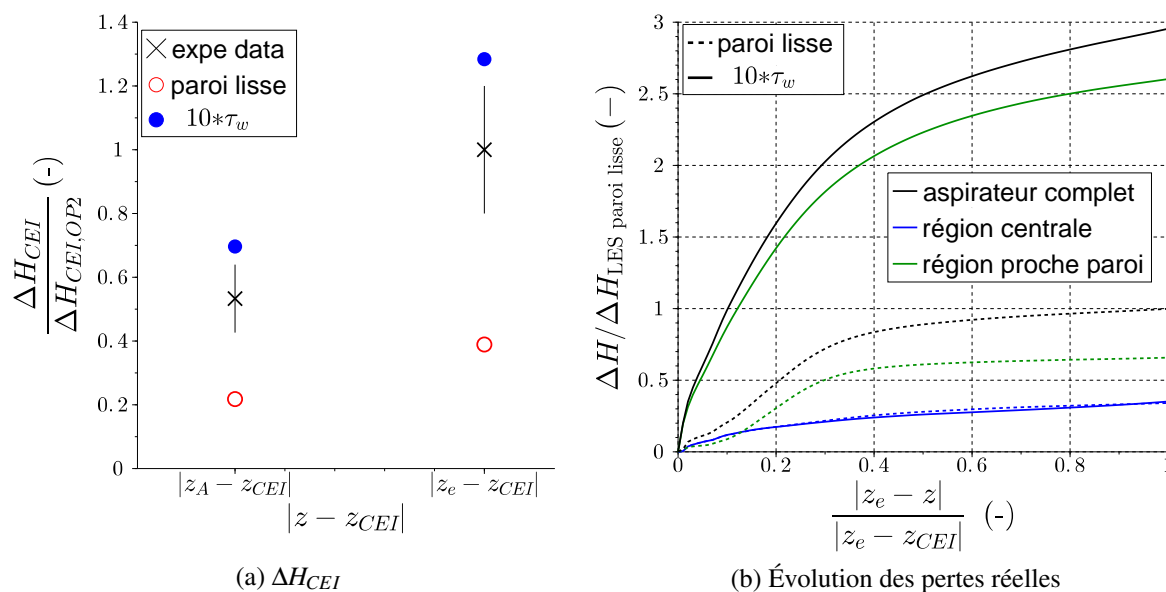


FIGURE 5.40 – (a) Pertes de charge CEI et (b) évolution des pertes réelles dans l'aspirateur prédites par calcul LES dans un cas de paroi lisse et un cas de forte rugosité ($10 * \tau_w$)

de frottement, paramètre incertain, est supposé varier entre 1 (cas de paroi lisse) et 10 (cas de forte rugosité) en suivant une loi de probabilité uniforme. Comme il n'y a qu'un seul paramètre incertain, trois simulations sont nécessaires au calcul des moyennes et variances des grandeurs d'intérêt et correspondent aux cas $2 * \tau_w$, $5.5 * \tau_w$ et $8.98 * \tau_w$.

Les profils moyens de vitesses associés des barres d'erreurs liées à l'incertitude sur le frottement pariétal obtenus dans les trois stations de l'aspirateur sont présentés sur la figure 5.41 et comparés aux profils obtenus dans le cas de paroi lisse. Le frottement pariétal influence les profils de vitesses en proche paroi mais aussi au centre de l'aspirateur. Cette influence augmente le long de l'aspirateur et est la plus importante en station C sur le profil de vitesse axiale. Ceci est confirmé par les profils de variance présentés sur la figure 5.42. Le frottement pariétal influe fortement sur la prédiction des gradients de vitesses axiale et tangentielle en paroi à cause de l'augmentation de la dissipation en proche paroi. Ainsi, les gradients de vitesses en proche paroi de la station C se rapprochent des mesures expérimentales en prenant en compte l'incertitude sur le frottement pariétal, notamment pour la vitesse tangentielle. Cependant, cette quantification d'incertitude ne permet pas d'expliquer l'erreur de prédiction des profils de vitesses axiale et tangentielle au centre de l'aspirateur en station C, les barres d'erreurs ne recoupent pas les profils de vitesses expérimentaux.

La figure 5.43 compare la perte CEI prédite dans l'aspirateur, avec une barre d'incertitude liée au frottement pariétal, à la perte expérimentale. Les pertes CEI prédites dans le cas de paroi lisse et dans les trois cas de calcul réalisés pour la quantification d'incertitudes sont également présentées à titre de comparaison. L'augmentation de la dissipation due au frottement pariétal conduit à une augmentation de la perte CEI dans l'aspirateur, qui se rapproche ainsi de la mesure expérimentale. La barre d'incertitude associée au frottement pariétal est assez large, signalant une forte variation de la perte CEI avec le frottement pariétal, et recoupe les valeurs expérimentales.

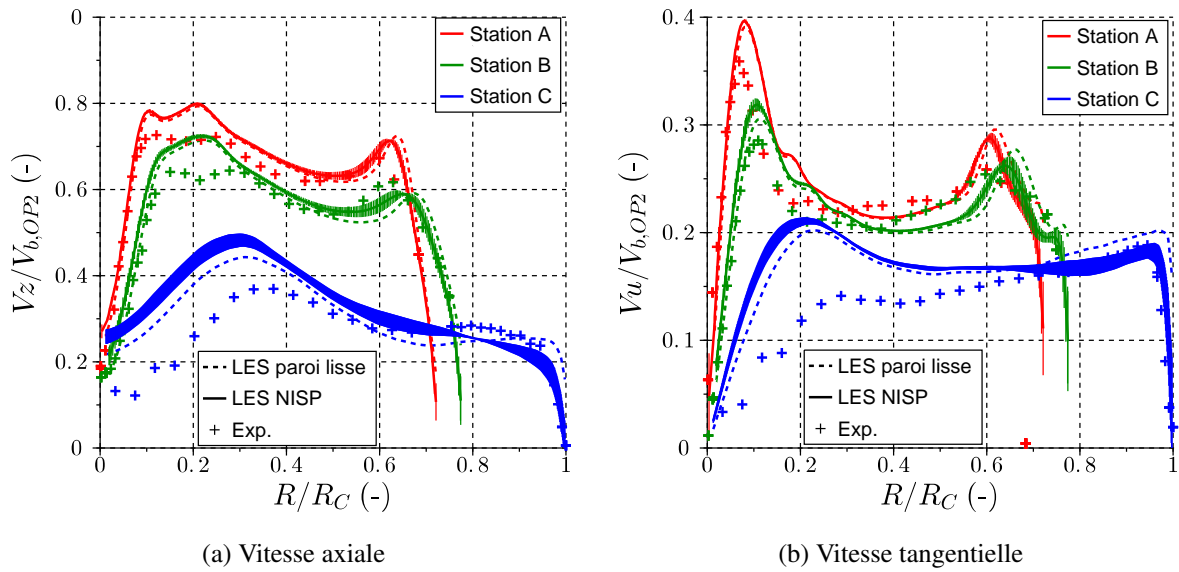


FIGURE 5.41 – Résultats de la quantification des incertitudes liées au frottement pariétal en LES sur la prédiction des profils de vitesses dans les trois stations de l’aspirateur pour le point OP2 : profils de vitesses moyennes et barres d’erreur associées ; comparaison au cas de paroi lisse

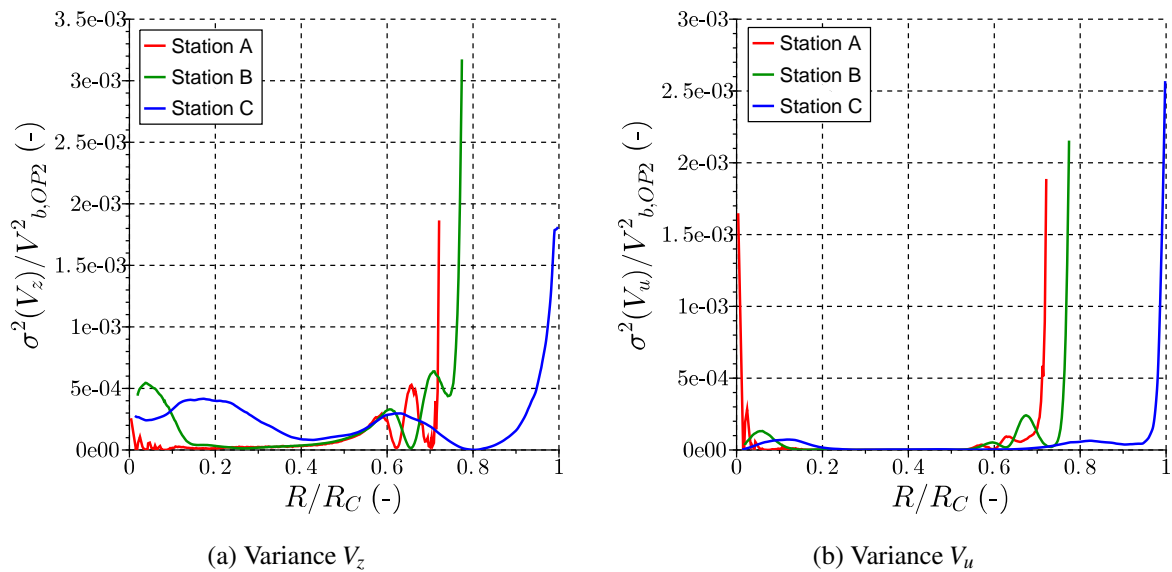


FIGURE 5.42 – Variances des profils de vitesses axiale et tangentielle liées au frottement pariétal en LES dans l’aspirateur pour le point OP2

tales de pertes. La valeur expérimentale de perte CEI est approchée en multipliant le frottement pariétal du cas de paroi lisse par 5. Il faut cependant noter que les barres d’erreur sur les profils de vitesses ne recoupant pas les mesures expérimentales, la bonne prédiction de la perte CEI dans le cas $5 * \tau_w$ ne correspond pas à une représentation correcte de l’écoulement dans l’aspirateur.

La figure 5.44 présente l’évolution des pertes dans l’aspirateur dans le cadre de la quantification des incertitudes liées au frottement pariétal par rapport au cas de paroi lisse. Comme attendu,

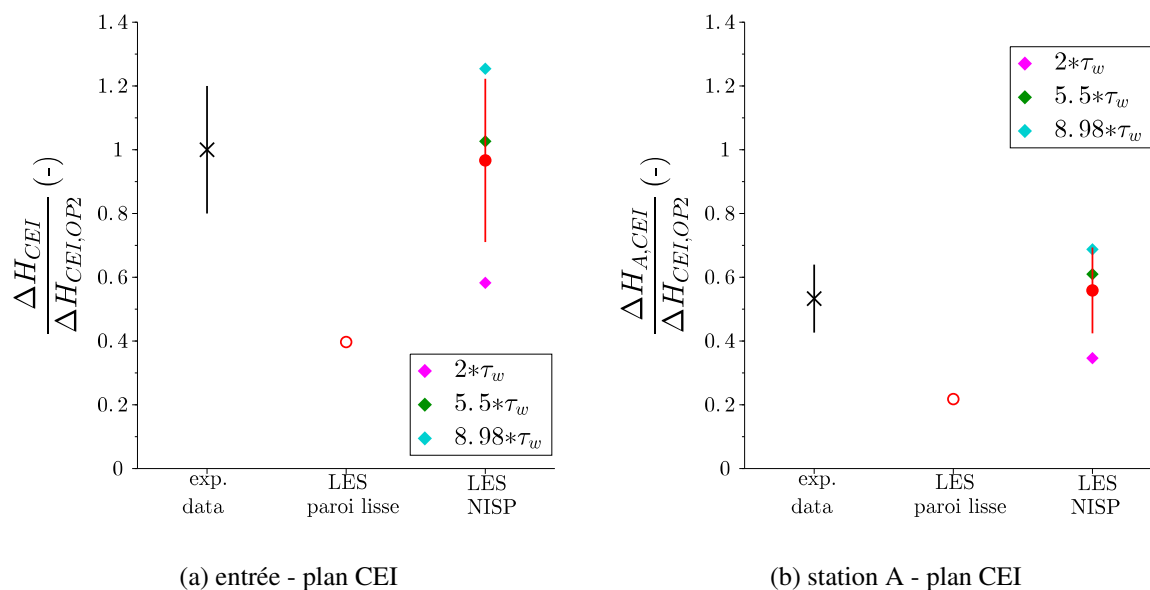


FIGURE 5.43 – Pertes CEI entre l’entrée et le plan CEI (a) et entre la station A et le plan CEI (b) dans le cas LES de paroi lisse et de la quantification d’incertitudes liées au frottement pariétal (LES NISP); les trois cas de calcul réalisés pour la quantification d’incertitudes, cas $2 * \tau_w$, $5.5 * \tau_w$ et $8.98 * \tau_w$, sont présentés à titre de comparaison

le frottement pariétal influence fortement la production turbulente en paroi et donc les pertes de charge dans la région de proche paroi. Cette influence augmente le long de l’aspirateur, les pertes de charge étant cumulées dans l’aspirateur. Les pertes de charge dans la région centrale ne sont par contre pas influencées par la modification du frottement pariétal.

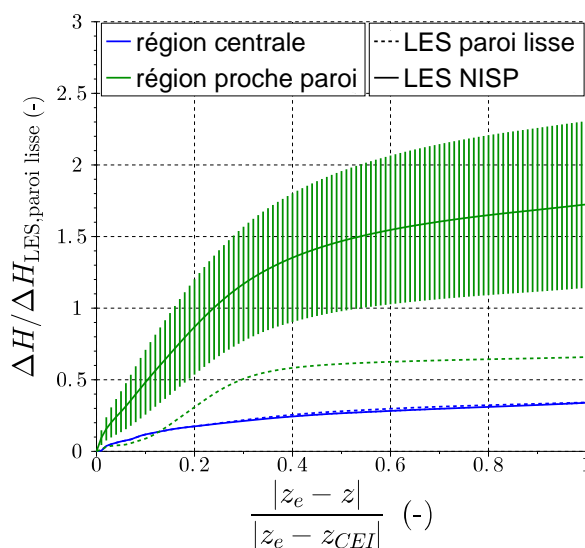


FIGURE 5.44 – Évolutions des pertes de charge dans l’aspirateur dans la région centrale et la région de proche paroi associées des barres d’erreur liées à l’incertitude sur le frottement pariétal en LES; comparaison au cas de paroi lisse

Cette étude montre une influence du frottement pariétal sur la prédiction des pertes de charge en proche paroi dans l'aspirateur. Même si le frottement en paroi ne permet pas d'améliorer la prédiction des profils de vitesses au centre de l'aspirateur, il conduit par contre à une amélioration sensible de la prédiction des profils de vitesses en proche paroi et des pertes CEI. La prédiction numérique fiable de la perte CEI dans l'aspirateur nécessite donc une meilleure connaissance de l'état de surface de l'aspirateur. D'autre part, la loi de paroi de Duprat et al. [28] doit être adaptée pour pouvoir prendre en compte des effets de rugosité de manière plus rigoureuse. La multiplication du frottement par un coefficient correcteur lié à la rugosité dans cette étude permet en effet d'obtenir une influence sur les résultats mais ne correspond pas à une prise en compte correcte des effets de rugosité. Pour cela, des mesures précises des profils de vitesses et du frottement en paroi sont nécessaires pour développer et valider la loi de paroi avec prise en compte de la rugosité.

5.8 Conclusions du chapitre

Les calculs LES d'aspirateur pour le meilleur point de fonctionnement OP2 de la turbine ont été présentés dans ce chapitre. Les profils de vitesses en entrée d'aspirateur sont définis de la même manière que pour le calcul URANS. Ainsi, les champs en moyenne de phase de chaque composante de la vitesse obtenus par un calcul préliminaire RANS de directrice-roue sont imposés en rotation en entrée d'aspirateur. Ceci permet une comparaison pertinente des résultats de simulation URANS et LES. Tout comme pour le calcul URANS, le niveau de vitesse tangentielle fourni par le calcul de directrice-roue doit être corrigé pour obtenir une prédiction correcte des profils de vitesses dans l'aspirateur. La rotation des champs d'entrée permet de définir une condition d'entrée instationnaire pour la LES et génère des fluctuations turbulentes dans l'aspirateur. De plus, la prise en compte de la non-axisymétrie du profil de vitesse en entrée d'aspirateur, et notamment des tourbillons de jeux générés dans la roue, est nécessaire pour prédire correctement les profils de vitesses dans le cône de l'aspirateur.

L'étape de vérification en LES consiste à étudier l'influence de la résolution du maillage en proche paroi et dans la région interne de l'écoulement sur la prédiction des grandeurs d'intérêts (profils de vitesses et perte CEI) dans l'aspirateur. Ainsi, le raffinement de maillage jusqu'à 239 millions de nœuds permet de résoudre une large part des structures turbulentes et de comprendre la dynamique de l'écoulement turbulent dans l'aspirateur. Toutefois, un maillage relativement économique composé de 4.7 millions de nœuds s'est révélé suffisant pour résoudre les principales structures de l'écoulement.

L'utilisation de la LES a permis d'améliorer la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur par rapport au calcul URANS $k - \omega$ SST, notamment dans la région centrale où se forme la torche. Cependant, la prédiction numérique des profils de vitesses doit être améliorée en station C proche de la sortie de l'aspirateur. De plus, la perte CEI est sous-estimée en LES. La comparaison des calculs URANS et LES basée sur la prédiction de la perte CEI semble montrer une meilleure prédiction de la perte CEI par le calcul URANS. Ce n'est cependant pas cohérent avec le fait que la LES permet de mieux prédire les profils de vitesses dans l'aspirateur. Ceci témoigne de l'erreur d'interprétation qui peut être faite lorsque des calculs numériques sont validés en se basant uniquement sur la comparaison de grandeurs intégrales.

Une analyse physique de l'écoulement dans l'aspirateur, basée sur le bilan d'énergie cinétique moyenne, a montré que les pertes de charge dans l'aspirateur sont dues principalement à la production d'énergie cinétique turbulente à partir de l'écoulement moyen dans la torche et dans la région de proche paroi. La prédiction des pertes de charge est ainsi fortement dépendante du modèle de turbulence en calcul URANS tandis qu'elle est principalement contrôlée par les structures explicitement résolues en LES. En URANS, le modèle de turbulence doit donc être capable de reproduire les différents mécanismes de dissipation dans l'aspirateur afin d'être prédictif pour la grandeur globale de perte. Ceci est également le cas en LES mais dans une moindre mesure puisque les principaux phénomènes de dissipation sont explicitement résolus. Ainsi, l'amélioration de la prédiction de l'écoulement en LES par une meilleure description des conditions aux limites du calcul devrait permettre d'améliorer la prédiction de la perte de charge.

La surestimation des vitesses axiale et tangentielle en station C par LES semble indiquer un manque de dissipation de la torche dans l'aspirateur qui pourrait également expliquer la sous-estimation de la perte CEI. La modification de la forme de l'extension droite de l'aspirateur en extension brusque a montré une influence sur les profils de vitesses dans des sections proches de la sortie de l'aspirateur. Cependant, la reproduction dans le modèle numérique de la forme réelle d'extension en sortie d'aspirateur n'a que peu d'influence sur la prédiction des profils de vitesses à la station C et de la perte CEI.

L'analyse des pertes de charge à partir du bilan d'énergie a montré que la majorité des pertes de charge est due à la production turbulente dans la région de proche paroi de l'aspirateur. Nous avons montré que la prise en compte de la rugosité de paroi joue un rôle majeur dans la prédiction des pertes CEI. Ainsi, une meilleure connaissance du frottement en paroi de l'aspirateur et du profil de couche limite est nécessaire pour améliorer la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur.

En conclusion, l'utilisation de la LES a permis d'améliorer la prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur. L'analyse détaillée des pertes de charge développée dans ce chapitre est utile pour comprendre la prédiction numérique des pertes par les approches URANS et LES et identifier les pistes d'amélioration de la prédiction de ces pertes. Ainsi la condition de sortie du domaine de calcul d'aspirateur semble avoir une faible influence sur la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur. Pour améliorer la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur par LES, les pistes suivantes sont pertinentes :

- Améliorer la description des profils de vitesses en entrée d'aspirateur. Pour cela, un calcul LES de roue, voire un calcul de roue et aspirateur couplés en LES peuvent être envisagés mais sont très coûteux numériquement (voir annexe A). Dans tous les cas, des mesures plus précises des profils de vitesses en entrée d'aspirateur sont nécessaires pour mieux y comprendre la topologie de l'écoulement et valider les profils numériques dans cette section.
- Améliorer la description de l'état de surface des parois de l'aspirateur dans le modèle numérique. En effet, nous avons identifié le rôle important joué par la rugosité dans la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur. Pour cela, l'état de surface réel de l'aspirateur doit être connu.

Chapitre 6

Analyse des différents points de fonctionnement

Sommaire

6.1	Étude d'une hélice partielle	182
6.1.1	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur	182
6.1.2	Topologie de l'écoulement	183
6.1.3	Validation des simulations numériques	185
6.1.4	Analyse physique des pertes de charge	189
6.2	Comparaison des points On-cam : étude d'une prise de charge	194
6.2.1	Profils de vitesses en entrée d'aspirateur	194
6.2.2	Topologie de l'écoulement	194
6.2.3	Validation des simulations numériques	196
6.2.4	Analyse physique des pertes de charge	198
6.3	Conclusions du chapitre	200

Les études présentées dans les chapitres précédents ont permis de mettre en place la méthodologie de calcul URANS et LES dans l'aspirateur de turbine bulbe étudié pour le meilleur point de fonctionnement OP2 de la turbine. Cette méthodologie est maintenant appliquée à d'autres points de fonctionnement de la turbine pour lesquels des mesures expérimentales sont également disponibles. L'objectif de ce chapitre est double. Le premier objectif est de vérifier la capacité prédictive des approches URANS et LES, et de la méthodologie établie, pour des points de fonctionnement différents du point de meilleur rendement de la turbine et qui présentent donc des écoulements plus instables. Le second objectif est d'aboutir à une meilleure compréhension de l'évolution des pertes de charge sur une colline de rendement d'une turbine bulbe grâce à l'analyse physique des résultats de simulation. Ainsi, nous étudions en section 6.1 l'évolution de l'écoulement sur l'hélice partielle dont le point on-cam est le point OP2. Le point on-cam OP2 est ensuite comparé avec un autre point on-cam mais à forte charge en section 6.2.

Il est important de noter que l'étape de vérification des calculs numériques, telle que présentée dans les chapitres précédents, a également été effectuée pour les points de fonctionnement considérés dans ce chapitre. Ainsi nous avons vérifié pour tous les points de fonctionnement que :

- les calculs URANS sont convergés en maillage pour les profils de vitesses et la perte CEI sur le maillage A et avec un pas de temps correspondant à 5° de tour de roue
- en LES, le raffinement de maillage à partir du maillage 0 ne modifie pas de manière significative la prédiction des profils de vitesses et de la perte CEI dans l'aspirateur

6.1 Étude d'une hélice partielle

Nous souhaitons tout d'abord comparer et évaluer la prédiction d'une hélice partielle (voir section 1.3.2) par calcul URANS et LES. La prédiction pour les points off-cam OP1 et OP3, présentés dans le tableau 3.1 au chapitre 3, est évaluée. Ces points de fonctionnement correspondent à de faibles variations de débit par rapport au point OP2. Il est intéressant de voir si les méthodes numériques peuvent reproduire les effets de ces faibles variations de débit et leurs conséquences sur l'écoulement. De plus, cela permet de vérifier la robustesse de notre méthodologie et des modèles de turbulence pour prédire des points de fonctionnement off-cam.

Les résultats présentés dans cette section ont été exposés à la conférence THMT'15 [119] et font l'objet de la publication [120].

6.1.1 Profils de vitesses en entrée d'aspirateur

Les profils de vitesses en entrée d'aspirateur, obtenus par calcul RANS de directrice-roue et par mesure expérimentale, sont comparés pour les trois points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3 de l'hélice partielle étudiée sur la figure 6.1. Sur l'hélice partielle, le débit est croissant du point de fonctionnement OP1 au point OP3 (voir tableau 3.1), par conséquent la vitesse axiale est croissante de OP1 à OP3. La vitesse axiale a un profil relativement uniforme en entrée d'aspirateur. Le point de meilleur fonctionnement OP2 possède bien le niveau de vitesse tangentielle V_u le plus faible en valeur absolue. Le point à faible débit OP1 présente une vitesse tangentielle plus importante en sortie de roue que le point OP2 conformément au triangle des vitesses présenté sur

la figure 1.9. Toujours en accord avec le triangle des vitesses, le point à fort débit OP3 présente une vitesse tangentielle négative sur une grande partie de la surface d'entrée de l'aspirateur qui redevient positive près de la paroi extérieure de l'aspirateur. Ceci correspond à un écoulement tourbillonnaire dans le sens contraire de la rotation de la roue près de l'axe de rotation. Les trois points de fonctionnement ont sensiblement le même profil de vitesse radiale.

Les profils de vitesses d'entrée d'aspirateur présentés sur la figure 6.1 correspondent aux profils obtenus pour les conditions de fonctionnement expérimentales, c'est-à-dire avec une vitesse de rotation n . La vitesse tangentielle correspondante au cas OP2 à $n + 2\%$ est également indiquée à titre de comparaison. L'écart entre la vitesse tangentielle expérimentale et numérique pour le point OP2 a été discuté aux sections 4.3.1 et 4.4.1. Cet écart est responsable d'une mauvaise prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur et un profil correspondant à une vitesse de rotation de la roue de $n + 2\%$ a permis d'améliorer cette prédiction. Un écart similaire sur la vitesse tangentielle est observé pour le point OP1. La vitesse tangentielle obtenue par calcul RANS de directrice-roue pour OP1 est sous-estimée en moyenne de 15% par rapport à la mesure expérimentale, cet écart étant de 27% pour le point OP2 avec une vitesse de rotation n . Cet écart peut être dû à une mauvaise prédiction du profil de vitesse tangentielle dans le calcul RANS de directrice-roue. Pour le point OP3, la vitesse tangentielle semble bien prédite par le calcul RANS de directrice-roue. On observe cependant un écart plus important que pour les autres points sur la vitesse axiale. Le calcul du débit à partir de la vitesse axiale expérimentale donne une sur-estimation de 0.93% du débit mesuré sur plateforme. Cette vitesse axiale mesurée est donc certainement entachée d'une erreur liée à la mesure par sonde Pitot qui peut en effet être moins précise dans cette gamme de fonctionnement à fort débit.

6.1.2 Topologie de l'écoulement

La topologie de l'écoulement est visualisée à l'aide des structures tourbillonnaires, identifiées par des iso-surfaces de critère Q , pour les trois points de fonctionnement sur l'hélice partielle sur la figure 6.2. Rappelons qu'une vorticité négative correspond à une structure tourbillonnaire tournant dans le même sens que la roue. La comparaison des topologies obtenues en URANS et LES pour le point OP2 a été faite à la section 5.4.1. Nous pouvons encore une fois remarquer que plus de structures tourbillonnaires sont résolues en LES puisqu'une partie de l'écoulement turbulent est explicitement résolue. Tout comme pour le point OP2, les tourbillons de jeux en ceinture et au moyeu sont propagés dans l'aspirateur pour les points OP1 et OP3. Nous pouvons remarquer que les tourbillons de bouts de pales sont dissipés plus rapidement au point OP3 qui correspond à un nombre de Reynolds plus importants que les autres points.

La forme de la torche centrale est différente pour les trois points de fonctionnement considérés. Ainsi, au point de faible débit OP1, les approches URANS et LES prédisent toutes deux une torche de vorticité axiale négative, c'est-à-dire tournant dans le même sens que la roue. La simulation URANS prédit une torche stationnaire dont la structure est lisse et divergente tandis que cette torche prend une forme hélicoïdale également divergente en LES. Cette torche hélicoïdale est caractéristique des points de fonctionnement à faible charge et se forme à cause du moment cinétique résiduel important en sortie de roue pour ce point (voir section 1.3.2). Elle se rapproche du phénomène de torche de charge partielle observé dans les turbines Francis [87, 73, 89] ou encore observé par Lemay [63] pour un point on-cam à faible charge dans la turbine du projet BulbT. La particularité ici est que l'on considère un point de fonctionnement off-cam à faible

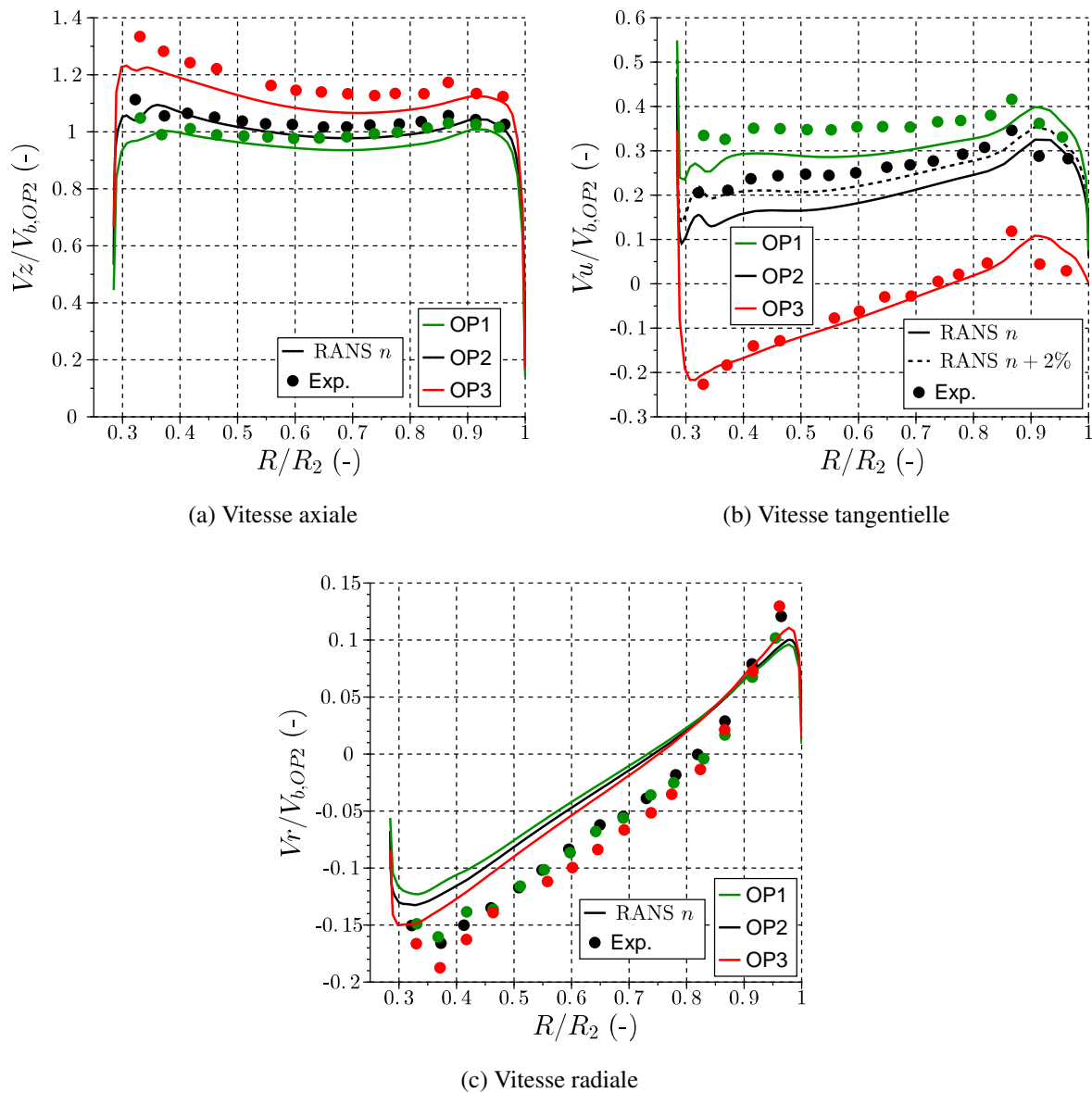


FIGURE 6.1 – Profils de vitesses en entrée d’aspirateur pour 3 points de fonctionnement sur l’hélice partielle; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS de directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot

charge. Notons que ce type de torche a été observé et étudié expérimentalement par Jonsson et al [51] pour un point off-cam à faible débit d’une turbine Kaplan. Il est important de noter que l’approche URANS utilisant le modèle de turbulence $k - \omega$ SST ne permet pas de prédire la forme hélicoïdale de cette torche car ce modèle ne permet pas de résoudre correctement des écoulements à forts swirl. Tel qu’expliqué à la section 2.2.2.2, des modèles de turbulence RANS plus avancés, tels que les modèles RSM, ou encore l’utilisation de la correction de courbure, pourraient permettre de mieux reproduire la topologie de cette torche, comme c’est le cas en utilisant la LES. Cependant, tel que souligné par Foroutan et Yavuzkurt [35], les instabilités liées à la torche sont atténuées en URANS car il n’y a pas de séparation claire d’échelles entre ces

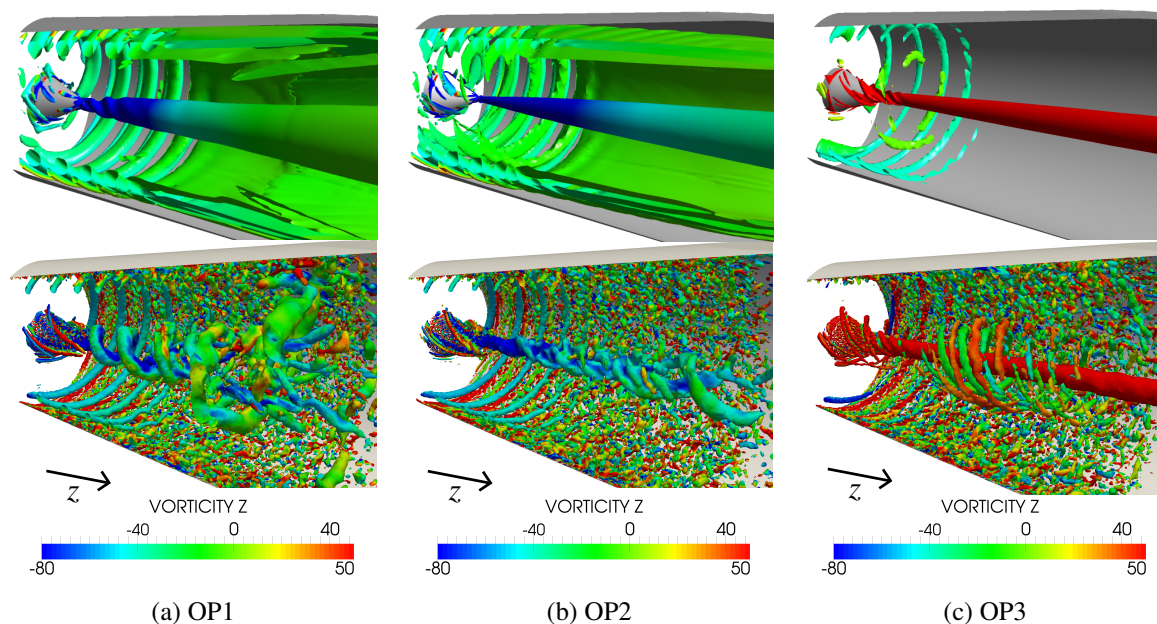


FIGURE 6.2 – Structures tourbillonnaires prédites dans l'aspirateur par calcul URANS (haut) et LES (bas) pour les points de fonctionnement sur l'hélice partielle (visualisées par une iso-surface de critère Q colorée par la vorticité selon l'axe z)

instabilités et les instationnarités liées à la turbulence. Le calcul URANS tend alors à prédire une torche stationnaire. La LES permet donc, par la résolution explicite des structures turbulentes de grandes échelles, de mieux prédire l'instationnarité et la complexité de la dynamique de cette torche.

A fort débit (point OP3), la torche est contra-rotative par rapport à la rotation de la roue, la vorticité axiale y étant positive. Ce phénomène est caractéristique des écoulements à forte charge et a également été observé expérimentalement par Jonsson et al [51] pour un point off-cam à fort débit d'une turbine Kaplan. Les calculs URANS et LES prédisent une topologie similaire de cette torche qui semble avoir une structure de section quasiment constante.

6.1.3 Validation des simulations numériques

Les simulations numériques URANS et LES réalisées pour les points de fonctionnement off-cam sont également validées par comparaison avec les mesures expérimentales dans l'aspirateur. Les profils d'entrée obtenus avec la vitesse de rotation réelle n de la turbine dans le calcul RANS de directrice-roue sont utilisés.

Les profils de vitesses obtenus dans l'aspirateur par calcul URANS et LES pour le point OP1 sont comparés aux mesures expérimentales sur la figure 6.3. La torche hélicoïdale est caractérisée par une large région centrale de faible vitesse axiale associée à une augmentation de la vitesse tangentielle à partir du centre de l'aspirateur. La taille de cette région augmente le long de l'aspirateur jusqu'à occuper la quasi-totalité de la section de la trompette en station C. Ceci est en accord avec l'augmentation du rayon de la torche dans l'aspirateur observée sur la figure 6.2a et avec les observations de Jonsson et al [51]. Tout comme pour le point OP2, la région

centrale de faible vitesse axiale est mieux prédite par LES que par calcul URANS. Le calcul URANS sous-estime la vitesse axiale au centre de l'aspirateur la rendant négative, signalant une recirculation de l'écoulement non-mesurée expérimentalement. Ceci a également été observé par Foroutan et Yavuzkurt [35] dans un aspirateur axisymétrique à charge partielle. Ils ont montré que les méthodes RANS utilisant des modèles de turbulence linéaires à deux équations sous-estiment l'énergie cinétique turbulente et ainsi la vitesse axiale dans la torche de charge partielle car ils ne permettent pas de prédire correctement le fort cisaillement dans cette torche. Notons également que malgré l'erreur apparente sur la vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur pour ce point, la prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur est correcte sans devoir ajuster les profils d'entrée comme pour le cas OP2. La vitesse tangentielle est plutôt surestimée par calcul au centre de l'aspirateur dans les stations A et B. Ceci est certainement dû au fait que ce point de fonctionnement présente de fortes instabilités et notamment une torche bien établie. La prédiction de l'écoulement en aval de la condition d'entrée est donc moins sensible à de légères variations de la condition d'entrée qu'au meilleur point de fonctionnement OP2.

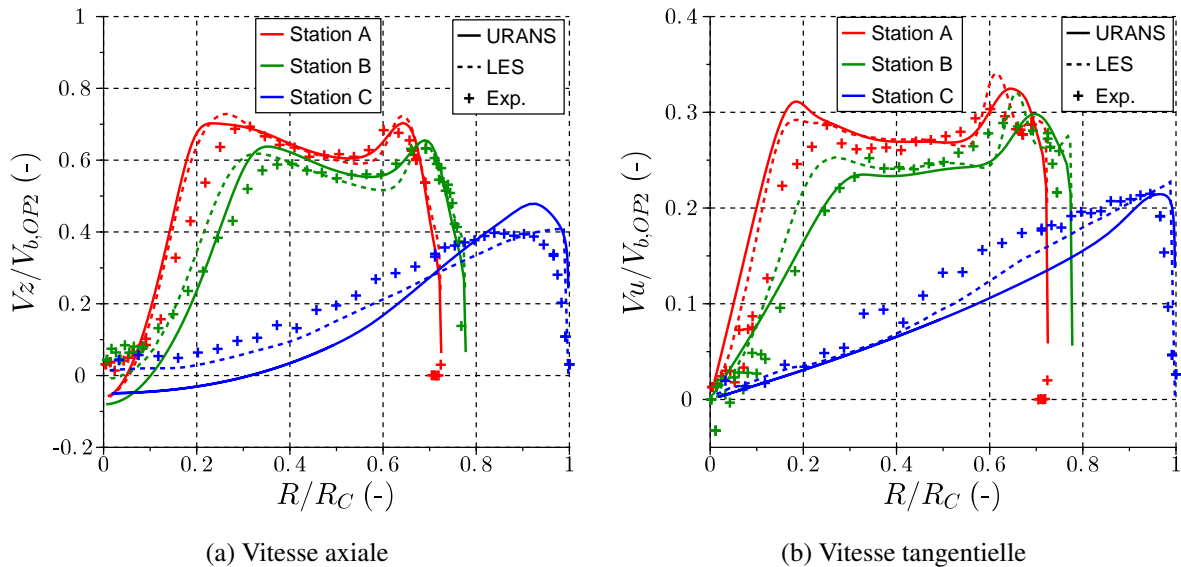


FIGURE 6.3 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP1

La figure 6.4 présente la comparaison des profils de vitesses obtenus dans l'aspirateur par calculs URANS et LES pour le point OP3 avec les mesures expérimentales dans les trois stations de mesures de l'aspirateur. La torche contra-rotative pour ce point de fonctionnement est caractérisée dans les stations A et B par une augmentation de la vitesse axiale de la paroi ($R/R_C = 1$) vers le centre de l'aspirateur ($R/R_C = 0$) associée à une inversion du signe de la vitesse tangentielle qui atteint un minimum proche du centre de l'aspirateur, en accord avec les observations de Jonsson et al [51]. La prédiction des profils de vitesses en stations A et B diffère au centre de l'aspirateur en URANS et LES. En particulier, la vitesse axiale dans la région centrale de l'aspirateur ($R/R_C < 0.2$) est difficilement prédite par URANS et LES. Le calcul LES présente des oscillations de vitesse axiale dans cette région qui sont certainement liées aux tourbillons de jeux au moyeu, comme observé pour le point OP2 (voir section 5.2.2). La vitesse axiale au

centre de l'aspirateur est surestimée par LES en stations A et B tandis qu'elle est sous-estimée par calcul URANS en station B. En station C, la vitesse axiale en proche paroi est fortement sous-estimée par calcul URANS à cause de la nature dissipative de cette approche, comme cela a déjà été observé pour le point OP2. D'autre part, le minimum de vitesse tangentielle au centre de l'aspirateur est sous-estimé par LES dans les trois stations de mesure. La nature plus dissipative du calcul URANS conduit à un niveau de vitesse tangentielle en station C plus proche de la mesure expérimentale qu'en LES. On peut noter qu'il existe un écart systématique entre les profils de vitesse tangentielle numériques et expérimentaux dans les stations A et B, similairement au cas OP2, bien que moindre. Ceci est certainement dû à une erreur sur la prédiction des profils d'entrée bien que la figure 6.1 ne présente pas d'erreur notable sur la vitesse tangentielle pour ce point.

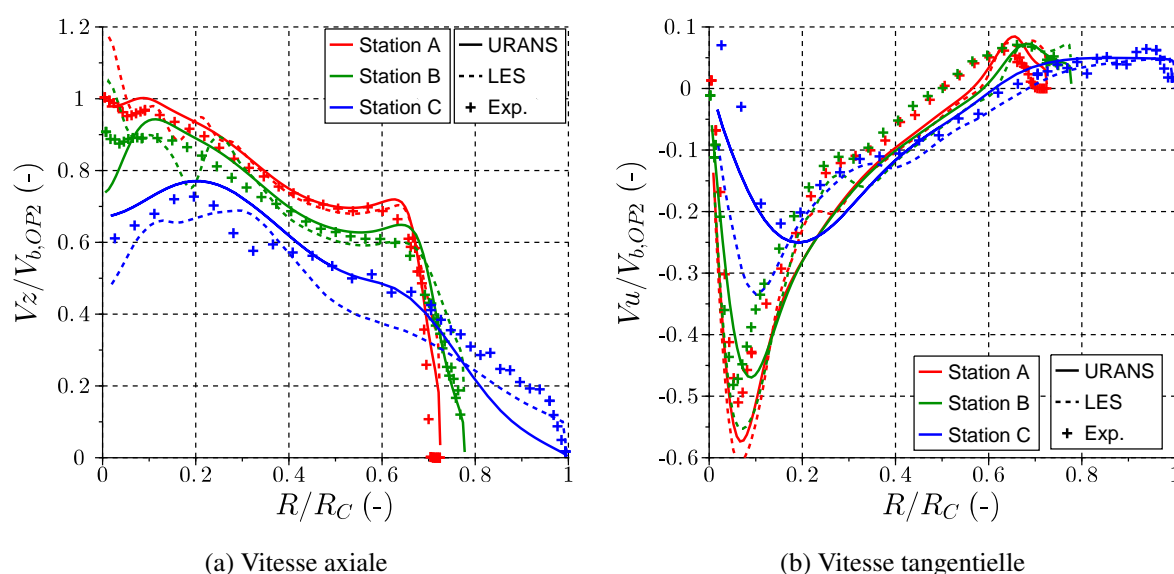


FIGURE 6.4 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP3

La prédiction des pertes CEI entre l'entrée et le plan CEI par calculs URANS et LES pour les trois points de fonctionnement sur l'hélice partielle est évaluée sur la figure 6.5. Les résultats pour le point OP2 sont ceux obtenus pour l'entrée correspondante à $n + 2\%$ et ont déjà été discutés à la section 5.4.4. Nous pouvons tout d'abord noter que l'évolution des pertes CEI avec le débit est bien reproduite par les calculs URANS et LES : les pertes CEI les plus faibles sont obtenues pour OP2 tandis que les plus importantes sont trouvées à fort débit (OP3). Pour les trois points de fonctionnement, les pertes CEI sont sous-prédites par calcul, notamment en LES. Sur la décomposition des pertes sur la figure 6.5b, on peut remarquer que pour chaque point de fonctionnement, les calculs URANS et LES prédisent la même valeur de ΔH_{dyn} qui est sous-estimée par rapport à la mesure expérimentale. Ceci a déjà été expliqué à la section 4.4.1 et est dû aux écarts entre la vitesse axiale mesurée par sonde Pitot (qui sert au calcul de la perte CEI) et prédite par calcul RANS de directrice-roue. Les calculs URANS pour les trois points de fonctionnement donnent des valeurs de récupération de pression dans l'aspirateur $-\Delta H_{stat}$ proches des mesures expérimentales alors qu'elles sont surestimées en LES. Ceci est en contradiction avec l'analyse

de la prédiction des profils de vitesses qui montre que l'écoulement est moins bien reproduit en URANS qu'en LES. En particulier pour le point OP1, le calcul URANS prédit une zone centrale de recirculation qui conduit certainement à de fortes pertes de charge, limitant ainsi la récupération de pression, mais qui n'est pas en accord avec les mesures expérimentales. De même, pour le point OP3, une dissipation importante est observée sur les profils de vitesses en station C qui crée artificiellement des pertes de charge et conduit donc à une faible récupération de pression. En LES, la récupération de pression est surestimée pour les trois points de fonctionnement. Cette surestimation associée à la sous-estimation de ΔH_{dyn} conduit à une forte sous-estimation des pertes CEI.

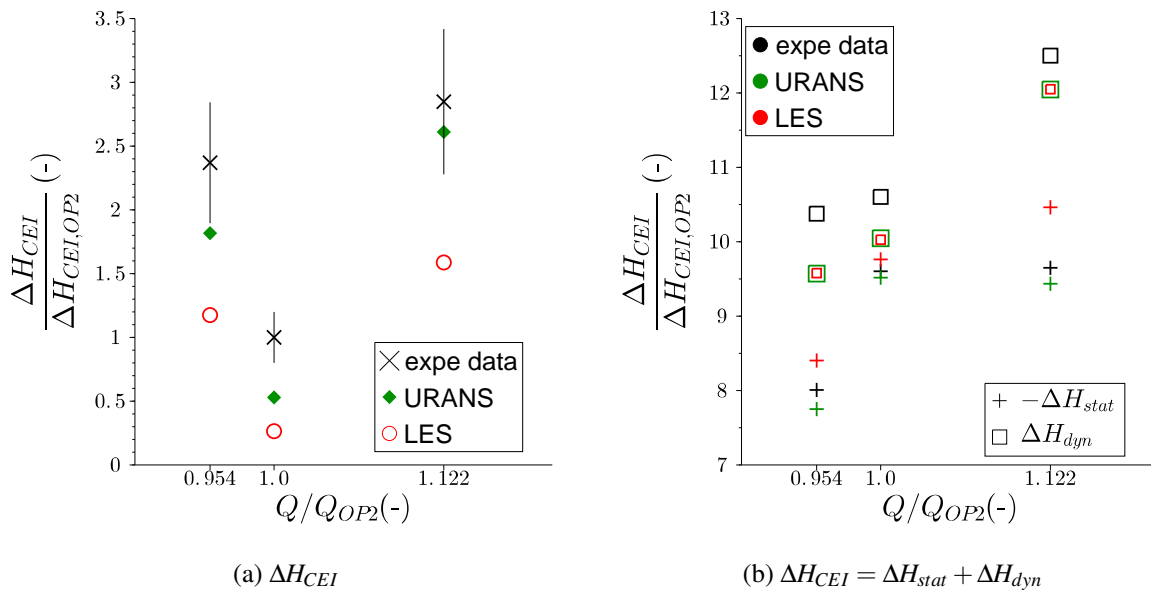


FIGURE 6.5 – Comparaison des pertes CEI entre l'entrée et le plan CEI, et de leur décomposition en la différence de pression statique et dynamique, prédites par calcul URANS et LES avec les mesures expérimentales pour les trois points de fonctionnement sur l'hélice partielle : OP1, OP2 et OP3

La figure 6.6 présente la même comparaison pour les pertes CEI entre la station A et le plan CEI. Les pertes CEI sont toujours sous-estimées par calcul LES. Au contraire, les pertes par calcul URANS sont cette fois-ci surestimées, ce qui signifie qu'elles sont sous-estimées entre l'entrée et la station A, certainement à cause de l'erreur sur l'énergie cinétique d'entrée. Ainsi, la prédiction URANS de la perte CEI entre la section d'entrée et le plan CEI est bonne mais sa répartition le long de l'aspirateur est incorrecte. Les profils de vitesses en station A prédits par calcul URANS et LES étant très proches pour les trois points de fonctionnement, les contributions ΔH_{dyn} sont très proches par calcul URANS et LES et proches des mesures expérimentales. Les différences se font sur la récupération de pression statique $-\Delta H_{stat}$ qui est toujours surestimée en LES. Ceci souligne un manque de dissipation d'énergie dans l'aspirateur par LES qui a déjà été observé pour le point OP2 (voir section 5.5).

Cette étape de validation montre des tendances de prédiction par calcul URANS et LES très similaires à ce qui a déjà été observé pour le point de fonctionnement OP2 aux chapitres

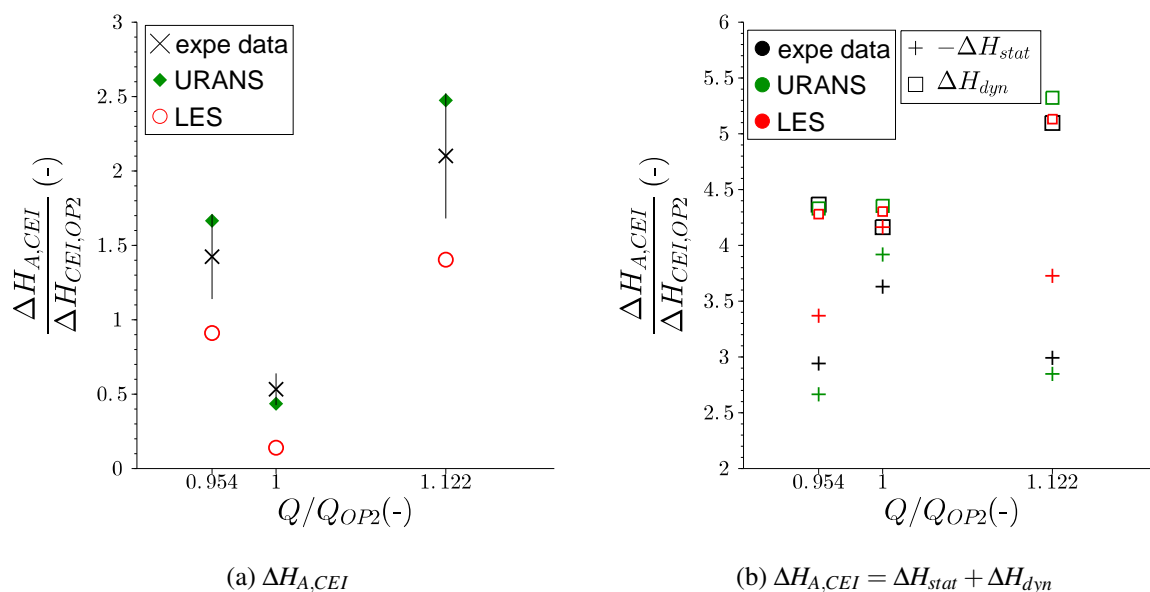


FIGURE 6.6 – Comparaison des pertes CEI entre la station A et le plan CEI, et de leur décomposition en la différence de pression statique et dynamique, prédites par calcul URANS et LES avec les mesures expérimentales pour les trois points de fonctionnement sur l'hélice partielle : OP1, OP2 et OP3

précédents. Ainsi la LES tend à mieux prédire les profils de vitesses dans l'aspirateur mais à sous-estimer les pertes CEI. L'analyse physique des pertes de charge présentée au chapitre précédent est utilisée ici pour comprendre cette prédiction des pertes mais surtout pour appréhender l'évolution des pertes de charge sur une hélice partielle.

6.1.4 Analyse physique des pertes de charge

L'analyse des pertes de charge dans l'aspirateur présentée à la section 5.5 pour le point OP2 est appliquée ici à l'étude des pertes de charge sur l'hélice partielle. Tel qu'expliqué à la section 5.5, cette analyse fait intervenir les pertes de charge réelles dans l'aspirateur qui peuvent être différentes des pertes CEI et qui sont représentées sur la figure 6.7. Comme déjà observé et expliqué à la section 5.5.1, l'écart entre les pertes prédites en URANS et LES est plus faible lorsqu'on considère les pertes réelles que lorsqu'on considère les pertes CEI. Il est important de noter qu'avec cette définition des pertes de charge, les pertes les plus importantes sont trouvées pour le point OP1 alors que les pertes CEI expérimentales et numériques sont les plus importantes pour OP3 (voir figure 6.5). La définition de la perte CEI ne semble donc pas permettre de reproduire l'évolution réelle des pertes de charge sur une hélice partielle.

La figure 6.8 présente les évolutions de pertes de charge dans l'aspirateur prédites par calcul URANS et LES pour les trois points de fonctionnement sur l'hélice partielle. Les calculs URANS et LES prédisent les mêmes tendances pour l'évolution des pertes entre les différents points de fonctionnement. Cependant, les calculs URANS prédisent une augmentation presque linéaire des pertes dans l'aspirateur alors que dans le calcul LES l'évolution des pertes est plus faible dans la seconde partie de l'aspirateur. Ceci a déjà été discuté à la section 5.5.4 et est dû

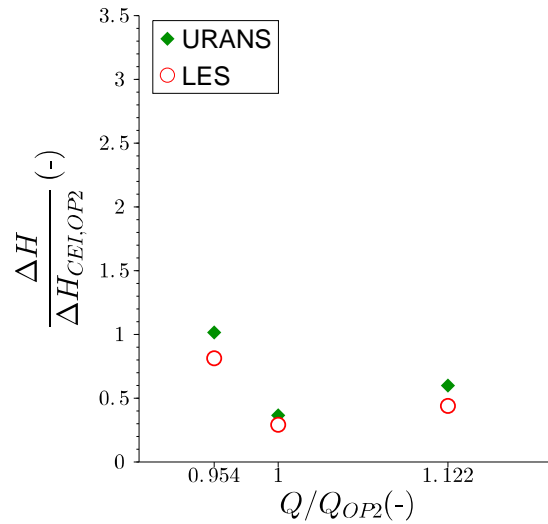


FIGURE 6.7 – Pertes de charge réelles entre l’entrée et le plan CEI dans l’aspirateur prédites par calcul URANS et LES pour les points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3

à la nature trop dissipative de la méthode URANS. Les pertes sont les plus faibles pour le point de meilleur rendement OP2 et les plus importantes pour le point OP1, à faible débit. Pour OP2, les pertes de charge augmentent de l’entrée d’aspirateur jusqu’à environ la mi-longueur de l’aspirateur, où elles stagnent. Pour les points off-cam OP1 et OP3, les pertes de charge augmentent tout le long de l’aspirateur mais l’augmentation la plus importante est également dans le cône de l’aspirateur, en particulier pour OP1.

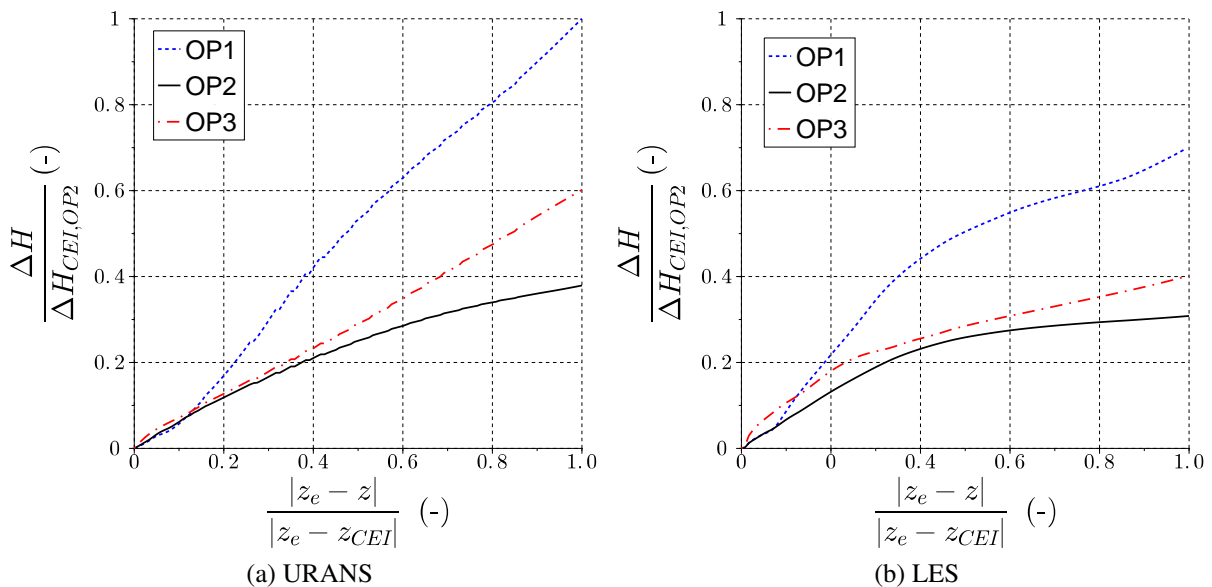


FIGURE 6.8 – Évolution des pertes de charge dans l’aspirateur pour les trois points sur l’hélice partielle en URANS (a) et LES (b)

La décomposition des pertes dans les régions centrale et de proche paroi, telle qu’expliquée

à la section 5.5.4, est présentée sur les figures 6.9 et 6.10 pour les calculs URANS et LES respectivement. Les pertes de charge dans l'aspirateur sont principalement dues à la production turbulente résolue P_R en LES et modélisée P_M en URANS (voir section 5.5). D'après l'équation 5.5, la perte de charge dépend de la production turbulente divisée par gQ , où g est l'accélération de la pesanteur et Q est le débit dans l'aspirateur. Les trois points de fonctionnement correspondant à des débits différents, l'analyse locale des pertes de charge nécessite de comparer les termes $P_R/(gQ)$ en LES et $P_M/(gQ)$ en URANS. Les distributions de ces termes sont comparées sur les figures 6.12 et 6.11. Les pertes de charge sont dues à la production turbulente dans la région de proche paroi et induite par la torche au centre de l'aspirateur pour les trois points de fonctionnement. En particulier pour OP1, la torche hélicoïdale observée sur la figure 6.2a est responsable d'une large partie des pertes de charge, ce qui est confirmé par les figures 6.9 et 6.10. C'est donc la formation de cette torche qui est responsable de l'augmentation des pertes lors de la diminution du débit de OP2 à OP1. Au contraire, de OP2 à OP3, les pertes augmentent à la fois dans la région centrale et dans la région de proche paroi. Ces pertes sont concentrées dans le cône de l'aspirateur pour OP2, notamment celles en proche paroi, alors qu'elles persistent le long de l'aspirateur complet pour OP3. De plus, pour les points OP2 et OP3, les pertes sont plus importantes dans la région de proche paroi que dans la région centrale. Le contraire est observé pour le point OP1 pour lequel les pertes de proche paroi sont d'ailleurs les plus faibles parmi les trois points sur presque la totalité de la longueur de l'aspirateur, d'après les figures 6.9b et 6.10b. Ces pertes augmentent à la fin de l'aspirateur à cause de l'élargissement de la torche jusqu'à la région de proche paroi. Les pertes globales dans la région de proche paroi sont donc finalement plus importantes à OP1 qu'à OP2. Ceci souligne la nécessité d'analyser finement l'évolution des pertes afin de ne pas mal interpréter une valeur globale de perte.

La comparaison des figures 6.9 et 6.10 montre, comme souligné précédemment, que la prédiction de pertes plus importantes en URANS qu'en LES est principalement due à une plus forte dissipation d'énergie cinétique moyenne dans la région de proche paroi en URANS qu'en LES pour les trois points de fonctionnement. Ceci a déjà été discuté pour le point de fonctionnement OP2 à la section 5.5.

L'évolution des pertes de charge le long d'une hélice partielle a été mise en évidence dans cette section. Selon la variation de débit et les phénomènes hydrodynamiques qui en découlent, l'évolution des pertes de charge n'a pas la même origine. Ainsi, l'augmentation des pertes lors de la diminution du débit est principalement due à la formation de la torche hélicoïdale. Au contraire, lors de l'augmentation de débit, la perte de charge augmente à la fois dans la torche et en proche paroi. Au point on-cam de l'hélice partielle, les pertes de charge dans l'aspirateur sont donc minimisées à la fois dans la région centrale et dans la région de proche paroi de l'écoulement le long de l'aspirateur complet.

Concernant la prédiction numérique de la perte CEI, l'approche URANS conduit à une prédiction plus correcte des pertes CEI pour les trois points de fonctionnement que la LES. Ceci se révèle cependant fortuit car nous avons montré que les calculs URANS sous-estiment les pertes de charge entre l'entrée et la station A et les surestiment plus en aval dans l'aspirateur. La LES met par contre en évidence un plafonnement des pertes de charge vers l'aval. Des mesures expérimentales plus précises sont indispensables pour analyser plus finement ces pertes de charge.

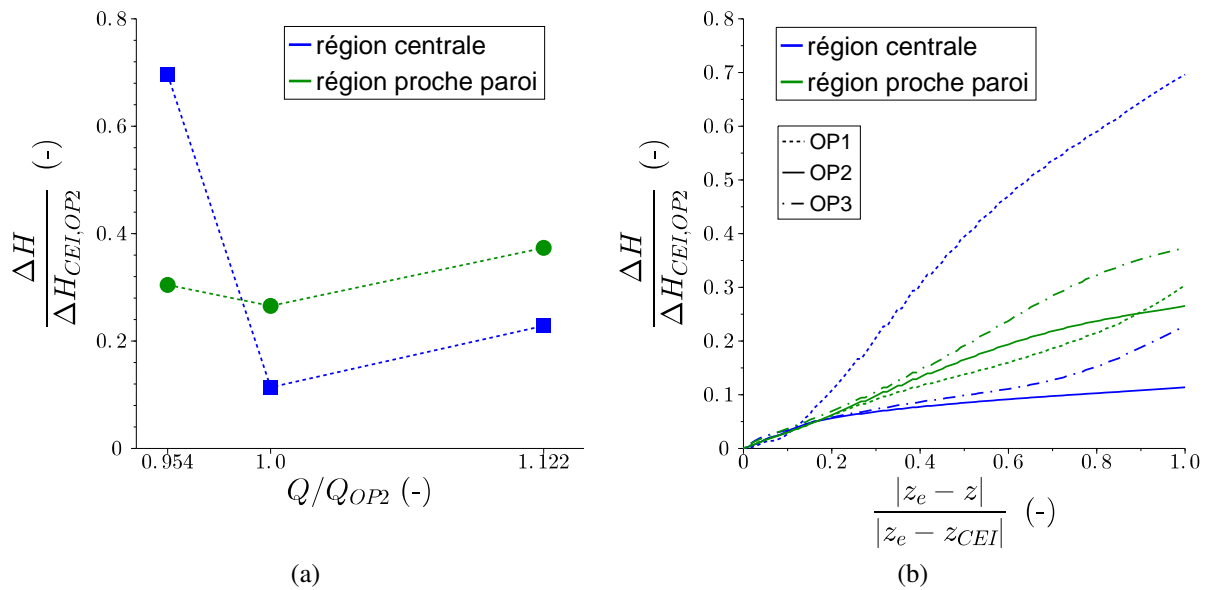


FIGURE 6.9 – Évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour les trois points sur l'hélice partielle en URANS; (a) pertes globales et (b) évolution des pertes le long de l'aspirateur

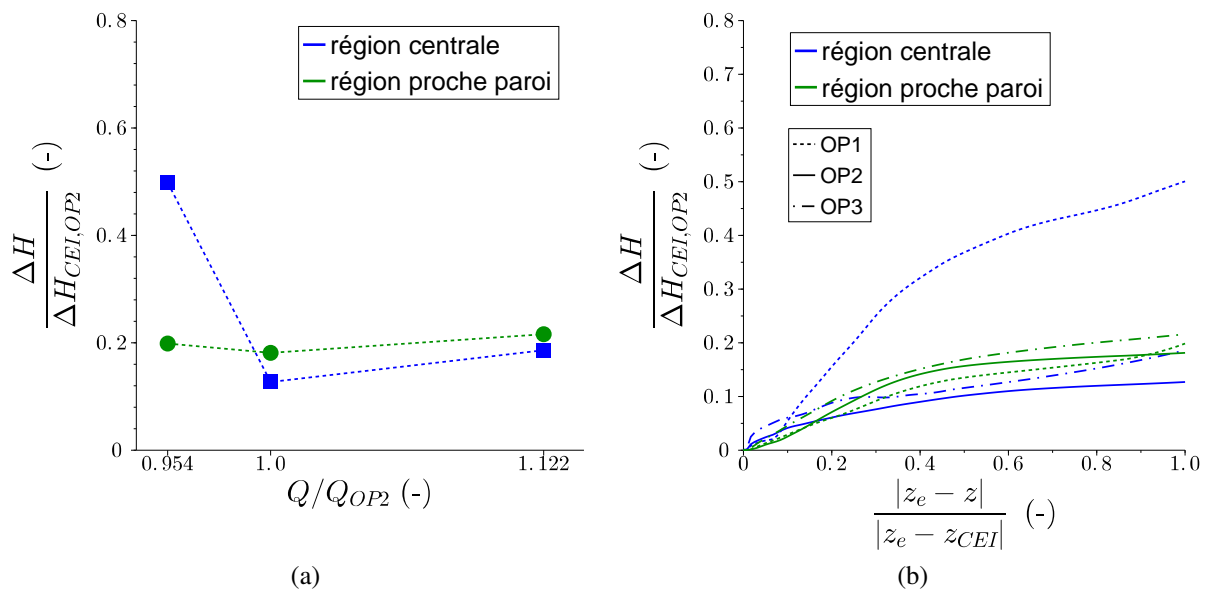


FIGURE 6.10 – Évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour les trois points sur l'hélice partielle en LES; (a) pertes globales et (b) évolution des pertes le long de l'aspirateur

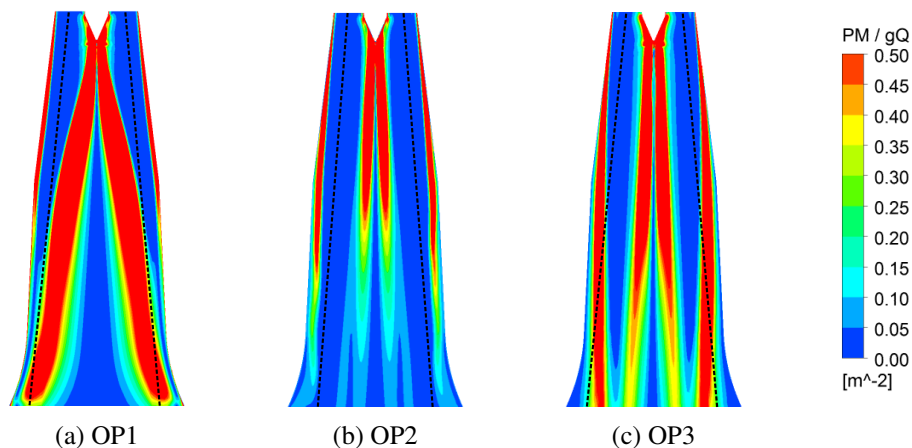


FIGURE 6.11 – Distribution de $P_M/(gQ)$ prédit par calcul URANS pour les trois points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3 sur le plan médian xz dans l'aspirateur; l'échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente

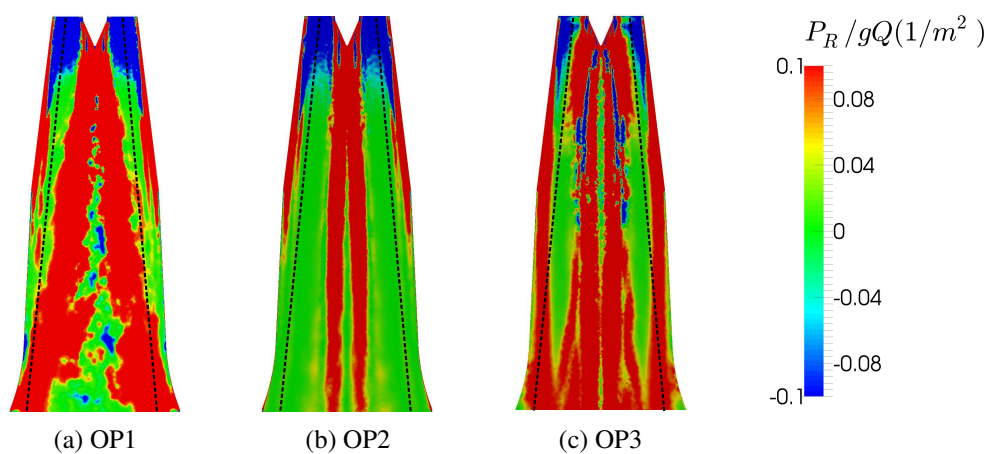


FIGURE 6.12 – Distribution de $P_R/(gQ)$ prédit par LES pour les trois points de fonctionnement OP1, OP2 et OP3 sur le plan médian xz dans l'aspirateur; l'échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente

6.2 Comparaison des points On-cam : étude d'une prise de charge

Nous avons étudié le point on-cam de meilleur rendement de la turbine ainsi que deux points off-cam l'entourant, ce qui nous a permis de mieux comprendre les pertes pour ce point on-cam. Nous étudions maintenant un autre point on-cam de la turbine afin de comprendre le mécanisme d'une prise de charge. Nous considérons donc le point OP4 (voir tableau 3.1) que nous comparons au point OP2. Outre le débit plus important au point OP4, l'angle de pale est également différent. Le rendement pour ce point on-cam à forte charge est plus faible que pour le point OP2 mais plus important que pour les points off-cam.

Les résultats présentés dans cette section ont été exposés à la conférence IAHR 2016 [121].

6.2.1 Profils de vitesses en entrée d'aspirateur

Les profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour les points OP2 et OP4 sont présentés sur la figure 6.13. La vitesse axiale pour le point OP4 est plus importante qu'au point OP2, puisque le débit est plus important à OP4. Les points OP2 et OP4 présentent une valeur moyenne de vitesse tangentielle similaire en entrée d'aspirateur mais l'écart-type est plus important pour le point OP4 qui présente un gradient de vitesse tangentielle du moyeu ($R/R_2 = 0.28$) vers la ceinture ($R/R_2 = 1$) plus important qu'à OP2. Ainsi, la vitesse tangentielle à OP4 devient négative proche du moyeu amorçant une torche contra-rotative dans l'aspirateur. De même, le point OP4 présente un gradient de vitesse radiale du moyeu vers la ceinture plus important qu'à OP2. Cette différence sur la vitesse radiale est certainement liée à la différence sur l'angle de pale entre les points OP2 et OP4. En effet, les points OP1, OP2 et OP3 qui possèdent le même angle de pale présentent le même profil de vitesse radiale en entrée d'aspirateur.

Les profils de vitesses numériques présentés sur la figure 6.13 sont issus de calculs RANS de directrice-roue pour le débit et la vitesse de rotation n mesurés expérimentalement. Le cas OP2 à $n + 2\%$ est présenté pour V_u à titre indicatif. La vitesse axiale pour le point OP4 présente un écart entre le calcul RANS et la mesure expérimentale. Le débit calculé à partir du profil expérimental de vitesse axiale pour OP4 sur-estime de 2.9% le débit mesuré expérimentalement signalant des erreurs de mesure sur ce profil expérimental. Tout comme pour le point OP2, on observe un écart entre calcul et expérience pour les composantes tangentielle et radiale de la vitesse au point OP4. La vitesse tangentielle pour OP4 est sous-estimée de 11% par calcul RANS, notamment dans la région centrale de la surface d'entrée (R/R_2 entre 0.4 et 0.85). On peut noter que le calcul RANS prédit une évolution similaire de vitesse radiale entre les points OP2 et OP4 que celle donnée par les mesures mais avec un décalage sur les valeurs.

6.2.2 Topologie de l'écoulement

Les topologies d'écoulements présentées sur la figure 6.14 sont sensiblement différentes pour les deux points on-cam considérés. Nous pouvons encore une fois remarquer que le calcul LES permet de prédire plus de structures tourbillonnaires que le calcul URANS, conduisant ainsi à une meilleure compréhension de la physique des structures tourbillonnaires dans l'aspirateur. Les tourbillons de jeux de bouts de pales et de moyeu sont propagés dans l'aspirateur mais les

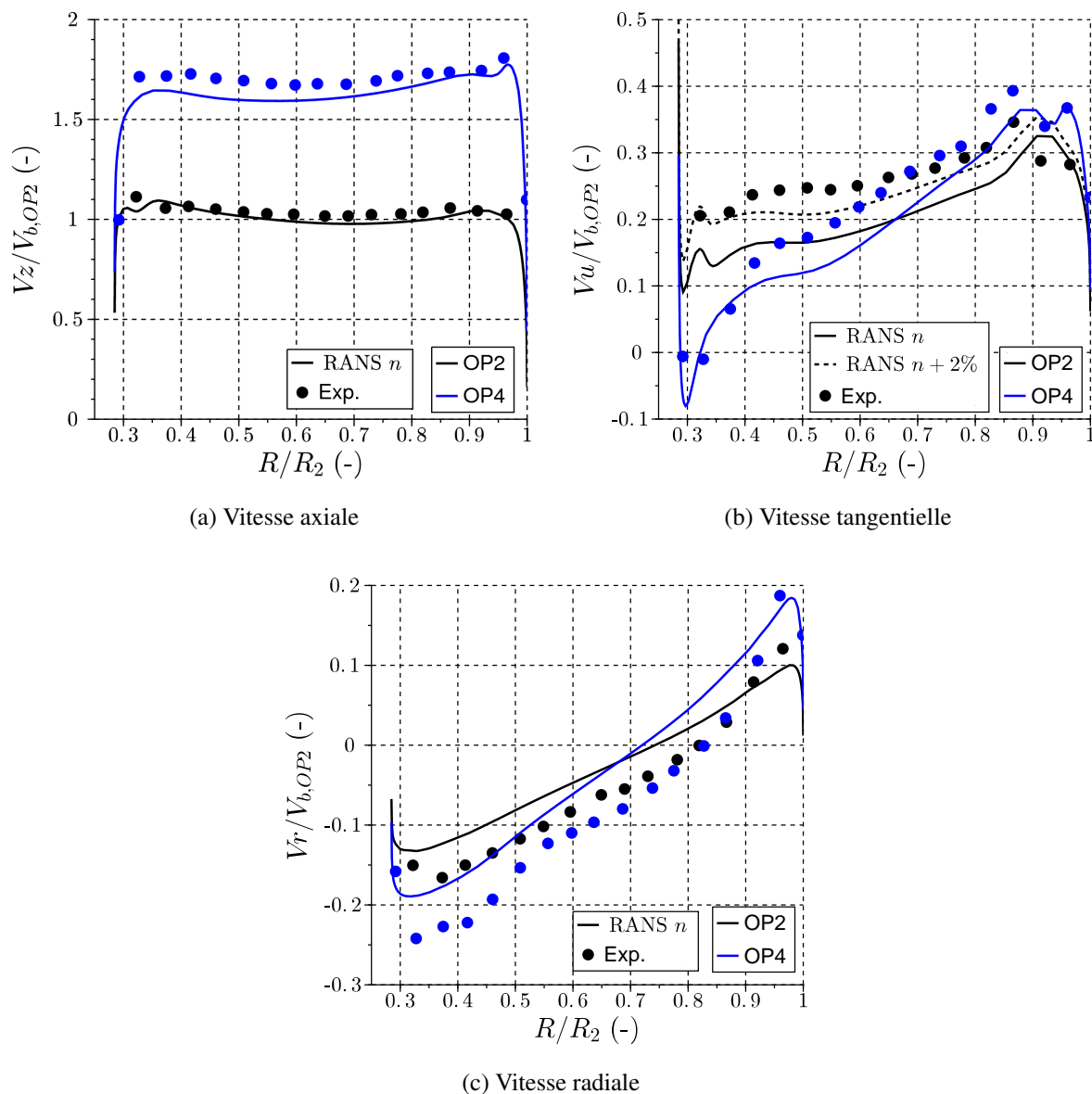


FIGURE 6.13 – Profils de vitesses en entrée d'aspirateur pour une prise de charge : point OP2 et OP4; les lignes correspondent aux résultats de calcul RANS de directrice-roue et les points aux mesures expérimentales par sonde Pitot

tourbillons de bouts de pales sont dissipés plus rapidement au point OP4. Le point OP4 présente une torche centrale contra-rotative relativement à la rotation de la roue et composée de structures tourbillonnaires de tailles plus petites qu'au point OP2. Nous pouvons remarquer que la topologie de cette torche contra-rotative est bien différente de celle obtenue pour le point off-cam OP3 (figure 6.2c).

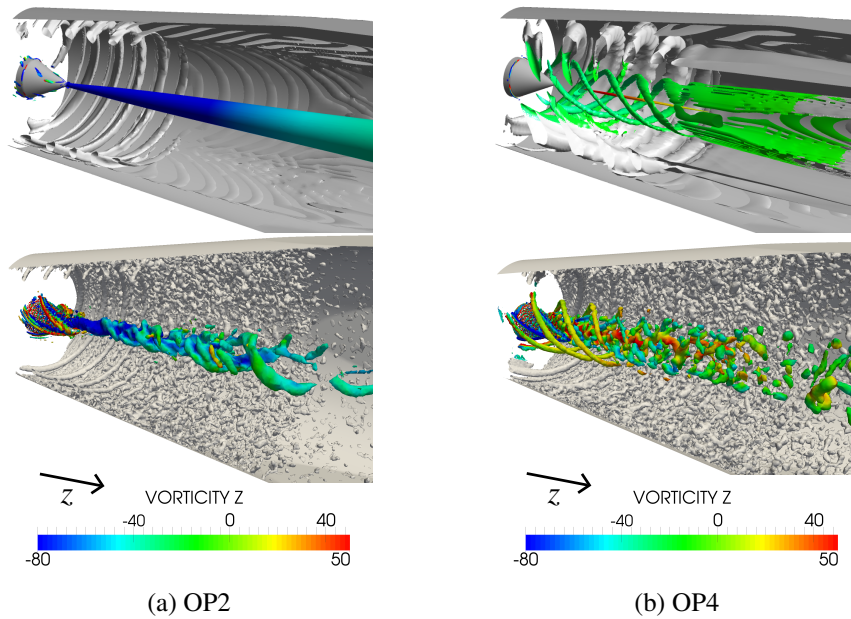


FIGURE 6.14 – Structures tourbillonnaires prédites dans l’aspirateur par calcul URANS (haut) et LES (bas) pour les points de fonctionnement OP2 et OP4 visualisées par une iso-surface de critère Q ; les structures en proche paroi sont grisées pour permettre une meilleure visualisation de la torche centrale colorée par la vorticité selon l’axe z

6.2.3 Validation des simulations numériques

Pour le calcul au point de fonctionnement OP4, les profils d’entrée issus du calcul RANS de directrice-roue à la vitesse de rotation n sont utilisés. Les profils obtenus dans l’aspirateur sont comparés aux mesures expérimentales LDV sur la figure 6.15. Tout comme pour le point OP2, le point OP4 présente une région de faible vitesse axiale au centre de l’aspirateur mais qui est cette fois-ci associée à des valeurs négatives de vitesse tangentielle. Cela correspond à la torche centrale contra-rotative observée sur la figure 6.14b et pour laquelle les profils de vitesses en stations A et B sont bien reproduits par calcul LES. Le calcul URANS tend quant à lui à prédire une vitesse axiale trop faible au centre de l’aspirateur associée à une surestimation de la vitesse tangentielle. Tout comme pour le point OP2, la prédiction des profils de vitesses doit être améliorée dans la station C.

Les pertes CEI prédites par calcul URANS et LES sont comparées aux mesures expérimentales sur la figure 6.16 entre la station A et le plan CEI pour s’affranchir de l’erreur liée aux profils d’entrée (voir section 4.3.5). Les pertes pour les points off-cam OP1 et OP3 sont également représentées à titre de comparaison. Ainsi, la prédiction numérique de l’augmentation de la perte CEI du point OP2 au point OP4 est plus difficile que sur une hélice partielle en URANS et LES. La décomposition des pertes sur la figure 6.16b montre que la sous-estimation de la perte CEI au point OP4 est encore une fois due à une surestimation de la récupération de pression $-\Delta H_{stat}$, particulièrement en LES. Les profils de vitesses prédits par calcul URANS montrent une forte dissipation au centre de l’aspirateur où la vitesse axiale est sous-estimée et la vitesse tangentielle est surestimée par rapport aux mesures expérimentales. Tout comme pour le point OP2, cette dissipation conduit à une plus faible récupération de pression $-\Delta H_{stat}$ qu’en LES. La

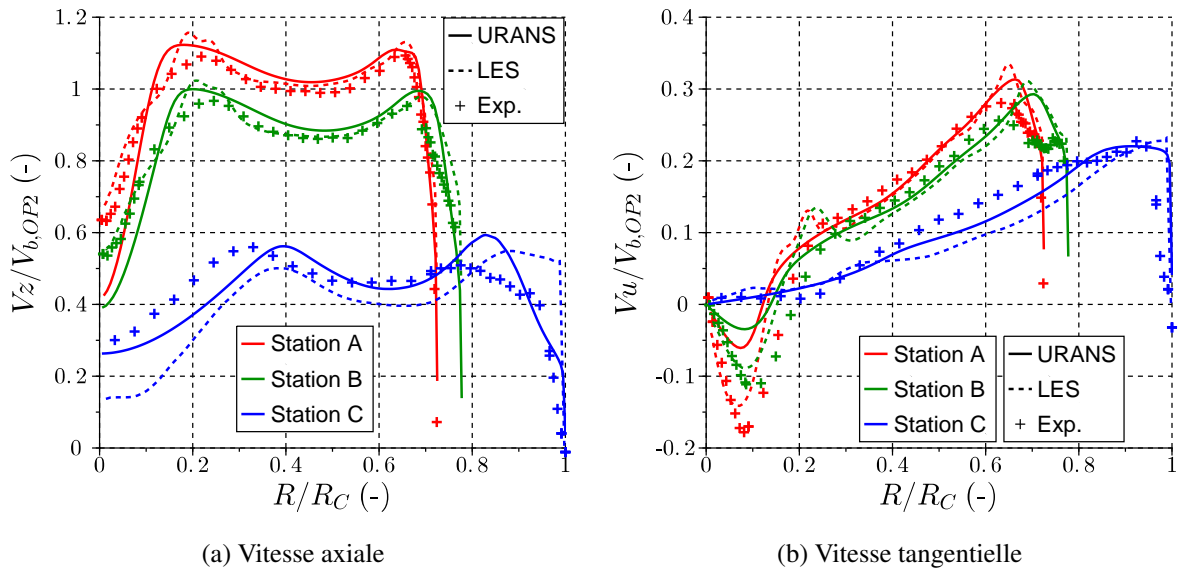


FIGURE 6.15 – Comparaison des profils de vitesses axiale (a) et tangentielle (b) (sans dimension) prédits par calcul URANS (trait plein) et LES (trait pointillé) avec les mesures expérimentales LDV (symboles) dans les trois stations de l'aspirateur pour le point de fonctionnement OP4

meilleure prédiction apparente de la perte CEI par calcul URANS pour le point OP4 et encore une fois due à la nature dissipative de cette méthode et non à une prédiction correcte de l'écoulement dans l'aspirateur.

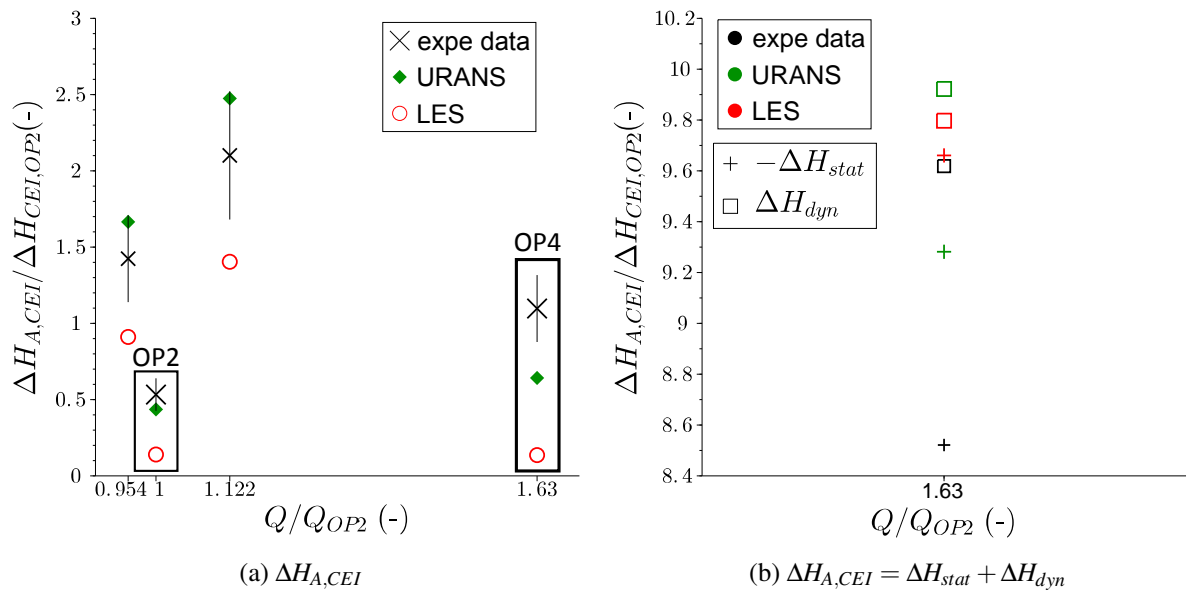


FIGURE 6.16 – (a) Comparaison des pertes CEI entre la station A et le plan CEI pour OP2 et OP4 (les pertes pour les points OP1 et OP3 sont représentées à titre de comparaison) et (b) décomposition en la différence de pression statique et dynamique pour le point OP4

6.2.4 Analyse physique des pertes de charge

L'analyse physique des pertes de charge à partir du bilan d'énergie cinétique moyenne dans l'aspirateur est utilisée ici pour comparer les pertes de charge pour les deux points on-cam OP2 et OP4. Nous pouvons noter sur la figure 6.17 que les pertes de charge réelles prédites par calcul numérique ne montrent pas non plus d'augmentation notable des pertes entre les points OP2 et OP4. L'écart de prédiction de la perte CEI entre les calculs URANS et LES est plus important que l'écart de prédiction de la perte réelle pour les deux points on-cam. Ceci a déjà été expliqué pour le point OP2 à la section 5.5.1. Nous pouvons également l'expliquer pour le point OP4 par comparaison des décompositions des pertes CEI et réelles en différences de charges statiques et dynamiques sur les figures 6.16b et 6.17b. En effet, les contributions de la charge dynamique ΔH_{dyn} dans la perte CEI sur la figure 6.16b sont proches en URANS et LES puisque les profils de vitesses prédits par les deux approches sont proches en station A et que la définition de ΔH_{dyn} selon la norme CEI (équation (4.3)) ne prend pas en compte les différences de prédiction dans le plan CEI. L'écart de prédiction de la perte CEI entre le calcul URANS et la LES est alors principalement dû à l'écart sur la prédiction de $-\Delta H_{stat}$. Lorsque l'on considère la définition réelle de la perte sur la figure 6.17b, les écarts sur la prédiction de ΔH_{dyn} entre le calcul URANS et la LES sont en partie compensés par les écarts sur la prédiction de $-\Delta H_{stat}$. Par conséquent, les pertes réelles prédites par calculs URANS et LES sont proches.

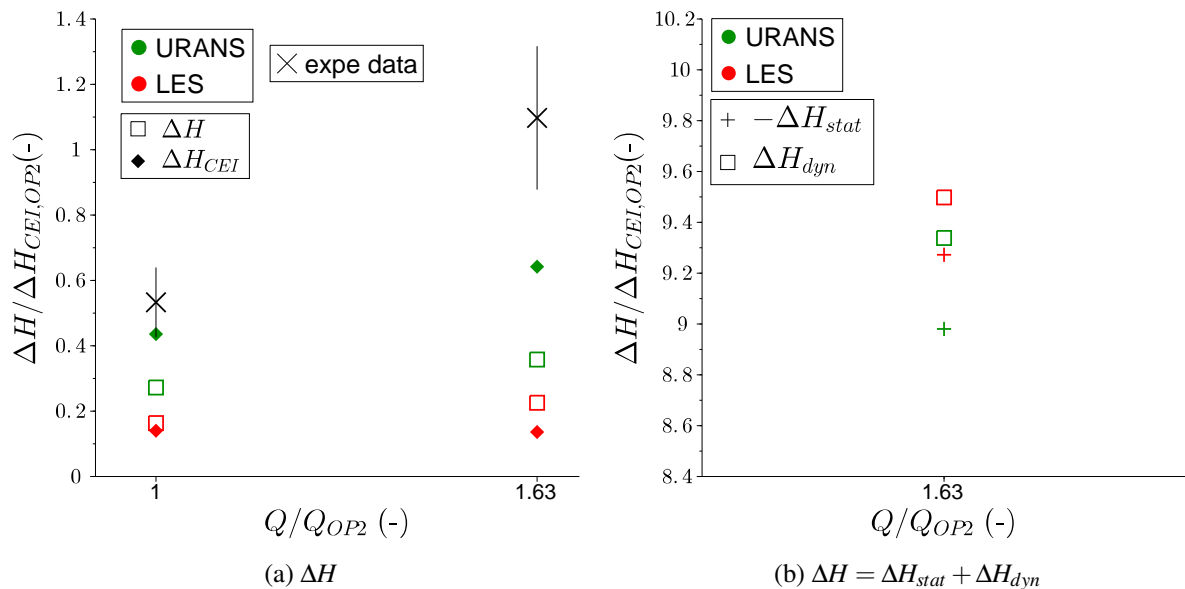


FIGURE 6.17 – (a) Comparaison des pertes de charge réelles ΔH et CEI ΔH_{CEI} entre la station A et le plan CEI dans l'aspirateur prédites par calculs URANS et LES pour les points de fonctionnement OP2 et OP4 et (b) décomposition des pertes réelles en la différence de pression statique et dynamique pour le point OP4

Les évolutions des pertes de charge le long de l'aspirateur prédites par calcul URANS et LES sont présentées sur les figures 6.18 et 6.19. Nous pouvons constater que l'augmentation des pertes entre les points OP2 et OP4 est due principalement à une augmentation des pertes dans la région de proche paroi. Le calcul URANS prédit des pertes dans la région centrale de l'aspirateur légèrement plus importantes pour le point OP2 qui sont dues à une augmentation plus rapide des

perdes dès l'entrée de l'aspirateur pour ce point. Cependant, les profils de vitesses étant mal prédits dans la région centrale de l'aspirateur par calcul URANS, cette prédiction n'est pas correcte. En LES (figure 6.19b), ces pertes centrales sont plus faibles à OP4 à mi-longueur de l'aspirateur puis augmentent à nouveau à la fin de l'aspirateur pour devenir plus importantes que les pertes centrales à OP2. Ces résultats sont en accord avec les distributions de $P_M/(gQ)$ en URANS et $P_R/(gQ)$ en LES présentées sur les figures 6.20 et 6.21. Tout comme déjà observé pour le point OP2 à la section 5.5.3, le calcul URANS est plus dissipatif en proche paroi que le calcul LES, notamment pour le point OP4. Tout comme pour le point OP2, la mauvaise prédiction en LES des gradients de vitesse axiale en proche paroi de la station C (R/R_C entre 0.8 et 1) sur la figure 6.15 peut être liée à une sous-estimation de la production turbulente en proche paroi de la trompette. L'augmentation de pertes entre les points OP2 et OP4 étant principalement due aux pertes en proche paroi, cette sous-estimation de P_R en proche paroi peut expliquer la difficulté de la LES à reproduire cette augmentation des pertes.

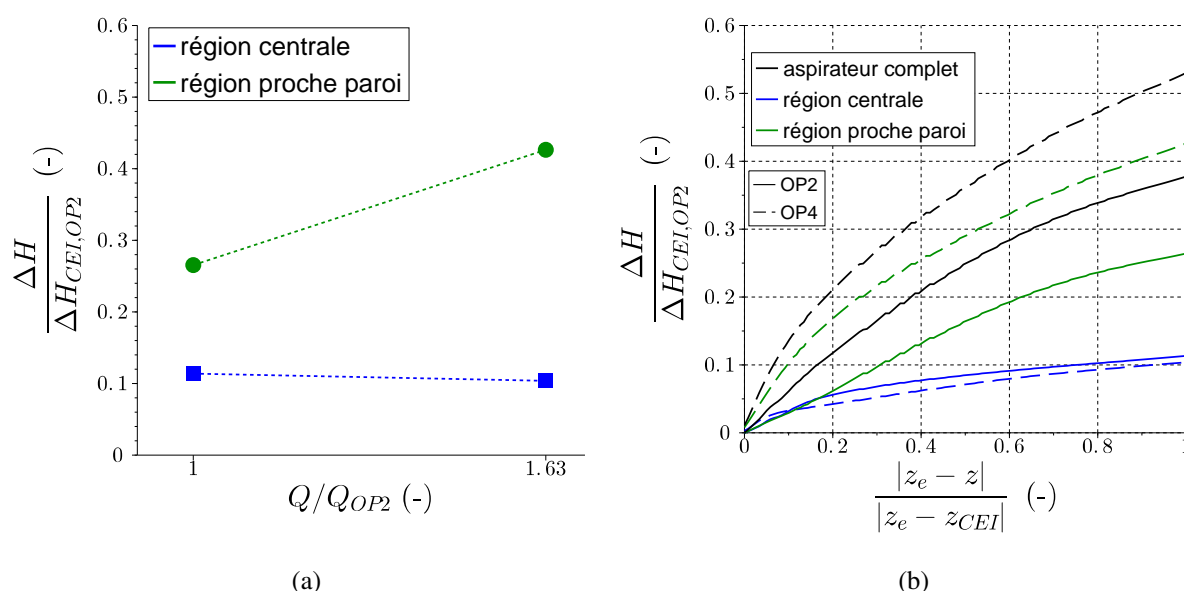


FIGURE 6.18 – Évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour OP2 et OP4 par calcul URANS ; (a) pertes globales et (b) évolution des pertes le long de l'aspirateur

Les conclusions des étapes de validation et d'analyse pour les deux points on-cam sont très similaires. Ainsi les profils de vitesses dans la région centrale de l'aspirateur sont bien reproduits par LES. Les pertes de charge sont sous-estimées par calcul et l'évolution des pertes lors de l'augmentation de la charge semble difficile à prédire. Pour les deux points on-cam, les pertes de charge sont principalement contrôlées par la production turbulente dans la région de proche paroi. Or, la prédiction des gradients de vitesses dans cette région est difficile et a été discutée au chapitre 5. L'amélioration de la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur pour les points on-cam de la turbine passe donc par une amélioration de la description de l'écoulement en proche paroi et en particulier par la prise en compte de la rugosité des parois.

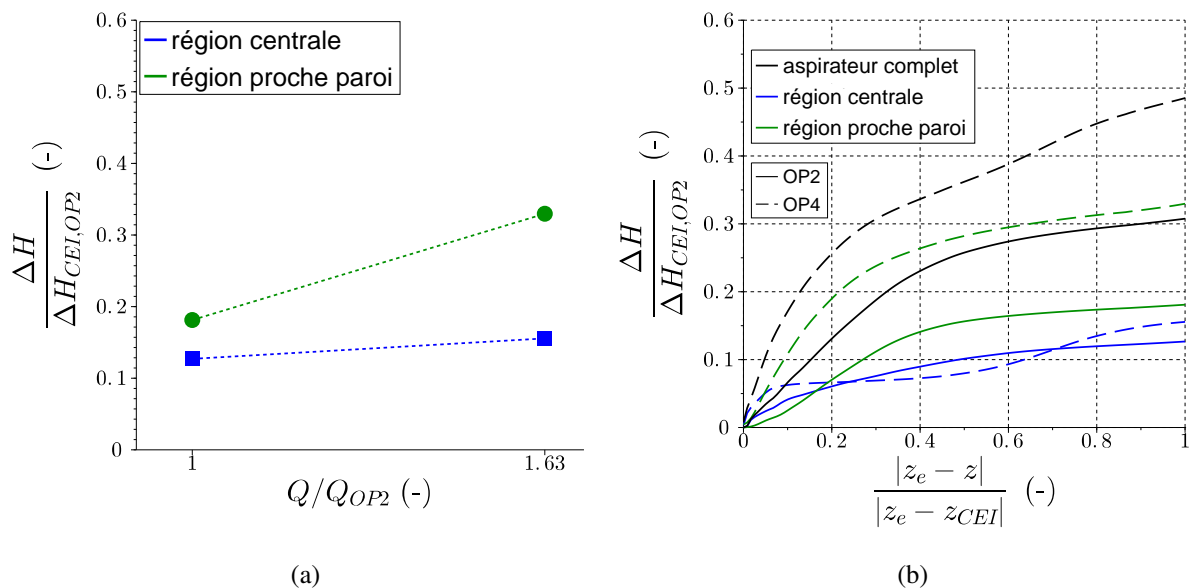


FIGURE 6.19 – Évolution des pertes de charge dans les régions centrale et proche paroi pour OP2 et OP4 par calcul LES ; (a) pertes globales et (b) évolution des pertes le long de l’aspirateur

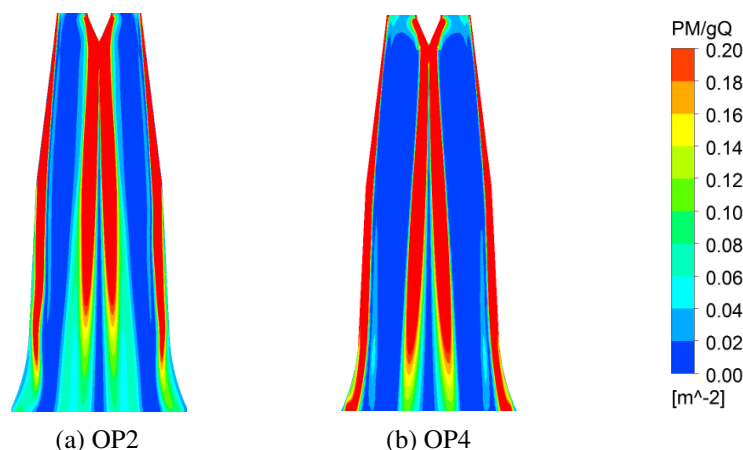


FIGURE 6.20 – Distribution de $P_M/(gQ)$ prédit par calcul URANS pour OP2 et OP4 sur le plan médian xz dans l’aspirateur ; l’échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente

6.3 Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, les méthodes de calcul et d’analyse présentées aux chapitres 4 et 5 pour le meilleur point de fonctionnement de la turbine OP2 ont été appliquées à l’étude de points de fonctionnement off-cam et un point on-cam à forte charge de la turbine.

Des conclusions générales concernant la validation des calculs peuvent être tirées. Pour tous les points de fonctionnement excepté OP2, les profils de vitesses d’entrée d’aspirateur ont été définis à partir de calculs RANS de directrice-roue au débit et à la vitesse de rotation de la roue

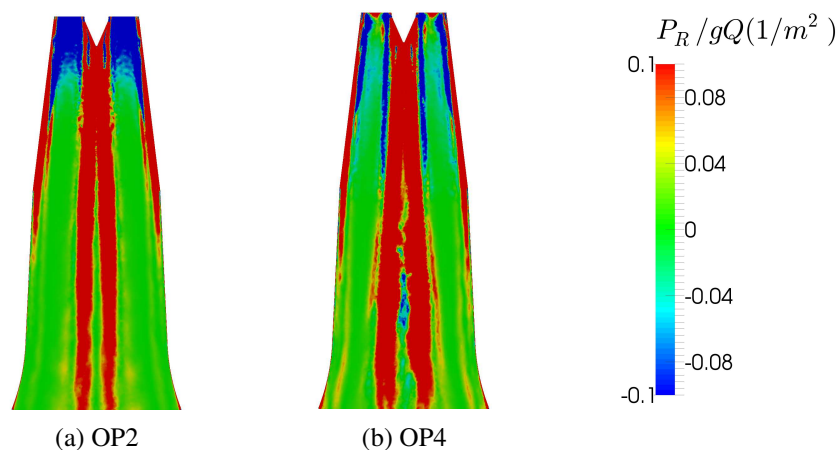


FIGURE 6.21 – Distribution de $P_R/(gQ)$ prédit par LES pour OP2 et OP4 sur le plan médian xz dans l'aspirateur; l'échelle de couleurs est adaptée pour permettre de visualiser les régions de forte production turbulente

correspondant aux mesures expérimentales. En effet, il n'a pas été nécessaire de corriger les profils d'entrée obtenus par calcul RANS de directrice-roue, notamment la vitesse tangentielle comme cela a été fait pour le point OP2, pour obtenir des prédictions correctes dans les stations A et B de l'aspirateur. Ces points de fonctionnement présentent de fortes instabilités et notamment des torches bien établies générées sur la pointe de roue. La prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur est ainsi moins dépendante de faibles variations sur les profils d'entrée comme peut l'être le point de meilleur fonctionnement OP2.

La prédiction des profils de vitesses est correcte en stations A et B, notamment par LES qui permet de reproduire la complexité de l'écoulement dans la région centrale de l'aspirateur. La prédiction doit cependant être améliorée en station C. Cette station se situe proche de la sortie de l'aspirateur tandis que la station de validation précédente B se situe encore proche de l'entrée d'aspirateur. La validation par une mesure expérimentale dans une station intermédiaire entre B et C permettrait de mieux comprendre les erreurs observées en station C. La sous-estimation des pertes CEI est due à une surestimation de la récupération de pression dans l'aspirateur, notamment en LES, le calcul URANS étant par nature plus dissipatif. Ainsi, pour tous les points de fonctionnement, les calculs numériques sous-estiment la dissipation d'énergie cinétique dans l'aspirateur. Ceci pourrait s'expliquer par l'erreur de prédiction du frottement pariétal dû à une rugosité de paroi non prise en compte comme expliqué à la section 5.7.

L'analyse physique des pertes de charge à partir du bilan d'énergie cinétique moyenne dans l'aspirateur permet de mieux comprendre l'évolution des pertes entre les différents points de fonctionnement. Pour les points off-cam, l'origine des pertes de charge dépend de la nature des phénomènes hydrodynamiques se développant dans l'aspirateur, notamment de la topologie de la torche pour chaque point de fonctionnement. Pour les points on-cam, la production turbulente en paroi semble être responsable de la majorité des pertes de charge dans l'aspirateur. De manière générale, des mesures expérimentales plus complètes de l'évolution des pertes de charge permettraient de confirmer les conclusions tirées de cette analyse.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

L'écoulement dans un aspirateur de turbine hydraulique est un écoulement swirlé en géométrie complexe, à haut nombre de Reynolds et soumis à un gradient adverse de pression. La prédiction numérique d'un tel écoulement constitue un challenge en mécanique des fluides. Les travaux effectués dans le cadre de cette thèse avaient pour objectif d'améliorer la prédiction numérique de l'écoulement dans un aspirateur de turbine hydraulique de type bulbe ainsi que d'aboutir à une meilleure compréhension de l'origine des pertes de charge dans l'aspirateur.

La prédiction des performances d'un aspirateur est classiquement réalisée en utilisant une approche stationnaire RANS au cours du processus de conception d'une centrale hydraulique. Cependant, du fait du caractère très turbulent de l'écoulement dans l'aspirateur, l'approche RANS n'est pas adaptée pour prédire et comprendre les pertes de charge dans l'aspirateur. De plus, les profils de vitesses en entrée d'aspirateur sont supposés axisymétriques, ce qui ne permet pas de reproduire la complexité de l'écoulement en sortie de la roue.

Dans ce travail, des simulations URANS et LES ont été réalisées dans l'aspirateur considéré pour plusieurs points de fonctionnement afin d'évaluer la validité de chacune de ces approches numériques. Une attention particulière a été portée à la description des conditions d'entrée de l'aspirateur prenant en compte les instationnarités provenant de la roue. Une analyse physique des résultats de simulation obtenus a permis d'identifier les phénomènes hydrodynamiques à l'origine des pertes de charge dans l'aspirateur.

Les principaux résultats de ce travail ainsi que les conclusions générales que l'on peut en tirer sont présentés dans ce chapitre. Ils sont suivis des perspectives et recommandations pour les travaux futurs.

7.1 Principaux résultats

La mise en place des simulations URANS et LES et l'étude de la description des conditions d'entrée de l'aspirateur ont tout d'abord été effectuées au meilleur point de fonctionnement de la turbine. La méthodologie mise en place a ensuite été appliquée à d'autres points de fonctionnement.

7.1.1 Analyse de la prédiction au meilleur point de fonctionnement de la turbine

L'influence de la description des conditions d'entrée a tout d'abord été étudiée dans un calcul URANS utilisant le modèle de turbulence $k - \omega$ SST. Ce type de calcul se rapproche de ceux réalisés dans le processus de conception d'un aspirateur et qui peuvent être envisagés d'un point de vue industriel. Pour prendre en compte les instationnarités provenant de la roue, un calcul de directrice-roue-aspirateur, où une interface « transient rotor-stator » est utilisée entre la roue et l'aspirateur, a été réalisé dans un premier temps. Les champs de vitesses et de quantités turbulentes en moyenne de phase issus d'un calcul RANS de directrice-roue ont ensuite été utilisés comme condition d'entrée tournante du calcul d'aspirateur. Les deux méthodologies de calcul ont conduit aux mêmes résultats signalant que l'écoulement dans l'aspirateur a peu d'influence sur l'écoulement dans la roue et que les deux calculs peuvent être découplés, ce qui permet de réduire le coût de calcul. Ce découplage permet de tester différents paramètres numériques dans l'aspirateur pour un même point de fonctionnement, voire de tester différents designs d'aspirateur, sans nécessiter un nouveau calcul de roue.

La comparaison des profils numériques de vitesses imposés en entrée d'aspirateur avec les profils expérimentaux a mis en évidence un écart sur les composantes tangentielle et radiale de la vitesse. La vitesse tangentielle est en particulier sous-estimée par le calcul numérique. Cette sous-estimation est ensuite retrouvée dans la comparaison des résultats de simulation URANS avec des mesures expérimentales par LDV des profils de vitesses dans l'aspirateur. De plus, la région de faible vitesse axiale au centre de l'aspirateur est mal prédite par le calcul URANS. Malgré cela, la perte CEI prédite par le calcul URANS est en accord avec la mesure expérimentale. L'analyse plus détaillée de la décomposition de cette perte en la contribution des différences de pressions statique et dynamique montre que cette bonne prédiction apparente de la perte CEI est en fait due à une compensation des erreurs sur la prédiction de ces deux contributions. Ceci souligne le risque de la validation d'un calcul numérique à l'aide uniquement d'une grandeur globale telle que la perte CEI.

Une description précise du profil de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur semble donc essentielle pour une prédiction correcte de l'écoulement dans l'aspirateur. Ainsi une légère augmentation du niveau de vitesse tangentielle exporté du calcul RANS de directrice-roue a permis d'améliorer la prédiction des profils de vitesses dans l'aspirateur. Des écarts persistent cependant sur la prédiction de l'écoulement au centre de l'aspirateur, dans la région où se forme la torche, et dans la trompette. Une étude approfondie du calcul RANS de directrice-roue a été menée en utilisant notamment le principe de Chaos Polynomial Non-Intrusif pour quantifier les incertitudes sur les profils de vitesses en sortie de roue dues aux incertitudes sur les paramètres géométriques de la roue, à savoir l'angle de pale et la taille des jeux dans la roue. Cependant, ces incertitudes n'ont pas permis d'expliquer l'écart à l'expérience des profils en sortie de roue, signalant que le calcul RANS de directrice-roue doit être amélioré.

L'approche LES a été utilisée afin d'améliorer la prédiction de l'écoulement turbulent dans l'aspirateur. La définition correcte d'un maillage pour une LES est une tâche essentielle dans la mesure où la part de modélisation de la turbulence dépend de la taille de maille utilisée. Ainsi, en plus de minimiser l'erreur de discrétisation dans le calcul, la taille de maille doit permettre une résolution suffisante des grandes échelles de la turbulence. L'étape de vérification de la discrétisation

sation spatiale en LES a mis en évidence qu'un maillage relativement économique composé de 4.7 millions de nœuds permet de résoudre les principales structures de l'écoulement dans l'aspirateur. En effet, les profils de vitesses et la perte CEI sont très peu modifiés par raffinement de ce maillage. Dans la mesure où la réalisation d'un calcul LES de roue n'est pas envisageable pour des raisons de coût de calcul, les profils de vitesses exportés du calcul RANS de directrice-roue ont également été utilisés comme condition d'entrée du calcul LES d'aspirateur. La correction du niveau de vitesse tangentielle ainsi fourni, qui a été faite pour le calcul URANS d'aspirateur, a également été nécessaire pour le calcul LES. De plus, il a été vérifié que la description du champ complet de vitesse en entrée d'aspirateur, sans hypothèse d'axisymétrie, est nécessaire à la bonne prédiction de la dynamique de l'écoulement dans l'aspirateur.

Les calculs URANS et LES prédisent des structures d'écoulement similaires dans l'aspirateur. Néanmoins, la LES est capable de reproduire la complexité des structures tourbillonnaires, notamment de la torche, et permet une meilleure compréhension de la dynamique de l'écoulement dans l'aspirateur. Ainsi, les profils de vitesses au centre de l'aspirateur sont mieux prédits par LES. La prédiction de l'écoulement dans la trompette de l'aspirateur doit toutefois encore être améliorée. En effet, les calculs URANS et LES semblent indiquer un défaut de dissipation de la torche dans le calcul numérique, en accord avec la sous-estimation de la perte CEI.

Grâce à l'analyse du bilan d'énergie cinétique moyenne dans l'aspirateur, les phénomènes hydrodynamiques responsables des pertes de charge ont été identifiés. Dans cet écoulement fortement turbulent, les pertes de charge sont ainsi principalement dues à la dissipation d'énergie cinétique turbulente issue de la production d'énergie cinétique turbulente à partir de l'énergie cinétique moyenne. La prédiction des pertes de charge dans les simulations URANS est ainsi fortement dépendante de la modélisation de la turbulence. D'autre part, les pertes de charge sont principalement contrôlées par les structures turbulentes explicitement résolues en LES et seule une faible part des pertes est dépendante de l'écoulement sous-maille modélisé. Ainsi, il est envisageable d'améliorer la prédiction de la perte de charge en LES par une meilleure prescription des conditions aux limites alors que ceci nécessiterait une calibration spécifique du modèle de turbulence en URANS.

Une analyse fine de la distribution des différents termes du bilan d'énergie dans l'aspirateur a permis de localiser les régions responsables de fortes pertes de charge : il s'agit notamment de la région où se forme la torche et de la région de proche paroi. Ainsi, la sous-estimation des pertes de charge en LES pourrait être expliquée par la mauvaise représentation de l'écoulement en proche paroi. La prise en compte de l'incertitude liée à l'état de surface et ainsi à la détermination du frottement en paroi montre que celui-ci influence fortement la prédiction de l'écoulement dans la trompette de l'aspirateur et également la prédiction de la perte globale. Des mesures expérimentales précises du frottement en paroi et de l'évolution des pertes de charge dans l'aspirateur sont ainsi nécessaires pour valider cette analyse.

7.1.2 Analyse de plusieurs points de fonctionnement

La procédure numérique de prédiction de l'écoulement dans l'aspirateur ainsi que la méthodologie d'analyse physique des pertes de charge mise en place pour le meilleur point de fonctionnement de la turbine a ensuite été utilisée pour étudier le comportement de différents points de fonctionnement.

Ainsi l'étude de deux points off-cam sur l'hélice partielle du point de meilleur rendement de la turbine a mis en évidence la supériorité de l'approche LES pour prédire la dynamique complexe de l'écoulement turbulent pour ces points. Aucune correction des profils d'entrée n'a été nécessaire pour ces points de fonctionnement à dynamique fortement instationnaire où la prédiction semble être moins sensible à une variation des conditions d'entrée. L'analyse du bilan d'énergie pour ces deux points met en évidence les phénomènes hydrodynamiques responsables des mauvaises performances de l'aspirateur dans ces conditions off-cam. A faible débit, la torche hélicoïdale est responsable de la majorité de la production turbulente dans l'aspirateur et ainsi de la dissipation d'énergie cinétique moyenne. Au contraire, à fort débit, la production turbulente est plus importante dans la région de proche paroi que dans la région de la torche qui est contra-rotative pour ce point. Les différences de pertes de charge entre le meilleur point de fonctionnement et les points off-cam sont principalement dues à une production turbulente plus forte dans la torche dans les conditions off-cam. Cette étude met en évidence l'importance des pertes de charge dans l'aspirateur dans la loi de conjugaison d'une turbine bulbe.

Finalement, l'étude d'un autre point on-cam à forte charge a conduit à des conclusions très proches de celles tirées de l'étude du point on-cam de meilleur rendement de la turbine. L'augmentation des pertes entre le point de meilleur rendement et le point à forte charge est difficilement prédite en LES et légèrement mieux prédite en URANS en raison de la nature plus dissipative de cette approche. L'analyse du bilan d'énergie à forte charge montre que les pertes sont principalement dues à la production turbulente à proximité de la paroi. L'amélioration de la description de l'écoulement en proche paroi devrait donc là aussi améliorer la prédiction des pertes de charge.

7.1.3 Bilan général

Des conclusions générales, utiles en particulier pour l'ingénieur hydraulicien, peuvent être tirées de ce travail. Tout d'abord, nous avons identifié que le paramètre le plus influant sur la prédiction de l'écoulement dans un aspirateur, que ce soit par calcul URANS ou LES, est la définition des profils de vitesses imposés en entrée d'aspirateur, et notamment le niveau de swirl imposé par la vitesse tangentielle. Au contraire, la condition de sortie d'aspirateur et en particulier la forme de l'extension semble avoir une faible importance dans la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur. Nous avons également mis en évidence l'importance d'une prédiction correcte du frottement pariétal dans la prédiction des pertes de charge, qui peut en particulier être influencé par la rugosité des parois de l'aspirateur.

D'autre part, nous avons observé à plusieurs reprises des compensations d'erreurs dans les calculs URANS dans ce mémoire pouvant mener à des conclusions erronées. Ainsi, le calcul URANS d'aspirateur peut conduire à une valeur de perte CEI globale en accord avec la mesure expérimentale alors que la répartition des pertes dans l'aspirateur est erronée. Il est donc important de valider les calculs numériques avec des mesures locales telles que des profils de vitesses en plusieurs stations de l'aspirateur et une mesure de l'évolution des pertes de charge dans l'aspirateur. Cela nécessite d'avoir accès à des mesures expérimentales précises et complètes dans l'aspirateur.

Enfin, l'analyse physique des pertes de charge à partir du bilan d'énergie cinétique moyenne dans l'aspirateur a permis de conclure que les modèles de turbulence utilisés doivent être capables de prédire à la fois la région centrale, où l'écoulement est fortement tournant, et la région de proche paroi pour prédire correctement les pertes de charge dans l'aspirateur. En particulier, les simulations utilisant l'approche LES dans ce travail ont permis une meilleure compréhension de la dynamique de l'écoulement dans l'aspirateur et des phénomènes à l'origine des pertes de charge. Bien que cette approche reste encore trop onéreuse pour une utilisation routinière par l'ingénieur hydraulicien dans le processus de conception d'une turbine, elle peut fournir des voies d'amélioration précieuses des modèles de type RANS ou URANS.

7.2 Perspectives

Les simulations réalisées dans ce travail ont mis en évidence deux pistes principales d'améliorations de la prédiction de l'écoulement, et en particulier des pertes de charge, dans un aspirateur.

La première concerne l'**amélioration de la description des conditions d'entrée de l'aspirateur**. Dans ce travail, des écarts ont été observés entre les profils numériques issus d'un calcul RANS de directrice-roue et les profils expérimentaux. Des écarts similaires ont été observés dans d'autres travaux [7, 109]. Une étude approfondie du calcul de roue est donc indispensable pour comprendre l'origine de ces écarts et définir plus précisément les conditions d'entrée du calcul d'aspirateur. La revue de la littérature a montré qu'il peut exister des différences géométriques entre les différentes pales d'une roue qui peuvent influencer sur les profils de vitesses en sortie de roue. Une quantification des incertitudes liées à ces différences géométriques permettrait d'en analyser l'effet sur la prédiction des profils de vitesses en entrée d'aspirateur. D'autre part, les calculs RANS de directrice-roue réalisés dans ce mémoire semblent sous-prédire les pertes d'énergie dans la roue. Ceci peut être dû à l'utilisation d'un modèle de turbulence RANS à deux équations qui n'est pas adapté à la prédiction des écoulements en rotation. La résolution explicite des grandes échelles de la turbulence dans la roue par un calcul LES permettrait de conclure sur l'influence de la modélisation de la turbulence sur la prédiction des pertes dans la roue. De plus, un calcul LES de roue fournirait un profil d'entrée plus adapté au calcul LES d'aspirateur. Le calcul LES de roue est cependant très coûteux car il nécessite un raffinement de maillage très important dans les jeux et sur les pales pour prédire correctement le couple récupéré par la roue. Ainsi, l'adaptation de la loi de paroi de Duprat et al. [28] au calcul de la roue en domaine tournant, en considérant notamment les effets des forces centrifuge et de Coriolis, permettrait d'alléger ces contraintes de maillage. D'autre part, des travaux sont en cours au sein de l'équipe MoST pour développer une méthode de calcul LES sur des maillages mobiles dans YALES2. Ceci doit permettre de réaliser des calculs de roue et d'aspirateur couplés en LES dans YALES2. La conclusion tirée du calcul URANS de directrice-roue-aspirateur selon laquelle l'écoulement dans l'aspirateur n'influe pas sur la prédiction de l'écoulement dans la roue pourra ainsi être vérifiée. Cette étude doit être accompagnée d'une caractérisation expérimentale précise de l'écoulement dans la roue grâce à des mesures de type LDV ou PIV, sur l'exemple des travaux réalisés au sein du projet BulbT. Ceci permettrait de valider précisément les calculs numériques de l'écoulement dans la roue.

La deuxième piste d'amélioration de la prédiction des pertes de charge dans l'aspirateur

concerne la **prédiction de l'écoulement à proximité des parois**, en particulier dans la trompette. En effet, cette région de l'écoulement semble être responsable d'une large part des pertes dans l'aspirateur. Tout d'abord, des mesures expérimentales de l'évolution des pertes dans l'aspirateur et du frottement pariétal sont nécessaires pour valider les conclusions tirées de l'analyse physique des pertes dans l'aspirateur. D'autre part, ces mesures permettraient de valider, voire de calibrer, le comportement de la loi de paroi de Duprat et al. [28] dans l'aspirateur. De plus, comme l'avait déjà noté Duprat dans la conclusion de sa thèse [29], la loi de paroi développée ne fournit qu'un frottement moyen en paroi alors que le calcul LES permet de résoudre des statistiques d'ordres supérieurs. Il pourrait être intéressant de poursuivre le développement de cette loi de paroi pour fournir également les moments d'ordre 2 du frottement pariétal. Enfin, il est nécessaire de connaître précisément le niveau de rugosité et l'état de surface de l'aspirateur puisque celui-ci semble jouer un rôle important dans la génération des pertes de charge. La loi de paroi de Duprat et al. [28] devrait alors être adaptée à la prise en compte de la rugosité sur la prédiction du frottement pariétal.

Ce travail fournit également des perspectives plus directes pour l'ingénieur hydraulicien. Ainsi la méthode d'analyse des pertes de charge dans l'aspirateur à partir du bilan d'énergie cinétique moyenne pourrait être utilisée dans le processus de conception d'un aspirateur. En effet, cette méthode nécessite de définir les termes du bilan d'énergie dans l'étape de pré-traitement du calcul mais consiste ensuite uniquement en un post-traitement supplémentaire des résultats de calcul numérique. L'analyse de la localisation des pertes de charge peut ainsi être utilisée dans un processus d'optimisation du dimensionnement d'un aspirateur. Nous pourrions également envisager d'utiliser cette analyse pour contrôler les pertes de charge par injection d'eau ou d'air dans des régions dynamiquement importantes, comme la torche par exemple [92, 112].

Bibliographie

- [1] *Commission Électrotechnique Internationale. CEI 60193 - Turbines hydrauliques, pompes d'accumulation et pompes-turbines - Essais de réception sur modèle.*, 1999.
- [2] *Ansys CFX Solver Modeling Guide, Release 14.5*, 2012.
- [3] *Ansys CFX Solver Theory Guide, Release 14.5*, 2012.
- [4] <http://www.enr.fr/userfiles/files/Brochures%20G%C3%A9n%C3%A9rales/panoramaENR4-bassedef.pdf>, 2014.
- [5] http://www.enr.fr/userfiles/files/Kit%20de%20communication/2009204901_Hydraumars2009toutesenbassedf.pdf, Juin 2012.
- [6] F. Avellan. Flow investigation in a Francis draft tube : the FLINDT project. In *Proceedings of the 20th IAHR Symposium*, number LMH-CONF-2000-003, Charlotte, North Carolina, USA, August 2000.
- [7] Carl-Anthony Beaubien. *Simulations numériques de l'écoulement turbulent dans un aspirateur de turbine hydraulique*. PhD thesis, Université Laval, 2013.
- [8] Philippe Bélanger-Vincent. *Simulations avancées de l'écoulement turbulent dans les aspirateurs de turbines hydrauliques*. PhD thesis, Université Laval, 2010.
- [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*, 2015.
- [10] A. Boutier. *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Hermes Science-Lavoisier, 2012.
- [11] P. Bradshaw. Turbulence modeling with application to turbomachinery. *Progress in Aerospace Sciences*, 32(6) :575–624, 1996.
- [12] Olivier Brugière. *Fiabilité et évaluation des incertitudes pour la simulation numérique de la turbulence : application aux machines hydrauliques*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2015.
- [13] M. Casey and T. Wintergerste. *Quality and Trust in Industrial CFD : Best Practice Guidelines, ERCOFTAC*, 2000.
- [14] I. B. Celik, Z. N. Cehreli, and I. Yavuz. Index of resolution quality for large eddy simulations. *Journal of fluids engineering*, 127(5) :949–958, 2005.
- [15] M. J. Cervantes, U. Andersson, and H. M. Lövgren. Turbine-99 unsteady simulations–Validation. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 12, page 012014. IOP Publishing, 2010.
- [16] M. J. Cervantes and F. Engström. Eddy viscosity turbulence models and steady draft tube simulations. In *Proceedings of the Turbine-99 Workshop III on Draft Tube Flow, December*, pages 37–41, Porjus, Sweden, 2005.

- [17] M. J. Cervantes and T. F. Engström. Factorial design applied to CFD. *Journal of fluids engineering*, 126(5) :791–798, 2004.
- [18] M. J. Cervantes, T. F. Engström, and H. Gustavsson. Turbine-99 III Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flow. Porjus, Sweden, 2005. Luleå University of Technology.
- [19] M. J. Cervantes and L. H. Gustavsson. On the use of the squire-long equation to estimate radial velocities in swirling flows. *Journal of Fluids Engineering*, 129(2) :209–217, 2007.
- [20] J-M Chapallaz et al. *Turbines hydrauliques*. Office fédéral des questions conjoncturelles, 1995.
- [21] G. D. Ciocan, S. Mauri, J. A. Arpe, et al. Etude du champ instationnaire de vitesse en sortie de roue de turbine. Etude expérimentale et numérique. *La Houille Blanche*, (2) :46–59, 2001.
- [22] R. Comolet. *Mécanique expérimentale des fluides. Tome II. Dynamique des fluides réels, turbomachines*. Masson, 1994.
- [23] J. Cui, V. Nagabhushana Rao, and P.G. Tucker. Numerical Investigation of Secondary Flows in a High-lift Low Pressure Turbine. In *Eight International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (Edited by K. Hanjalic, T. Miyauchi, D. Borello, M. Hadziabdic and P. Venturini)*, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, September 2015.
- [24] L. Davidson. Two-equation hybrid RANS-LES Models : A novel way to treat k and ω at the inlet. In *Eight International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (Edited by K. Hanjalic, T. Miyauchi, D. Borello, M. Hadziabdic and P. Venturini)*, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, September 2015.
- [25] L. Davidson. Fluid mechanics, turbulent flow and turbulence modeling. *Chalmers University of Technology, Goteborg, Sweden*, Nov 2011.
- [26] V. De Henau, F. A. Payette, M. Sabourin, C. Deschênes, J. M. Gagnon, and P. Gouin. Computational study of a low head draft tube and validation with experimental data. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 12, page 012084. IOP Publishing, 2010.
- [27] C. Deschênes, G. D. Ciocan, V. De Henau, F. Flemming, J. Huang, M. Koller, F. A. Naime, M. Page, R. Qian, and T. Vu. General overview of the AxialT Project : a partnership for low head turbine developments. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 12, page 012043. IOP Publishing, 2010.
- [28] C. Duprat, G. Balarac, O. Métais, P. M. Congedo, and O. Brugière. A wall-layer model for large-eddy simulations of turbulent flows with/out pressure gradient. *Physics of Fluids (1994-present)*, 23(1) :015101, 2011.
- [29] Cédric Duprat. *Simulation numérique instationnaire des écoulements turbulent dans les diffuseurs de centrales hydrauliques en vue de l'amélioration des performances*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2010.
- [30] Y. Egorov and F. Menter. Development and application of SST-SAS turbulence model in the DESIDER project. In *Advances in Hybrid RANS-LES Modelling*, pages 261–270. Springer, 2008.
- [31] Y. Egorov, F. R. Menter, R. Lechner, and D. Cokljat. The scale-adaptive simulation method for unsteady turbulent flow predictions. Part 2 : Application to complex flows. *Flow, Turbulence and Combustion*, 85(1) :139–165, 2010.

- [32] A. Escue and J. Cui. Comparison of turbulence models in simulating swirling pipe flows. *Applied Mathematical Modelling*, 34(10) :2840–2849, 2010.
- [33] Joel H Ferziger and Milovan Peric. *Computational methods for fluid dynamics*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [34] J. Fonkenell. Evolution de la technologie des turbines. *La Houille Blanche*, (2) :27–31, 2003.
- [35] H. Foroutan and S. Yavuzkurt. Flow in the Simplified Draft Tube of a Francis Turbine Operating at Partial Load—Part i : Simulation of the Vortex Rope. *Journal of Applied Mechanics*, 81(6) :061010, 2014.
- [36] J.-M. Gagnon, F. Flemming, R. Qian, C. Deschenes, and S. Coulson. Experimental and numerical investigations of inlet boundary conditions for a propeller turbine draft tube. In *ASME 2010 3rd Joint US-European Fluids Engineering Summer Meeting collocated with 8th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, pages 2227–2236. American Society of Mechanical Engineers, 2010.
- [37] R. Gebart, H. Gustavsson, and R. Karlsson. In *Proceedings of Turbine-99 workshop on draft tube flow*. Luleå University of Technology, 2000.
- [38] A. Gehrler, H. Benigni, and M. Köstenberger. Unsteady simulation of the flow through a horizontal-shaft bulb turbine. In *22nd IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, volume 29, Stockholm, Sweden, 2004.
- [39] M. Germano. Turbulence : the filtering approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 238 :325–336, 1992.
- [40] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W. H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 3(7) :1760–1765, 1991.
- [41] N. Gourdain, F. Sicot, F. Duchaine, and L. Gicquel. Large eddy simulation of flows in industrial compressors : a path from 2015 to 2035. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 372(2022) :20130323, 2014.
- [42] Maksimillian Fedorovich Gubin. *Draft tubes of hydro-electric stations*. Published for the Bureau of Reclamation, US Dept. of the Interior and National Science Foundation, Washington, DC by Amerind Pub. Co., 1973.
- [43] L. Guedot, G. Lartigue, and V. Moureau. Design of implicit high-order filters on unstructured grids for the identification of large-scale features in large-eddy simulation and application to a swirl burner. *Physics of Fluids (1994-present)*, 27(4) :045107, 2015.
- [44] V. Guénette. *Prediction numérique de l'écoulement turbulent au sein d'une turbine bulbe par des simulations RANS*. PhD thesis, Université Laval, 2013.
- [45] V. Guénette, S. Houde, G. D. Ciocan, G. Dumas, J. Huang, and C. Deschênes. Numerical prediction of a bulb turbine performance hill chart through RANS simulations. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 15, page 032007. IOP Publishing, 2012.
- [46] K. Hanjalic and B. E. Launder. A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows. *Journal of fluid Mechanics*, 52(04) :609–638, 1972.

- [47] H. Herwig, D. Gloss, and T. Wenterodt. A new approach to understanding and modelling the influence of wall roughness on friction factors for pipe and channel flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 613 :35–53, 2008.
- [48] Gianluca Iaccarino. Quantification of uncertainty in flow simulations using probabilistic methods. Technical report, DTIC Document, 2009.
- [49] J. Jiménez. Turbulent flows over rough walls. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 36 :173–196, 2004.
- [50] W. P. Jones and B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence. *International journal of heat and mass transfer*, 15(2) :301–314, 1972.
- [51] P. P. Jonsson, B. G. Mulu, and M. J. Cervantes. Experimental investigation of a Kaplan draft tube—Part ii : Off-design conditions. *Applied Energy*, 94 :71–83, 2012.
- [52] D. Jošt and A. Škerlavaj. Efficiency prediction for a low head bulb turbine with SAS SST and zonal LES turbulence models. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 022007. IOP Publishing, 2014.
- [53] D. Jošt, A. Škerlavaj, and A. Lipej. Numerical flow simulation and efficiency prediction for axial turbines by advanced turbulence models. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 15, page 062016. IOP Publishing, 2012.
- [54] B. Junginger and S. Riedelbauch. Numerical investigation of influence of runner gap for a low head turbine using hybrid RANS-LES turbulence model. In *6th IAHR International Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems*, 2015.
- [55] B. Junginger and S. Riedelbauch. Investigation of the effects of runner gap width on the flow field in the draft tube. In *ISROMAC*, 2016.
- [56] H. Keck and M. Sick. Thirty years of numerical flow simulation in hydraulic turbomachines. *Acta Mechanica*, 201(1-4) :211–229, 2008.
- [57] Arne Kjølle. Mechanical equipment. *Waterpower laboratory, NTNU*, 2001.
- [58] T. Krappel, A. Ruprecht, and S. Riedelbauch. Turbulence Resolving Flow Simulations of a Francis Turbine with a Commercial CFD Code. In *High Performance Computing in Science and Engineering '15*, pages 421–433. Springer, 2016.
- [59] T. Krappel, A. Ruprecht, S. Riedelbauch, R. Jester-Zuerker, and A. Jung. Investigation of Francis Turbine Part Load Instabilities using Flow Simulations with a Hybrid RANS-LES Turbulence Model. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 032001. IOP Publishing, 2014.
- [60] B. E. Launder and D. B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 3(2) :269–289, 1974.
- [61] S. Lemay, V. Aeschlimann, R. Fraser, G. D. Ciocan, and C. Deschênes. Velocity field investigation inside a bulb turbine runner using endoscopic PIV measurements. *Experiments in Fluids*, 56(6) :1–12, 2015.
- [62] S. Lemay, R. Fraser, G. D. Ciocan, V. Aeschlimann, and C. Deschênes. Flow field study in a bulb turbine runner using LDV and endoscopic S-PIV measurements. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 022015. IOP Publishing, 2014.

- [63] Sébastien Lemay. *Étude expérimentale de l'écoulement dans le canal inter-aube d'une turbine de type bulbe*. PhD thesis, Université Laval, 2014.
- [64] Marcel Lesieur. *Turbulence in fluids : stochastic and numerical modelling*, volume 1. Springer Science & Business Media, 2012.
- [65] Marcel Lesieur, Olivier Métais, and Pierre Comte. *Large-eddy simulations of turbulence*. Cambridge University Press, 2005.
- [66] Jean Ligen and Michel Le Guay. *Pertes de charge*. Les éditions parisiennes (EDIPA), 2007.
- [67] G. D. MacIsaac, S. A. Sjolander, and T. J. Praisner. Measurements of Losses and Reynolds Stresses in the Secondary Flow Downstream of a Low-Speed Linear Turbine Cascade. *Journal of Turbomachinery*, 134(6) :061015, 2012.
- [68] 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.
- [69] D. Marjavaara, R. Kamakoti, S. Lundström, S. Thakur, J. Wright, and W. Shyy. Steady and unsteady CFD simulations of the Turbine-99 Draft Tube using CFX-5 and STREAM. In *Turbine-99 III : Proceedings of the third IAHR/ERCOFTAC workshop on draft tube flow*. Luleå University of Technology, 2005.
- [70] P. Maruzewski, V. Hasmatuchi, H.-P. Mombelli, D. Burggraeve, J. Iosfin, P. Finnegan, and F. Avellan. Surface roughness impact on Francis turbine performances and prediction of efficiency step up. *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, 2(4) :353–362, 2009.
- [71] S. Mauri, J.L. Kueny, and F. Avellan. Werlé–legendre separation in a hydraulic machine draft tube. *Journal of Fluids Engineering*, 126, 2004.
- [72] Sebastiano Mauri. *Numerical simulation and flow analysis of an elbow diffuser*. PhD thesis, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2002.
- [73] M. Melot, B. Nennemann, and N. Désy. Draft tube pressure pulsation predictions in Francis turbines with transient Computational Fluid Dynamics methodology. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 032002. IOP Publishing, 2014.
- [74] F. R. Menter. Improved two-equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 93 :22809, 1992.
- [75] F. R. Menter. Best practice : Scale-resolving simulations in ANSYS CFD. *ANSYS Germany GmbH*, pages 1–70, 2012.
- [76] F. R. Menter and Y. Egorov. SAS turbulence modelling of technical flows. In *Direct and Large-Eddy Simulation VI*, pages 687–694. Springer, 2006.
- [77] F. R. 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.
- [78] F. R. Menter, M. Kuntz, and R. Langtry. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. *Turbulence, heat and mass transfer*, 4(1), 2003.
- [79] Bastien Monmarson. *Simulation en présence d'incertitude d'un gazosiphon de grande échelle. Application à l'optimisation d'un nouveau système géothermique urbain*. PhD thesis, Université Grenoble Alpes, 2015.

- [80] 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.
- [81] B. G. Mulu, M. J. Cervantes, C. Devals, T. C. Vu, and F. Guibault. Simulation-based investigation of unsteady flow in near-hub region of a Kaplan Turbine with experimental comparison. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, 9(1) :139–156, 2015.
- [82] B. G. Mulu, P. P. Jonsson, and M. J. Cervantes. Experimental investigation of a Kaplan draft tube—Part i : Best efficiency point. *Applied Energy*, 93 :695–706, 2012.
- [83] S. Muntean, T. Ciocan, R. F. Susan-Resiga, M. Cervantes, and H. Nilsson. Mathematical, numerical and experimental analysis of the swirling flow at a Kaplan runner outlet. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 15, page 032001. IOP Publishing, 2012.
- [84] Y. Nagano, M. Tagawa, and T. Tsuji. Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer. In *Turbulent Shear Flows 8*, pages 7–21. Springer, 1993.
- [85] J. Nicolle, P. Labbé, G. Gauthier, and M. Lussier. Impact of blade geometry differences for the CFD performance analysis of existing turbines. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 12, page 012028. IOP Publishing, 2010.
- [86] H. Nilsson and M. J. Cervantes. Effects of inlet boundary conditions, on the computed flow in the Turbine-99 draft tube, using OpenFOAM and CFX. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 15, page 032002. IOP Publishing, 2012.
- [87] M. Nishi and S. Liu. An outlook on the draft-tube-surge study. *International Journal of Fluid Machinery and Systems*, 6(1) :33–48, 2013.
- [88] E. R. Ortiz, J. M. Gagnon, and C. Deschênes. Numerical Simulation in the Runner of a Propeller Turbine-Tip Leakage Flow and Blade Tip Vortex. In *18th Annual Conference CFD Society of Canada*, 2010.
- [89] O. Pacot, C. Kato, Y. Guo, and Y. Yamade. Computations of cavitating vortex rope by using LES. 68(1) :63–68, 2016.
- [90] Olivier Pacot, Chisachi Kato, Yang Guo, Yoshinobu Yamade, and François 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(11) :111102, 2016.
- [91] J. Paik, F. Sotiropoulos, and M. J. Sale. Numerical simulation of swirling flow in complex hydroturbine draft tube using unsteady statistical turbulence models. *Journal of hydraulic engineering*, 131(6) :441–456, 2005.
- [92] B. Papillon, M. Sabourin, M. Couston, and C. Deschenes. Methods for Air Admission in Hydro Turbines. In *21st IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, pages 9–12, Lausanne, Switzerland, September 2002.
- [93] Félix-Antoine Payette. *Simulation de l'écoulement turbulent dans les aspirateurs de turbines hydrauliques : Impact des paramètres de modélisation*. PhD thesis, Université Laval, 2008.
- [94] S. H. Peng and W. Haase. Advances in hybrid RANS-LES modelling. *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 97, 2008.

- [95] F. Picano and K. Hanjalić. Leray- α regularization of the Smagorinsky-closed filtered equations for turbulent jets at high Reynolds numbers. *Flow, turbulence and combustion*, 89(4) :627–650, 2012.
- [96] U. Piomelli, W. H. Cabot, P. Moin, and S. Lee. Subgrid-scale backscatter in turbulent and transitional flows. *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics (1989-1993)*, 3(7) :1766–1771, 1991.
- [97] Ugo Piomelli and Jeffrey Robert Chasnov. Large-eddy simulations : theory and applications. In *Turbulence and transition modelling*, pages 269–336. Springer, 1996.
- [98] S. Poncet, R. Da Soghe, and B. Facchini. RANS modeling of flow in rotating cavity system. In *V European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECCOMAS CFD 2010)*, 2010.
- [99] Stephen B Pope. *Turbulent flows*. Cambridge university press, 2000.
- [100] Stephen B Pope. Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. *New journal of Physics*, 6(1) :35, 2004.
- [101] George Frederick Round. *Incompressible flow turbomachines : design, selection, applications, and theory*. Butterworth-Heinemann, 2004.
- [102] A. Ruprecht, T. Helmrich, T. Aschenbrenner, and T. Scherer. Simulation of vortex rope in a turbine draft tube. In *Proceedings of 22nd IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems*, pages 9–12, 2002.
- [103] Pierre Sagaut. *Simulations numériques d'écoulements décollés avec des modèles de sous-maille*. PhD thesis, Université Paris VI, 1995.
- [104] Pierre Sagaut. *Large eddy simulation for incompressible flows : an introduction*. Springer Science & Business Media, 2006.
- [105] J. U. Schlüter, H. Pitsch, and P. Moin. Large-eddy simulation inflow conditions for coupling with Reynolds-averaged flow solvers. *AIAA journal*, 42(3) :478–484, 2004.
- [106] P. E. Smirnov and F. R. Menter. Sensitization of the SST turbulence model to rotation and curvature by applying the Spalart–Shur correction term. *Journal of Turbomachinery*, 131(4) :041010, 2009.
- [107] P. R. Spalart, W. H. Jou, M. Strelets, S. R. Allmaras, et al. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. *Advances in DNS/LES*, 1 :4–8, 1997.
- [108] P. R. Spalart and M. Shur. On the sensitization of turbulence models to rotation and curvature. *Aerospace Science and Technology*, 1(5) :297–302, 1997.
- [109] Arash Taheri. *Detached Eddy Simulation of unsteady turbulent flow in the draft tube of a bulb turbine*. PhD thesis, Université Laval, 2015.
- [110] T. Tokyay and G. Constantinescu. CFD simulations of flow in a hydraulic turbine draft tube using near wall RANS and LES models. In *Proceedings of the Turbine-99 Workshop III on Draft Tube Flow*, December 2005.
- [111] Sylvain Tridon. *Etude expérimentale des instabilités tourbillonnaires dans les diffuseurs de turbomachines hydrauliques*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2010.
- [112] C. Trivedi, M. J. Cervantes, and O. G. Dahlhaug. Numerical Techniques Applied to Hydraulic Turbines : a Perspective Review. *Applied Mechanics Reviews*, 2016.

- [113] P. Tucker, S. Eastwood, C. Klostermeier, R. Jefferson-Loveday, J. Tyacke, and Y. Liu. Hybrid les approach for practical turbomachinery flows—part i : Hierarchy and example simulations. *Journal of Turbomachinery*, 134(2) :021023, 2012.
- [114] Stijn Vantiegheem. *Numerical simulations of quasi-static magnetohydrodynamics using an unstructured finite volume solver : development and applications*. PhD thesis, Université Libre de Bruxelles, 2011.
- [115] T. C. Vu, M. Gauthier, B. Nennemann, H. Wallimann, and C Deschênes. CFD analysis of a bulb turbine and validation with measurements from the BulbT project. Montreal, Canada, 2014.
- [116] T. C. Vu, M. Koller, M. Gauthier, and C. Deschênes. Flow simulation and efficiency hill chart prediction for a Propeller turbine. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 12, page 012040. IOP Publishing, 2010.
- [117] J. Vuilleumard, V. Aeschlimann, R. Fraser, S. Lemay, and C. Deschênes. Experimental investigation of the draft tube inlet flow of a bulb turbine. In *IOP Conference Series : Earth and Environmental Science*, volume 22, page 032010. IOP Publishing, 2014.
- [118] David C Wilcox et al. *Turbulence modeling for CFD*, volume 2. DCW industries La Canada, CA, 1998.
- [119] S. Wilhelm, G. Balarac, O. Métais, and C. Ségoufin. Analysis of head losses in a turbine draft tube by means of 3D unsteady simulations. In *Eight International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer (Edited by K. Hanjalic, T. Miyauchi, D. Borello, M. Hadziabdic and P. Venturini)*, Sarajevo, Bosnia and Herzegovina, September 2015.
- [120] 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*, pages 1–26, 2016.
- [121] S. Wilhelm, G. Balarac, O. Métais, and C. Ségoufin. Head losses prediction and analysis in a bulb turbine draft tube under different operating conditions using unsteady simulations. In *28th IAHR symposium on Hydraulic Machinery and Systems IAHR Grenoble*, July 4–8th 2016.
- [122] J. Yuan and U. Piomelli. Estimation and prediction of the roughness function on realistic surfaces. *Journal of Turbulence*, 15(6) :350–365, 2014.

Annexe A

Calcul LES de roue

La réalisation d'un calcul LES de roue a un double intérêt au vu des résultats présentés dans ce mémoire. Premièrement, le calcul LES de roue pourrait permettre de définir des profils de vitesses en entrée du calcul LES d'aspirateur qui soient plus complets et adaptés que les profils issus du calcul RANS de directrice-roue. Ceci permettrait également d'avoir accès au profil d'énergie cinétique turbulente en entrée d'aspirateur pour compléter la définition de la condition d'entrée du calcul LES d'aspirateur. Le but à terme serait de réaliser un calcul de roue et d'aspirateur couplés en LES. Le deuxième intérêt de cette étude est de tenter de comprendre la mauvaise prédiction du niveau de vitesse tangentielle en entrée d'aspirateur par le calcul RANS de directrice-roue. En effet, nous avons vu à la section 4.4.2 que la prise en compte des incertitudes géométriques sur le modèle numérique du calcul de roue ne permettait pas d'expliquer cette erreur. La réalisation d'un calcul LES de roue permettrait de vérifier si l'erreur de prédiction de la vitesse tangentielle est liée à la modélisation de la turbulence dans le calcul RANS. Les calculs LES de roue qui ont été réalisés au meilleur point de fonctionnement OP2 de la turbine sont présentés dans cette annexe.

A.1 Influence du maillage

Le domaine de calcul est composé d'un quart de roue uniquement afin d'économiser le temps et le coût de calcul, la géométrie étant périodique. Des conditions aux limites périodiques sont imposées aux limites angulaires de la roue. La directrice n'est pas incluse dans le domaine de calcul. Le calcul est ainsi résolu dans le domaine tournant de la roue. En entrée de roue, des profils en moyenne axisymétrique de chaque composante de la vitesse sont imposés, qui sont exportés du calcul RANS de directrice-roue. Ceci est équivalent à l'utilisation de l'interface « stage » entre la directrice et la roue dans le calcul RANS. Une extension est rajoutée en sortie de roue pour éloigner la sortie du domaine de calcul où une condition de sortie convective est utilisée.

Le maillage réalisé en LES doit permettre d'obtenir une valeur correcte de y^+ , notamment sur la pale pour résoudre le couple récupéré par la pale. Mais ce maillage doit également permettre de discrétiser correctement les jeux de bout de pale et de moyeu qui sont près de 1000 fois plus petits que le rayon de la roue. Il est très difficile d'utiliser des couches de prismes pour mailler les couches limites dans cette géométrie très complexe. Des maillages entièrement tétraédriques sont donc utilisés ce qui rend le maillage de la couche limite très coûteux.

Deux maillages sont présentés ici. Le premier est composé de 2.2 millions de nœuds (10 millions d'éléments) et conduit à une valeur moyenne de y^+ de 50 sur la pale (voir figure A.1). Le deuxième maillage est composé de 72 millions de nœuds (392 millions d'éléments) et donne un y^+ moyen de 20 sur la pale (voir figure A.1).

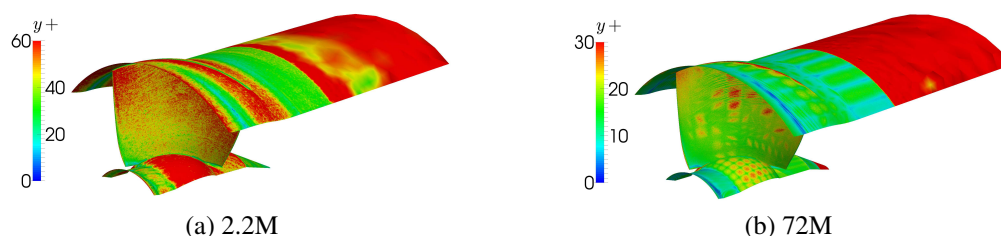


FIGURE A.1 – Contours de y^+ pour le maillage de 2.2 millions de nœuds (2.2M) et le maillage de 72 millions de nœuds (72M)

La figure A.2 présente les profils de vitesses prédits en entrée d'aspirateur par les deux calculs LES de roue. Les profils obtenus par le calcul RANS convergé en maillage (maillage d , voir section 4.4.2) sont donnés à titre de comparaison. De même, le profil de vitesse tangentielle obtenu par le calcul RANS de directrice-roue à $n + 2\%$ est donné comme indication du niveau de vitesse tangentielle attendu en entrée d'aspirateur, noté V_u cible. Les profils de vitesses axiale et radiale prédits sur les deux maillages en LES sont très proches et correspondent aux résultats obtenus par calcul RANS. Le profil de vitesse tangentielle prédit par le maillage de 2.2 millions de nœuds présente un profil en ceinture (R/R_2 proche de 1) proche de V_u cible. Cependant la vitesse tangentielle diminue très fortement de la ceinture vers le moyeu (R/R_2 proche de 0.3) et devient même négative proche du moyeu. Ceci n'est pas en accord avec les mesures expérimentales et supposerait un écoulement contra-rotatif au moyeu, ce qui ne correspond pas à la topologie d'un meilleur point de fonctionnement de la turbine. Cette prédiction est légèrement améliorée par raffinement de maillage à 72 millions de nœuds mais reste incorrecte au moyeu. Une meilleure discrétisation de l'écoulement proche du moyeu, et notamment dans les jeux au moyeu est nécessaire.

La figure A.3 présente la topologie de l'écoulement dans la roue prédite par LES sur le maillage de 72 millions de nœuds. Nous pouvons notamment observer les tourbillons de bout de pale et de jeux au moyeu.

A.2 Test de la loi de paroi

Il est difficile de réaliser un maillage de bonne qualité pour le calcul LES de la roue avec une faible valeur de y^+ . Afin d'améliorer la prédiction de l'écoulement en paroi, la loi de paroi de Duprat et al. [28] a été utilisée. La figure A.4 montre les résultats obtenus avec et sans loi de paroi sur le maillage de 2.2 millions de nœuds (les cas obtenus avec loi de paroi sont notés WM pour « Wall Model »). Le calcul avec loi de paroi semble prédire un tourbillon de bout de pale plus éloigné de la ceinture et qui crée des maxima de vitesses axiale et tangentielle plus éloignés de la ceinture que dans le cas sans loi de paroi et les mesures expérimentales. Ceci crée également

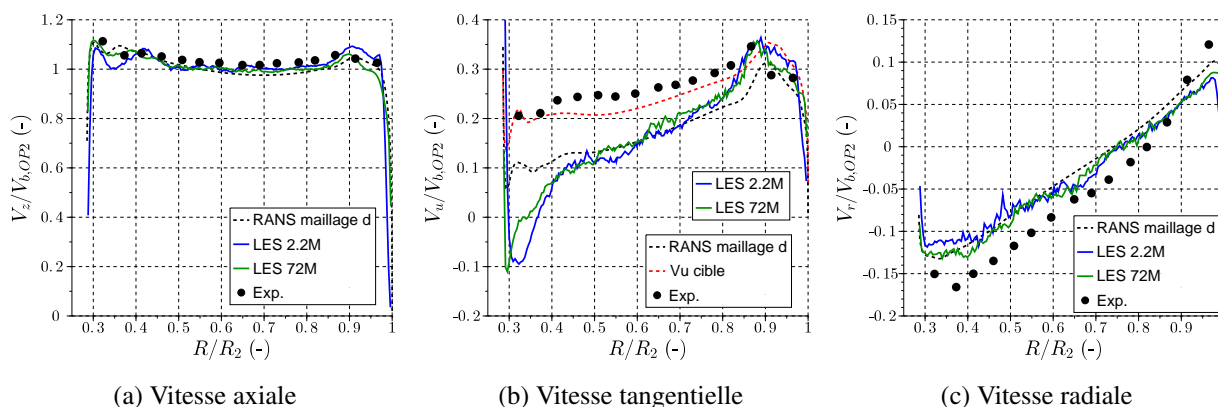


FIGURE A.2 – Profils de vitesses sur le plan d’entrée d’aspirateur obtenus par calculs LES de roue sur le maillage à 2.2 millions de nœuds (2.2M) et le maillage à 72 millions de nœuds (72M)

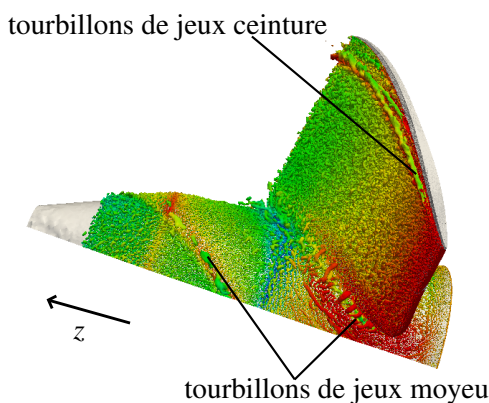


FIGURE A.3 – Structures tourbillonnaires prédites dans la roue par calcul LES (visualisées par une iso-surface de critère Q coloré par la vitesse moyenne)

une augmentation de la vitesse tangentielle mais qui reste négative au moyeu.

La loi de paroi a également été appliquée au maillage de 72 millions de nœuds. Les résultats, présentés sur la figure A.5, sont très similaires avec et sans loi de paroi pour ce maillage.

Notons que dans la loi de paroi de Duprat et al. [28] les termes d’accélération de Coriolis et centrifuge liés au calcul dans le domaine tournant ne sont pas pris en compte. Ceci peut avoir un impact sur les résultats de simulations.

Le maillage pour le calcul LES de roue doit être raffiné, notamment au niveau du moyeu, afin d’améliorer la prédiction des profils de vitesses. Un maillage conduisant à une valeur de y^+ proche de 1 et respectant le critère $Qc_2 < 0.2$ (voir section 3.5.1.2) nécessiterait quelques milliards de nœuds dans la roue.

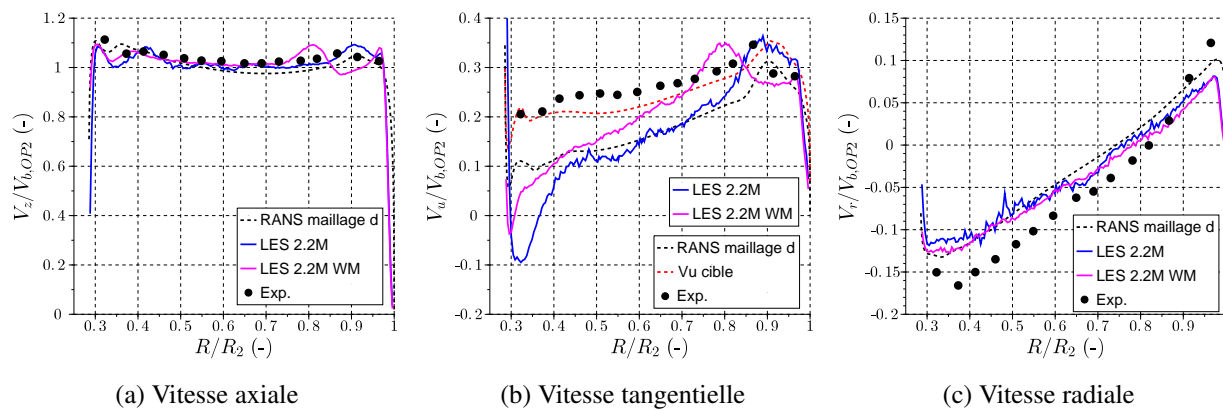


FIGURE A.4 – Profils de vitesses sur le plan d’entrée d’aspirateur obtenus par calculs LES de roue sur un maillage de 2.2 millions de nœuds avec (LES 2.2M WM) et sans (LES 2.2M) loi de paroi

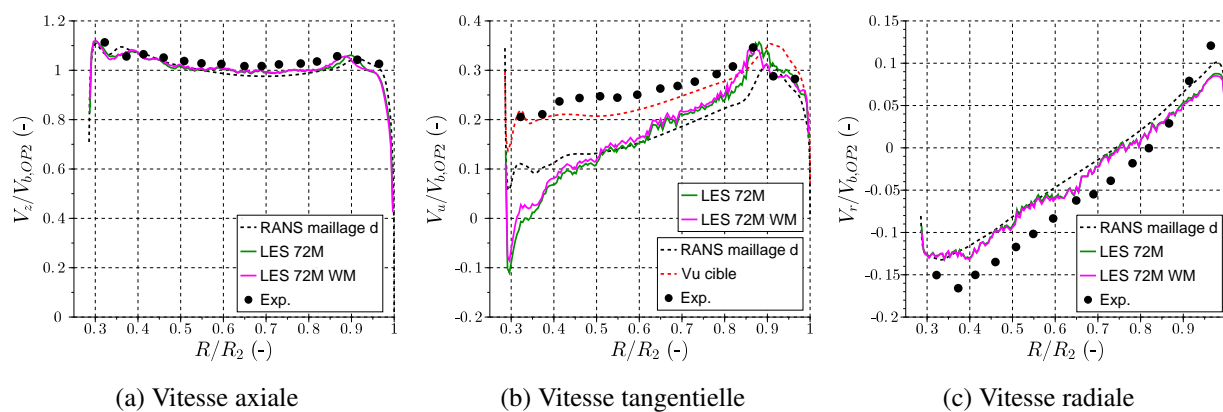


FIGURE A.5 – Profils de vitesses sur le plan d’entrée d’aspirateur obtenus par calculs LES de roue sur un maillage de 72 millions de nœuds avec (LES 72M WM) et sans (LES 72M) loi de paroi